

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**METAL-ORGANİK KİMYASAL BUHARLAŞTIRMA
TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLMÜŞ UZUN DALGABOYLU LAZER
YAPILARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

NESLİHAN AYARCI KURUOĞLU

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2017

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

METAL-ORGANİK KİMYASAL BUHARLAŞTIRMA TEKNİĞİ
İLE BÜYÜTÜLMÜŞ UZUN DALGABOYLU LAZER YAPILARIN
ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Neslihan AYARCI KURUOĞLU tarafından hazırlanan tez çalışması 23/11/2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi

Eş Danışman

Prof. Dr. Orhan ÖZDEMİR
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi



Doç. Dr. Serço Serkis Yeşilkaya
Yıldız Teknik Üniversitesi



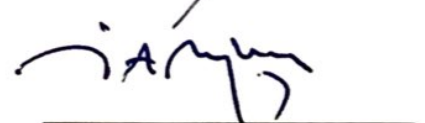
Prof. Dr. Merih SERİN
Yıldız Teknik Üniversitesi



Prof. Dr. Deniz DEĞER ULUTAŞ
İstanbul Üniversitesi



Prof. Dr. İskender ATİLLA REYHANCAN
İstanbul Teknik Üniversitesi





Bu çalışma, Yıldız Teknik Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğü'nün 2015-01-01-DOP02 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Doktora tez çalışmamın her aşamasında yanımda olan ve yönlendirmeleriyle tecrübelerinden yararlandığım değerli danışmanım Doç. Dr. Kutsal BOZKURT'a çok teşekkür ederim.

Bana deneysel çalışmayı öğreten bilgi ve birikimlerinden yararlandığım, değerli eş danışmanım Prof. Dr. Orhan ÖZDEMİR'e göstermiş olduğu ilgi, anlayış ve yakınlıktan dolayı sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Bölüme alındığım ilk andan itibaren desteğini esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Kubilay KUTLU'ya teşekkürlerimi sunarım.

Tez izleme komitesinde bulunan değerli sayın hocalarım Prof. Dr. Deniz DEĞER ULUTAŞ ve Prof. Dr. Atilla İskender REYHANCAN, Prof. Dr. Merih SERİN ve Doç. Dr. Serço Serkis YEŞİLKAYA'ya katkılarından dolayı çok teşekkür ederim.

Prof. Dr. Anderrahim Ramdane'a örneklerin temini ve litografi işlemleri için Fransada bulunan Centre for Nanosciences and Nanotechnology (CNRS)/ Laboratory of Photonics and Nanostructures (LPN) laboratuvarını kullanamama izin verdiği için çok teşekkür ederim. Bana litografi işlemlerini öğreten Dr. Sofiane Belahsene'ye yardımları ve Fransa'daki misafirperverliği için çok teşekkür ederim.

Her zaman bana destek olup, beni motive eden arkadaşlarım U. Deneb MENDA, F. Pınar CHOI, SümeYra İSTENGİR ve Eylem ATTAR'a, en çok da oda arkadaşım Esra YÜKSEL'e teşekkür ederim.

Beni yetiştiren, sevgi ve destekleriyle hiçbir zaman yalnız bırakmayan annem Neriman AYARCI , babam Halil AYARCI ve kardeşim Nurettin AYARCI'ya çok teşekkür ederim.

Hayatımın her anımda yanımda olup bana her zaman sabır ve anlayış gösteren bana benden çok inanan eşim Furkan KURUOĞLU'na çok teşekkür ederim.

23.11.2017

Neslihan AYARCI KURUOĞLU

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ	viii
KISALTMA LİSTESİ	xi
ŞEKİL LİSTESİ.....	xvii
ÇİZELGE LİSTESİ	xvii
ÖZET	xviii
ABSTRACT	xviii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti.....	1
1.1.1 Lazerlerin Tarihsel Gelişimi.....	1
1.1.2 Fiber Optik İletişim Sistemlerinin Tarihsel Gelişimi	3
1.1.3 Fiber Optik İletişimde Lazerlerin Kullanımı	4
1.2 Tezin Amacı.....	6
1.3 Hipotez.....	6
BÖLÜM 2	
GENEL BİLGİLER	7
2.1 Yarı iletken Lazerlerin Temel Özellikleri.....	7
2.2.1 Foton Elektron Etkileşimi.....	7
2.2.2 Nüfus Tersinmesi, Optik Rezanatör ve Eşik Kazancı	8
2.2 Homoeklem Lazerler	11
2.2.1 Heteroeklem Lazerler	14
2.3 Nano Yapılı Lazerler	16
2.3.1 Kuantum Tel ve Kuantum Nokta Lazerler	16
2.3.2 QDash Nanoyapılar	17
2.4 Heteroeklem Lazerler için Yarıiletken Seçimi	18
2.5 Düşük Boyutlu Devre Elemanları için Durum Yoğunluğu	23
2.6 Akım İletim Mekanizmaları.....	25
2.6.1 Sürüklenme Akımı.....	25

2.6.2	Difüzyon Akımı.....	26
2.6.3	Jenerasyon-Rekombinasyon Akımı.....	26
2.7	Uzay Yüğü Sınırlamalı Akım	29
2.8	Hacim Sınırlamalı Bölgede Admitans spektroskopisi	31
2.9	Akım Gerilim Ölçümü ile Aygıt Parametrelerinin Belirlenmesi.....	34
2.9.1	Omik Bölgede Aktivasyon Enerjisinin Belirlenmesi	36
2.9.2	Uzay Sınırlamalı Bölgede Aktivasyon Enerjisinin Belirlenmesi	36
2.10	Uzay Sınırlamalı Bölgede Mobilitenin Belirlenmesi.....	37
2.10.1	Akım Gerilim Ölçümleri ile Mobilitenin Belirlenmesi	37
2.10.2	Admitans Ölçümleri ile Mobilitenin Belirlenmesi	38
BÖLÜM 3		
DENEYSEL YÖNTEMLER		40
3.1	Aygıt Üretimi	40
3.1.1	Yarıiletken Aygıtın Büyütölmesi	40
3.1.2	Numune Temizliğı	42
3.1.3	Litografi İşlemleri.....	43
3.1.4	İletim Hattı Modeli (Transmission Line Model)	45
3.1.5	Aşındırma İşlemi	49
3.1.6	Pasivasyon İşlemi	53
3.2	Karakterizasyon Yöntemleri	53
3.2.1	Akım-Gerilim Karakteristiğı Ölçüm Sistemi	53
3.2.2	Admitans Ölçüm Sistemi	54
3.2.3	EL Deney Düzenegı	55
BÖLÜM 4		
SONUÇLAR.....		57
4.1	InAs/InP Tabanlı Yarı İletken Lazer	57
4.1.1	InAs/InP Tabanlı Lazer Yapının Sıcaklığı Bağı Akım-Gerilim Karakteristiğinin İncelenmesi	58
4.1.2	Admitans Ölçümü ile InAs/InP Tabanlı Lazer Yapının Kapasitans-Gerilim Karakteristiğinin İncelenmesi.....	64
4.1.3	InAs/InP Tabanlı Yarı İletken Lazer Elektrolüminesans Analizi	72
4.2	InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapı	74
4.2.1	InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Akım-Gerilim Karakteristigi.....	74
4.2.2	InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Kapasitans-Gerilim Karakteristiğı	84
4.2.3	InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Mobilitesinin Hesaplanması	85
4.2.4	InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Elektrolüminesans Analizi	90
BÖLÜM 5		
SONUÇ VE ÖNERİLER.....		92
KAYNAKLAR		95



SİMGE LİSTESİ

α	Dispersion sabiti
α_i	Birim uzunluk başına iç kayıp
Δ	Termal enerji aralığı
ΔE	Enerji seviyeleri farkı
ϵ	Filmin dielektrik sabiti
ϵ	Malzemenin elektriksel geçirgenliği
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
η	Güç dönüşüm verimi
γ	Elektrik alan katsayısı
Γ	Optik sınırlama katsayısı
$\hbar$	Planck sabiti
λ	Dalga boyu
μ	Mobilite
μ_0	Sıfır alan mobilitesi
μ_{n_e}	Elektron mobilitesi
μ_{p_h}	Hol mobilitesi
ν	Frekans
ω	Ek uzay yük taşıyıcısının oluşturulması için gereken zaman
$\psi(x)$	Dalga fonksiyonu
ρ	Uzay yük yoğunluğu
ρ_c	E_c durumundaki etkin yük yoğunluğu
ρ_C	Kontak yük yoğunluğu
ρ_f	Serbest uzay yoğunluğu
ρ_t	Tuzaklanmış yük yoğunluğu
ρ_v	E_v durumundaki etkin yük yoğunluğu
σ	İletkenlik
σ_0	İletkenlik katsayısı
τ_t	Taşıyıcıların geçiş süresi
τ_r	rekombinasyon süresi
τ_t	Taşıyıcı serbest kalma süresi
θ	serbest taşıyıcı yoğunluğunun toplam taşıyıcı yoğunluğuna oranı
A	Sıcaklığa bağlı katsayı
A_a	Örneğin aktif alanı
A_{se}	Kendiliğinden salınım için Einstein katsayısı

B	Suseptans
b	Sıcaklıktan bağımsız sabit
B_{abs}	Absorbsiyon için Einstein katsayısı
B_{uy}	Uyarılmış salınım için Einstein katsayısı
c	Işık hızı
C	Kapasite
C_{geo}	Geometrik kapasite
C_{SC}	Yarıiletkenin kapasitesi
D_{n_e}	Elektron difüzyon katsayısı
D_{ph}	Hol difüzyon katsayısı
e	Elektron yükü
E	Elektrik alan
E_{foton}	Elektrik alanın x bileşeni
$E_{1,2}$	1. ve 2. enerji seviyeleri
E_A	Aktivasyon enerjisi
$E_{A,r}$	Ters besleme gerilimde aktivasyon enerjisi
E_G	Bant aralığı enerjisi
E_{ORT}	Ortalama enerji
E_t	Safsızlık enerji seviyesi
E_x	İletkenlik bandı altındaki tuzak enerji seviyesi
f	Frekans
F_f	Serbest taşıyıcı yoğunluğunun toplam taşıyıcı yoğunluğuna oranı
F_c	elektronun E_c enerjili durumda bulunma olasılığı
F_v	elektronun E_v enerjili durumda bulunma olasılığı
G	İletkenlik
g_{th}	Eşik kazancı
$\hbar$	Planck sabiti
I	Akım
I_{AC}	AC akım
J	Akım yoğunluğu
J_0	Doyma akım yoğunluğu
J_n	Elektron difüzyon akım yoğunluğu
J_p	Hol difüzyon akım yoğunluğu
J_{n_e}	Elektron akım yoğunluğu
J_{ph}	Hol akım yoğunluğu
J_r	Ters beslemede akım yoğunluğu
$J_{r,0}$	Ters beslemede doyma akım yoğunluğu
J_{SCLC}	Uzay yük sınırlamalı bölgede akım yoğunluğu
K	Güç yasası sabiti
k_B	Boltzman sabiti
l	Rezanatör boyu
L	Film kalınlığı
L_T	Geçiş uzunluğu
L_x	Rezanatörün x doğrultusundaki uzunluğu
L_y	Rezanatörün y doğrultusundaki uzunluğu
L_z	Rezanatörün z doğrultusundaki uzunluğu
l_{n_e}	Elektron difüzyon uzunluğu
l_{ph}	Hol difüzyon

M	Orantı sabiti
m_e	Elektron kütlesi
n	İdealite faktörü
n_e	elektron konsantrasyonu
n_1	1 ortamının kırılma indisi
n_2	2 ortamının kırılma indisi
N_c	İletim bandındaki durum yoğunluğu
N_t	Tuzak durum yoğunluğu
q	Birim elektron yükü
p_h	Boşluğun konsantrasyonu
$P(E_{foton})$	E_{foton} enerili foton yoğunluğu
R	Direnç
R_y	Yansıtma oranı
r_{abs}	Elektronun absorpsiyon hızı
R_f	Ortamın yansıtıcılığı
R_C	Kontak direnci
R_L	L Uzunlukları arası direnç
r_{se}	Elektronun kendiliğinden salınım hızı
R_{SC}	Yarıiletken direnci
R_{SH}	Shunt direnç
r_{uy}	Uyarılmış salınım hızı
S	Metal tabaka genişliği
T	Sıcaklık
T_0	Sıcaklığa bağlı eşik akımı
x	Konum
X	Boyutsuz bir sabit
U	Rekombinasyon hızı
U_{n_e}	Elektron rekombinasyon hızı
U_{p_h}	Hol rekombinasyon hızı
v	Sürüklenme hızı
V	Uygulanan gerilim
V_{AC}	AC gerilim
V_{bi}	Kontak potansiyeli
V_f	Düz besleme gerilimi
V_r	Ters besleme gerilimi
W	Metal tabaka uzunluğu
ω	Açısal frekans
Y	Admitans

KISALTMA LİSTESİ

0D	Sıfır boyutlu
1D	Bir boyutlu
2D	İki boyutlu
3D	Üç boyutlu
DOS	Durum yoğunluğu
EL	Elektrolüminesans
GaN	Galyum nitrit
HF	Hidroflorik asit
ICP	Endüktif eşleşmiş plazma
LED	Işık yayan diyot
MEMS	Mikro-elektro mekanik sistem
MOVPE	Metal-organik buhar buharlaştırma
NC	Negatif kapasitans
QD	Quantum nokta
QDash	Quantum dash
SCLC	Uzay yük sınırlamalı akım
SHR	Shockley-Read-Hall
TI	Tünel enjeksiyon
TOF	Yük geçiş süresi (the time of flight)
TLM	İletim Hattı Modeli (Transmission Line Model)

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1. 1	(a) Üç yarı iletken tabakadan oluşan çoklu heteroeklem, (b) beş yarı iletken tabakadan oluşan ayrı hapislemeli heteroeklem (SCH), (c) tek kuantum kuyulu heteroeklem (QWH) ve (d) çoklu kuantum kuyulu heteroeklem (MQW) lazer yapısının şematik gösterimi [11] 3
Şekil 1. 2	Silika optik fiberlerin kayıp karakteristiği [19]..... 5
Şekil 2. 1	İki seviyeli enerji sistemi için (a) ΔE foton enerjisinin kendiliğinden emisyon (b) ΔE enerjisini fotonun soğrulması (c) ΔE foton enerjisinin uyarılmış emisyonu 9
Şekil 2. 2	Fabry Perot rezonatörünün şematik gösterimi 10
Şekil 2. 3	Yarı iletken lazerin ışık çıkışı akım grafiği 11
Şekil 2. 4	(a) Eşik akımının altında (b) eşik akımında (c) eşik akımının üzerindeki akım değerlerinde kazanç ve ışık şiddetinin frekansa bağlı değişimi [46] 12
Şekil 2. 5	PN eklemi için (a) denge durumunda ve (b) düz besleme gerilimi altında enerji bant diyagramı [45]. 13
Şekil 2. 6	(a) Homoeklem (b) tekli heteroeklem ve (c) ikili heteroeklem lazerlerin enerji bant diyagramları, kırılma indisleri değişimi ışık sınırlamasının karşılaştırılması [8]..... 14
Şekil 2. 7	(a) Ayrı hapislemeli heteroyapı (SCH) lazer (b) büyük optik kaviteli lazer yapısı için enerji bant diyagramı, kırılma indisi ve ışık yoğunluğunun şematik gösterimi [1] 15
Şekil 2. 8	(a) Kuantum kuyusu ve kuantize seviyelerin potansiyeli (b) durum yoğunluğu diyagramı ve mümkün rekombinasyonlar (c) kuantum kuyuda foton yardımlı rekombinasyon [6] 17
Şekil 2. 9	Bulk, kuantum kuyu kuantum tel ve kuantum nokta için dalga boyuna karşılık kazanç grafiği [21]. 18
Şekil 2. 10	Yarıiletken yapıların için örgü sabitine karşılık bant aralığı grafiği [52]. . 19
Şekil 2. 11	$Al_xIn_{1-x}As$, $In_xGa_{1-x}As$ ve $Al_xGa_{1-x}As$ üçlü bileşenleri için x değerine bağlı olarak yapı sabiti değişimi [54]..... 21
Şekil 2. 12	(a) Bulk (b) kuantum kuyu (c) kuantum tel ve (d) kuantum nokta yapısı ve bu yapılar için durum yoğunluğu [49]. 23
Şekil 2. 13	$d(lnJ)/dV-V$ grafiği. 1. bölge yüksek eğim, 2. bölge shunt direncine katkı sağlayan yerel minimum, 3. bölge ilk diyotu gösteren eğimde yerel 4. bölge ikinci diyotu gösteren yerel maksimum 5. bölge seri direnci gösteren hızlı azalmayı gösterir[67] 35
Şekil 3. 1	1.55 μm 'de ışık yayan InAs/InP tabanlı yarı iletken lazer yapısının enerji bant diyagramı 41

Şekil 3. 2	1.3 μm 'de ışık yayan InAs/GaAs tabanlı yarı iletken lazer yapının enerji bant diyagramı.....	42
Şekil 3. 3	Pozitif ve negatif rezist kullanarak örnek aşındırma, metalizasyon ve Lift-off işlemleri.	44
Şekil 3. 4	InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapılar için izlenen litografi işlem adımları	44
Şekil 3. 5	Spreading layer ve p-kontak yapılmış InAs/GaAs yapının fotoğrafı.....	45
Şekil 3. 6	TLM analizi için hazırlanan omik kontak pedli yarı iletken materyalin şematik diyagramı [83]	46
Şekil 3. 7	TLM analizi için hazırlanan omik kontak pedli yarı iletken materyalin şematik diyagramı [83]	46
Şekil 3. 8	InAs/InP tabanlı lazer yapıda boşluk aralığına karşılık TLM direnç ölçümü	48
Şekil 3. 9	InAs/GaAs tabanlı lazer yapıda boşluk aralığına karşılık TLM direnç ölçümü.....	49
Şekil 3. 10	GaAs için Dektak8 ile ölçülen (a) p-kontak ve fotorezist kalınlığı(b) 85 s HBr (c) 85 s HBr, 5 dakika $\text{H}_2\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:1:40) ve 30 s HBr çözeltisiyle ile aşındırılan GaAs yapının Dektak 8 ile ölçülen kalınlığı.....	51
Şekil 3. 11	Kimyasal aşındırma sonrası InAs/GaAs tabanlı lazer yapının SEMgörüntüsü	52
Şekil 3. 12	Kimyasal aşındırma sonrası InAs/InP tabanlı lazer yapının SEMgörüntüsü.	53
Şekil 3. 13	Sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçüm sistemi.....	54
Şekil 3. 14	Sıcaklığa bağlı kapasitans/iletkenlik-gerilim ölçüm sistemi.....	55
Şekil 3. 15	Elektroluminesans ölçüm sistemi.....	55
Şekil 3. 16	Si üzerine büyütülmüş InGaAs fotodiyot'un (a) şematik gösterimi (b) dalgaboyu-duyarlılık grafiği [84].....	56
Şekil 4. 1	InAs/InP tabanlı lazer yapı için, karanlık ortam içerisinde ve oda sıcaklığında alınan akım yoğunluğu gerilim grafiği.	57
Şekil 4. 2	InAs/InP tabanlı lazer yapı için, karanlık ortam içerisinde ve oda sıcaklığında alınan kapasite gerilim grafiği.	58
Şekil 4. 3	Karanlık ortam içerisinde oda sıcaklığında InP/InGaAsP/InAs/InP yarı iletken lazer yapının akım yoğunluğu-gerilim karakteristiği.....	59
Şekil 4. 4	Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) akım yoğunluğu- q/kT (b) $A-q/kT$ grafiği.....	60
Şekil 4. 5	Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı $J/E^2-E^{1/2}$ grafiği.	62
Şekil 4. 6	Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) γ_a-1/T (b) $J/E^2-E^{1/2}$ grafiğinin ekseni kestiği nokta $-1/T$ grafiği.....	63
Şekil 4. 7	Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) akım yoğunluğu- q/kT (b) $A-q/kT$ grafiği.....	64
Şekil 4. 8	InP/InGaAsP/InAs/InP yarı iletken lazer yapının $C^{-2}-V$ değişimi	65
Şekil 4. 9	InAs/InP tabanlı lazer yapının (a) oda sıcaklığında frekansın fonksiyonu olarak ve (b) 10 kHz, (c) 100 kHz, (d) 1 MHz frekansları için sıcaklığın fonksiyonu olarak kapasite-gerilim değişimi	66
Şekil 4. 10	InAs/InP tabanlı lazer yapı için, 0.7 V gerilim altında, 295- 400 K aralığında kapasitans-frekans grafiği..	68
Şekil 4. 11	$\sqrt{E}$ ve sıcaklığın fonksiyonu olarak (a) elektron ve (b) hol mobilitesi.....	70
Şekil 4. 12	(a) Sıfır alan mobilitesi (b) γ_a faktörünün sıcaklık bağıllığı.....	71

Şekil 4. 13	InP/InGaAsP/InAs/InP yarı iletken lazer yapı için (a) yayınlanan ışığın dalga boyu bağıllığı (b) elektrolümenesans ölçümü.	73
Şekil 4. 14	InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, karanlık ortamda ve oda sıcaklığında akım yoğunluğu-gerilim karakteristiği.	74
Şekil 4. 15	InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, karanlık ortamda ve oda sıcaklığında kapasite-gerilim karakteristiği.	75
Şekil 4. 16	InAs/GaAs tabanlı lazer yapının sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristiği.....	75
Şekil 4. 17	Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının akım-gerilim karakteristiği..	76
Şekil 4. 18	Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının sıcaklığa karşı iletkenlik grafiği.	77
Şekil 4. 19	Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının (m-1)- (1/T) grafiği.....	78
Şekil 4. 20	Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının (K)- (1/kT) grafiği	78
Şekil 4. 21	Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının akım-gerilim karakteristiği	79
Şekil 4. 22	Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının sıcaklığa karşı iletkenlik grafiği	80
Şekil 4. 23	Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının (p-1)- (1/T) grafiği.....	81
Şekil 4. 24	Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının (K) - (1/kT) grafiği	81
Şekil 4. 25	InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı $J/E^2-E^{1/2}$ grafiği.	83
Şekil 4. 26	InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) gama- 1/T (b) $J/E^2-E^{1/2}$ grafiğinin eksenini kestiği nokta -1/T grafiği	84
Şekil 4. 27	InAs/GaAs tabanlı kuantum yapının (a) oda sıcaklığında frekansın fonksiyonu olarak (b) 10 kHz, (c) 100 kHz, (d) 1 MHz için sıcaklığın fonksiyonu olarak kapasite-gerilim değişimi.	85
Şekil 4. 28	InAs/GaAs tabanlı lazer yapıda için, 0.8 V gerilim altında, 250- 400 K aralığında kapasitans-frekans grafiği.	86
Şekil 4. 29	$\sqrt{E}$ ve sıcaklığın fonksiyonu olarak (a) elektron ve (b) hol mobilitesi.....	88
Şekil 4. 30	(a) Sıfır alan mobilitesi (b) gama faktörünün sıcaklık bağıllığı.....	89
Şekil 4. 31	InAs/GaAs tabanlı kuantum yapının oda sıcaklığındaki (a) yayınlanan ışığın dalga boyu bağıllığı (b) elektrolümenesans ölçümü.....	91

ÇİZELGE LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge 2. 1 300 K'da InP, InAs ve GaAs yarı iletkenlerinin temel parametreleri [53].....	16
Çizelge 2. 2 300 K'da $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ üçlü alaşımının temel parametreleri [53]	21
Çizelge 2. 3 300 K'da $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ üçlü alaşımının temel parametreleri [53]	22
Çizelge 2. 4 300 K'da $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ dördü alaşımının temel parametreleri [53]	22
Çizelge 2. 5 Önemli yarıiletkenlerin bant aralığı karakteristiği	27
Çizelge 2. 6 Yük iletim mekanizması modellerine karşılık gelen $J_0(T)$, $A(T)$ ve n degerleri.....	36

ÖZET

METAL-ORGANİK KİMYASAL BUHARLAŞTIRMA TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLMÜŞ UZUN DALGABOYLU LAZER YAPILARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Neslihan AYARCI KURUOĞLU

Fizik Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Kutsal Bozkurt

Eş Danışman: Prof. Dr. Orhan Özdemir

Bu çalışmada, temel olarak fiber optik iletişimde kullanılan, kuantum nokta içeren, uzun dalgaboylu InAs/InP ve InAs/GaAs yarı iletken lazer yapıların yük iletim karakteristiği incelenmiştir. Yük iletim karakteristiğini incelemek için, sıcaklığa bağlı akım gerilim, sıcaklığa bağlı kapasite gerilim ve elektrolüminesans ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

InAs/InP tabanlı yarı iletken yapı için gerçekleştirilen akım gerilim ölçümlerinden, 0-0.6 V aralığı içinde, tünelleme ve rekombinasyon iletim mekanizmaları gözlenmiştir. 0.6 V'un üzerindeki gerilimlerde ise, Poole-Frenkel iletim mekanizması saptanmış ve mobilite hesaplamaları yapılmıştır. Mobilite hesaplamalarından, termal enerji değeri 0.8 eV olarak bulunmuştur. InAs/GaAs tabanlı yarı iletken yapıda ise düz besleme ve ters besleme geriliminde tünelleme tipi iletim mekanizması gözlenmiştir.

InAs/InP tabanlı yarı iletken yapının sıcaklığa ve elektrik alana bağlı elektron ve hol mobilitesi, sıcaklığa bağlı kapasitans voltaj ölçümleri ile de hesaplanmıştır. Her taşıyıcının mobilitesi, $C\text{-log } f$ eğrisinde karşılık gelen farklı serbest kalma sürelerine bağlı olarak frekans alanında ayrılmıştır. Türetilen elektron ve hol mobilitesi, hopping ile taşıyıcıların iletimini gösteren, Poole-Frenkel tipi elektrik alan bağıllığı gösterir. Hesaplamalardan elde edilen termal enerji değeri akım gerilim ölçümlerinden elde edilen değerler ile uyumludur.

Elektrolüminesans ölçümlerinden, InAs/InP tabanlı lazer yapının, 1.3 V düz besleme gerilim değerini aştığında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının ise düz besleme gerilimi 3 V değerini aştığında ışıma yapmaya başladığı görülmüştür. Işık şiddetinin, InAs/InP

ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapılar için, sırasıyla, 1.55 μm ve 1.3 μm değerlerinde maksimum olduğu gözlenmiştir.

Anahtar Sözcükler: akım-gerilim karakteristiği, kapasitans-gerilim karakteristiği, uzun dalgaboylu lazer diyot, yük taşıyıcı mobilitesi, p-i-n diyot, kuantum nokta, kuantum dash, elektrolüminesans



ABSTRACT

THE INVESTIGATION OF ELECTRICAL PROPERTIES OF LONG WAVELENGTH LASER STRUCTURES, PRODUCED VIA METAL-ORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION TECHNIQUE

Neslihan AYARCI KURUOĞLU

Department of Physics

Phd. Thesis

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Kutsal Bozkurt

Co-Advisor: Prof. Dr. Orhan Özdemir

The long wavelength InAs/InP and InAs/GaAs laser structures, containing quantum dot layers (QDs) mainly used in the fiber optic telecommunication industry. To examine the charge transfer characteristics, it carried out by means of temperature-dependent current-voltage, temperature-dependent capacitance-voltage and electroluminescence measurements over InAs/InP, and InAs/GaAs based p-i-n structures.

For InAs/InP structure, tunneling and generation-recombination carrier conduction mechanisms were identified within a junction bias voltage of 0–0.6 V. Above 0.6 V, Poole–Frenkel was the actual path in conduction and the mobility of carrier was determined quantitatively by means of temperature-dependent current-voltage curves in the space charge bias region. A thermal energy gap of 0.8 eV corresponded to the band gap of quantum dash. Meanwhile, for InAs/GaAs structure, tunneling kind transport was exhibited in both forward and reverse bias voltage directions.

Temperature- and field-dependent electron and hole mobilities were simultaneously derived from admittance measurements on an InP/InGaAsP/InAs/InP long wavelength laser structure. Each carrier's mobility was separated in the frequency domain due to the corresponding different relaxation times from C versus $\log f$ curves. Derived electron and hole mobilities followed the Poole–Frenkel type field dependence, indicating the transport of carriers through hopping. Extracted thermal energy gap and disorder temperature values were in mutual agreement with previous current density–voltage measurements

and from the energy band diagram of the present structure, constructed from other studies in the literature by photoluminescence and photoluminescence excitation experiments.

From the electroluminescence measurement, the onset of light took place when the forward bias exceeded 1.3 V for InAs/InP p-i-n structure through electroluminescence measurements, while the onset of light took place when the forward bias exceeded 3 V for InAs/GaAs p-i-n structure through electroluminescence measurements . The peak value of emitted laser light for InAs/InP QDashes and InAs/GaAs QDs occurred in 1.55 μm and 1.3 μm , respectively.

Keywords: current-voltage characteristics, capacitance-voltage characteristics, long wavelength laser diode, charge carrier mobility, p-i-n diodes, quantum dot, quantum dash, elektroluminescence



1.1 Literatür Özeti

1.1.1 Lazerlerin Tarihsel Gelişimi

Lazer kelimesi ışımının uyarılmış salınımıyla ışığın kuvvetlendirilmesi anlamına gelmektedir. Lazer yapı, 1910'da Einstein tarafından öne sürülen ışımalı rekombinasyon olayına dayanır. Lazer ortamı sıvı, gaz, amorf katı ve yarı iletkenlerden oluşabilir [1].

Yarıiletken yapıların kullanımı, 1961'de Bernard ve Draffourg [2] ve 1962'de Dumke [3] doğrudan bant aralığına sahip yarı iletkenlerin lazer olarak kullanımının mümkün olduğunu teorik olarak göstermesi ile başlamıştır. İlk heteroeklem lazerler, 1962 yılında GaAs [4, 5] ve GaAsP [6] kullanılarak üretilmiştir. Bu lazerlerde optik geri besleme, günümüzde halen kullanılmakta olan Farby-Perot rezonatörü ile sağlanmaktaydı. Farby-Perot rezonatörü birbirine paralellik yansıtıcı yüzey ile optik geri beslemeyi sağlar.

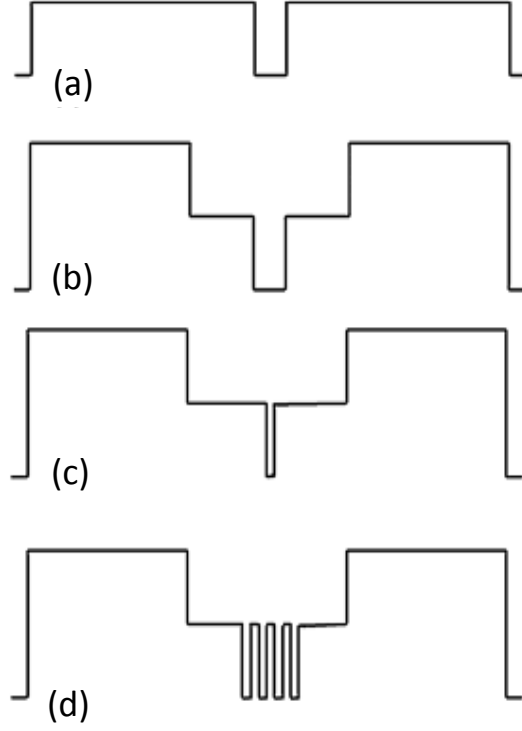
Homoeklemlerin aktif alanı geniş olduğundan, taşıyıcılar büyük oranda absorbe edilir ve ışık çıkışı zayıftır. Aktif alanı azaltmak için, farklı yarı iletken yapıların kullanılmasıyla oluşan heteroeklem lazerler öngörülmüş [7] ve 1970 yılında üç eklemenden oluşan çoklu heteroeklem lazerler kullanarak oda sıcaklığında sürekli dalga elde edilmiştir [8]. Üç tabakadan oluşan çoklu heteroeklemler, temel olarak Şekil 1.1a'da gösterildiği gibi aktif alanın kendisinden düşük kırılma indisli ve kendisinden büyük bant aralığına sahip iki yarı iletken tabaka arasına yerleştirilmesiyle oluşur. Bant aralıkları arasındaki bu farkın lazer çıkışını önemli şekilde etkilediğinin anlaşılmasından sonra, STL Harlow [9] ve Bell Labs [10], Şekil 1.1b'de gösterildiği gibi, beş yarı iletkenlerden oluşan heteroeklem

lazer yapı geliştirmişlerdir. Beş veya daha fazla yarı iletken kullanılarak elde edilen lazer yapılar, aktif tabaka özellikleri ve dalga kılavuzu özelliklerinin ayrı ayrı incelenmesine imkan sağlamıştır. Böylece iç sınırlama tabakası ve dış hapisleme tabakalarının kalınlık ve kırılma indislerin ayarlanmasına izin vermiştir. Bu beş katmanlı lazer yapı Sıvı Fazı Epitaks (LPE) ile büyütülmüştür.

LPE büyütme yöntemi, soğutulmuş bir çözeltiden elde edilen tortunun altlık üzerine kaplanmasına dayanır. Kaplanan kalınlığın homojen olmaması, yüksek yüzey pürüzleri nedeniyle, bilim adamlarını basit katmanlı tabakalarla sınırlamıştır [11]. 1968 yılında bu yöntemin eksikliklerini gideren, iki farklı teknoloji ortaya çıkmıştır. Bunlardan birincisi 1968 yılına dayanan moleküler demet büyütmedir (MBE). Bu teknoloji ile altlık üzerine yüksek saflıkta yarı iletken malzemeler büyütülebilir. İkincisi ise metal organik kimyasal buharla kaplama (MOVPE)'dir. MBE ve MOVPE büyütme yöntemleri ile neredeyse sınırsız sayıda, ultra ince tabakaların üretilebilmesi mümkündür. Bunun yanında, atomların farklı oranlarda katkılanmasıyla üçlü ve dördü alaşımlar oluşturarak çeşitli yarı iletken yapı üretimine olanak verir. Hem MBE [12] hem de MOVPE [13, 14] büyütme yöntemi ile mükemmel lazer diyot yapıları elde edilmiş ve her büyütme yöntemi de ticari lazerlerin üretimi için kullanılmıştır.

Büyütme yöntemlerinin gelişmesiyle birlikte, taşıyıcıların hareketi kuantum mekaniksel düzeye indirgenmiştir. Şekil 1.1c'de taşıyıcıların bir boyutta sınırlandırılmasıyla oluşan tekli kuantum kuyu lazer yapısı şematik olarak gösterilmiştir. Kuantum kuyuların kullanılmasıyla birlikte, 0.1-0.3 μm olan aktif tabaka boyutu, 10 nm'ye kadar düşürülebilmektedir [15]. Bu yapılar, aynı zamanda çok düşük eşik akımlarına sahiptir. Ancak, tekli kuantum kuyu lazerlerde kazanç ortamı dar olduğundan, optik kuşatma zayıf olacak ve lazer kayıpları artacaktır [15]. Bu sorunu çözmek için ise, Şekil 1.1d'de gösterildiği gibi çoklu kuantum kuyulu heteroeklem lazerler kullanılmıştır [11].

Taşıyıcı sınırlamasının eşik akımını büyük oranda azaltması taşıyıcıların iki boyutta ve üç boyutta sınırlandırıldığı, kuantum tel ve kuantum nokta lazer çalışmalarının önünü açmıştır. QW'lerden QD'lara doğru gidildikçe, kazancın yüksek oranda arttığı ve eşik akımının azaldığı görülmüştür.



Şekil 1.1 (a) Üç yarı iletken tabakadan oluşan çoklu heteroeklem, (b) beş yarı iletken tabakadan oluşan ayrı hapislemeli heteroeklem (SCH), (c) tek kuantum kuyulu heteroeklem (QWH) ve (d) çoklu kuantum kuyulu heteroeklem (MQW) lazer yapısının şematik gösterimi [11]

1.1.2 Fiber Optik İletişim Sistemlerinin Tarihsel Gelişimi

Fiber optik iletişim sistemleri 1960'lı yıllarda lazerin keşfi ile başlamıştır. İlk olarak, bakır tellerde elektronların yönlendirildiği gibi, optik fiberlerde ışığın yönlendirebileceği teorisi ortaya atılmıştır [16].

Birinci nesil fiber optik iletişim sistemlerinde, $0.8 \mu\text{m}$ dalga boyunda ışık yayan GaAs yarı iletken lazer kullanılmıştır [8]. 1980 yılında ticari olarak piyasaya çıkan bu lazerler **45 Mb/s** hıza sahip ve 10 km aralıklarla sinyal yenilenmesine ihtiyaç duymuştur [8]. Sinyal yenileme sayısının fazla olması kurulum ve bakım maliyetlerini artırdığından, fiber kayıpların azaltılması gerekmektedir. Bu nedenle, fiber kayıpların 0.6 dB/km 'nin altında olduğu $1.3 \mu\text{m}$ dalga boyunda ışımaya yapan InGaAsP lazer yapılar kullanılmaya başlanmıştır.

Birinci nesil fiber optik iletişim sistemlerinde, çok modlu fiberler kullanılmıştır. Çok modlu fiberler, aktarım hızını yaklaşık 100 Mb/s'de sınırlandırmıştır [17]. Bu sınırlamayı

aşmak için tek modlu lazerler önerilmiştir. 1981 yılında tek modlu fiberler ile 44 km'de 2 Gb/s'lık iletim gözlenmiştir [18]. 1987'de yaklaşık 50 km aralıkla bir tekrarlayıcı kullanılmasıyla **1.7 Gb/s** iletim hızına sahip ikinci nesil fiber optik iletişim sistemleri piyasaya sürülmüştür.

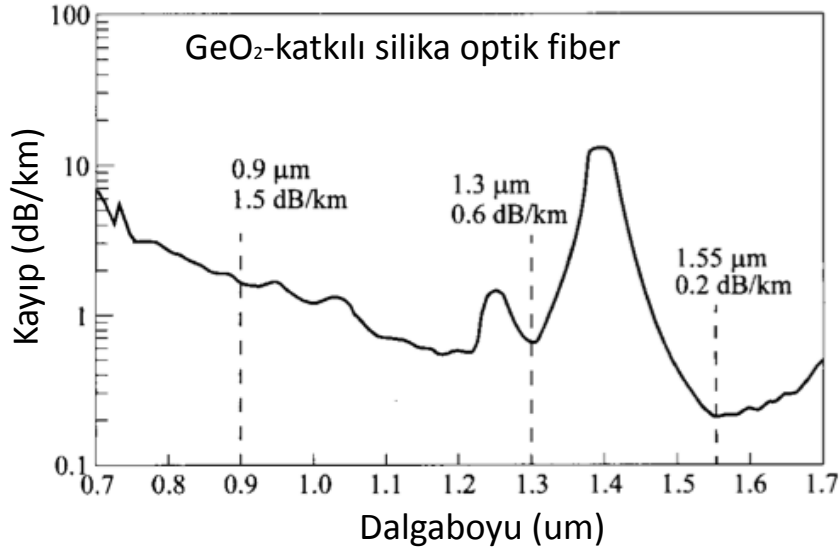
İkinci nesil fiber optik iletişim sistemlerinde kullanılan 1.3 μm dalga boyunda ışıma yapan lazer için optik kayıp sınırlarına ulaşılmıştır. Optik kaybı azaltmak için, silika fiber içerisinde 0.2 dB/km kayba sahip olan 1.5 μm dalga boyunda ışık yayan lazerler kullanılmaya başlanmıştır [19]. 1985 yılında yapılan deneysel çalışmalarda 100 km mesafede 4 Gb/s hızında bilgi iletimi gözlenmiştir [20]. **2.5 Gb/s**'de çalışan üçüncü nesil fiber optik iletişim sistemleri 1990'larda piyasaya sürülmüştür [20]. Üçüncü nesil fiber optik iletişim sistemleri, optik sinyalin 60-70 km aralıklarla yenilemesini gerektirir.

Sinyal yenileme mesafesini arttırmak için optik yükselticilerin ve aktarım hızını arttırmak için dalga boyu bölmeli çoğullamanın (WDM) kullanılmaya başlanmıştır. WDM sistemleri ile, daha fazla kanal kullanarak sistem kapasitesini arttırmak amaçlanmaktadır. Ancak, WDM sinyal bant genişliği ile tek yükseltici kullanılarak tüm kanalları yükseltmek mümkün değildir. Bu nedenle 1.45- 1.62 μm arasındaki dalga boyu bölgesini kapsayan yeni bir yükselticiye ihtiyaç duyulmaktadır. Beşinci nesil fiber optik iletişim sistemlerinde, WDM sistemlerinin eş zamanlı çalışabileceği 1.53-1.57 μm dalga boyu aralığındaki lazer yapıların geliştirildiği lazer yapılar çalışılmaktadır. Beşinci nesil sistemler ayrıca her kanalın bit hızını arttırmaya çalışmaktadır. Bu teknoloji sayesinde, her biri **20 Gb/s** hızına sahip, **27 WDM kanalı** ile **9000 km** bilgi aktarımı sağlanmıştır. WDM tekniğinin bulunmasıyla sistem kapasitesindeki artış ivme kazandı ve 2001 yılında **10 Tb/s** bit hızına ulaştı.

1.1.3 Fiber Optik İletişimde Lazerlerin Kullanımı

Günümüzde fiber optik iletişimde kullanılan silika optik fiber kablolar kullanılmaktadır. Bu kabloların deneysel kayıp karakteristiği Şekil 1.2'de gösterildiği gibidir. Bu grafikte, 0.9 μm , 1.3 μm ve 1.5 μm olmak üzere üç önemli dalga boyu gözlenir. 0.9 μm dalga boyu uygulamaları için GaAs/Al_xGa_{1-x}As heteroeklem lazerler kullanılmıştır. Ancak bu lazerler, uzun mesafelerde veri aktarımı için uygun olmadığından, fiber kablo içerisinde 0.6 dB/km kayba sahip, 1.3 μm dalga boyu ve 0.2 dB/km minimum kayba sahip olduğu

1.5 μm dalga boylu lazerlerler önem kazanmıştır. 1.3 μm dalga boyunda ışık yayan lazer elde etmek için, 1.0-1.3 μm dalga boyu aralığında ışık yayan InAs/GaAs QD (kuantum nokta) üzerine çalışmalar büyük önem kazanmıştır [21, 22, 23]. Bu yapılar düşük eşik akımı ve yüksek diferansiyel kazançla sahip olması nedeniyle diğer yarı iletken lazerlere göre üstün performans özellikleri gösterir [24, 25, 26].



Şekil 1.2 Silika optik fiberlerin kayıp karakteristiği [19]

1.5 μm dalga boyunda ışımaya yayan lazerlerin elde edilmesi için ise, 1.4-1.6 μm dalga boyunda ışımaya yayan InAs/InP tabanlı QD/QDash yapılar kullanılmıştır [27]. InAs/GaAs tabanlı QD/QDash yapılar ile karşılaştırıldığında, InAs/InP (1 0 0) yapıların izotropik büyütülmesi daha zordur [27].

Oda sıcaklığında sürekli dalga lazer ışını elde etmek için, InGaAlAs QW yapıları içerisinde kuantum noktalı [28] ve InGaAlAs engelleri [29, 30] veya InGaAsP bariyerleri [27, 31] içeren kuantum noktalı yapıları InP (1 0 0) altlık ile gerçekleştirilmiştir.

Yüksek hızlı optoelektronik yarı iletken aygıtlar için, elektron ve hollerin taşıyıcı dinamiği büyük önem taşır [32, 33]. Yüksek hızlı optik sinyal için kontaklardan kuantum kuyulara aktarılan hızlı taşıyıcılar gereklidir. Taşıyıcı dinamiği, iletim, yakalama, serbest kalma, tünelleme ve termal yeniden yayılım gibi pek çok süreçten oluşur [32]. Yüksek iletim mekanizması incelemeleri elektronik ve optik ölçümler ile gerçekleştirilir. Optik özellikler elektrolüminesans (EL) ölçümü ile incelenirken [34, 35, 36], bu yapıların elektriksel özellikleri akım gerilim ve kapasitans voltaj ölçümleriyle gerçekleştirilir

[37, 38, 39, 40, 41]. Ayrıca mevcut yapıların karakteristiği, literatürde [42, 43, 44] fotolüminesans, fotoreflektans, fotolüminesans uyarımı ile de çalışılmıştır.

Bu tez çalışmasında fiber optik uygulamalar için önemli olan 1.3 μm ve 1.55 μm dalga boyunda ışık yayan InAs/InP ve InAs/GaAs lazer yapılarının yük geçiş özellikleri incelenmiştir. Bu inceleme için sıcaklığa bağlı akım gerilim, kapasitans voltaj ölçümü ve elektrolüminesans ölçümü gerçekleştirilmiştir. Sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçümü ile aktivasyon enerjileri belirlenmiştir.

1.2 Tezin amacı

Lazer yapılarda yük iletim mekanizmalarının, lazerler üzerindeki etkisi tam olarak bilinmemektedir. Bu tez çalışmasıyla günümüzdeki optik iletişim için büyük önem taşıyan, 1.3 μm ve 1.55 μm dalgaboylarında ışık yayan InAs/GaAs ve InAs/InP lazer yapıların taşıyıcı dinamiğinin belirlenmesi hedeflenmiştir. Bu nedenle sıcaklığa bağlı akım gerilim ve kapasitans voltaj ve elektrolüminesans ölçümleri alınmıştır. Sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçümlerinden, her iki yapının için baskın akım iletim mekanizmaları ve aktivasyon enerjisi, idealite faktörü gibi diyot parametreleri belirlenmiştir.

1.3 Hipotez

Optik fiberlerle data aktarımı dünya çapında internet bağlantısının temelini oluşturur. Ülkeler ve kıtalar arasındaki bağlantılar bilgi aktarımı için yeterli kapasiteye sahip olmasına rağmen, ihtiyaç duyulan bant genişliği sürekli artmaktadır. GaAs/AlGaAs VCSEL teknolojisine sahip fiber ağlar, 100 MBit/s hızında bilgi aktarımı yapmaktadır. 1-10 GBit/s bilgi aktarım hızına ulaşmak ve 10 km uzaklıkta bu hızla aktarılmasını sağlamak için silika fiber kabloların minimum kayıp gösterdiği 1.3 μm ve 1.55 μm dalga boyunda ışık yayan lazer yapılara ihtiyaç duyulmaktadır.

Lazerlerdeki yük iletim mekanizmalarının lazer performansına etkisini araştırmak için, elektriksel karakterizasyon yöntemleri ile, elektron boşluk taşıyıcı sayısının ya da azalmasına neden olabilecek kusur merkezlerinin belirlenerek, yük iletiminin anlaşılması ve sonraki yapıların geliştirilmesi öngörülmüştür.

BÖLÜM 2

GENEL BİLGİLER

2.1 Yarı iletken Lazerlerin Temel Özellikleri

Bu bölümde yarı iletken lazerlerin temel özelliklerinin anlaşılması için, iki enerji seviyeli bir sistem üzerinden foton elektron etkileşmesi, nüfus tersinmesi ve optik kazanç anlatılacaktır.

2.1.1 Foton Elektron Etkileşimi

Yarı iletken lazerler temel olarak, iletim bandı (E_c) ve valans bandı (E_v) enerji seviyelerini içeren bir sistem olarak tanımlanır. Düşük sıcaklıklarda katkılanmamış herhangi bir yarı iletken için valans bandındaki enerji seviyeleri elektron ile, iletkenlik bandındakiler ise hol ile doludur. Elektronlar ve holler termal dengede Fermi-Dirac dağılımına uyar. Fermi-Dirac dağılımına göre, elektronun E_c enerjisinde bulunma olasılığı

$$f_c = \frac{1}{\exp\frac{E_c - F_c}{k_B T} + 1} \quad (2.1)$$

ve E_v enerjili valans bandının bir elektron tarafından işgal edilme olasılığı

$$f_v = \frac{1}{\exp\frac{E_v - F_v}{k_B T} + 1} \quad (2.2)$$

olarak verilir. Burada F_c ve F_v sırasıyla iletim ve valans bandı için kuasi Fermi seviyesidir.

Lazerde elektronun fotonla etkileşimi üç temel süreci içerir. İletim bandındaki E_c enerjili bir elektron valans bandındaki E_v enerjili bir hol ile kendiliğinden rekombine olur ve

foton yayar (Şekil 2.1a). Soğrulan fotonun enerjisi $\hbar\nu = E_c - E_v$ 'ye eşittir. Bu süreçte kendiliğinden bir foton üretilir. Elektronun kendiliğinden salınım hızı

$$r_{se} = A_{se}\rho_c f_c(1 - f_c)\rho_v \quad (2.3)$$

ile verilir. A_{se} kendiliğinden salınım için Einstein katsayısı, ρ_c ve ρ_v , sırasıyla E_c ve E_v durumlarındaki etkin yoğunluktur.

İkinci süreç absorbsiyondur (Şekil 2.1b). İletim bandındaki E_v enerjili bir elektronun, $\hbar\nu = E_c - E_v$ enerjili bir fotonu absorblayarak E_c enerjili iletim bandına çıkması olarak tanımlanır. Absorbsiyon hızı,

$$r_{abs} = B_{abs}\rho_v f_v(1 - f_c)\rho_c P(E_{foton}) \quad (2.4)$$

olarak verilir. Burada $P(E_{foton})$, $E_{foton} = \hbar\nu = E_c - E_v$ enerjili foton yoğunluğu ve B_{abs} absorbsiyon için Einstein katsayısıdır.

Üçüncüsü proses ise(Şekil 2.1c), bir foton, iletim bandındaki elektronu valans bandındaki boşlukla birleşmeye teşvik eder. Kendiliğinden salınımın aksine bu süreç rasgele değildir. Uyarılmış salınım,

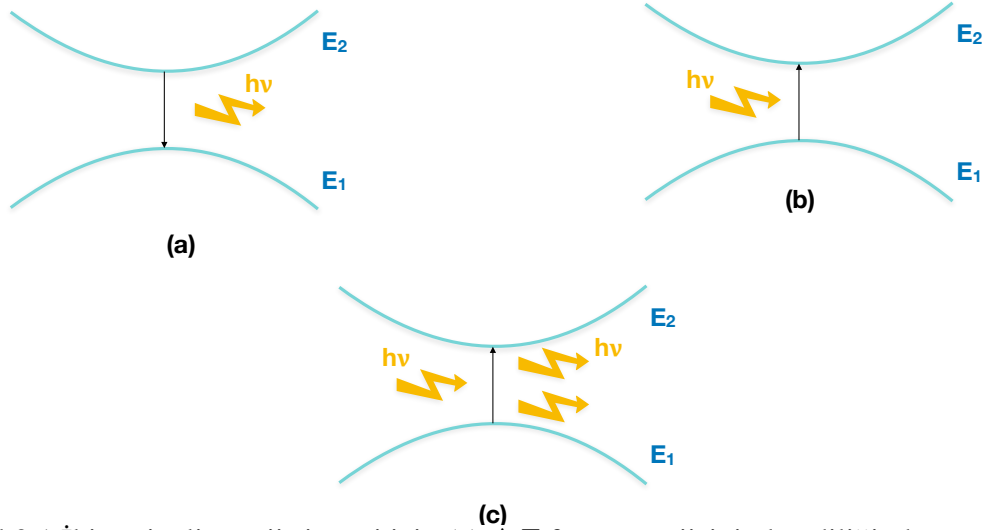
$$r_{uy} = B_{uy}\rho_c f_c(1 - f_v)\rho_v P(E_{foton}) \quad (2.5)$$

ile verilir. Burada B_{uy} uyarılmış salınım katsayısıdır.

2.1.2 Nüfus Tersinmesi, Optik Rezanatör ve Eşik Kazancı

Yarı iletken materyalde kazanç sağlamak için, kendiliğinden salınım hızının absorbsiyon hızından daha fazla olması gerekir. Bu durum nüfus tersinmesi anlamına gelir. Denklem 2.2, 2.4, 2.5 ifadeleri kullanılarak,

$$B_{stim}\rho_v\rho_c P(E_{foton})(f_c - f_v) > 0 \quad (2.6)$$



Şekil 2.1 İki seviyeli enerji sistemi için (a) ΔE foton enerjisinin kendiliğinden emisyon (b) ΔE enerjisini fotonun soğurulması (c) ΔE foton enerjisinin uyarılmış emisyonu

elde edilir. Denklem 2.1 ve 2.2'de yerine yerleştirildiğinde, nüfus tersinmesi koşulu Bernard-Duraffourg koşulu olarak bilinen

$$F_c - F_v > E_{foton} > E_g \quad (2.7)$$

bağıntısı ile verilir. Elektronların İletim bandına, hollerin valans bandına elektrik alan ile uyarılarak enjekte edilmesine "elektrikse pompalama", foton ile uyarılarak enjekte edilmesine "optik pompalama" adı verilir.

$E_{foton} < E_g$ olduğunda, elektronların işgal edebileceği izinli durumlar olmadığından, elektron absorblanamaz ya da bir üst enerji, seviyesine çıkamaz. Eğer, $E_{foton} > F_c - F_v$ ise kazanç negatiftir ve absorbsiyon gerçekleşir. $E_g > F_c - F_v$ olduğunda ise kazanç elde edilir..

Kazanç elde etmek, lazer üretmek için yeterli değildir, optik geri beslemenin de olması gerekir. Optik geri besleme genellikle Fabry-Perot rezonatörü şeklinde oluşturulur. Fabry-Perot rezonatörü temel olarak düz ve $L_{rez} = x\lambda/2$ uzaklıkla birbirinden ayrılmış iki paralel aynadan oluşur (Şekil 2.2). Yansıtıcılığı R_1 ve R_2 olan bu aynalardan birinin ışığı tam yansıtması, diğerinin ise kısmi yansıtıcılığa sahip olarak ışık çıkışı sağlanır. Fabry-Perot lazerlerde, yarı iletken maddenin kırılma indisinin havaya göre çok büyük olmasından dolayı, harici ayna kullanımına gerek yoktur [45]. Kırılma indisi farkı ile

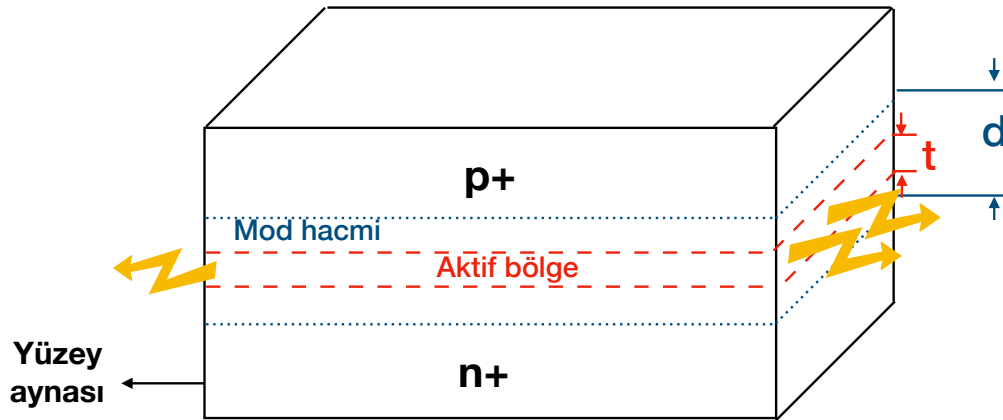
yansıtma oranı,

$$R_y = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2.8)$$

Frenksel eşitliği yardımıyla elde edilebilir.

Rezonatör kullanılarak,

1. Sadece boşluk yönünde momentuma sahip fotonlar yansıtılır, böylece yön seçilimi sağlanır.
2. $x = 1, 2, 3..$ olmak üzere $L_{rez} = x\lambda/2$ koşulunu sağlayan dalga boyları seçilerek lazer modları oluşturur



Şekil 2.2 Fabry Perot rezonatörünün şematik gösterimi.

Optik geri besleme nedeniyle, kavite (boşluk) eksenine paralel hareket eden foton sayısı elektriksel ya da optik pompalama ile artar.

Kavitedeki kayıp süreçleri taşıyıcı absorpsiyonu,

- aynalardaki kayıplar
- taşıyıcı absorpsiyonu
- saçılma
- iç valans bantları arasındaki absorpsiyon

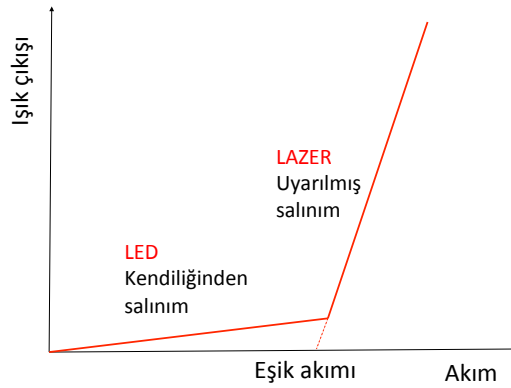
olarak özetlenebilir.

Lazer için eşik kazancı

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_i + \frac{1}{2L_{rez}} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \quad (2.9)$$

olarak yazılır. Burada α_i birim uzunluk başına toplam iç kayıp, Γ aktif alanı aşan optik alan kesri olarak tanımlanan optik sınırlama faktörüdür. Kullanılan yarı iletken türüne ve kalınlığına bağlıdır. g_{th} değerini aşan her ek elektron hol çifti enjeksiyonu rekombinasyona neden olarak, lazer ışığını başlatır [15].

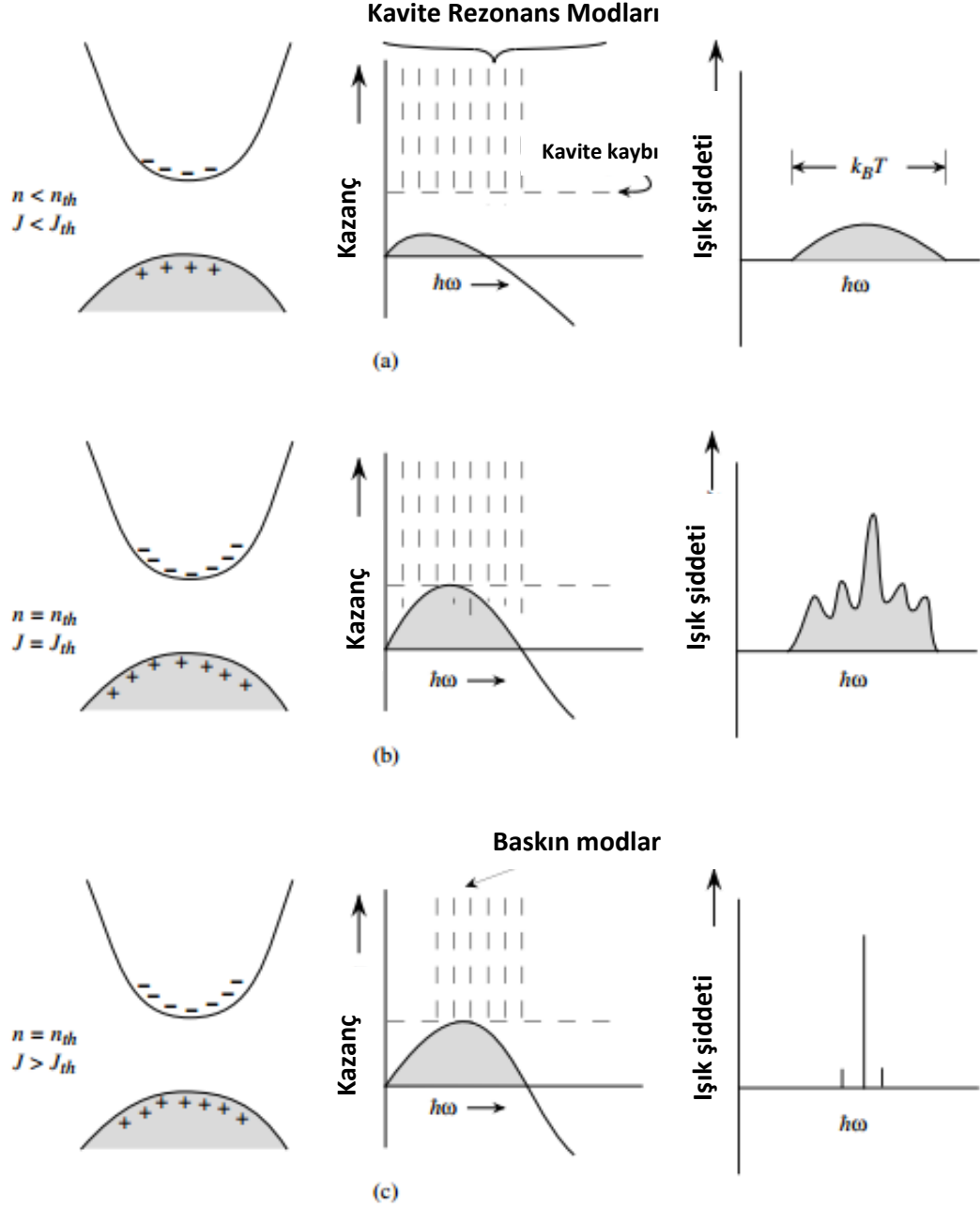
Yarı iletken lazer yapıların akıma karşılık ışık şiddeti (kazanç) grafiği Şekil 2.3'de verildiği gibidir. Eşik akımının altındaki akım değerleri için, ışık yayılımı kendiliğinden emisyon ile gerçekleşir. Işık şiddetinin frekansla değişimi Şekil 2.4a'da gösterilir. Eşik akımında Şekil 2.4b'de gösterildiği gibi birçok farklı mod gözlenir. Eşik akımının üzerindeki durumlar için ise, bu modlardan, bir lazer modu baskın olur ve uyarılmış emisyon ile ışık çıkışı olur. Uyarılmış salınımında ışık şiddetinin frekansla değişimi Şekil 2.4c'da gösterilir [46]. Eşik akımından sonra lazer ışını yayılmaya başlar. uyarılmış salınımında aynı enerjili elektronlar yayınlandığı için, lazer ışınının frekans bant aralığı, LED yapılara göre daha dardır.



Şekil 2.3 Yarı iletken lazerin ışık çıkışı akım grafiği

2.2 Homoeklem Lazerler

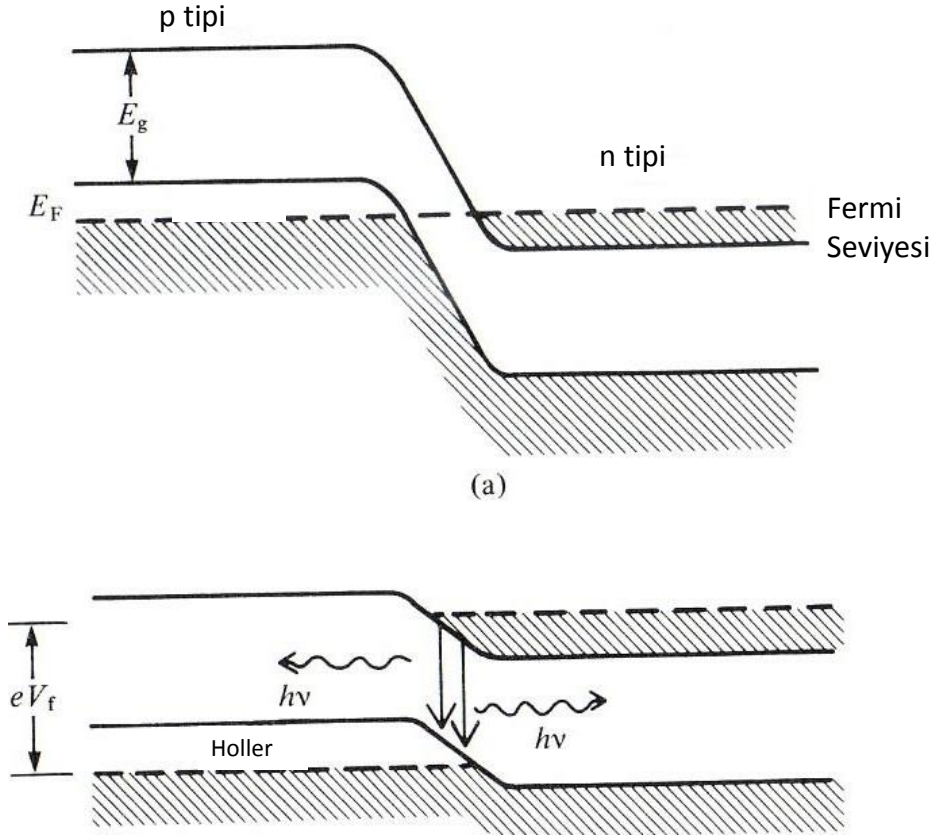
En basit yarı iletken lazer yapı p ve n tipi yarı iletkenlerden oluşan homoeklem lazerdir. Denge ($V = 0$) durumunda, pn homoeklemin enerji bant diyagramı Şekil



Şekil 2.4 (a) Eşik akımının altında (b) eşik akımında (c) eşik akımının üzerindeki akım değerlerinde kazanç ve ışık şiddetinin frekansa bağlı değişimi [46]

2.5a'da gösterildiği gibidir. Bu pn ekleme, düz besleme gerilimi uygulandığında eklem bölgesindeki elektrik alan (tüketim bölgesi) azalır. Bu durumda, yükler potansiyel engelini daha kolay aşar ve Şekil 2.5b'deki gibi, elektron ve boşluklar aktif bölge içerisinde nüfus tersinmesi yapacak sayıda eklem içerisine sokulurlar [45]. Doğrudan bant aralığına sahip yarı iletkenlerde elektron ve boşluklar birleşerek foton üretir. Üretilen bu foton, Bölüm 2.1.1'de ayrıntılı şekilde anlatıldığı gibi değerlik elektronlarıyla etkileşerek soğurulabilir ya da iletkenlik bandındaki elektronları uyararak aynı frekanslı başkılka

fotonların üretilmesini sağlar. Uyarılmış emisyon soğurulmayı geçtiğinde aktif bölgede kazanç elde edilir.

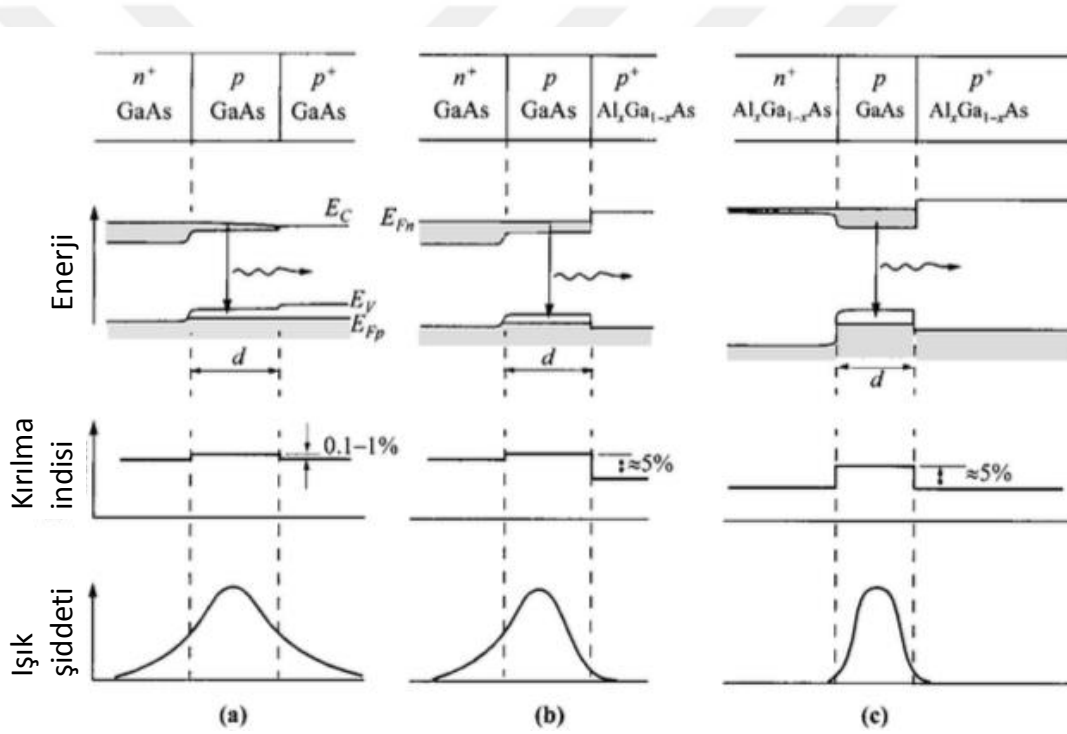


Şekil 2.5 PN eklemi için (a) denge durumunda ve (b) düz besleme gerilimi altında enerji bant diyagramı [45]

Homoeklem lazerler zayıf taşıyıcı ve optik sınırlamaya sahip olduğundan, taşıyıcılar kolaylıkla difüze olur. Bu nedenle, akım yoğunlukları çok büyüktür ve düşük sıcaklıklarda uygulanabilirler. Ancak, verimleri düşüktür. Yarı iletken lazerlerin verimini arttırmak için, optik ve taşıyıcı sınırlaması gerekmektedir. Bu nedenle, çoklu heteroeklem lazer yapılarına ihtiyaç duyulmuştur. Bu sınırlamalar, dalga yönetici, taşıyıcı sınırlama, gerginlik ve düşük boyutlu yapılar ile elde edilir. Optik sınırlama için ilk olarak tekli ve ikili heteroeklem lazerler üretilmiştir. Optik sınırlamanın olması için, aktif alanın daha küçük yansıtma indisli iki tabaka (hapisleme tabakası) arası arasına yerleştirilmesi gerekir.

2.2.1 Heteroeklem Lazerler

Lazer verimini arttırmak ve eşik akımını azaltmak için, heteroeklem lazerler yaygın olarak kullanılır. Tekli ve çoklu heteroeklem lazerler ile homoeeklem düz besleme gerilimi altında enerji bant diyagramları, kırılma indisi değişimi ve optiksel alan dağılımı karşılaştırması Şekil 2.6'de gösterilmiştir. Tekli heteroeklem ışık sadece heteroeklem tarafında sınırlandırılır. Ancak ikili heteroeklem (DH) lazer yapılarında, her iki taraftaki heteroeklem potansiyel bariyer ile taşıyıcılar d aktif alanında sınırlandırılır ve aynı zamanda, kırılma indislerinin hızlı azalmasıyla aynı aktif alanda optik olarak da sınırlandırılır. Bu sınırlandırmalar, uyarılmış ışımaya artırır ve eşik akımını kademeli olarak azaltır. [1].

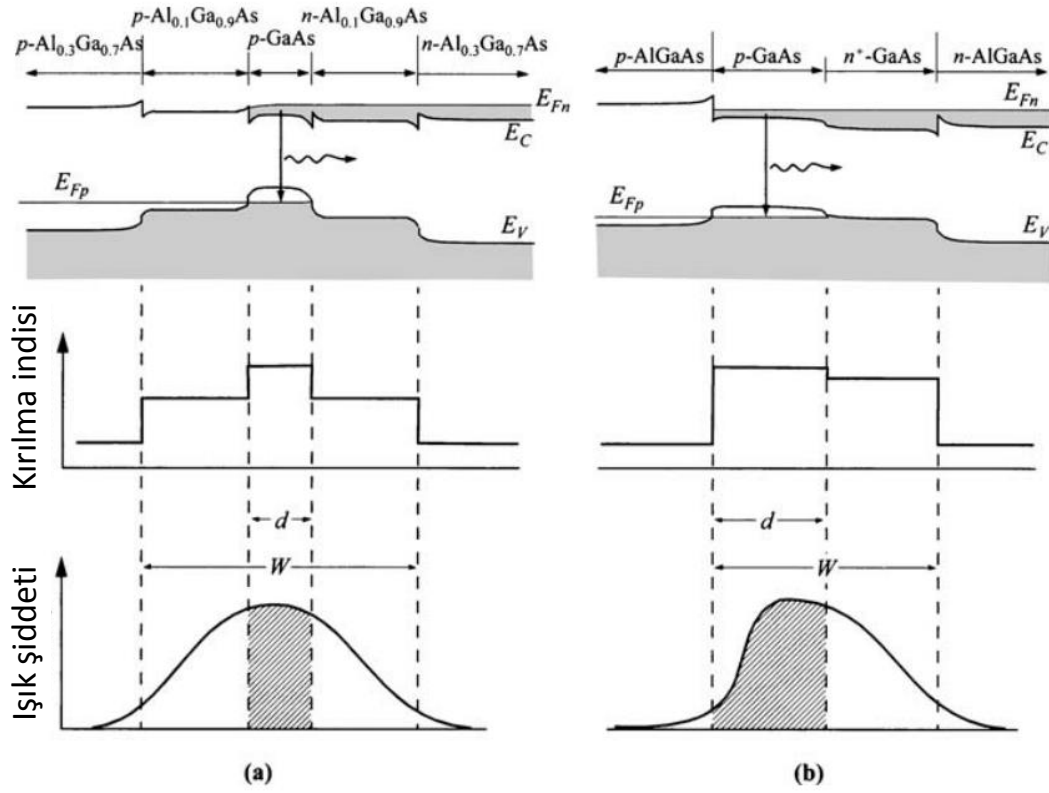


Şekil 2.6 (a) Homoeeklem (b) tekli heteroeklem ve (c) ikili heteroeklem lazerlerin enerji bant diyagramları, kırılma indisleri değişimi ışık sınırlamasının karşılaştırılması [8]

Daha sonra geliştirilen heteroyapılarda, taşıyıcı sınırlamasını sürdürürken, dalga kılavuzu alanını genişletmek amaçlanmıştır. Böyle heteroyapılarda, DH lazerlerden daha yüksek güç çıkışı sağlar. Örneğin, standart DH lazerlerde, dalga kılavuzundaki optik yoğunluk çok yüksek olabilir ve bu yansıtma yüzeylerinde başarısızlığa sebep olabilir. Şekil 2.7a'da dörtlü heteroyapıya sahip, ayrı hapislemeli heteroyapı (SCH) lazerlerine ait enerji bant diyagramı kırılma indisi ve ışık yoğunluğu gösterilmiştir. GaAs ve Al_{0.1} Ga_{0.9}As

arasındaki bant aralığı farkı, taşıyıcıları GaAs tabaka içerisinde sınırlamak için yeterlidir. En dış heteroeklemde daha büyük n_r farkı, ışığı etkin olarak sınırlamasına rağmen, optik dalga kılavuzu genişliği W kadardır. Böyle yapılarda düşük eşik akımı elde edilebilir.

Büyük optik kaviteli (LOC) heteroyapı lazerler (Şekil 2.7b), DH lazerlere benzer şekilde, iki heteroyapı arasına sıkıştırılmıştır. Bu yapıda eklem akımının büyük kısmı, aktif alan olan p tabakasındaki elektronlar nedeniyledir. P-GaAs/p-AlGaAs heteroeklem hem taşıyıcı hem de optik sınırlamayı sağlarken, n-GaAs/n-AlGaAs heteroeklem sadece optik sınırlamayı sağlar.



Şekil 2.7 (a) Ayrı hapislemeli heteroyapı (SCH) lazer (b) büyük optik kaviteli lazer yapısı için enerji band diyagramı, kırılma indisi ve ışık yoğunluğunun şematik gösterimi[1]

Daha sonraki çalışmalarda, enerji seviyeleri sınırlandırılarak, kuantum kuyu (QW), kuantum tel ve kuantum nokta (QD) lazerler çalışılmıştır. QD yapılar üç boyutlu enerji seviyesi sınırlaması nedeniyle ilgi çekicidir [21, 22, 47, 48]. QD yapılarda, enerji seviyeleri kesikli olduğundan, frekans bant genişliği daha dardır. Elektronlar ve boşluklar kuantum noktaya sıkıştırılmış olduğundan, yeniden birleşme verimliliği bulk ve QW lazerlere göre daha yüksek ve eşik akımı daha düşüktür.

2.3 Nano Yapılı Lazerler

Çoklu heteroeklem lazerlerde aktif tabaka kalınlığı 0.1- 0.3 μm boyutundadır. DH lazerlerde, aktif tabaka kalınlığı, de Brogli dalga boyu ($\lambda = \hbar p$) boyutunda azaltıldığında, kuantum kuyu (QW) lazer elde edilir. QW lazerler ile aktif tabaka kalınlığının nm mertebesine indirilmiş olur [45]. Kuantum kuyu lazerler, düşük akım yoğunluğu, yüksek kuantum verimi, yüksek çıkış gücü ve düşük sıcaklık duyarlılığı, yüksek hız gibi avantajlara sahiptir. Şekil 2.8a'da GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heteroyapılar için kuantum kuyusu gösterilmiştir ($L_x=10$ nm). Enerji öz değerleri elektronlar için E_1 , E_2 , ağır holler için E_{hh1} , E_{hh2} , E_{hh3} ve hafif holler için, E_{lh1} , E_{lh2} , E_{lh3} olarak gösterilir. Şekil 2.8b'de QW için durum yoğunluğu diyagramı ve enerji seviyeleri arasındaki mümkün rekombinasyonlar gösterilmiştir. Düz çizgi kuantum kuyu için ve kesik çizgi ise bulk yapılar için enerji değerlerine karşılık gelen durum yoğunluğunu gösterir. Örneğin, iletim bandındaki E_1 durumundan, valans bandındaki E_{hh1} durumuna geçiş ile meydana gelen rekombinasyon sonucunda açığa çıkan foton enerjisi,

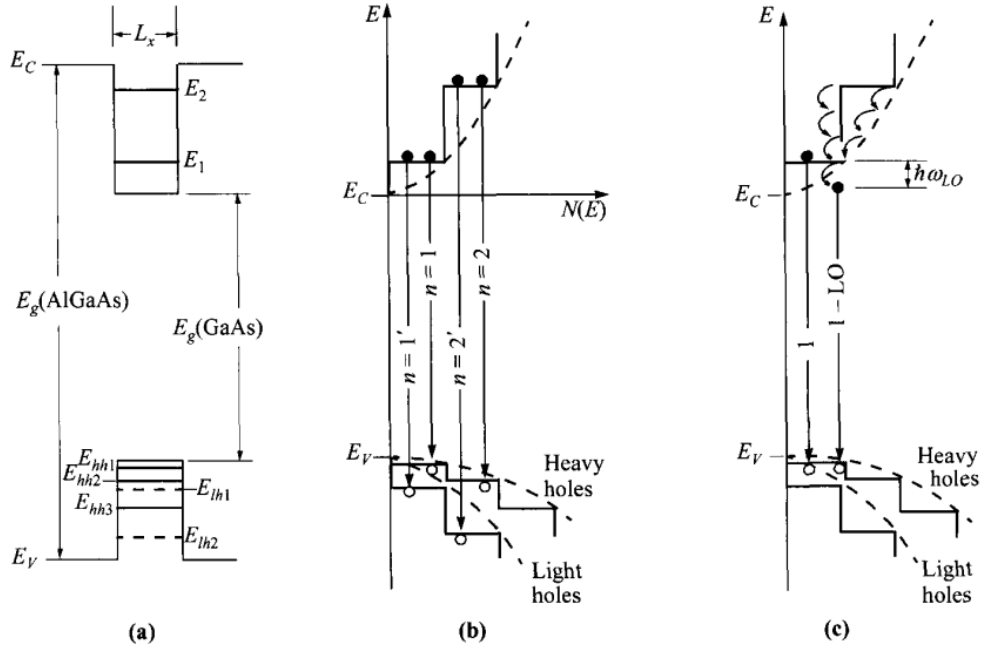
$$h\nu = E_g(\text{GaAs}) + E_1 + E_{hh1} \quad (2.10)$$

ile verilir. Şekil 2.8c'de daha enekte edilen daha yüksek enerjideki taşıyıcılar foton üretebilir ve daha düşük bir enerji seviyesine geçebilir. Bulk yapılarda, üretilen foton azalan durum yoğunluğuyla sınırlıdır. Oysa sabit bir durum yoğunluğuna sahip QW yapılarda, böyle bir sınır yoktur. Foton yoğunluğu $h\omega_{LO}$ ile sınırlandırılmıştır. Bu süreç sınırlandırılmış parçacık durumlarının altındaki bir kuyuya (örneğin E_1 'in altındaki duruma) elektron aktarır. Eğer bu miktar E_1 'den daha büyük ise $h\nu < E_g$ enerjisinde, foton olmaksızın lazer uygulamasına yol açabilir.

Kuantum kuyulu lazerde aktif tabakanın dezavantajı zayıf optik sınırlamaya sahip olmasıdır. Bu sorun, çoklu QW yapılar ile iyileştirilebilir. Çoklu kuantum kuyu lazerler daha yüksek kuantum verimliliğine ve daha yüksek çıkış gücüne sahiptir.

2.3.1 Kuantum Tel ve Kuantum Nokta Lazerler

Kuantum tel ve kuantum nokta lazerlerinde, aktif alan de Brogli dalga boyu 1D ve 0D oluşturacak şekilde de Brogli dalga boyu seviyesine indirilebilir [49]. Bu lazerlerin



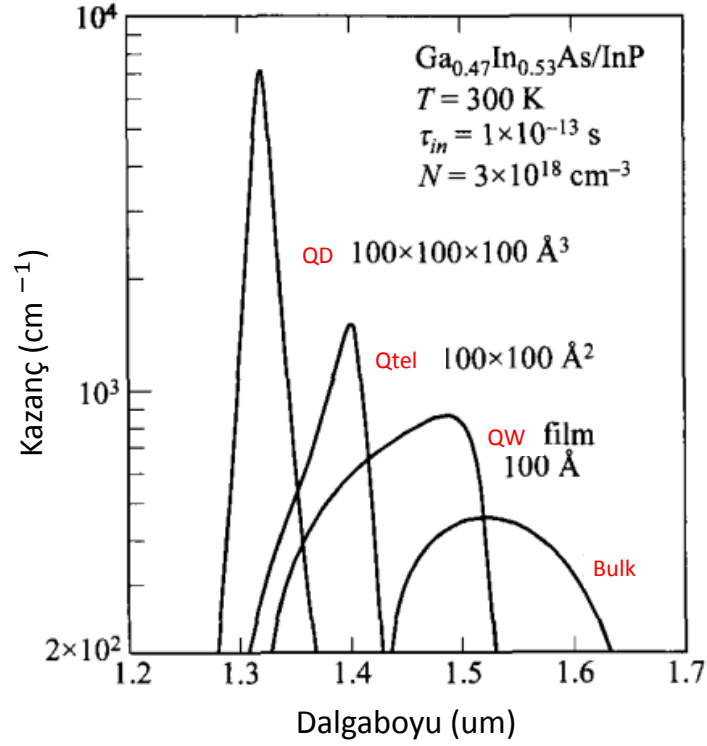
Şekil 2.8 (a) Kuantum kuyusu ve kuantize seviyelerin potansiyeli (b) durum yoğunluğu diyagramı ve mümkün rekombinasyonlar (c) kuantum kuyuda foton yardımlı rekombinasyon [6]

avantajları QW lazerlere benzerdir. Bu avantajlar durum yoğunluğundan kaynaklanır. Düşük boyutlu devre elemanları için durum yoğunlukları Bölüm 2.5’de ayrıntılı şekilde verilmektedir. Boyut sınırlaması arttıkça kuantum noktalar için kazanç artmış ve daha keskin bir pik elde edilmiştir. Bu kazanç spektrumu düşük eşik akımına neden olur.

Kuantum tel ve kuantum nokta gibi düşük boyutlu devre elemanları için durum yoğunlukları Bölüm 2.5’de ayrıntılı şekilde verilmektedir. Elektrik alan uygulandığında, 3D durumda, elektronlar Fermi Dirac dağılımına göre geniş bir enerji aralığına yayılırlar. 2D durum yoğunluğuna sahip yapıda ise, elektronlar daha dar bir enerji aralığında yayılırlar. Bu durum, düşük boyutlu yapılarda nüfus tersinmesinin, bulk yapılara göre daha kolay olabileceğini gösterir.

2.3.2 QDash Nanoyapılar

QDash’lar asimetrik ve uzatılmış iki boyutlu nanoyapılardır. Aynı zamanda, kuantum nokta ve kuantum tellerin kombinasyonu olarak da tanımlanabilir. Genişlik, uzunluk ve yükseklikleri, sırasıyla, 10-20 nm, 1-4 nm ve 30-100 nm aralığındadır ve kuantum tellerin elektronik ve optik özelliklerini gösterir. Bu yapılar ilk kez 1990’larda, InP tabanlı yarı

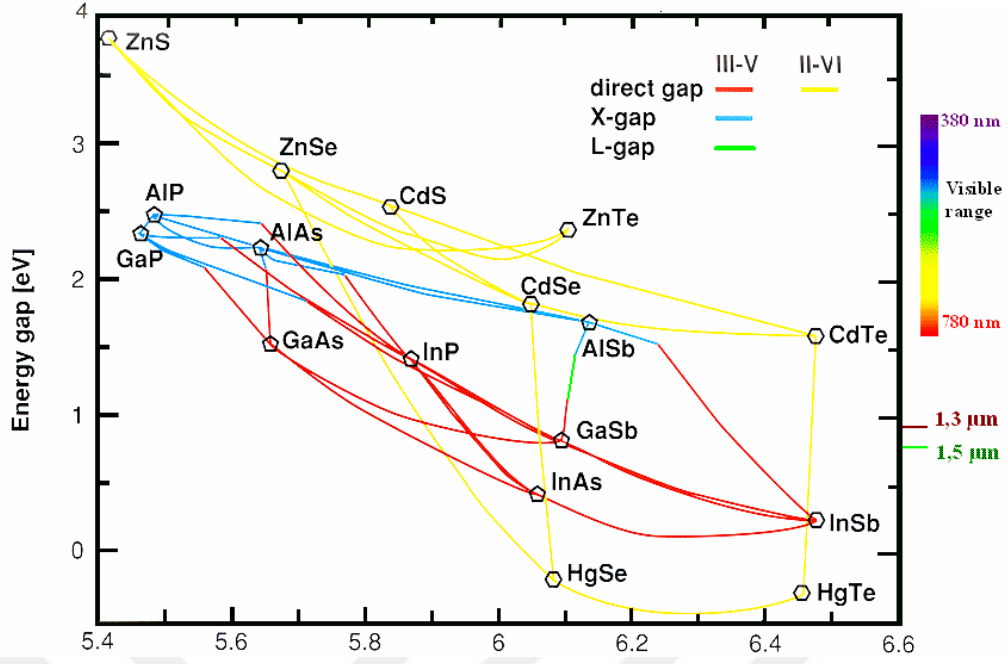


Şekil 2.9 Bulk, kuantum kuyu kuantum tel ve kuantum nokta için dalga boyuna karşılık kazanç grafiği [21]

iletken yapılarda kullanılmış ve [28, 50, 51]. uzun dalga boyu nedeniyle optik iletişim için ilgi çekmiştir. Qdash yapılar, QD ve QWr arasındaki özelliklerinin sonucu olarak daha fazla materyal ile kullanılır.

2.4 Heteroeklem Lazerler için Yarıiletken Seçimi:

Heteroyapılarda yarı iletkenlerin seçiminde, bant aralığı ve yapı sabitinin uyumlu olması önemlidir. Farklı yarı iletkenler için, bant aralıkları ve örgü sabitleri Şekil 2.10'de gösterildiği gibidir[52]. Bu şekilde, uyumlu yarı iletkenler çizgi ile birleştirilmiştir. Bu tez çalışmasında kullanılan InP, InAs ve GaAs yarı iletkenlerinin temel parametreleri Tablo 2.1'de ayrıntılı olarak verilmiştir [53].



Şekil 2.10 Yarıiletken yapıların için örgü sabitine karşılık bant aralığı grafiği [52]

Çizelge 2.1: 300 K'da InP, InAs ve GaAs yarı iletkenlerinin temel parametreleri[53]

	InP	InAs	GaAs
Kristal yapısı	Çinko blende	Çinko blende	Çinko blende
1 cm ³ 'deki atom sayısı	3.96x10 ²²	3.59x10 ²²	4.42x10 ²²
Debye sıcaklığı (K)	425	280	360
Yoğunluğu (g/cm ³)	4.81	5.68	5.32
Dielektrik sabiti (statik)	12.5	15.15	12.9
Dielektrik sabiti (yüksek frekanslarda)	9.61	12.3	10.89
Etkin elektron kütlesi	0.08m ₀	0.023m ₀	0.063m ₀
Etkin hol kütlesi	0.6m ₀	m ₀	0.51m ₀
Yapı sabiti (Å)	5.8687	6.0583	5.65325
Elektron ilgisi (eV)	4.38	4.9	4.07

Uyumlu yarı iletkenler kullanılarak, istenen örgü parametresine sahip üçlü ve dördümlü alaşımlar elde edilebilir. Örneğin, In_xGa_{1-x}As'ın örgü parametresi, x değerine bağlı olarak InAs ve GaAs yapı sabitleri arasında değerler alır (Şekil 2.11) [54]. Böylece, GaAs ile uyumlu örgü parametresine sahip yarı iletken alaşım elde edilmiş olur. In_xGa_{1-x}As

ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ üçlü alaşımları için 300 K sıcaklıktaki temel parametrelerin x değeriyle değişimi, sırasıyla, Tablo 2.2 ve 2.3’de verilmiştir. GaAs tabanlı lazer yapılarda kullanılan üçlü ve dörtlü alaşımlar için bant aralığı,

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için,

$$E_g(x) = 1.425 - 1.501x + 0.436x^2 \text{ eV}$$

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için,

$$E_g(x) = 1.424 + 1.247x \text{ eV}, x < 0.45$$

ve

$$E_g(x) = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \text{ eV}, x > 0.45$$

olarak verilir [53].

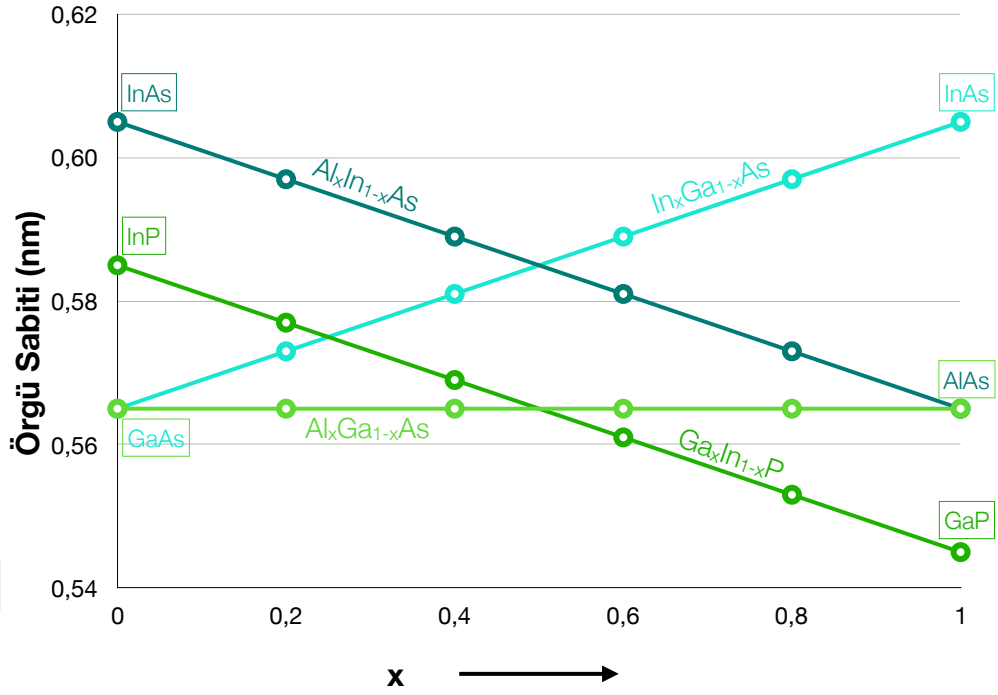
Dörtlü yarı iletken yapılarda ise bir x oranının yanında y oranı eklenerek $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ dörtlü alaşım elde edilir. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ dörtlü alaşımı InP ile uyumlu yapı sabitine sahiptir. InP altlıkta büyütülebilmesi için, bant aralığının 0.75-1.35 eV aralığında olması gerekir. bunu sağlamak için ise $x=0-0.47$ ve $y=0-1$ aralığında değişir. Yapı eşleşme koşulu

$$x = \frac{0.4527y}{1 - 0.0311y} \quad (2.11)$$

ile verilir [55]. InGaAsP, Ga bileşen oranı x ile ve As bileşeninin y fonksiyonu olarak oda sıcaklığında,

$$E_g(x) = 1.35 - 0.738y + 0.138y^2,$$

olarak hesaplanır [56].



Şekil 2.11 $Al_xIn_{1-x}As$, $In_xGa_{1-x}As$ ve $Al_xGa_{1-x}As$ üçlü bileşenleri için x değerine bağlı olarak yapı sabiti değişimi [54]

Çizelge 2.2: 300 K'da $Ga_xIn_{1-x}As$ üçlü alaşımının temel parametreleri [53]

	$Ga_xIn_{1-x}As$
Kristal yapısı	Çinko blende
1 cm ³ 'deki atom sayısı	$(3.59-0.83x) \cdot 10^{22}$
Debye sıcaklığı (K)	$(5.68-0.37x)$
Yoğunluğu (g/cm ³)	$(280+110x)$
Dielektrik sabiti (statik)	$15.1-2.87x+0.67x^2$
Dielektrik sabiti (yüksek frekanslarda)	$12.3-1.4x$
Etkin elektron kütlesi	$(0.023+0.037x+0.003x^2)m_0$
Etkin hol kütlesi	$(0.41+0.1x)m_0$
Yapı sabiti (Å)	$(6.0583-0.405x)$
Elektron ilgisi (eV)	$(4.9-0.83x)$

Çizelge 2.3: 300 K'da $Al_xGa_{1-x}As$ üçlü alaşımının temel parametreleri [53]

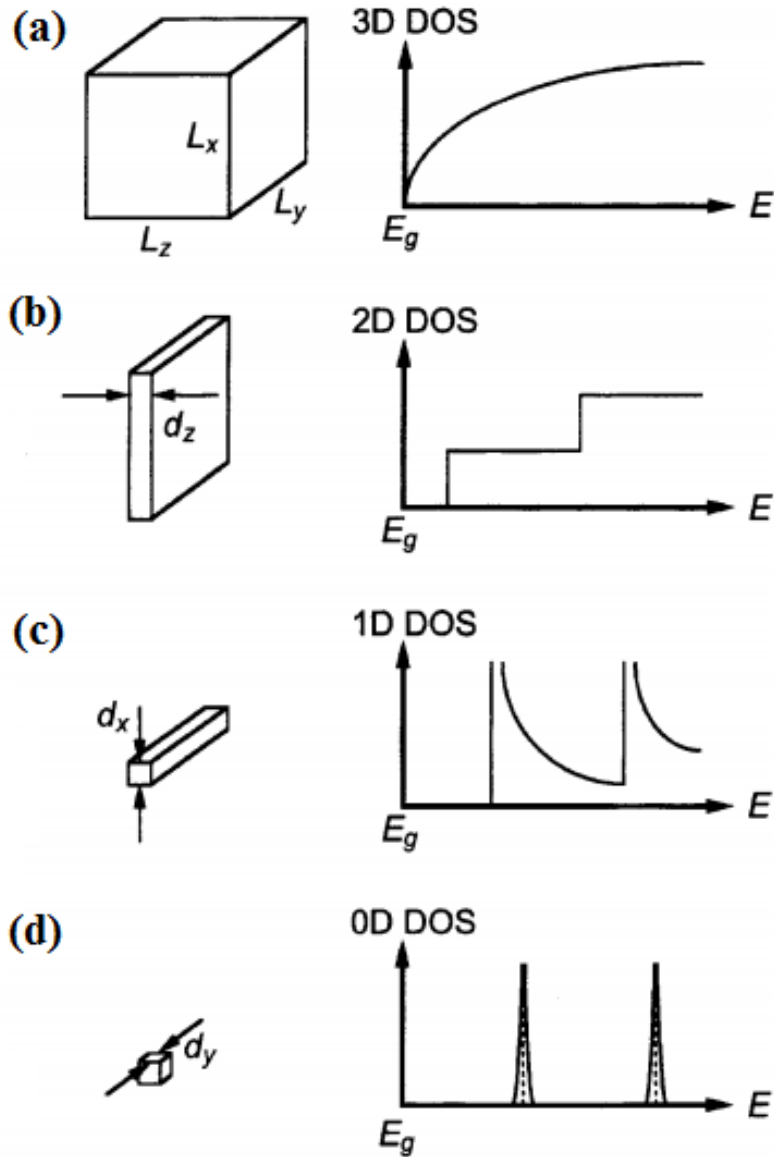
	$Al_xGa_{1-x}As$
Kristal yapısı	Çinko blende
1 cm ³ 'deki atom sayısı	$(4.42-0.17x) \cdot 10^{22}$
Debye sıcaklığı (K)	$370+54x+22x^2$
Yoğunluğu (g/cm ³)	$5.32-1.56x$
Dielektrik sabiti (statik)	$12.90-2.84x$
Dielektrik sabiti (yüksek frekanslarda)	$10.89-2.73x$
Etkin elektron kütlesi	$0.063+0.083x m_0 (x<0.45)$
Etkin elektron kütlesi	$0.85-0.14x m_0 (x>0.45)$
Yapı sabiti (Å)	$5.6533+0.0078x$
Elektron ilgisi (eV)	$4.07-1.1x \text{ eV } (x<0.45) \quad 3.64-0.14x \text{ eV } (x>0.45)$

Çizelge 2.4: 300 K'da $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ dörtlü alaşımının temel parametreleri [53]

	$In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$
Kristal yapısı	Çinko blende
1 cm ³ 'deki atom sayısı	3.96×10^{22}
Debye sıcaklığı (K)	$425-103y$
Yoğunluğu (g/cm ³)	$4.81+0.552y+0.138y^2$
Dielektrik sabiti (statik)	$12.5 + 1.44y$
Dielektrik sabiti (yüksek frekanslarda)	$9.61 + 2.0y$
Etkin elektron kütlesi	$0.08-0.05y+0.017y^2 m_0$
Etkin hol kütlesi (ağır)	$(0.6 - 0.18y) m_0$
Etkin hol kütlesi (hafif)	$(0.12 - 0.099y + 0.03y^2) m_0$
Etkin hol kütlesi (split-off band)	$(0.21 - 0.01y - 0.05y^2) m_0$
Yapı sabiti (Å)	5.8687

2.5 Düşük boyutlu devre elemanları için durum yoğunluğu

Düşük boyutlu bir devrede taşıyıcılar, üç boyutta (3D) hareket edemezler İki (2D), bir (1D) ve sıfır boyutlu (0D) uzaya hapsedilmişlerdir. 3D bulk, 2D kuantum kuyusu, 1D ve 0D kuantum nokta'ya karşılık gelir. Bu yapılara ait durum yoğunluğu (DOS), Şekil 2.12'de gösterildiği gibidir[49]. 0D yapılarda, izinli enerji seviyeleri ayrıktır. 1D'de enerji seviyeleri ayrıktır, ancak kuantum seviyeleri arasında genişler. 2D yapılarda durum yoğunluğunun enerji ile değişimi basamak şeklinde değişir.



Şekil 2.12 (a) Bulk (b) kuantum kuyu (c) kuantum tel ve (d) kuantum nokta yapısı ve bu yapılar için durum yoğunluğu [49]

3D kristal içerisinde hareket eden bir parçacık için durum yoğunluğu

$$DOS^{3D} = \frac{dn}{dE} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadeye göre, durum yoğunluğu iletkenlik bandının minimumu civarında enerjinin kareköküyle değişir. Durum yoğunluğunun enerjiye değişimi Şekil 2.12a'da verildiği gibidir.

2D için durum yoğunluğu

z doğrultusunda sınırlandırılan kristalde,

$$DOS^{2D} = \frac{dn}{dE} = \frac{m}{\pi h^2} \frac{1}{L_x} \quad (2.13)$$

ifadesiyle verilir. Bu bağıntıya göre, iletkenlik bandının minimum noktasında durum yoğunluğu sabit ve enerjiden bağımsızdır. Toplam elektron sayısı,

$$n(E) = \int \frac{dn}{dE} dE = \frac{m}{\pi h^2} \frac{1}{L_x} \sum_{L_x} \theta(E - E_c) \quad (2.14)$$

bağıntısındaki gibi farklı alt bantların elektronlarının toplanmasından elde edilir.

$$(E < E_{L_x}) \text{ ise } \theta(E - E_{L_x}) = 0$$

ve

$$(E \geq E_{L_x}) \text{ ise } \theta(E - E_c) = E - E_{L_x}$$

olur. Bu nedenle durum yoğunluğunun enerjiye göre değişimi Şekil 2.12b'de verildiği gibi basamak şeklindedir.

1D için durum yoğunluğu

1D kristalde durum yoğunluğu,

$$DOS^{1D} = \frac{dn}{dE} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{1/2} (E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z})^{-1/2} \frac{1}{bc} \quad (2.15)$$

ifadesiyle verilir. Bu bağıntıda, $E_{L_y L_z k, L_x}$ doğrultusundaki k 'nın sürekli bir fonksiyonudur. iletkenlik bandının minimumu civarındaki durum yoğunluğu, $(E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z})^{-1/2}$ ile değişir. Toplam elektron sayısı alt bandaki elektronların

toplamlıyla

$$n(E) = \int \frac{dn}{dE} dE = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{1/2} \sum \theta(E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z}) (E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z})^{1/2} \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilir.

$$E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z} < 0 \text{ ise } \theta(E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z}) = 0$$

ve

$$E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z} \geq 0 \text{ ise } \theta(E_{L_y L_z k} - E_{L_y L_z}) = 1$$

olur.

2.6 Akım İletim Mekanizmaları

Lazer yapıların akım-gerilim karakteristiği, pn eklem diyottaki gibi incelenir [1]. Yarıiletken yapılarda gözlenen temel akım iletim mekanizmaları rekombinasyon, tünelleme, difüzyon ve emisyon'dur. Bu iletim mekanizmaları ayrı alt başlıklar halinde incelenecektir.

2.6.1 Sürüklenme Akımı

Elektrik alan uygulandığında, elektronlar elektrik alana zıt yönde sürüklenirler. Bu sürüklenme sonucunda, PN eklemde sürüklenme akımı oluşur. Eğer iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu n_e ise, elektronun sürüklenme akım yoğunluğu

$$J_{n_e} = qn_e v_{dn_e} = q\mu_{n_e} n_e \epsilon \quad (2.17)$$

ve p_h boşluğun konsantrasyonu olmak üzere, holün sürüklenme akım yoğunluğu

$$J_{p_h} = qp v_{dp_h} = q\mu_{p_h} p_h \epsilon \quad (2.18)$$

olarak verilir. Bu denklemlerde μ_{n_e} elektron mobilitesi ve μ_{p_h} hol mobilitelerini ifade eden niceliklerdir [55].

2.6.2 Difüzyon Akımı

Yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluk farkından kaynaklanan akım difüzyon akımıdır. Elektron konsantrasyonunun farklı olduğu yarı iletken, elektronlar elektron yoğunluğunun yüksek olduğu bölgeden düşük olduğu bölgeye doğru hareket eder. Difüzyon ile oluşan akım elektron konsantrasyonunun değişimi ile $-q$ çarpımıyla ifade edilir [55]. Elektron difüzyonunda meydana gelen akım

$$J_n = qD_{n_e} \frac{dn_e}{dx} \quad (2.19)$$

ve hol difüzyonunda meydana gelen akım ise,

$$J_{p_h} = -qD_{p_h} \frac{dp_h}{dx} \quad (2.20)$$

ile ifade edilir. Burada D_{n_e} ve D_{p_h} sırasıyla elektron ve hol için difüzyon katsayısıdır. D_{n_e} ,

$$D_{n_e} = \frac{kT}{q} \mu_{n_e} \quad (2.21)$$

ve D_{p_h}

$$D_{p_h} = \frac{kT}{q} \mu_{p_h} \quad (2.22)$$

bağıntısıyla verilir.

2.6.3 Jenerasyon-Rekombinasyon Akımı

Eğer elektron yeterli enerjiye sahipse valans bandından iletkenlik bandına atlayabilir. Kristal içerisinde bir elektron ve boşluk çifti oluşur. Bu olaya jenerasyon adı verilir. 0 K'in üzerindeki sıcaklıklarda, iletkenlik bandındaki elektronlar kovalent bağ içerisindeki boş yere atlayabilirler. Böylece, elektron hol ile birleşerek yok olur ve bant aralığı enerjisine (E_G) eşit enerjide foton yayınlanır. Bu olaya banttan banda ışımalı rekombinasyon adı

verilir. Yayınlanan fotonun dalga boyu,

$$\lambda(\mu m) = \frac{\hbar c}{E_G} = \frac{1.240(eV \mu m)}{E_G(eV)} \quad (2.23)$$

ile ifade edilir. Burada h Planck sabiti ve c ışık hızıdır. Önemli yarı iletkenler için bant aralığı ve dalga boyu Çizelge 2.5’de verilmiştir.

Çizelge 2.5: Önemli yarıiletkenlerin bant aralığı karakteristiği

Materyal	Enerji bant aralığı (300 K) (eV)	Dalga boyu $\lambda=ch/E_G(\mu m)$
InAs	0.36	3.5
InP	1.35	0.92
GaAs	1.42	0.87
In _{0.5} Ga _{0.5} P	2.0	0.62
GaSb	0.68	0.73
AlSb	1.6	1.58
In _{0.53} Ga _{0.47} As	0.74	1.67

Jenerasyon-Rekombinasyon Merkezleri

Yarıiletken yapılar kristal örgüsünde fazla, eksik yarı iletken atomları, kristal yapısında bozulma gibi kusur ve safsızlıklar içerir. Bu kusur ve safsızlıklar izinli enerji seviyelerinin (E_t) oluşmasına neden olur. İzinli enerji seviyeleri iletkenlik bandından bir elektron alabilir, valans bandına verecek şekilde bir elektron kaybedebilir veya valans bandından bir elektron alabilir iletkenlik bandına verecek şekilde bir elektron kaybedebilir. Rekombinasyon merkezleri ile meydana gelen rekombinasyon Shockley-Read-Hall (SHR) rekombinasyonu olarak adlandırılır. Termodinamik denge durumunda taşıyıcı konsantrasyonları $p_h n_e = n_i^2$ ile verilir. V gerilimi altında bu eşitlik,

$$p_h n_e = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.24)$$

olarak ifade edilir. Rekombinasyon hızı

$$U = \frac{p_h n_e - n_i^2}{\tau_0 (p_h + n_e + 2n_i \cosh [\frac{E_t - E_i}{kT}])} = \frac{n_i^2 [\exp(\frac{qV}{kT}) - 1]}{\tau_0 (p_h + n_e + 2n_i \cosh [\frac{E_t - E_i}{kT}])} \quad (2.25)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Rekombinasyon merkezinin bant aralığının ortasında olduğunu ($E_t = E_i$) durum için bu ifade,

$$U = \frac{n_i^2 [\exp(\frac{qV}{kT}) - 1]}{\tau_0 (p_h + n_e + 2n_i)} \quad (2.26)$$

olarak yazılabilir. $U = U_{n_e} = U_{p_h}$ için,

$$J_{n_e}(l_{n_e}) = J_{p_h}(-l_{p_h}) + q \int_{l_{n_e}}^{-l_{p_h}} U(x) dx \quad (2.27)$$

olur. Toplam akım yoğunluğu,

$$J = J_{n_e}(l_{n_e}) + J_{p_h}(l_{n_e}) = J_{p_h}(-l_{p_h}) + J_{p_h}(l_{n_e}) + q \int_{l_{n_e}}^{-l_{p_h}} U(x) dx \quad (2.28)$$

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + q \int_{l_{n_e}}^{-l_{p_h}} U(x) dx \quad (2.29)$$

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + J_{rg} \quad (2.30)$$

burada J_0 doyma akım yoğunluğunu ifade eder. $d(p_h + n_e)=0$ ve $d(p n_e)=0$ şartları uygulandığında $dn_e = -dp_h$ ve $n_e dp_h + p_h dn_e = 0$ bunun sonucunda da $p_h = n_e$ ifadesi elde edilir. Bu ifade Fermi seviyesinin elektron ve holler için kuasi seviyesinin ortasında olduğunu gösterir. Bu durumdaki taşıyıcı konsantrasyonu $n_e = p_h = n_i \exp(qv/2kT)$ olur. 2.26 bağıntısındaki rekombinasyon hızı buna göre yeniden yazıldığında,

$$U = \frac{n_i [\exp(\frac{qV}{kT}) - 1]}{2\tau_0} \quad (2.31)$$

bağıntısı elde edilir. Buna göre 2.27 bağıntısında yerine konduğunda, rekombinasyon

akım karakteristiği $\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)$ ile değişir. $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$ olduğunda se difüzyon akımı rekombinasyon akımına baskın gelir.

Jenerasyon

Ters besleme geriliminde akım iletim mekanizmaları, düz besleme gerilimlerine göre sınırlıdır. Akım gerilim arasında en yaygın bağıntı jenerasyon akımını gösteren güç yasasıdır.

$$J_r = J_{r,0}(T)(V_{bi} - V_r)^b = J_{r,00}\exp\left\{-\frac{E_{A,r}}{kT}\right\} \quad (2.32)$$

burada V_{bi} kontak potansiyeli, $E_{A,r}$ ters besleme gerilimde aktivasyon enerjisi ve b sıcaklıktan bağımsız bir sabittir. Ters besleme koşulları altında, rekombinasyon akımı, $(V_{bi} - V_r)^{1/2}$ ile orantılı olduğunda, aktivasyon enerjisi, edilen enerji değerine eşit olmalıdır.

2.7 Uzay Yüğü Sınırlamalı Akım

İki paralel elektrot arsına sandviç edilmiş tuzaksız yarı iletken yapı için, uzay yük sınırlamalı akım Mott-Gurney eşitliği ile verilir. Enine (transverse) uzunluğun , elektrotlar arası boşluktan (L) daha büyük olduğu varsayıldığında ve termal taşıyıcıların enjekte taşıyıcılarla karşılaştırdığında ihmal edildiğinde, uzay yük sınırlamalı bölgeye ulaşılır. Bu durumda, ρ uzay yük yoğunluğu, v yük sürüklenme hızı E elektrik alan, μ , mobilite, ϵ malzemenin elektriksel geçirgenliği ve V elektriksel potansiyel olmak üzere,

$$J = -\rho v = \rho \mu E \quad (2.33)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.34)$$

$$E = -\frac{dV}{dx} \quad (2.35)$$

bağıntıları yazılabilir. Denklem 2.34, Denklem 2.33’de yerine konduğunda,

$$J = -\mu\epsilon E \frac{dE}{dx} \quad (2.36)$$

bağıntısı elde edilir. bu bağıntı,

$$EdE = -E \frac{J}{\mu\epsilon} dx \quad (2.37)$$

olarak düzenlenir ve her iki tarafında da integrali alınır,

$$E(x) = \sqrt{\frac{2Jx}{\mu\epsilon}} \quad (2.38)$$

elde edilir. Bu bağıntının da, x ’e bağlı integrali alındığında,

$$V(x) = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2J}{\mu\epsilon}} \quad (2.39)$$

olur. Eşitlik düzenlenir ve iki tarafının da alınır,

$$J = \frac{9}{8} \epsilon \mu \frac{V^2}{L^3} = \frac{9}{8} \epsilon \mu \frac{E^2}{L} \quad (2.40)$$

Mott-Gurney eşitliğine ulaşılır [57].

Mott-Gurney eşitliği tuzaksız yarı iletkenler için öngörülmüştür. Tuzaklı yarı iletkenlerde akım yoğunluğu daha düşüktür. Tuzaklı yarı iletkenler için, akım yoğunluğu, serbest taşıyıcı yoğunluğunun toplam taşıyıcı yoğunluğuna oranı olan,

$$\theta = \frac{\rho_f}{\rho_f + \rho_t} \quad (2.41)$$

faktörü kadar azalacaktır. Bu denklemde, ρ_f ve ρ_t sırasıyla serbest ve tuzaklanmış yük yoğunluğunu ifade eder. iletkenlik bandının altındaki E_x enerjisinde bulunan tuzaklar için bu denklem,

$$\theta = \frac{\rho_f}{\rho_f + \rho_t} = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{E_x}{kT}\right) \quad (2.42)$$

olarak yazılır. Burada, N_c iletim bandındaki durum yoğunluğu ve N_t tuzak yoğunluğudur

Frenkel etkili SCL

Eğer güçlü elektrik alan, etkin tuzak derinliğinin azalmasına neden oluyorsa, Frenkel etkisi açığa çıkar. Elektrik alan uygulandığında, tuzak potansiyeli ve etkin tuzak derinliği azalır. Frenkel etkili SCL akım için, serbest taşıyıcı yoğunluğunun toplam taşıyıcı yoğunluğuna oranı

$$F_f = \frac{\rho_f}{\rho_f + \rho_t} = \frac{N_c}{N_t} \exp \left(-\frac{A}{kT} + \frac{1}{kT} \left(\frac{e^3 E}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \right) \quad (2.43)$$

bu ifadede

$$\beta = \frac{1}{kT} \left(\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.44)$$

dersek, bu ifade

$$F_F = \theta \exp(\beta E^{1/2}) \quad (2.45)$$

olarak düzenlenir. Denklem 2.33, 2.34 ve 2.45 çözüldüğünde,

$$J_{SCLC}^{(PF)} \cong \frac{9}{8} \epsilon \epsilon_0 \mu_0 \frac{V^2}{d^3} \exp \left(0.89 \beta \sqrt{\frac{V}{L}} \right) \quad (2.46)$$

bağıntısı elde edilir. Sonuç olarak bu durumda akım, Poole-Frenkel mobilitesi ile tuzaksız SCL akımının çarpımına eşittir [58].

2.8 Hacim Sınırlamalı Bölgede Admitans spektroskopisi

Uzay yük sınırlamalı (SCL) akımda, ek uzay yük taşıyıcısının oluşturulması için gereken zaman, enjekte edilen taşıyıcıların geçiş süresi ile verilir. $\omega < \tau_t^{-1}$ olduğunda, ekstra taşıyıcılar, akımın, AC geriliminin gerisinde kalmasına neden olurlar. Çünkü, $Y = I_{AC}/V_{AC}$ azalır ve kapasitansa indüktif (negatif) bir katkı sağlar. Yüksek frekansta, uygulanan elektrik alanın süresi, cihazdaki alan yükünün yeniden dağıtılması için çok kısadır. Böylece, kapasitandaki indüktif katkılar kaybolur ve ölçülen kapasitans geometrik kapasitans değerine eşit olur. Enjekte edilen taşıyıcıların sonlu geçiş süresi admitansa indüktif katkı sağladığından geçiş sürelerinin dağılımı, aygıtın frekans bağımlı

elektiriksel yanıtına yansıyacaktır. Aygıtın AC yanıtını tanımlamak için, uzay yük sınırlama akım yoğunluğunun zamana bağı enjeksiyon akımı

$$J(t) = q\rho(x,t)\mu(t)E(x,t) + \epsilon \frac{dE(x,t)}{dt} \quad (2.47)$$

bağıntısıyla verilir. Burada,

$$\rho(x,t) = \frac{\epsilon}{q} \frac{dE(x,t)}{dt} \quad (2.48)$$

olarak ifade edilir. $\rho(x,t)$ zaman bağımlı yük yoğunluğu, ϵ filmin dielektrik sabitidir. Ayrı yük iletim mekanizmaları nedeniyle, mobilitenin zamana bağıdır. İdeal (omik) kontak için, $E(0,t) = 0$ sınır koşulu uygulandığında, mobilite Denklem 2.69 ile verilir.

Elektrik alanın zamana bağı değişken dikkate alındığında,

$$E(x,t) = E_{DC}(x) + e(x,t) \quad (2.49)$$

$$\rho(x,t) = \rho(x) + \rho'(x,t) \quad (2.50)$$

$$J(t) = J_{DC} + J(x,t) \quad (2.51)$$

bağıntıları elde edilir. Küçük AC uyarılması altında bu ifade

$$J(t) = q\mu(t)\rho_{DC}e(x,t) + \epsilon\mu(t)E_{DC}\frac{de(x,t)}{dx} + \epsilon\frac{de(x,t)}{dt} \quad (2.52)$$

eşitliğine dönüşür. Denklem 2.52'deki ilk terim mevcut durumdaki yüklerden gelen akımı, ikinci terim ek enjekte olan zamana bağı yükleri ve son terim ise dielektrik yer değiştirme nedeniyle oluşan akımı ifade eder.

Tek taşıyıcı uzay yük sınırlamalı durum için admitans ifadesi analitik olarak

$$Y(\Omega) = \frac{\epsilon A}{\tau_t L} \frac{\Omega^3}{2i(\tilde{\mu}(\Omega))^2[1 - e^{-i\Omega/\tilde{\mu}(\Omega)}] + 2\tilde{\mu}(\Omega)\Omega - i\Omega^2} \quad (2.53)$$

şeklinde belirtilir [59, 60]. Burada $\Omega (= w\tau_t)$ normalize edilmiş frekans, $\tilde{\mu}(\Omega) (= \mu(\Omega)/\mu)$ normalize edilmiş mobilitedir. $\Omega \ll 1$ durumu için iletkenlik ve kapasitans değerleri

$$G(= dJ/dV) = \frac{9\epsilon\mu VA}{4L^3} \quad (2.54)$$

$$C = \frac{3\epsilon A}{4L} \quad (2.55)$$

olarak ifade edilir. Düşük Ω değerlerinde indüktif katkı τ_t geçiş süresinden bağımsızken, yüksek Ω değerlerinde kapasitans geometrik film kapasitansına eşit olur.

S-M teorisi göz önünde bulundurulduğunda, $\psi(t) \propto t^{1-\alpha}$, $0 < \alpha < 1$ fonksiyonu ile ayrı iletim matematiksel olarak modellenmiştir. Kısa zaman aralıklarında enjekte edilen yük taşıyıcılarının ortalama konumu $\langle x \rangle \propto t^\alpha$ ve sonuç olarak mobilité $\mu \propto d\langle x \rangle / dt$ ifadesine göre zamanla azalır. Uzun zaman aralıklarında, sürüklenme hızı μ ile yönetilir. Taşıyıcıların yavaşlaması,

$$\tilde{\mu}(\Omega) = 1 + (M(i\Omega)^{1-\alpha}) \quad (2.56)$$

denkleminde ifade edilen frekans bağlı mobilitéye karşılık gelir [59, 61, 62, 63]. Burada M orantı sabiti, α değeri 0 ve 1 aralığında olan ayırım (dispersion) parametresidir. Sonuç olarak kapasite, seçilen μ , α ve M parametrelerinin fit edilmesiyle hesaplanabilir.

Rekombinasyon Akımı için Kapasite

Rekombinasyon akımının, elektron-boşluk yok olması nedeniyle oluştuğu çift kutuplu yük enjeksiyonunda kapasitans

$$C(w) = C_{sc}(w) + \Delta C_r(w) \quad (2.57)$$

olarak ifade edilir. Denklemden,

$$C_{sc}(w) = I_m(Y(\Omega)/w) \quad (2.58)$$

ve

$$\Delta C_r(w) = \frac{-XC_{geo}}{1 + w^2\tau_r^2} \quad (2.59)$$

olarak verilir[60, 64, 65]. Burada X boyutsuz bir sabit ve τ_r rekombinasyon süresidir.

Lazer yapılar, yük dağılımı hem elektron hem de boşluklar için iki farklı geçiş süresiyle yönetilir [48]. Ek olarak $C\text{-}\log f$ grafiği çizildiğinde, elektron ve boşlukların geçiş süresine katkıda bulunan iki indüktif sürecin görülebilir.

2.9 Akım Gerilim Ölçümü ile Aygıt Parametrelerinin Belirlenmesi

Difüzyon, emisyon ve rekombinasyon iletim mekanizmaları için, akım yoğunluğu (J =akım (I)/kontakt alanı),

$$J = J_0 \exp(AV) \quad (2.60)$$

şeklinde ifade edilir. Bu eşitlikte,

$$J_0 = J_{00} \exp(E_A V) \quad (2.61)$$

ve

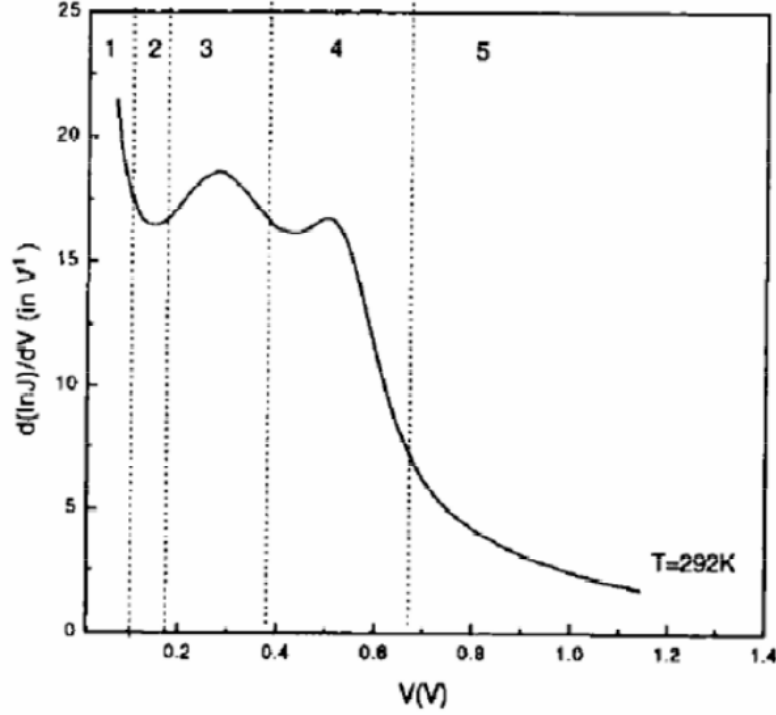
$$A = q/nk_B T \quad (2.62)$$

olarak tanımlanır. J_0 doyma akım yoğunluğu, A sıcaklığa bağlı katsayı, n idealite faktörü, k_B Boltzman sabitidir [66].

Yük iletim mekanizmasını belirlemek için, her bir sıcaklık değeri için yarı logaritmik akım gerilim grafiği çizilir. Çizilen grafik genel diyot eşitliği (eşitlik 2.60) ile fit edilir. Doğrunun y eksenini kestiği nokta J_0 değerini verir. J_0 'ın sıcaklıkla değişimi eşitlik 2.61'de gösterildiği gibidir. J_0 'ın sıcaklığa bağlılığından, aktivasyon enerjisi elde edilir. Yarılogaritmik akım gerilim grafiğinin eğimi ise A' değerini verir. A' 'nın sıcaklığa bağlı grafiği çizildiğinde, doğrunun eğimi idealite faktörünü verir.

A değerini (dolayısıyla n idealite faktörünü) belirlemenin bir diğer yolu da $\ln J$ 'nin

gerilime göre türevini alarak, $d(\ln J)/dV-V$ grafiğini çizmektir. Çizilen $d(\ln J)/dV-V$ grafiğinde, pikin maksimum değeri, A 'ya eşittir. Şekil 2.13 iki diyot davranışı gösteren bir heteroyapı için $d(\ln J)/dV-V$ grafiğini vermiştir [67]. Burada iki diyot için, iki pik de gözlenmiştir. Bu piklerin sıcaklığa bağıllığı, diyotların iletim türlerini gösterir.



Şekil 2.13 $d(\ln J)/dV-V$ grafiği. 1. bölge yüksek eğim, 2. bölge shunt direncine katkı sağlayan yerel minimum, 3. bölge ilk diyotu gösteren eğimde yerel 4. bölge ikinci diyotu gösteren yerel maksimum 5. bölge seri direnci gösteren hızlı azalmayı gösterir [67]

Yük iletim mekanizması modelleri ve $J_0(T)$ ve $A(T)$ 'nin fonksiyonel formları Tablo 2.6'de verilmiştir. E_A aktivasyon enerjisinin, E_G yarı iletken bant aralığı enerjisine eşit olması difüzyon tipi iletim mekanizmasına işaret eder. Rekombinasyon tipi iletim mekanizmasında, $E_A \simeq E_G/2$ ve $n = 2$ olur. Eğer A sıcaklıktan bağımsız ve $n > 2$ ise tünelleme tipi iletim mekanizması baskındır[68]. Tablo 2.6'de tünelleme iletim mekanizması için verilen bağıntıda, E_c (E_v), iletim (valans) bandı enerji seviyesi, E_t tuzaklama seviyesini ifade eder.

Çizelge 2.6: Yük iletim mekanizması modellerine karşılık gelen $J_0(T)$, $A(T)$ ve n değerleri

Model	$J_0(T)$	$A(T)$	n
Schottky difüzyon	$T^{3+\gamma/2} + e^{-E_g/kT}$	q/kT	1
Jenerasyon/Rekombinasyon	$T^{3+\gamma/2} + e^{-E_g/2kT}$	$q/2kT$	2
Termoionik emisyon	$T^2 e^{-\Phi_B/kT}$	q/kT	1
Çoklu tünelleme yakalama emisyonu	$e^{-(E_t-E_v)/kT} - e^{-(E_c-E_t)/kT}$	constant	>2

2.9.1 Omik Bölgede Aktivasyon Enerjisinin Belirlenmesi

logaritmik eksen de çizilen akım gerilim grafiğinin eğiminin 1 olduğu bölgede ohm yasası geçerlidir (omik bölge). Omik bölgedeki iletkenlik

$$\sigma = \sigma_0 e^{E_A/kT} \quad (2.63)$$

bağıntısıyla verilir. Burada σ_0 preexponansiyel faktördür.

İletkenlik

$$\sigma = \frac{I}{V} \frac{L}{A_a} \quad (2.64)$$

bağıntısından elde edilir. Bu bağıntıda A_a örneğin aktif alanı ve L örnek kalınlığıdır.

İletkenliğin sıcaklığa bağlı grafiği çizildiğinde, aktivasyon enerjisi elde edilir.

2.9.2 Uzay Sınırlamalı Bölgede Aktivasyon Enerjisinin Belirlenmesi

Uzay sınırlamalı yük iletim mekanizmasında, akım yoğunluğu ve gerilimin arasında,

$$J = KV^m \quad (2.65)$$

ilişkisi geçerlidir. Burada K filmin kalınlığına, tuzak dağılımına bağlı bir değişken ve m , 2'den büyük bir sabittir. Bu parametreler,

$$m = \frac{T_t}{T} + 1 \quad (2.66)$$

ve

$$K = C \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right) \quad (2.67)$$

bağıntıları ile ifade edilir [69]. Buradaki T_t tuzak dağılımını karakterize eden bir sıcaklık parametresi, C bir sabittir.

Bu bağıntılar kullanılarak, $(m-1)-(1/T)$ grafiğinden tuzak dağılımını karakterize eden T_t değeri ve $K-(1/T)$ grafiği kullanılarak E_A hesaplanabilir [70].

Bu sonuçlar, üstel tuzak dağılımıyla elde edilen

$$N_T(E) = N_0 \exp\left(\frac{E - E_C}{kT_T}\right) \quad (2.68)$$

ifadesi ile uyumludur [71].

2.10 Uzay Sınırlamalı Bölgede Mobilitenin Belirlenmesi

Yük taşıyıcı mobilitesi genellikle the time of flight (TOF) ve akım yoğunluğu-gerilim (J - V) ölçümleriyle tanımlanır. Ancak, iki taşıyıcıların varlığı, her iki taşıyıcının (elektron ve hol) geçiş süresinin belirlenmesinin kompleks olmasına neden olur. Bu nedenle admitans spektroskopisiyle mobilite hesabına ihtiyaç duyulur.

2.10.1 Akım Gerilim Ölçümleri ile Mobilitenin Belirlenmesi

Tek taşıyıcı için, tuzaklanan serbest uzay yük sınırlamalı akım yoğunluğu

$$J = \frac{9}{8} \epsilon \mu \frac{E^2}{L} \quad (2.69)$$

ile verilir[72]. Burada μ taşıyıcı mobilitesi, E elektrik alan , L filmin kalınlığıdır [69]. μ , Poole-Frenkel yaklaşımıyla,

$$\mu = \mu_0 e^{\gamma\sqrt{E}} = \mu_* e^{\Delta/k_B T} e^{\gamma\sqrt{E}} \quad (2.70)$$

olarak ifade edilir. Burada μ_0 sıfır alan mobilitesi, μ_* mobilete katsayısı, T sıcaklık, k_B Boltzman sabiti, Δ termal aktivasyon enerjisi, γ elektrik alan katsayısıdır[61, 73, 74, 75, 76, 77, 78]. Denklem 2.70, Denklem 2.69'de yerine yazılıp düzenlendiğinde,

$$\frac{J}{E^2} = \frac{9\epsilon}{8L\mu_0} e^{\gamma\sqrt{E}} \quad (2.71)$$

ifadesi elde edilir. Her iki tarafında $\ln$ 'i alındığında bu ifade,

$$\ln\left(\frac{J}{E^2}\right) = \ln\left(\frac{9\epsilon\mu_0}{8L}\right) + \gamma\sqrt{E} \quad (2.72)$$

ifadesine dönüşür. J/E^2 - $\sqrt{E}$ grafiği çizildiğinde, grafiğin eğimi γ katsayısını verir. γ 'nın sıcaklığa bağlı değişimi ise B ve T_0 sabit olmak üzere,

$$\gamma = \beta \left(\frac{q}{k_B T} - \frac{q}{k_B T_0} \right) \quad (2.73)$$

bağıntısı ile verilir [73]. Burada β fit parametresi [74] ve T_0 düzensizlik parametresidir. Bu bağıntı ve γ 'nın sıcaklığa bağlı değişim grafiği kullanılarak T_0 elde edilir. J/E^2 - $\sqrt{E}$ grafiğinin eksenini kestiği noktanın sıcaklığa bağlı grafiğinden de Δ termal aktivasyon enerjisi elde edilir.

2.10.2 Admitans Ölçümleri ile Mobilitenin Belirlenmesi

Admitans spektroskopisi, katıhal aygıtlarında yük geçiş kinetiği ve serbest kalma sürecini araştırmak için kullanılan güçlü bir tekniktir. Admitans (Y), frekans, sıcaklık ve gerilimin fonksiyonu olarak incelenir. Admitans ölçümü ile, filmin AC iletkenliği $G (= \text{Re}(Y))$ ve kapasite değeri $C (= \text{Im}(Y/\omega))$ elde edilir. Admitans (Y)

$$Y = \frac{J_{ac}}{V_{ac}} = G + i\omega = G + iB \quad (2.74)$$

ifadesiyle verilir [60, 75]. Burada, G iletkenlik, B suseptans, C kapasite , $i = \sqrt{-1}$, $\omega=2\pi f$ açısal frekans ve

$$-\Delta B = -\omega(C - C_{geo}) \quad (2.75)$$

olarak verilir. AC mobilite, $-\Delta B$ 'nin frekansa bağıllığından türetilir. Elektron ve holler için iki ayrı C - $\log f$ ya da τ_t - ΔB - $\log f$ grafiğinde görülen pik pozisyonlarından türetilir. Bu piklere karşılık gelen frekans değerlerinden ω elde edilir. $\tau \approx \omega^{-1}$ yaklaşıklığı kullanılarak τ elde edilir. τ_t serbest kalma süresi ise,

$$\tau_t = \tau/0.29 \quad (2.76)$$

düzeltilmesi yapılarak elde edilir. Burada 0.29 faktörü homojen olmayan elektrik alanı temsil eder[75]. elektronlar ve holler için bu ifade $\tau_n(\sim 0.29\tau_{tn})$ ve $\tau_p(\sim 0.29\tau_{tp})$ şeklinde ayrı ayrı yazılabilir. Taşıyıcıların mobilitesi ise

$$\mu = L^2/\tau V \quad (2.77)$$

ile ifade edilir. Burada L örneğin kalınlığı ve E uygulanan elektrik alanı temsil eder. Bu yöntem ile elektron ve holün mobilitesi belirlenir. Elektronlar için elde edilen mobilite μ_n olarak holler için ise μ_p olarak adlandırılır. Mobilitenin elektrik alan bağıllığı Denklem 2.70'de gösterildiği gibidir. μ_n - $\sqrt{E}$ ve μ_p - $\sqrt{E}$ grafikleri Denklem 2.70'e göre fit edildiğinde, elektron ve holler için sıfır alan mobilitesi ve gama faktörü hesaplanır. Sıfır alan mobilitesinin sıcaklığa bağıllığından ise Δ termal enerji değeri hesaplanabilir.

3.1 Aygıt Üretimi

Aygıt üretimi, InAs/GaAs tabanlı Fabry-Perot (FP) yarıiletken lazerlerin büyütülmesini, numune temizliği, litografi, metalizasyon, aşındırma ve pasivasyon süreçlerini içerir. Omik kontakların geliştirilmesi amacıyla, transmisyon çizgi modeli (TLM) ile örneklerin kontak parametreleri belirlendi.

3.1.1 Yarıiletken Aygıtın Büyütülmesi

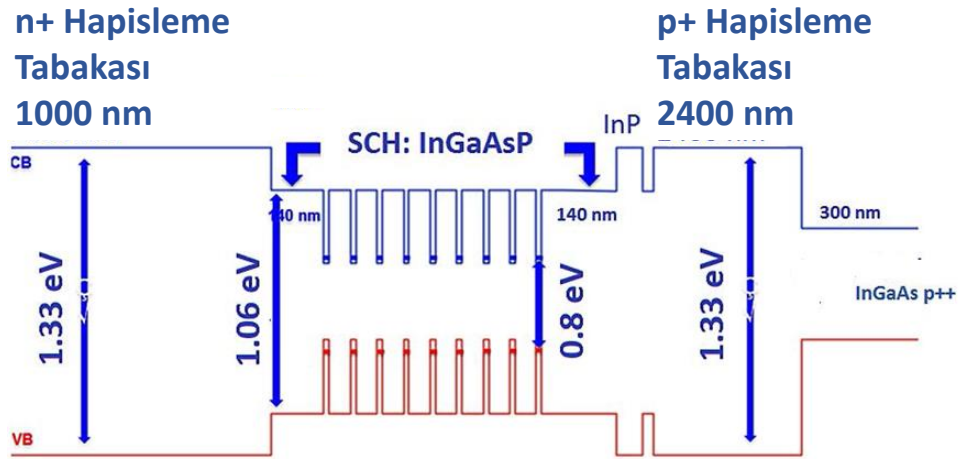
Yarıiletken aygıtlarda nanoyapıların büyütülmesi için, Metal-Organik Kimyasal Buhar Biriktirme (MOCVD) ya da Moleküler Demet büyütme (MBE) gibi teknikler kullanılır. Bu tez çalışmasında kullanılan InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı Fabry-Perot (FP) yarıiletken lazerlerin üretimi, sırasıyla, gaz kaynaklı moleküler demet büyütme (GSMBE) ve MBE ile Stranski–Krastanov büyütme metodu kullanılarak büyütülmüştür.

Stranski–Krastanov büyütme metodu, InAs gibi, GaAs’tan daha büyük yapı sabitine sahip yarı iletkenin GaAs üzerinde büyütülmesine dayanır. Örgü parametrelerinin uyumsuzluğundan dolayı büyütülen tabaka belirli bir kalınlığı aştığında, yüzey gerilimi nedeniyle adacıklar oluşur. Bu nanoyapılar, elektronik ve optoelektronik performansı artırdığından, ilgi çekicidir. Bu adacıklar, yapı sabitleri eşleşen materyal ile kaplanır. Böylece pürüzsüz ve kusursuz katmanlar büyütülebilir. Stranski-Krastanov büyütme tekniği, InP (100) altlığa uygulandığında, InP üzerindeki InAs materyali büyütüldüğünde, saf kuantum noktaların yanı sıra, kuantum dash denen uzatılmış ve asimetrik kuantum

nokta, kuantum tel gibi nanoyapılar oluşur. InAs ve InP arasındaki örgü parametresi uyumsuzluğu yüzde 4 iken, InAs ve GaAs arasındaki örgü parametresi uyumsuzluğu yüzde 7'dir.

Kendiliğinden büyütme rasgele bir olgu olduğundan, her dash'ın boyutu şekli ve bileşeni, iç gerilim dağılımına bağlı olarak değişir. Her bir dash'ın potansiyeli farklı olduğundan, QD gibi, gauss dağılımıyla ifade edilir. Boyut dalgalanmaları kuantum dash kuantum nokta tabanlı yarı iletkenlerin performansını sınırladığından, büyütme koşulları altlık yönelimi [79] çalışılmıştır.

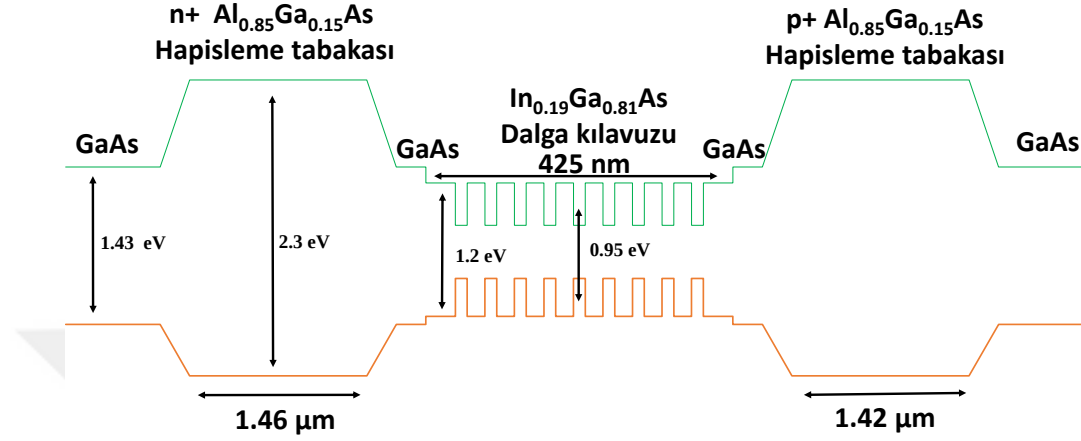
InGaAsP ve üzerine büyütülen çok ince (~ 1 nm) InAs katmanları arasındaki yüzde 4 uyumsuzluk, $[1\ 1\ 0]$ doğrultusu boyunca gömülmüş QDash oluşumuna neden olur. Yayılan ışığın dalga boyunun $1.55\ \mu\text{m}$ 'ye ulaşması için ise InAs kalınlığı 2 nm olarak ayarlanır. QDash genişliği 15-20 nm iken, uzunluğu büyütme koşullarına bağlı olarak 40-300 nm aralığında değişir. Buna bağlı olarak yüzeydeki dash yoğunluğu $1 \times 10^{10} - 4 \times 10^{10}\ \text{cm}^{-2}$ aralığındadır [48]. InAs/InP tabanlı lazer yapının bant diyagramı Şekil 3.1'de verilmiştir. Burada SHC tabakası olarak, 1.06 eV bant aralığına ($\lambda_g = 1.17\ \mu\text{m}$) sahip, $\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ kullanılmıştır. Örneğin aktif kısmı InGaAsP içerisine yerleştirilmiş 9 adet InAs kuantum dash'tan oluşur ve kalınlığı 449 nm'dir. Aktif bölgenin her iki tarafı, InP hapisleme tabakası ile kaplanmıştır.



Şekil 3.1 $1.55\ \mu\text{m}$ 'de çalışan InAs/InP tabanlı yarı iletken lazer yapının enerji bant diyagramı

InAs/GaAs tabanlı lazer yapının bant diyagramı Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Örneğin aktif

kısmı $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ içerisinde 9 adet InAs tabakadan oluşur ve kalınlığı 425 nm'dir. Aktif bölgenin her iki tarafı ışığı sınırlamak için $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ hapisleme tabakası ile kaplanmış ve tüm yapı 100 nm ve 50 nm kalınlıklı GaAs içerisinde sandviç edilmiştir.



Şekil 3.2 1.3 μm 'de ışık yayan InAs/GaAs yarı iletken lazer yapının enerji bant diyagramı

QDash'lar, sıg kuantum noktalara benzer (1×0) tesir kesitine sahiptir ve $[1 \times 0]$ doğrultusundaki uzunluklarının yaklaşık 200-300 nm mertebesindedir [47, 48]. Literatürde, benzer yapılar için InAs sistemlerin materyal yapısı Tesit Kesiti Taramalı Tünelleme Mikroskobu (X-STM) yardımıyla analiz edilmiştir. QDash, QD gibi yapısal özellik gösterse de yüksek asimetrisi nedeniyle, QD'dan ayrılır. QDash'lar genişletme ve zigzag bükülmelerinin yanısıra uzunluğunun genişliğine oranı nedeniyle ayrıcalıklı materyallerdir. Böyle yapıların TEM görüntüleri [47, 48]'de incelenmiş QDash'ların tesir kesiti uzunluklarında güçlü dalgalanmalar gözlenmiştir. Bazı çalışmalar QDash yapının kazanç analizindeki durum yoğunluğunu tel gibi varsaymış [51, 80, 81]. Diğer deneyler, QD'a benzer davranışı desteklemiş ve QDash yapıları sıfır boyutlu yapılar olarak düşünmüştür.

3.1.2 Numune Temizliği

Yüzeydeki organik kirliliklerin temizliği için ultrasonik titreştirici kullanılarak örnek trikloretilen, aseton ve etanol çözeltileri içerisinde 5er dakika bekletilmiştir. Bu esnada çözelti sıcaklıkları, kontrol ünitesi ile 40 °C' ye ayarlanmıştır. Bu işlemler sonrasında örnek

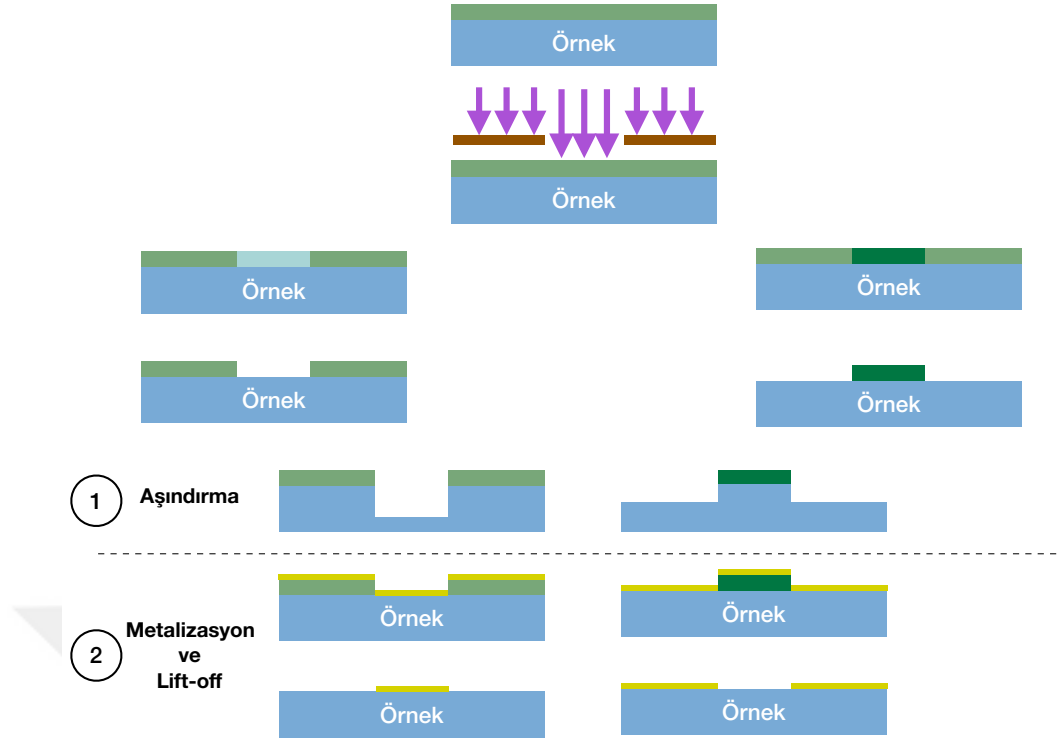
DI su ile durulanmış ve saf azot (N_2) ile kurutulmuştur. Organik bileşenlerden arındırılan örneğin oksit tabaka temizliği ise seyreltik HF çözeltisi kullanılarak yapılmıştır. Bu aşamada 50:1 (DI:HF) çözeltisi hazırlanmış ve örnek 1 dk süre ile bu çözelti içerisinde bekletilmiştir. Yüzeyde kalan asit kalıntısından kurtulmak için ise 3 dk süreyle DI su içerisinde bekletilerek durulanmış ve tekrar N_2 ile kurutulmuştur.

3.1.3 Litografi işlemleri

Fotolitografi, UV ışık kaynağı kullanılarak örnek yüzeyine istenilen maske deseninin transfer edilmesi işlemidir. Temizleme işlemi, fotorezist kaplama, yumuşak ısıtma, maske hizalayıcı (mask alignment), pozlama, geliştirme ve sert ısıtmadan oluşan farklı adımlara sahiptir. Bu tez çalışmasında fotolitografi işlemi spreading layer, p-kontak ve n-kontak oluşturmak için kullanılmıştır.

Fotolitografi işleminde ışığa duyarlı fotorezist olarak polimer malzemeler kullanılmaktadır. Fotorezist döndürerek kaplama yöntemi ile örnek yüzeyine kaplanır. Kaplama işlemi için örnek 4000 rpm hız ile 60 sn boyunca döndürülür. Ardından fotorezist çözücüsünün buharlaşması ve çözünürlüğün artırılması amacı ile $127,5^{\circ}\text{C}$ ' de 1 dk boyunca yumuşak ısıtma işlemi uygulanır. Örnek maske hizalayıcıya yerleştirilerek desenin oluşturulacağı yer ayarlanır ve 365 nm dalga boyuna sahip UV ışık ile uyarılır. Uyarılan fotorezist polimerin türüne bağlı olarak (pozitif ya da negatif fotorezist) ya parçalanır ya da kimyasal bağ ile yüzeye tutunur. Pozitif fotorezistte uyarılmış bölgedeki molekül bağları parçalanır ve sonrasında çözeltide kolayca çözülür. Negatif fotorezist kullanılarak yapılan litografi işleminde ise uyarılmış bölge yüzeye iyice tutunur ve uyarılmamış bölgedeki fotorezist çözelti ile kaldırılır. Böylece örnek yüzeyinde maske üzerindeki desen elde edilir ve Şekil 3.3'de gösterildiği gibi aşındırma ve metalizasyon işlemleri gerçekleşir.

Bu çalışmada pozitif ve negatif fotorezist kullanılmasını gerektiren litografi işlemleri tersinim (image reversal) özelliğe sahip AZ-5214 fotorezisti kullanılarak yapılmıştır. Tersinim özelliği için ilk uyarma işlemi sonrasında örnek develop edilir ise fotorezist ile pozitif tip ile işlem yapılmış olur. Ancak ilk uyarma sonrasında örnek tersinim işlemi için 120°C ' de 2 dk daha ısıtma işlemine maruz bırakılıp maske deseni olmaksızın aynı dalga boyunda UV ışığa maruz bırakıldığında negatif fotorezist özelliği göstermektedir. Her iki



Şekil 3.3 Pozitif ve negatif rezist kullanarak örnek aşındırma, metalizasyon ve Lift-off işlemleri

tip rezist işleminde de MIF826 çözeltisi kullanılarak develop işlemi gerçekleştirilmiştir. InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapılar için litografi işlemi desen terslenmesi ile yapıldı. Her iki yapının litografi işlemleri için aynı maske kullanıldı. InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapılar için yapılan litografi işlem adımları sırasıyla Şekil 3.4’de gösterildiği gibidir.

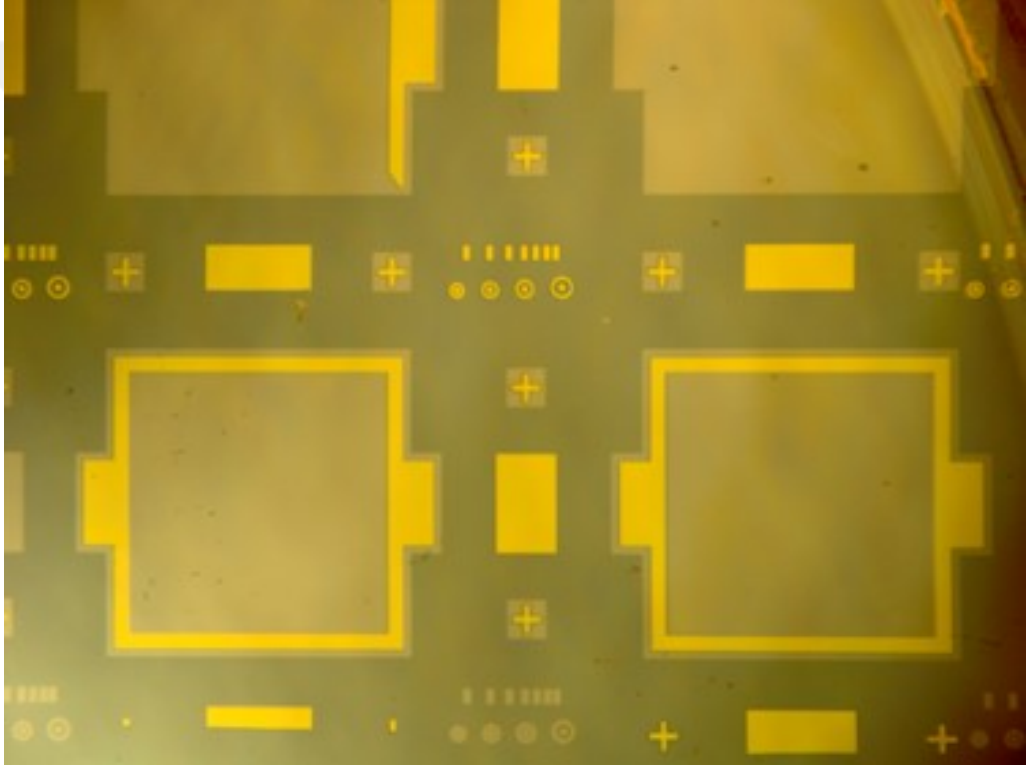


Şekil 3.4 InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapılar için izlenen litografi işlem adımları

Develop işlemleri sonrasında açılan kısımların içerisinde kalan fotorezisti kaldırmak için 30 saniye RIE (reaktif iyon aşındırma) işlemi uygulandı. Böylelikle metalizasyon gerçekleştirilecek bölgelerde kirlilik önlenmiş olur.

Metalizasyon sürecinde spreading layer için, MEB 550 SL kullanılarak örnek üzerine Ti/Au (20/100 Å) metal tabakası kaplandı. Ardından fotolitografi işlemi ve RIE işlemi tekrarlandıktan sonra Ti/Au (20/100 Å) metal tabakası elektriksel kontak için kaplandı ve hızlı termal tavlama (RTA) ile 400 °C 'de tavlandı.

Metalizasyon işlemleri sonrasında, fotorezist aseton ve isopropanol kullanılarak oda sıcaklığında kaldırıldı.

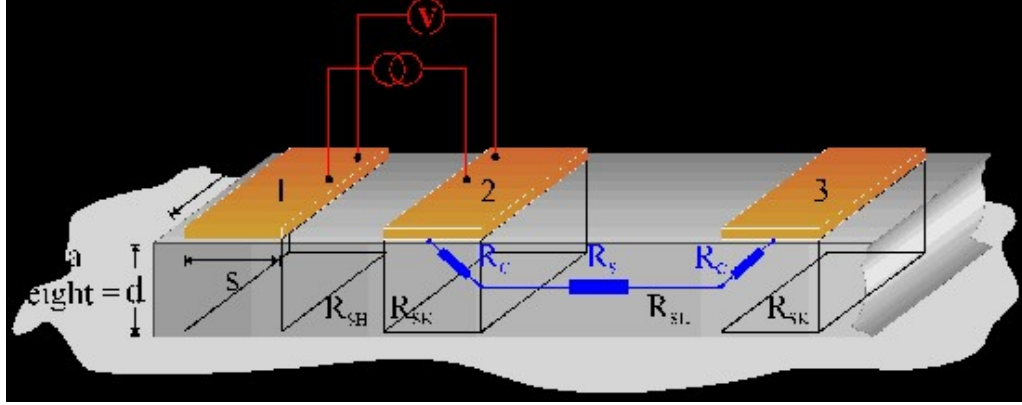


Şekil 3.5 Spreading layer ve p-kontak yapılmış InAs/GaAs yapının fotoğrafı

3.1.4 İletim Hattı Modeli (Transmission Line Model)

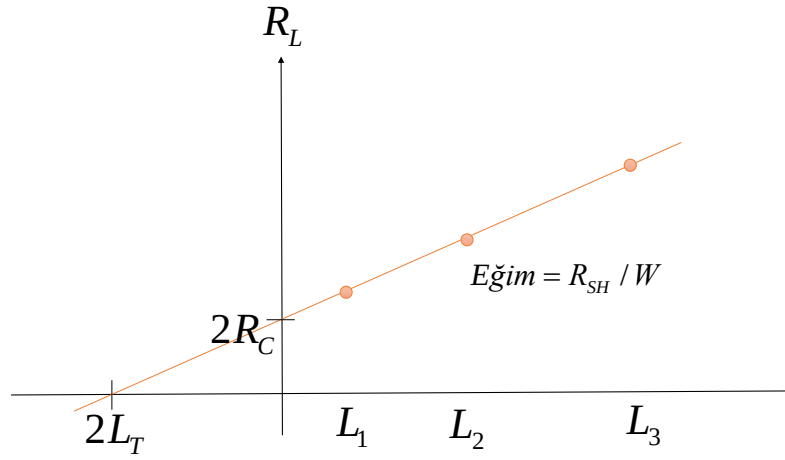
İletim Hattı Modeli (TLM) tekniği, bilinen uzaklıklarla ayrılan kontaklardaki akım gerilim karakteristiğinin ölçülmesiyle kontak ve sheet direncinin belirlenmesi için kullanılır [82]. Kontak metaller litografi yöntemi kullanılarak Şekil 3.6'de gördürüldüğü gibi pattern edilir[83]. Burada kullanılan $L_{1,2,3,4,5,6}$ uzunlukları sırasıyla 20 μm , 40 μm , 50 μm , 100 μm , 150 μm , 200 μm şeklindedir. Metal petlerin uzunluğu (S) ve genişliği

(W) $50\ \mu\text{m}$ ve $200\ \mu\text{m}$ 'dir. Her metal kontak için $I - V$ ölçümleriyle hesaplanan dirençler



Şekil 3.6 TLM analizi için hazırlanan omik kontak pedli yarı iletken materyalin şematik diyagramı [83]

ped aralığının fonksiyonu olarak Şekil 3.7’de gösterilmiştir. Elde edilen bu dirençler metal kontak direnci ve yarı iletken direncinin toplamıdır. Bu grafiğin eğiminden R_{SH}/W belirlenir ve kontak direnci R_C ve transfer uzunluğu L_T elde edilir. Toplam direnç, kontak



Şekil 3.7 TLM analizi için hazırlanan omik kontak pedli yarı iletken materyalin şematik diyagramı [83]

direnci ve yarı iletken direncinin toplamıdır ve

$$R = R_C + R_C + R_{SC} = 2R_C + R_{SC} \quad (3.1)$$

ifadesi ile verilir.

$$R_{SC} = \rho L/dW \quad (3.2)$$

$$2R_C = 2 \frac{R_{SH}}{W} L_T \quad (3.3)$$

Burada yarı iletkenin shunt direnç $R_{SH} = \rho/d$ ile verilir [?]. Burada L_T , omik kontağa doğru ya da tersi yönde akımın akım oluşması için gerekli uzaklıkla ilgili uzunluktur [?]. Bu bağıntılar yardımıyla R_L ,

$$R_L = R_{SH}/W(L + 2L_T) \quad (3.4)$$

Olarak bulunabilir. $L = 0$ için, $R_L = 2R_C$ olarak hesaplanır.

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_{SH}}} \quad (3.5)$$

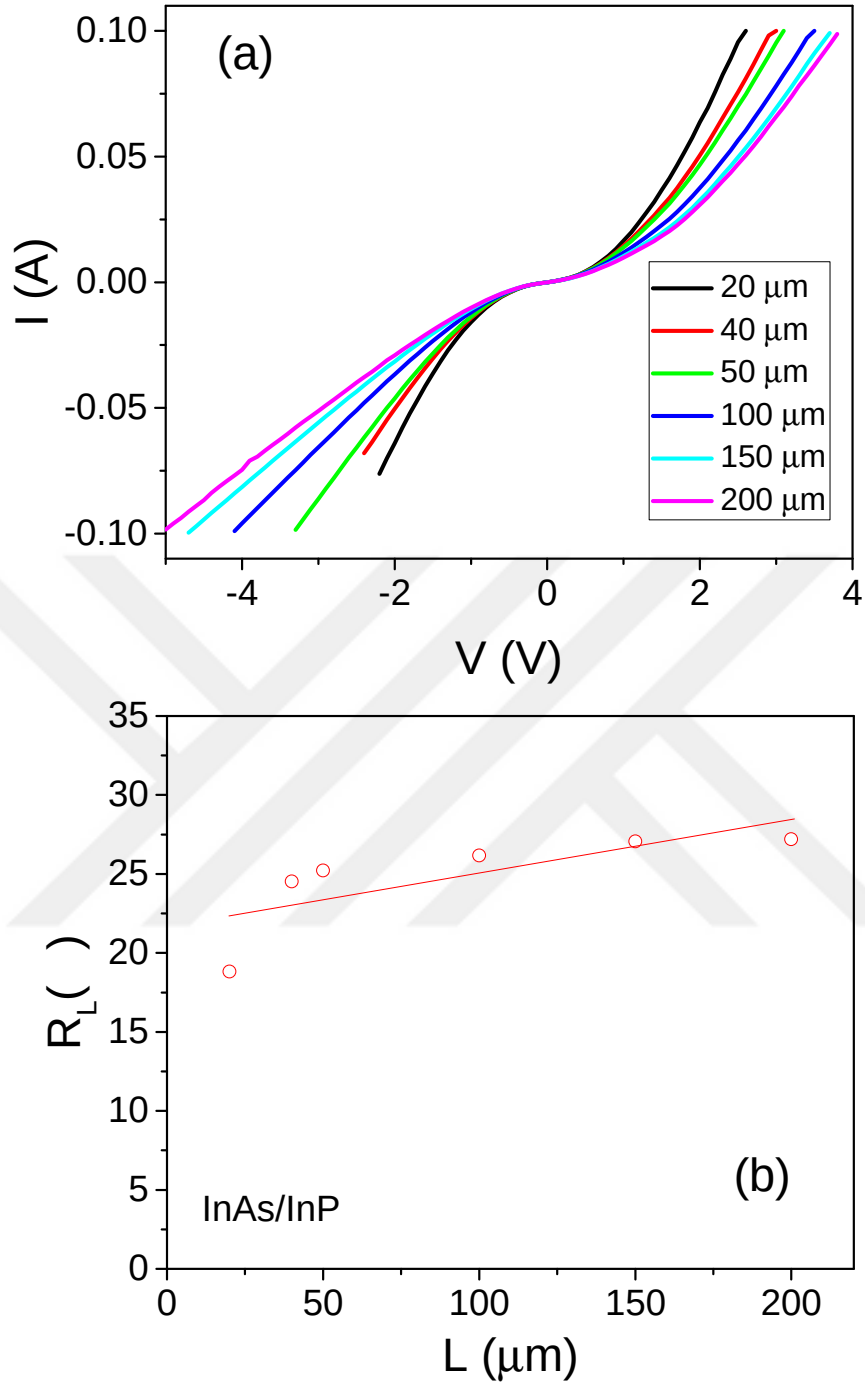
$$\rho_C = L_T^2 R_{SH} \quad (3.6)$$

InAs/InP tabanlı lazer yapının p-kontağı için TLM

p-InP için, iki kontak çiftinin direncinin I - V karakteristiği Şekil 3.8 grafiği içerisinde görüldüğü gibidir. I - V grafiği eğiminden, her boşluk aralığı için R_L değeri elde edilmiştir. Boşluk aralığına karşılık R_L değeri değişimi Şekil 3.8'deki gibidir. Bu grafikten $R_C=10.9 \Omega$, $R_{SC}=6.69 \Omega$ ve $\rho_C = 7.04 \times 10^{-3} \Omega m^2$ olarak hesaplanmıştır.

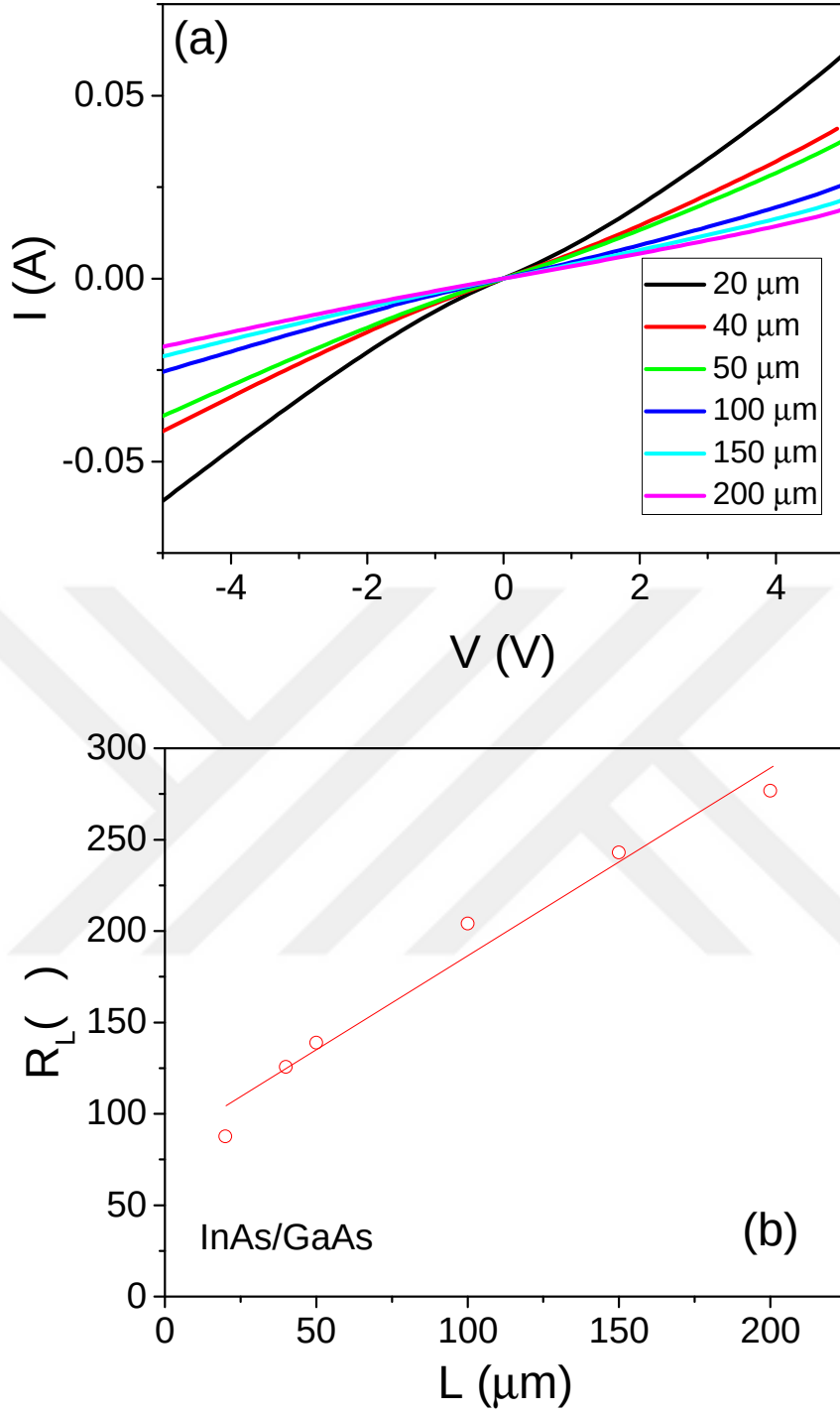
InAs/GaAs yapının p-kontağı için TLM

p-GaAs için, iki kontak çiftinin direncinin I - V karakteristiği Şekil 3.9 grafiği içerisinde görüldüğü gibidir. I - V grafiği eğiminden, her boşluk aralığı için R_L değeri elde edilmiştir. Boşluk aralığına karşılık R_L değeri değişimi Şekil 3.9'deki gibidir. Bu grafikten $R_C=41.6$



Şekil 3.8 InAs/InP tabanlı lazer yapıda boşluk aralığına karşılık TLM direnç ölçümü

Ω , $R_{SC}=206 \Omega$ ve $\rho_C = 3.35 \times 10^{-3} \Omega m^2$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 3.9 InAs/GaAs tabanlı lazer yapıda boşluk aralığına karşılık TLM direnç ölçümü

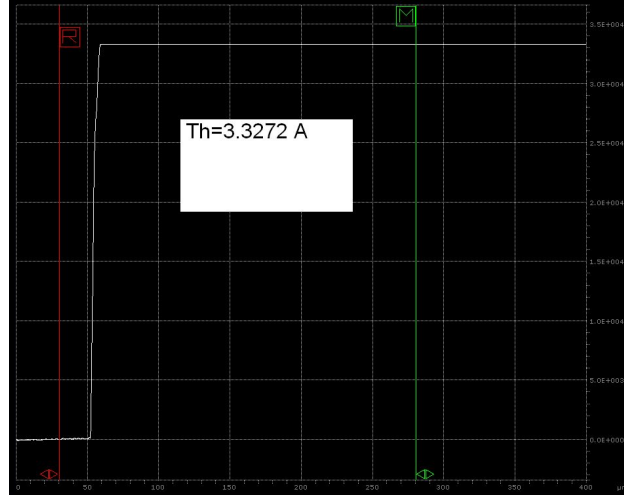
3.1.5 Aşındırma İşlemi

Aşındırma işlemi malzeme ya da amaca bağlı olarak istenen örnek yüzeyinin ortadan kaldırılması işlemidir. Aşındırma işlemi kimyasal ve kuru (plazma) aşındırma olmak üzere ikiye ayrılır. Her iki yöntemin de farklı avantajları vardır. Kimyasal aşındırmada

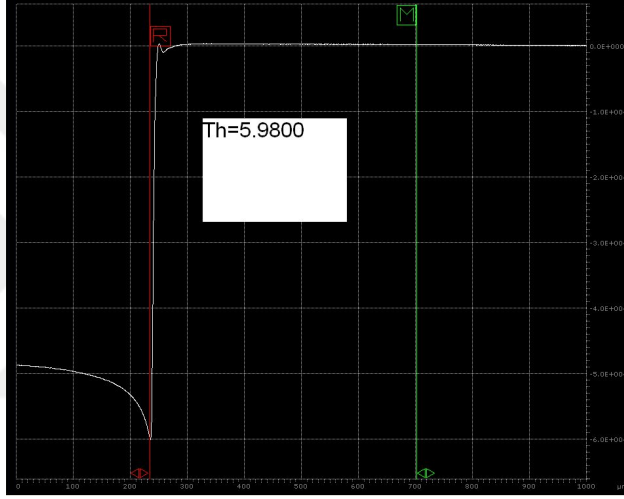
aşındırma hızını kontrol etmek zordur fakat daha düzgün aşındırma ve daha az elektronik zarara neden olur. Kimyasal Aşındırma, izotropik reaksiyonla gerçekleşir. Kuru Aşındırma ise anizotropik saçılmaya dayanır. Reaktif iyon aşındırmada plazma sistemi reaktif gazı iyonize eder ve bu iyonlar hızlandırılarak örnek yüzeyine gönderilerek aşındırma sağlanır

InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapıların aşındırılmasında kimyasal aşındırma kullanılmıştır. Kimyasal aşındırmada çözelti seçimi materyal tipine ve istenen aşındırma kalınlığına bağlı olarak değişir. Aşındırma işlemine başlamadan önce spreading layer ve p kontak için kaplanan fotorezist ve metal kalınlığı Dektak 8 kalınlık ölçer ile ölçülmüştür.

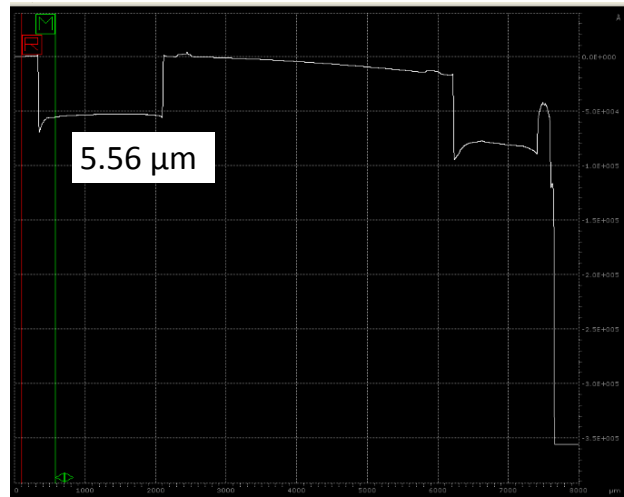
InAs/GaAs tabanlı lazer yapı için, ölçülen kalınlık Şekil 3.10a'da gözlendiği gibi $3.32 \mu\text{m}$ 'dir. InAs/GaAs tabanlı p-i-n yapının p ve i tabakalarının kalınlıkları toplamı $1.88 \mu\text{m}$ 'dir. N kontak yapabilmek için, InAs/GaAs tabanlı yapının en az metal/rezist kontak kalınlığı ve p-i tabakalarının kalınlıkları toplamı olan $5.2 \mu\text{m}$ aşındırılması gerekmektedir. bunun için ilk olarak HBr çözeltisi kullanılmıştır. Örnek 85 s HBr çözeltisinde tutulduğunda Şekil 3.10b'de gözlendiği gibi, $4.9\text{-}5.9 \mu\text{m}$ aşınma gerçekleşmiştir. Aşındırılan tabakadaki bu kalınlık farkını düzeltmek için örnek 5 dakika $\text{H}_2\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:1:40) çözeltisinde ve 30 s HBr çözeltisinde tutularak $5.56 \mu\text{m}$ aşındırılmıştır (Şekil 3.10c). Kimyasal aşındırma sonrası InAs/GaAs tabanlı lazer yapının SEM görüntüsü Şekil 3.11'de gözlendiği gibidir.



(a)

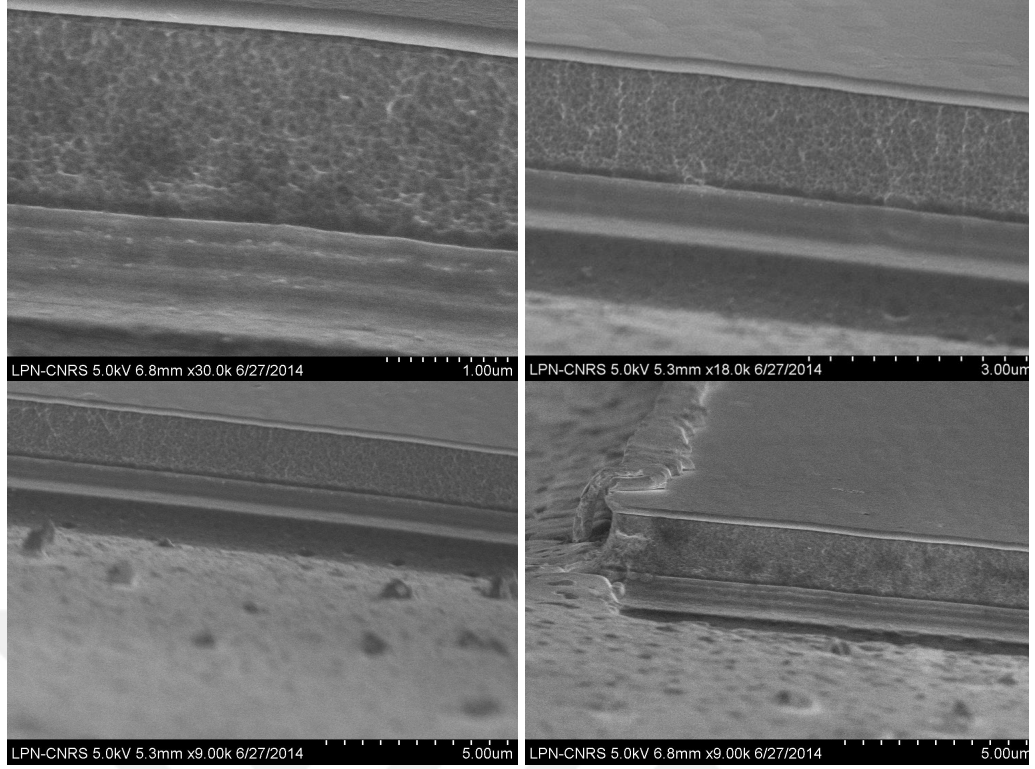


(b)



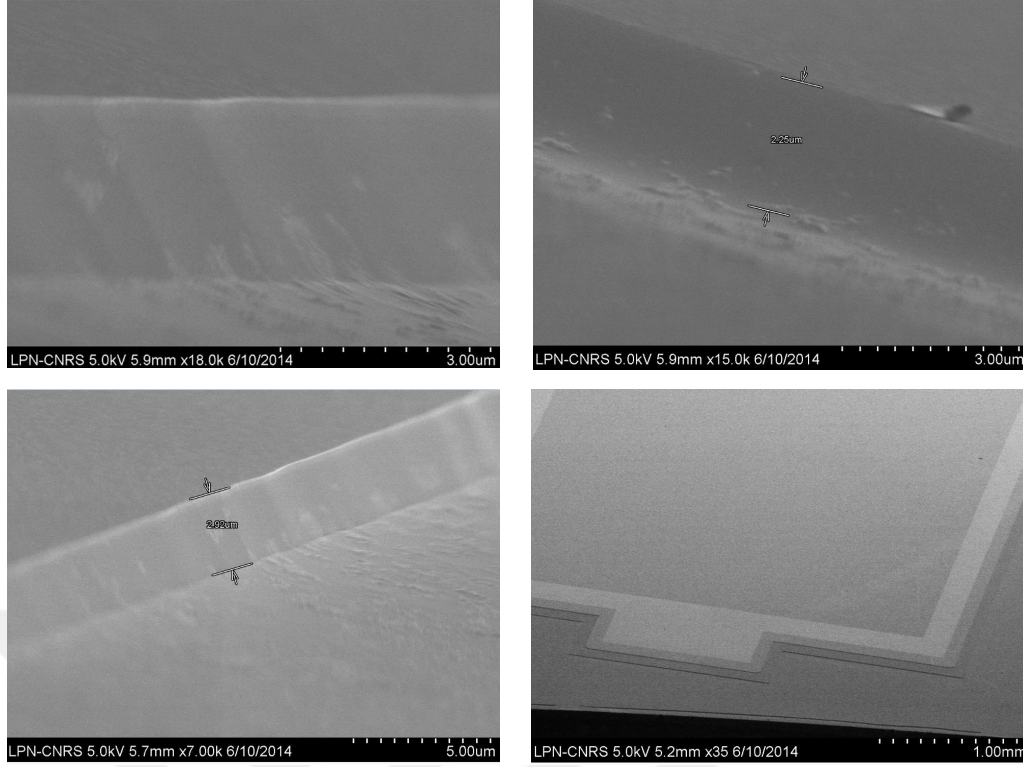
(c)

Şekil 3.10 GaAs için Dektak8 ile ölçülen (a) p-kontak ve fotorezist kalınlığı (b) 85 s HBr (c) 85 s HBr, 5 dakika $\text{H}_2\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:1:40) ve 30 s HBr çözeltisiyle aşındırılan GaAs yapının Dektak 8 ile ölçülen kalınlığı



Şekil 3.11 Kimyasal aşındırma sonrası InAs/GaAs tabanlı lazer yapının SEM görüntüsü

InAs/InP tabanlı lazer yapının aşındırılması seçici aşındırma ile yapıldı. InGaAs p+ katmanını kaldırmak için $\text{H}_3\text{PO}_4\cdot\text{H}_2\text{O}_2\cdot\text{H}_2\text{O}$ (1:1:8) çözeltisi, InP katmanını kaldırmak için HCl çözeltisi, i katmanını kaldırmak için ise HBr çözeltisi kullanıldı. InAs/InP tabanlı lazer yapının SEM görüntüsü Şekil 3.12’de gösterilmiştir.



Şekil 3.12 Kimyasal aşındırma sonrası InAs/InP tabanlı lazer yapının SEM görüntüsü

3.1.6 Pasivasyon İşlemi

Yapının kimyasal olarak pasive edilmesi elektriksel karakteristiğini iyileşmesini sağlar. Bu nedenle, elektriksel stabiliteyi sağlamak için yarı iletken yüzeyinde oksit tabaka büyütülür. Pasifleştirmenin amacı, yüzey rekombinasyon akımını ve ortamdaki oksidasyonu azaltmaktır.

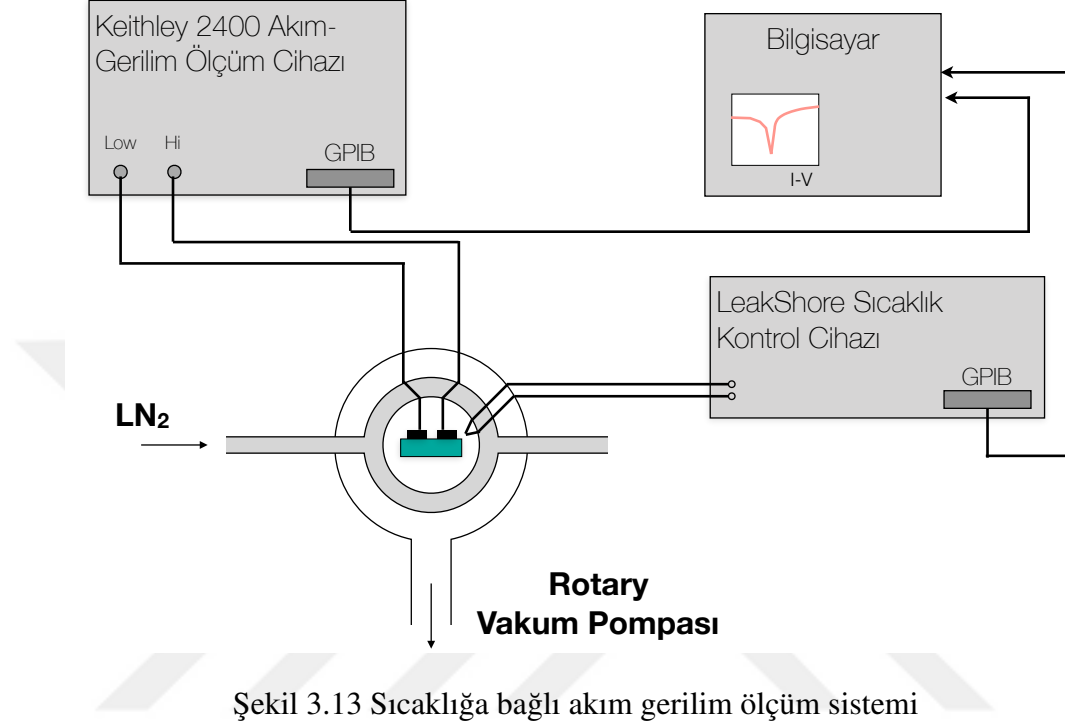
3.2 Karakterizasyon Yöntemleri

InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapıların elektriksel karakterizasyonu için kullanılan akım gerilim, admitans ve elektrolüminesans ölçüm sistemleri Bölüm 3.2.1, 3.2.2 ve 3.2.3’de gösterilmiştir.

3.2.1 Akım-Gerilim Karakteristiği Ölçüm Sistemi

InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapıların sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçümleri Şekil 3.13’de gösterildiği gibi Keithley 2400 source metre, Lake Shore 334 sıcaklık

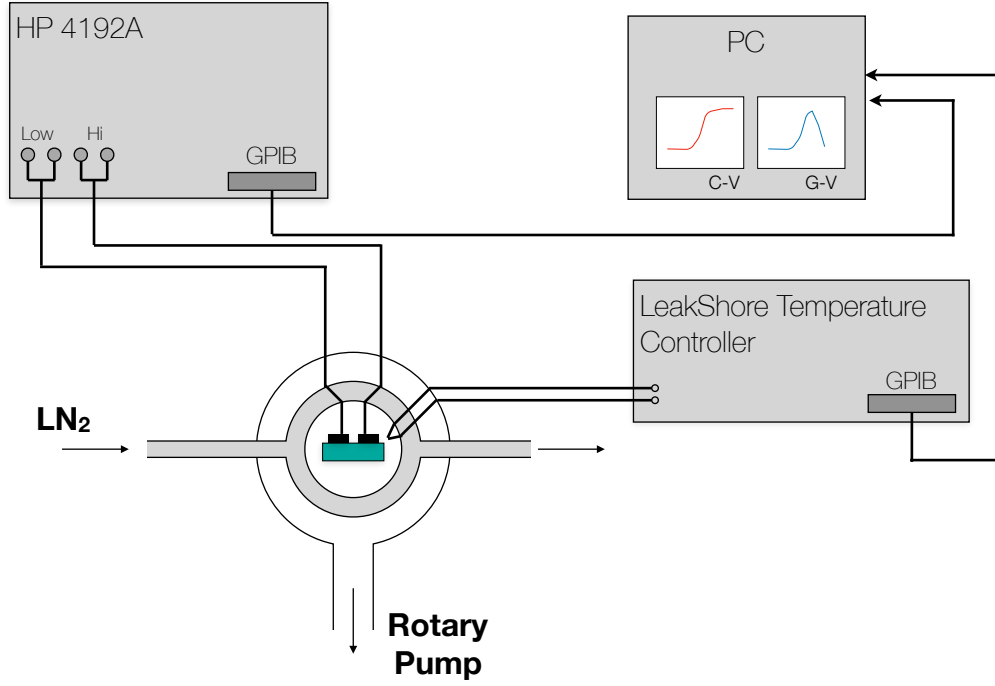
kontrol cihazı ve düşük sıcaklık kreostatu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Lazer yapı, He kreostat (ARS, S204) içerisine yerleştirilmiş ve kreostatın ucundaki iki iğne ile elektrik kontağı yapılmıştır. Ölçümler, LABVIEW programı ile kaydedilmiştir. 190-300 K sıcaklık aralığında örneği soğutmak için sıvı azot (LN₂) kullanılmıştır.



Şekil 3.13 Sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçüm sistemi

3.2.2 Admitans Ölçüm Sistemi

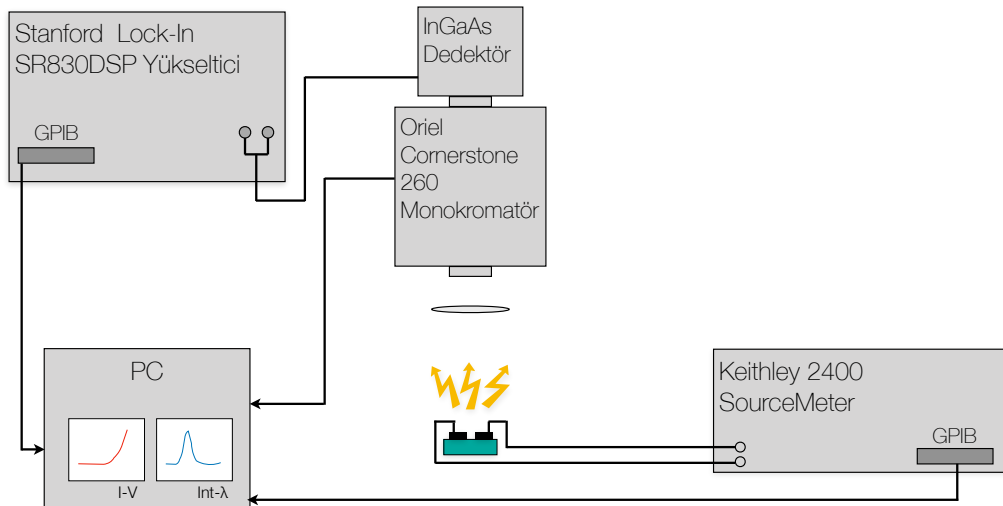
InAs/InP ve InAs/GaAs tabanlı lazer yapıların bağlı kapasitans gerilim ölçümleri Şekil 3.14’de gösterilen sistemle gerçekleştirilmiştir. Lazer yapı, akım gerilim ölçümünde olduğu gibi kreostat (ARS, S204) içerisine yerleştirilmiştir. Admitans ölçümü bilgisayar kontrollü Hewlett-Packard 4192A LRC-metre ile yapılmıştır. Hewlett-Packard 4192A LRC-metre 7-10⁶ Hz frekans aralığında çalışır 35 V’a kadar DC voltaj sağlayabilir. Tez çalışmasında 1kHz-1MHz frekans aralığında admitans ölçümü alınmıştır. Örneğin kapasite $C \equiv \text{Im}[Y(\omega)/\omega]$ ve iletkenlik $G(\omega) = \text{Re}Y(\omega)$ değerleri, LABVIEW programı ile kaydedilmiştir. 190-300 K sıcaklık aralığında örneği soğutmak için sıvı azot (LN₂) kullanılmıştır. ve HP4192A LRC-metre, Lake Shore 334 sıcaklık kontrol cihazı ve kreostat kullanılarak 200-300 K aralığında admitans ölçümü alınmıştır.



Şekil 3.14 Sıcaklığa bağlı kapasitans/iletkenlik-gerilim ölçüm sistemi

3.2.3 EL Deney Düzenegi

EL Ölçümleri Keithley 2400 voltage/current source meter, Oriel Cornerstone 260 monokromatör, Lock-In SR830DSP yükseltici ve InGaAs altlık üzerinde Si'dan oluşan (ThorLabs DSD2) fotodiyot kullanılarak gerçekleştirilmiştir.



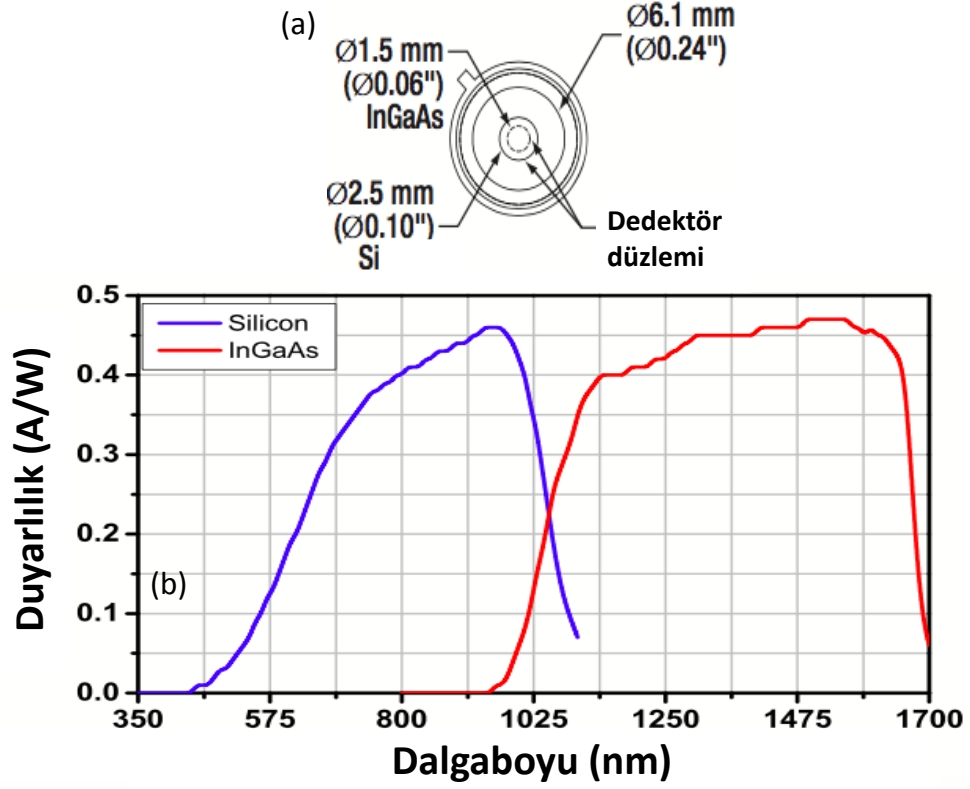
Şekil 3.15 Elektroluminesans ölçüm sistemi

Si için, dalgaboyu aralığı 400-1100 nm ve pik dalgaboyu 950 nm iken, InGaAs için

dalgaboyu aralığı 1000-1800 nm ve pik dalgaboyu 1300 nm'dir.

InGaAs için, dalgaboyu aralığı ve pik dalgaboyları Şekil 3.16'da verilmiştir [84].

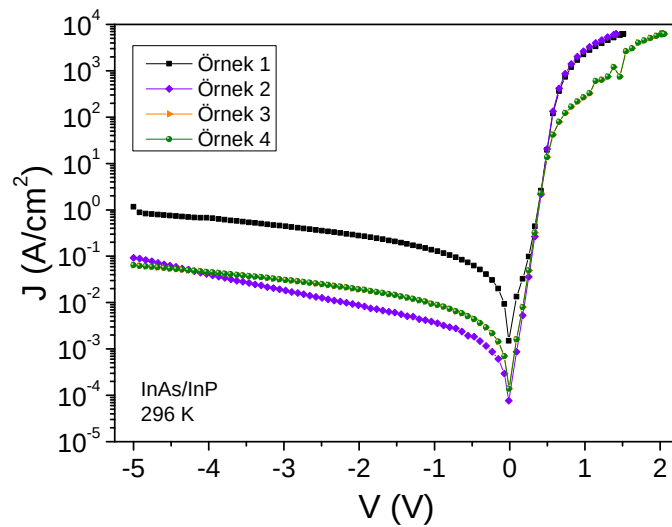
InGaAs'ın dalgaboyu aralığı InP ve GaAs tabanlı yarıiletken lazerlerin dalgaboyunu (sırasıyla 1550 nm ve 1300 nm) kapsar.



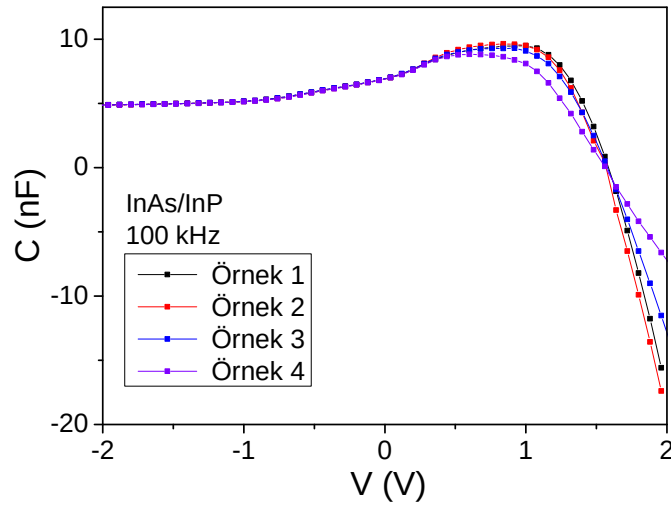
Şekil 3.16 Si üzerine büyütülmüş InGaAs fotodiyot'ün (a) şematik gösterimi (b) dalgaboyu-duyarlılık grafiği[84]

4.1 InAs/InP Tabanlı Yarı İletken Lazer

InAs/InP tabanlı lazer yapı, üretim ve litografi aşamalarından sonra $4 \times 4 \text{ mm}^2$ 'lik alana sahip 4 parça olarak kesilmiştir. Bu dört adet InAs/InP tabanlı lazer yapının, oda sıcaklığında akım yoğunluğu gerilim ve kapasite voltaj ölçümleri Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 'de gösterildiği gibidir. Tüm örnekler için akım gerilim ve kapasite voltaj eğrilerinin yaklaşık olarak aynı olduğu gözlenmiştir. Eğriler arasındaki küçük fark, elektrotların çıplak gözle elektrotları bağlarken aynı noktaya temas ettirilmemesinden kaynaklanır. Şekil 4.1'den, diyotun doğrultucu özelliği olduğu ve doğrultucu katsayısının 10^4 mertebesinde olduğu belirlenmiştir.



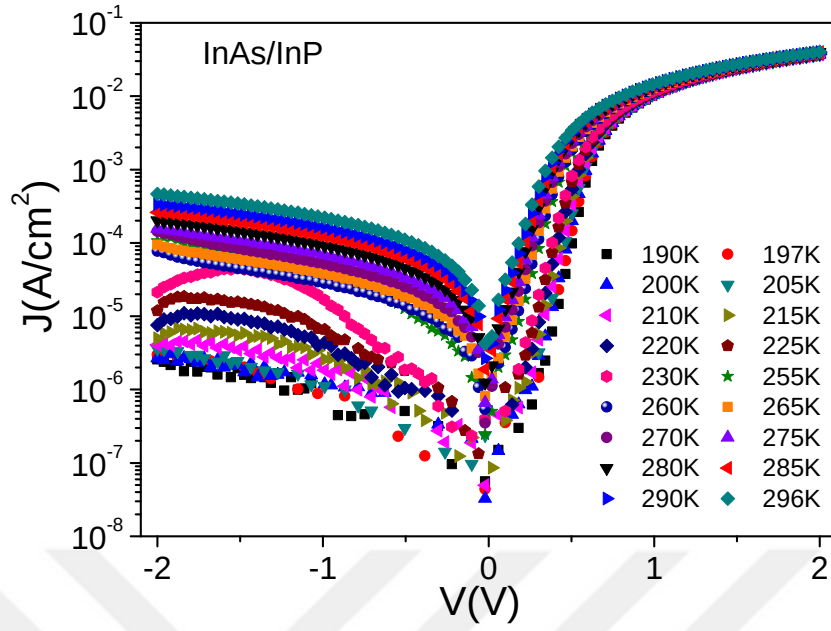
Şekil 4.1 InAs/InP tabanlı lazer yapı için, karanlık ortam içerisinde ve oda sıcaklığında alınan akım yoğunluğu gerilim grafiği



Şekil 4.2 InAs/InP tabanlı lazer yapı için, karanlık ortam içerisinde ve oda sıcaklığında alınan kapasite gerilim grafiği

4.1.1 InAs/InP Tabanlı Lazer Yapının Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim Karakteristiğinin İncelenmesi

Yük iletim mekanizmasını belirleyebilmek için bu örneklerden bir tanesi seçilmiş (Örnek 2) ve 5 K'lık artışlarla, 190-300 K sıcaklık aralığında J - V - T ölçümleri alınmıştır. InAs/InP tabanlı lazer yapının sıcaklığa J - V ölçümleri, Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Taranan sıcaklık aralığında hücrenin diyot özelliğini koruduğu görülmektedir. Yüksek düz besleme gerilimlerinde, tüm sıcaklık değerleri aynı doyma akımına sahiptir. Doyma akımı değerlerinin aynı olması, lazer yapının tek diyot davranışına sahip olduğunu gösterir. Sıcaklığa bağlı J - V davranışı, düz ve ters besleme gerilimleri için, ayrı başlıklar halinde incelenmiştir.



Şekil 4.3 Karanlık ortam içerisinde oda sıcaklığında InP/InGaAsP/InAs/InP yarı iletken lazer yapının akım yoğunluğu-gerilim karakteristiği

Düz Besleme

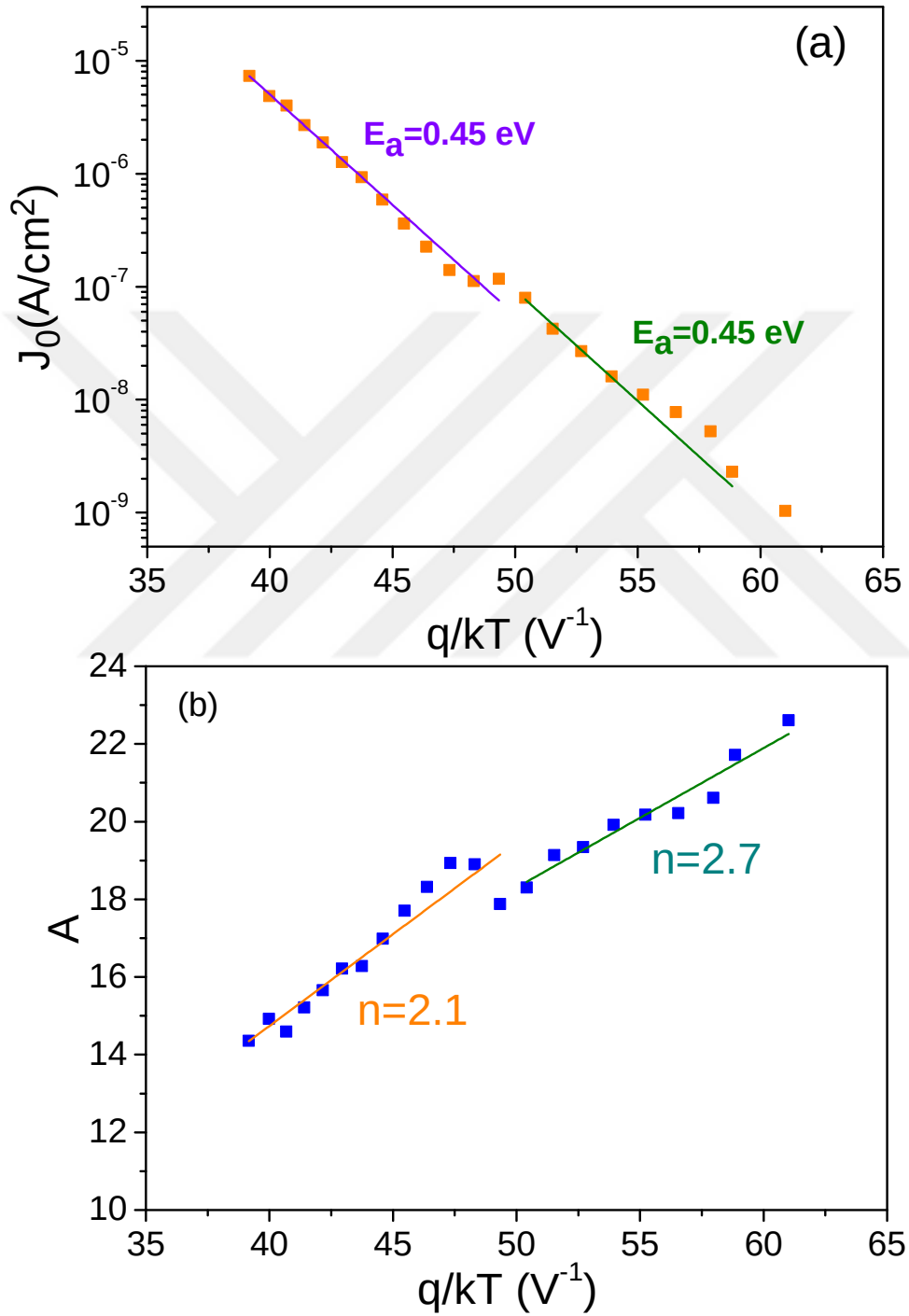
Düz besleme geriliminde akım yoğunluğunun uygulanan gerilimle değişimi Şekil 4.3’de gösterilmiştir. Şekil 4.3’den $0 < V_F < 0.7$ V ve $V_F > 0.7$ V düz besleme gerilimleri için iki ayrı iletim mekanizması olduğu görülmektedir.

$0 < V_F < 0.7$ V

$0 < V_F < 0.7$ V düz besleme gerilimi altında, akım yoğunluğu Denklem 2.60’den beklediği gibi, uygulanan gerilim ile eksponansiyel olarak değişir. Şekil 4.3, Denklem 2.60’e göre fit edilerek aktivasyon enerjisi ve idealite faktörü elde edilir.

Şekil 4.3 grafiğinin y eksenini kestiği noktadan elde edilen J_0 doyma akım yoğunluğunun artan sıcaklıkla arttığı Şekil 4.4a’dan görülmektedir. Bu artış, artan sıcaklıkla valans bandında bulunan yüklerin iletim bandına geçmesinden kaynaklanır. Şekil 4.4a’da 240 K (48.3 V^{-1})’den düşük ve yüksek sıcaklıklar için iki ayrı akım bölgesi görülür. Bu iki bölge de Denklem 2.61’e göre fit edildiğinde, aktivasyon enerjisi 0.40 ± 5 eV olarak elde edildi. İdealite faktörünü elde etmek için, Şekil 4.3 grafiğinin eğiminden elde edilen $A = q/nkT$ değerinin sıcaklığa bağlılığı incelenmiştir. A değerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.4b’de gösterildiği gibidir. Şekil 4.4b grafiğinin eğiminden elde edilen n , 240 K’den

yüksek sıcaklıklarda 2.1 olarak hesaplanırken, 240 K'den düşük sıcaklıklarda yaklaşık 3 olarak hesaplandı. İdealite faktörünün 2'ye eşit olması rekombinasyon tipi taşıyıcı iletim mekanizmasının baskın olduğunu, 3'ten büyük olması tünelleme tipi iletkenlik mekanizmasının baskın olduğunu gösterir [85].

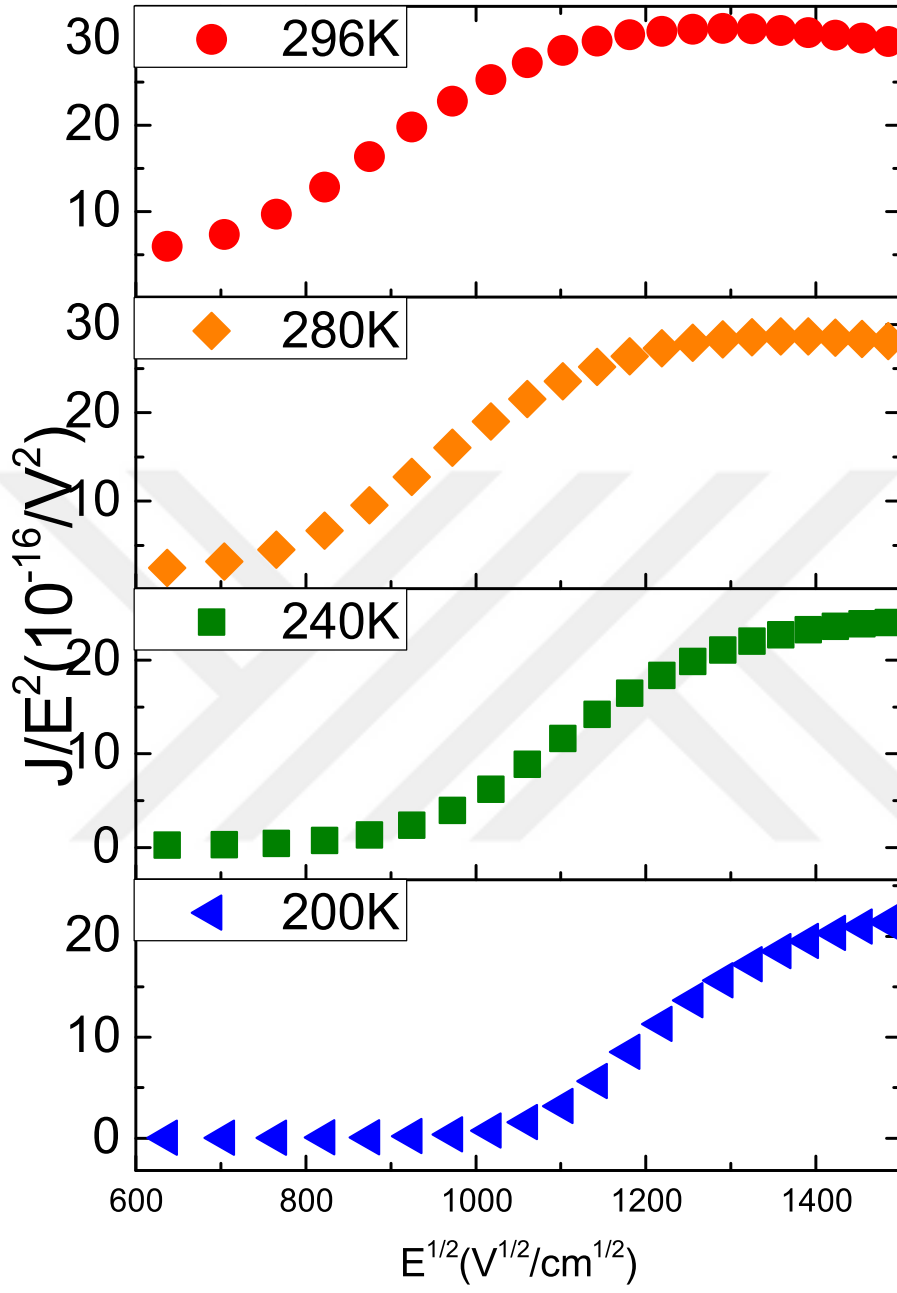


Şekil 4.4 Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) akım yoğunluğu- q/kT (b) A - q/kT grafiği

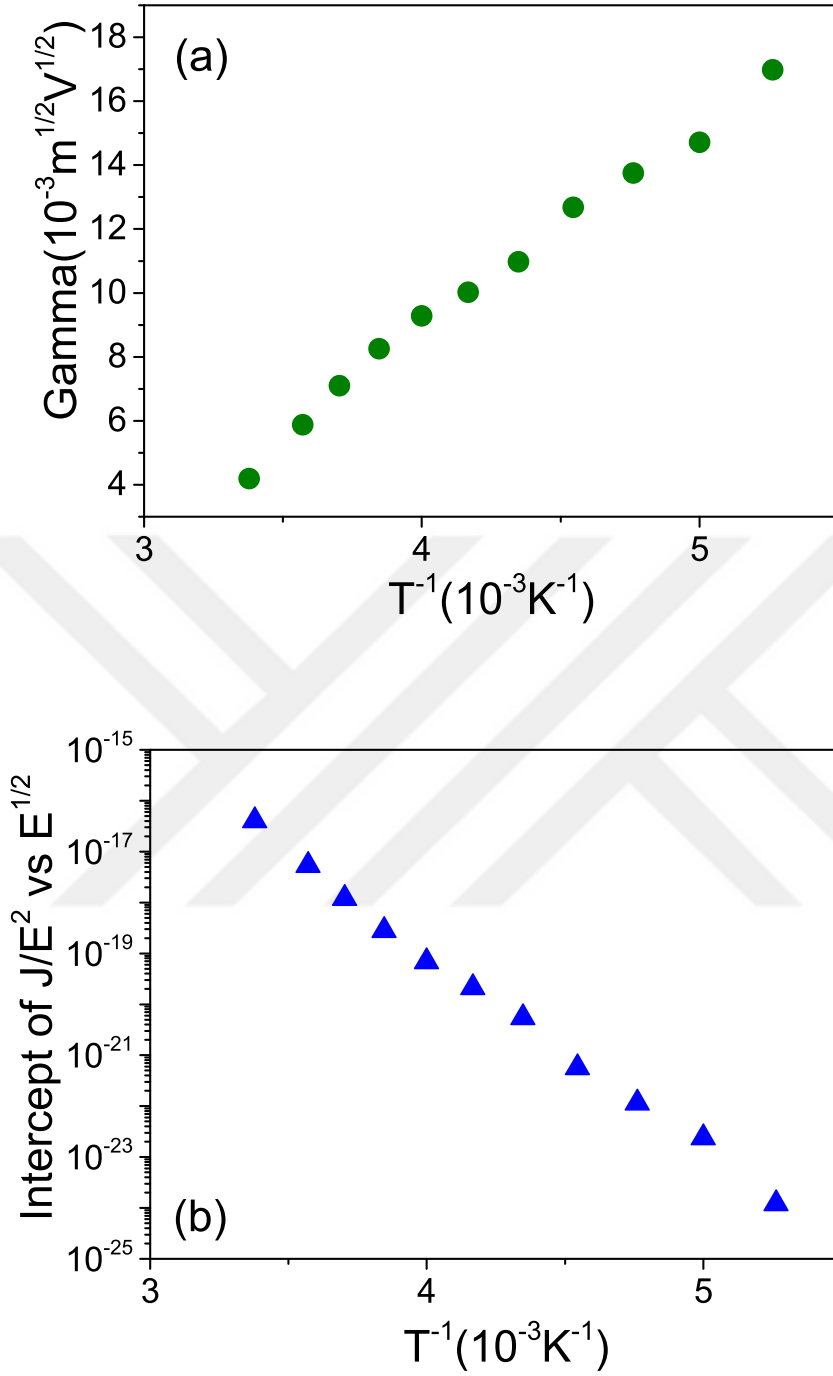
$$\underline{V_F > 0.7 \text{ V}}$$

$V_F > 0.7 \text{ V}$ düz besleme geriliminde akım yoğunluğunun, gerilimin kuvvetiyle orantılı ($J=KV^m$ ve $m>2$) olarak arttığı gözlenmiştir. Akım yoğunluğu ve gerilim arasındaki bu bağıntı uzay sınırlamalı akım iletim mekanizmasının etkin olduğunu belirtir. Tek taşıyıcı için tuzaklanan serbest uzay, yük sınırlamalı akım yoğunluğu Denklem 2.69 ile verilir. Şekil 4.5'deki $J/E^2-\sqrt{E}$ grafiğinin eğiminden belirlenen γ' 'nin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.6'de gösterilmiştir. Eşitlik 2.73 kullanılarak, γ' 'nin sıcaklığa bağlılığından, B ve T_0 değerleri, sırasıyla, $5.5 \times 10^{-4} \text{ eV(m/V)}^{1/2}$ ve 372 K (0.03 eV) olarak elde edildi.

Şekil 4.5'de çizilen doğrunun y eksenini kestiği noktadan elde edilen, sıfır alan mobilitesinin sıcaklığa bağlılığı incelenmiştir. Şekil 4.6 grafiğinin eğiminden Δ termal enerji değeri 0.78 eV olarak hesaplandı. Bu değer Podemski'nin çalışmasıyla uyumludur [86].



Şekil 4.5 Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı J/E^2 - $E^{1/2}$ grafiği



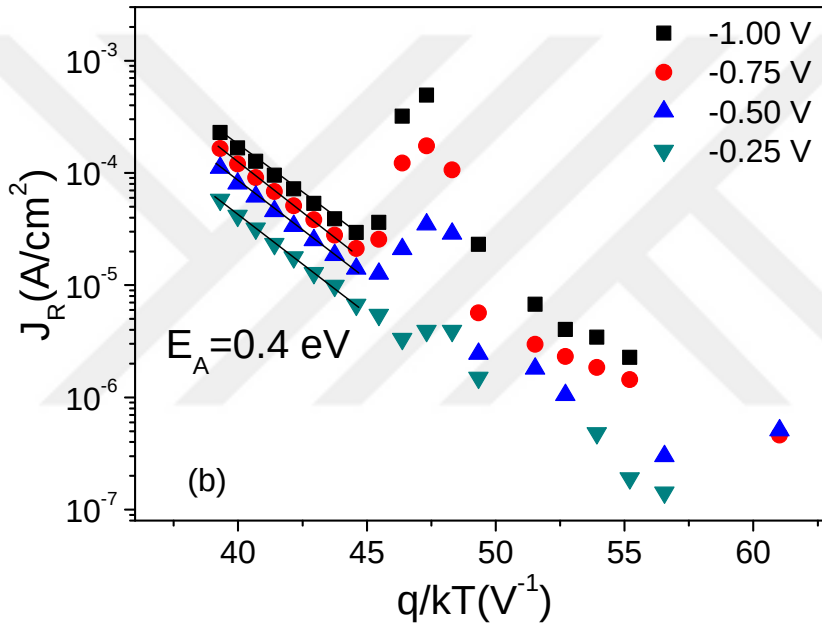
Şekil 4.6 Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) gama- $1/T$ (b) $J/E^2 - E^{1/2}$ grafiğinin eksenini kestiği nokta $-1/T$ grafiği.

Ters Besleme

Ters besleme geriliminde, akım yoğunluğu ve gerilim arasında 2.32 bağıntısı geçerlidir. Sabit gerilim değerleri için sıcaklığa bağlı akım yoğunluğu Şekil 4.7’de gösterilmiştir. Arrhenius eğrisinden, aktivasyon enerjisi 0.4 eV olarak elde edildi. Bu aktivasyon

enerjisi düz besleme geriliminde elde edilen aktivasyon enerjisi ile aynıdır. Deneysel olarak belirlenen 0.4 eV aktivasyon enerjisi değeri, InP'daki bulk tuzaklarına karşılık gelir ve hesaplanan fosfor boşluk enerjisiyle uyumludur [87, 88]. Dahası, yüksek sıcaklıklarda 4.7'de gösterildiği gibi, aktivasyon enerjisinin gerilimden bağımsız olması, bulk tuzaklarının karakteristik bir özelliğidir.

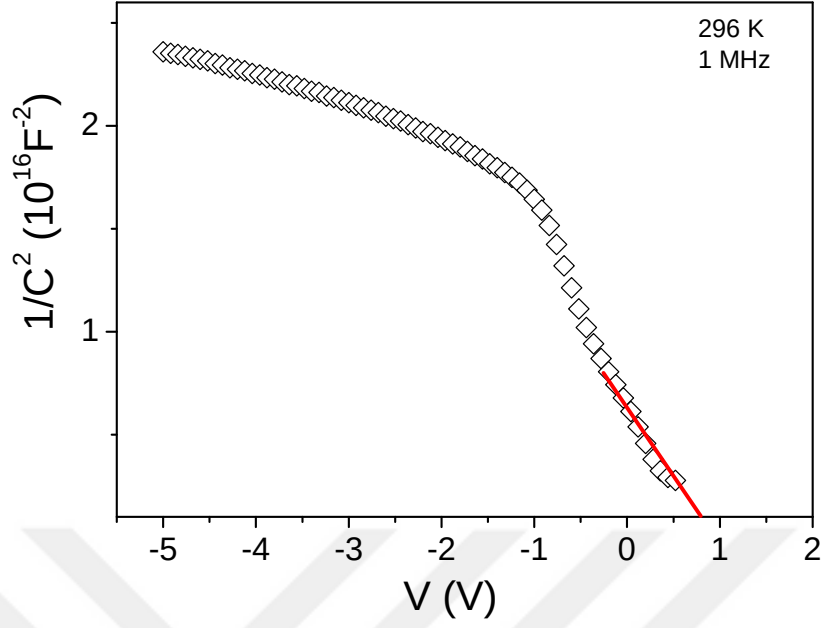
Buna ek olarak, Şekil 4.7'de görülen tümsek, küçük ters besleme rejiminde zayıf iken, büyük ters besleme gerilimlerinde baskındır. Bunun nedeni, tuzaklardan veya QDash'lardan yayılmış taşıyıcıların katkısı olabilir.



Şekil 4.7 Düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) akım yoğunluğu- q/kT (b) $A-q/kT$ grafiği

4.1.2 Admitans Ölçümü ile InAs/InP Tabanlı Lazer Yapının Kapasitans-Gerilim Karakteristiğinin İncelenmesi

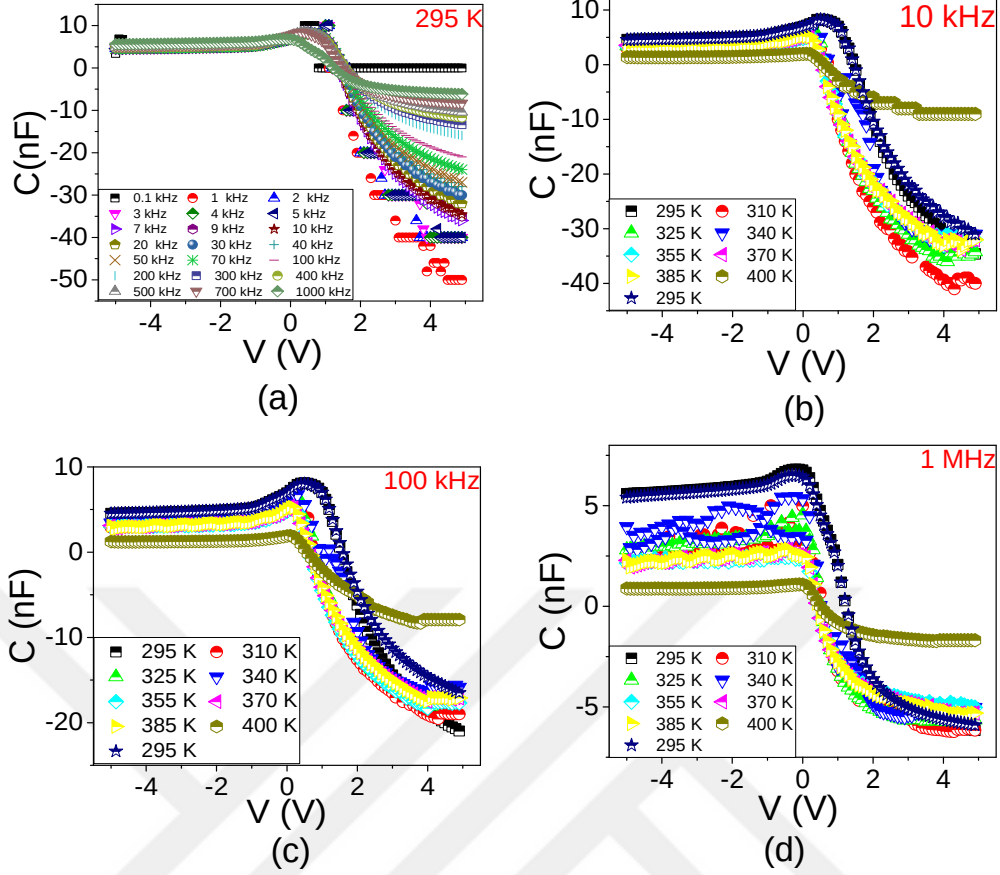
InAs/InP Tabanlı Lazer Yapı için, ters besleme geriliminde $V_R - 1/C^2$ grafiği Şekil 4.8'de gösterildiği gibidir. Doğrunun gerilim eksenini kestiği nokta kontak potansiyelinin verir. Kapasite gerilim ölçümlerinden elde edilen bu değer, akım gerilim ölçümlerinden elde edilen değer ile neredeyse aynıdır ($V_{bi} \approx 0.6V$)



Şekil 4.8 InP/InGaAsP/InAs/InP yarı iletken lazer yapının C^{-2} - V değişimi

InAs/InP Tabanlı Yarıiletken Lazer Yapının Mobilitesinin Hesaplanması

InAs/InP tabanlı yarı iletken lazer yapının mobilitesini hesaplamak için sıcaklığa bağlı kapasitans gerilim ölçümleri alınmıştır. Şekil 4.9a sıcaklığın fonksiyonu olarak Şekil 4.9b, Şekil 4.9c ve Şekil 4.9d sabit frekanslarda (10, 100, 1000 kHz) sıcaklığın fonksiyonu olarak kapasitans-gerilim grafiğini verir.



Şekil 4.9 InAs/InP tabanlı lazer yapının (a) oda sıcaklığında frekansın fonksiyonu olarak ve (b) 10 kHz, (c) 100 kHz, (d) 1 MHz frekansları için sıcaklığın fonksiyonu olarak kapasite-gerilim değişimi

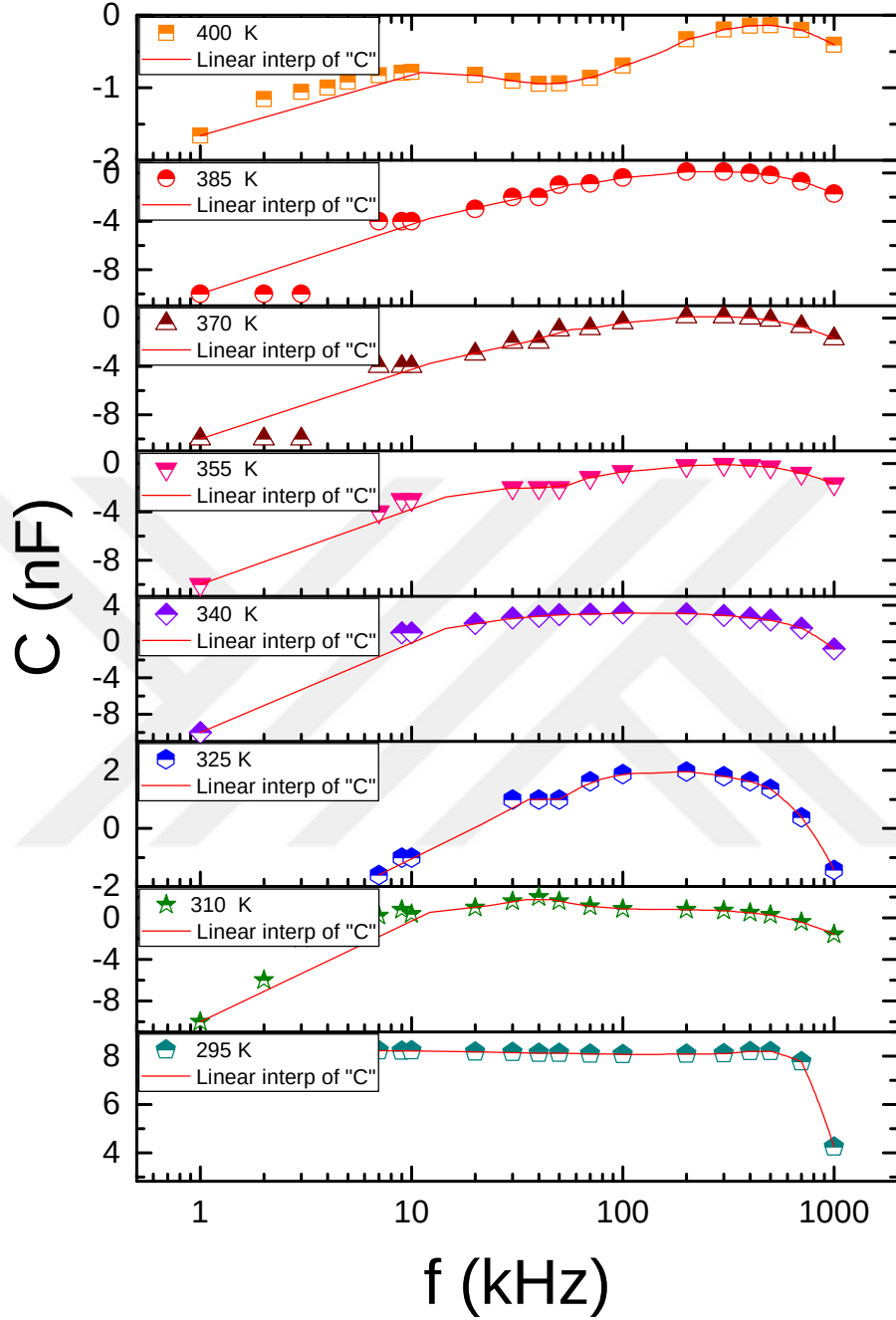
Şekil 4.9a'da görüldüğü üzere, ters geri besleme gerilimi altında, kapasite, 5 nF değerinde sabit kalmıştır. Bu değer InAs/InP Tabanlı lazer yapı için geometrik kapasite değerine karşılık gelir. Uygulanan gerilim pozitif gerilimlere doğru değiştirildiğinde, kapasite değeri artarak bir maksimum değere ulaşmıştır. Bu maksimum değerden sonra ise, azalarak sıfıra, hatta negatif kapasite değerlerine ulaşmıştır. Kapasite değerlerinin uygulanan voltaja bağlı olan bu davranışları filmin indüktif özelliğini ortaya koymuştur.

Tek tip taşıyıcı için indüktif katkı, elektrik alan değiştiğinde uzay yüklerinin yeniden dağılmasından kaynaklanır[59]. Diğer bir değişle, uygulanan gerilimin değişmesi ek uzay yükleri enjeksiyonuna neden olur. Bu yükler, denge konumuna gelerek, yeni uzay yük dağılımını elde etmek için hareket ederler. Sonlu τ_t nedeniyle, akım, AC geriliminin arkasında kalır. Akımın geride kalması kapasitede indüktif katkıya neden olur. Kısa τ_t için, indüktif katkı enjekte edilen yük taşıyıcıların serbest kalamaması nedeniyle ortaya çıkar. Tek taşıyıcılı uzay yük sınırlamalı durum için admitans ifadesi analitik

olarak 2.53 şeklinde ifade edilir. Burada $\Omega(= w\tau_t)$ normalize edilmiş frekans, $\tilde{\mu}(\Omega)(= \mu(\Omega)/\mu_{dc})$ normalize edilmiş mobilitedir. Rekombinasyon akımının, elektron-hol yok olması nedeniyle oluştuğu çift kutuplu yük enjeksiyonunda 2.56 mobilité ifadesi 2.57, 2.58 ve 2.59 bağıntılarıyla revize edilir.

1550 nm’de lazer ışını yayan InAs/InP tabanlı lazer yapıda[48], yük dağılımı hem elektron hem de holler iki ayrı geçiş süresiyle yönetilir. $C - \log f$ grafiği çizildiğinde, elektron ve hollerin geçiş süresine katkıda bulunan iki indüktif sürecin varlığı Şekil 4.10’dan açıkça görülebilir.



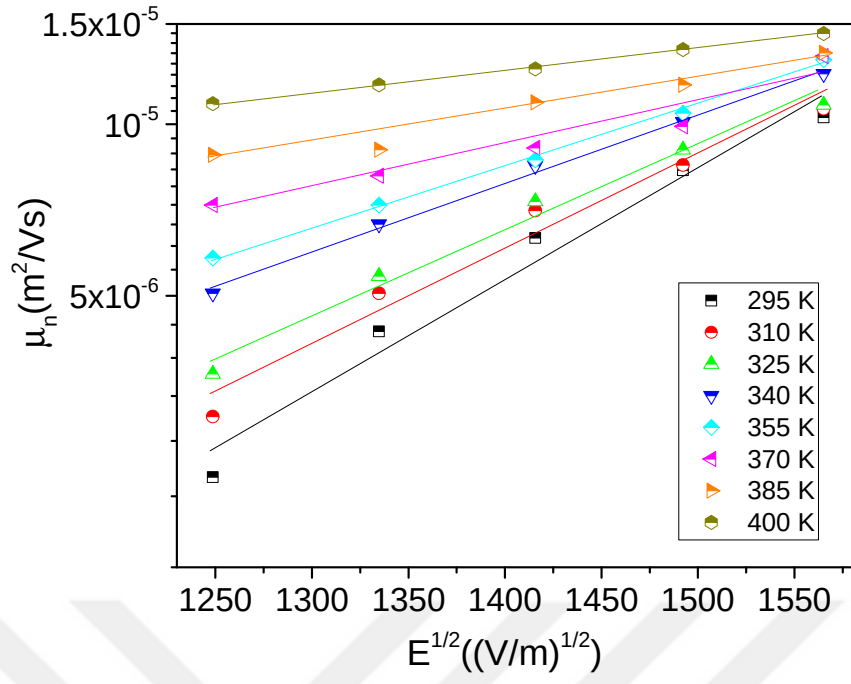


Şekil 4.10 InAs/InP ttabanlı lazer yapı için, 0.7 V gerilim altında, 295- 400 K aralığında kapasitans-frekans grafiği

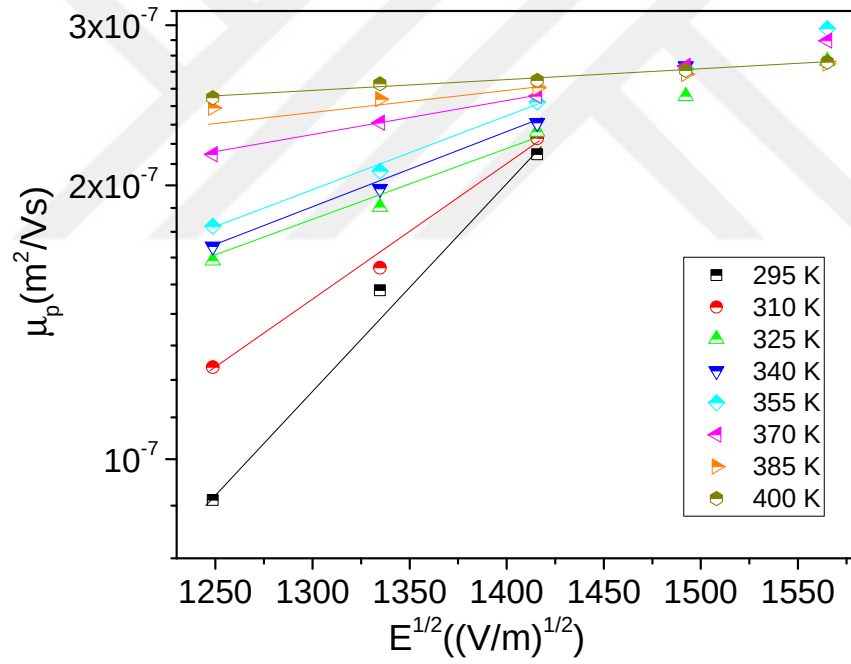
Düşük frekanslardaki pik pozisyonu güçlü şekilde lokalize olmuş olması nedeniyle holler için tanımlanırken, elektronların geçiş süresi, yüksek frekanslarda açığa çıkar. Yani, hollerin mobilitesi elektronlarla karşılaştırıldığında küçüktür. Sonuç olarak, tek tip taşıyıcı iletimi olarak da düşünülebilir. Bunun sonucunda, τ_n ve τ_p Şekil 4.10'de görülen pik fit

etme prosedürü kullanılarak elde edilebilir. Bu fit yardımıyla, türetilen taşıyıcı mobilitesi Şekil 4.11’de gösterilir. Ek olarak bu şekil, türetilen elektron ve hole mobilitelerinin sıcaklık ve elektrik alan bağılılığını da gösterir. Şekil 4.11 mobilitenin açıkça $\mu \propto \gamma\sqrt{E}$ deneysel bağıntısına uyduğunu açıkça gösterir. Bu grafik ve eşitlikten türetilen μ_0 ve γ değerleri her iki taşıyıcı için, Şekil 4.12’de gösterilir. $\mu_0 - 1/T$ ve $\gamma - 1/T$ grafiği eğiminden, Δ ve T_0 parametreleri elektronlar ve holler için, sırasıyla 0.78 eV (0.80 eV) ve 418 K (394 K) olarak elde edilir. Δ ve T_0 parametreleri $J - V - T$ deneyinden elde edilen sonuçlarla uyumludur.



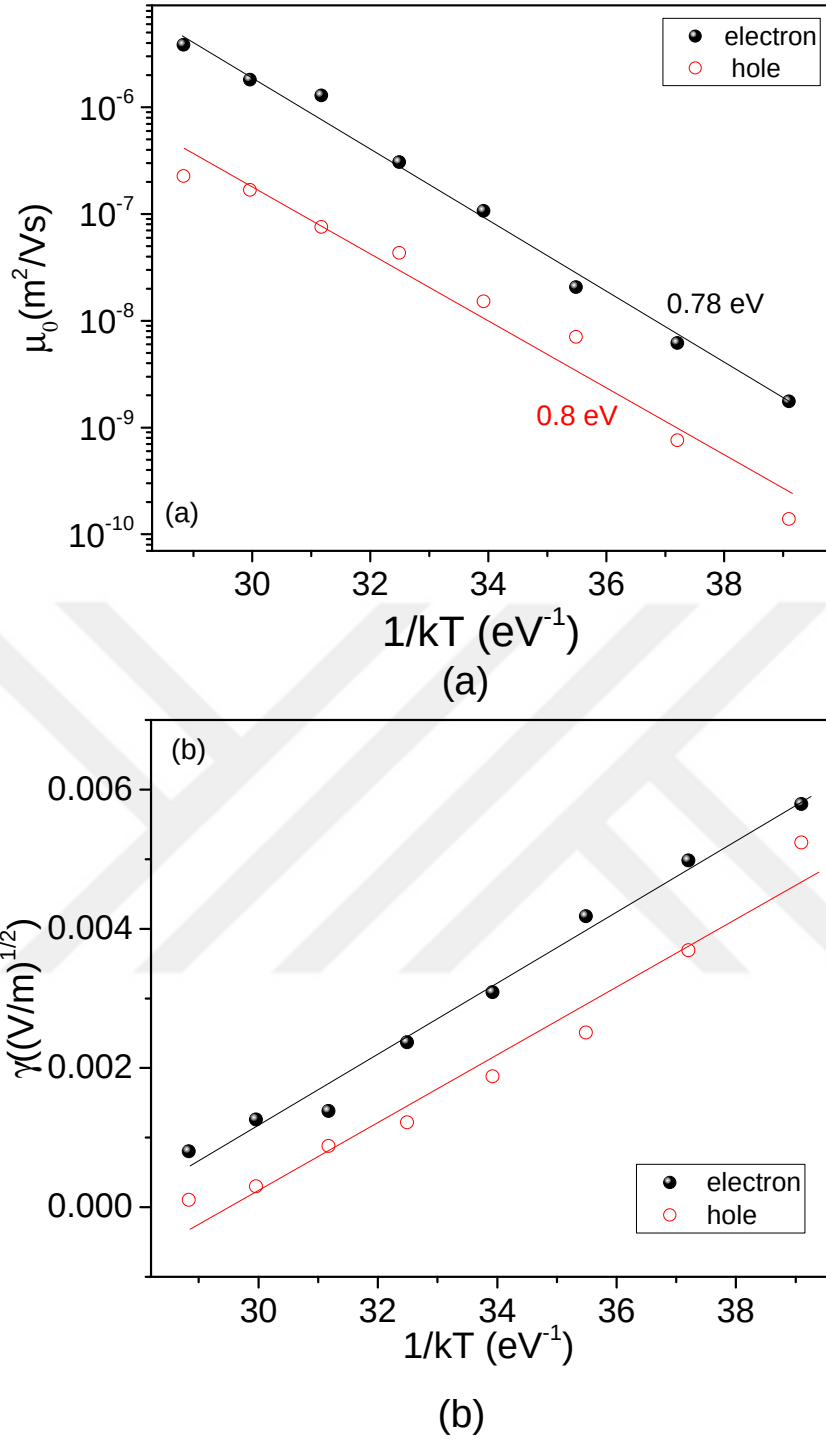


(a)



(b)

Şekil 4.11 $\sqrt{E}$ ve sıcaklığın fonksiyonu olarak (a) elektron ve (b) hol mobilitesi



Şekil 4.12 (a) Sıfır alan mobilitesi (b) gama faktörünün sıcaklık bağılılığı

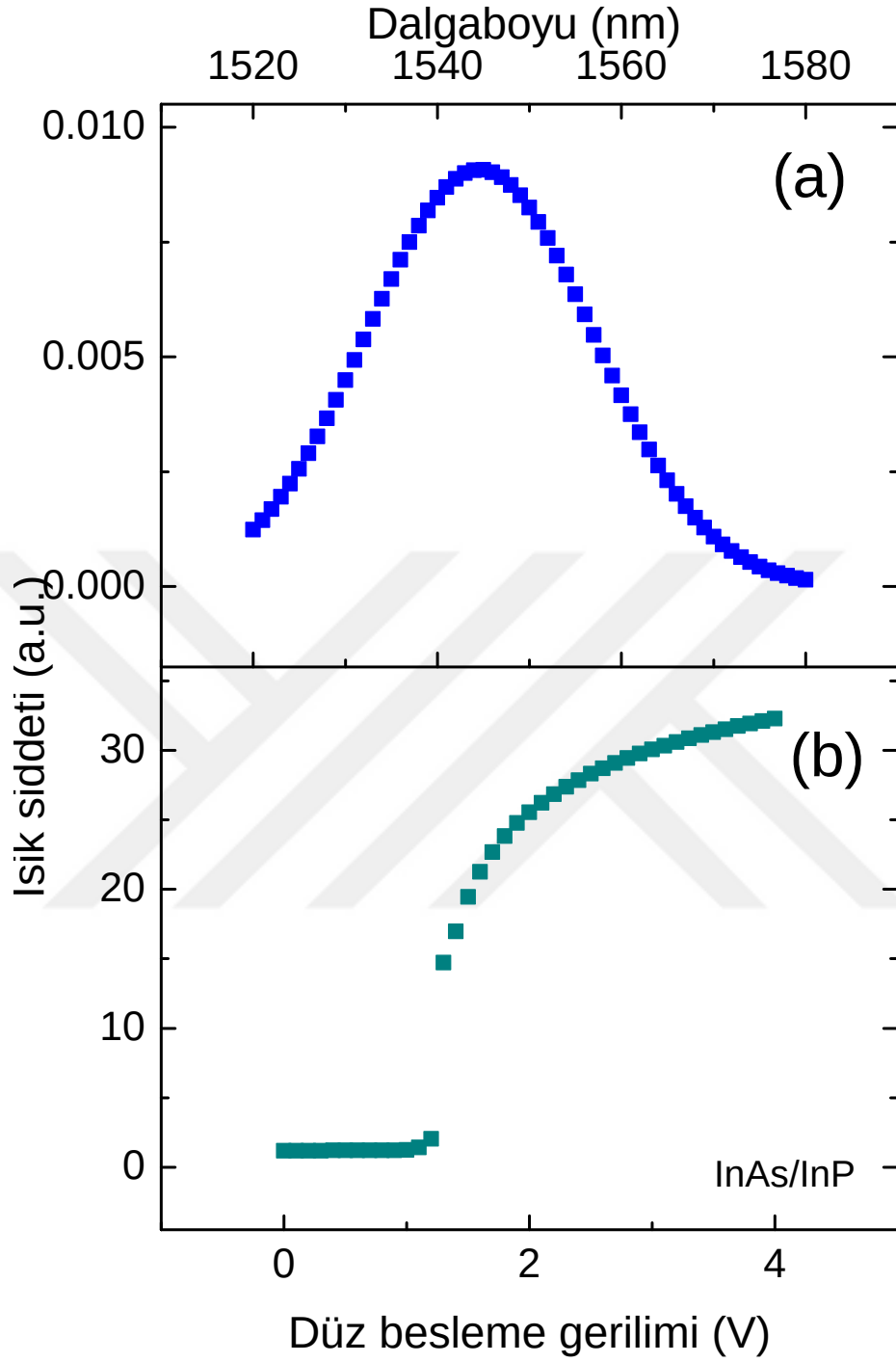
Açıkça, elektrik alanın mobilite bağımlılığı, düzensiz organik/inorganik yapılarda gösterilen deneysel 2.70 bağıntısına uyar[89, 90]. Bu bağıntıya göre, admitans ölçümlerinden $\Delta \approx 0.8 \text{ eV}$, $B \approx 5 \times 10^4 \text{ eV } (\text{V/m})^{1/2}$ ve $T_0 \approx 350 \text{ K}$ olarak elde edilir [91]. Sadece Δ ve T_0 değerlerin uyumlu olması açısından değil aynı zamanda da taşıyıcıların hareketinin hopping (çok adımlı tünelleme) ile olduğunu ve mobilitenin

elektrik alan bağıllığının Poole-Frenkel (PF) tipi olduğunu gösterir. Dahası Δ ve T_0 sonuçları J - V - T ölçümleriyle ve InAs/InP tabanlı yarı iletkenin bant şeması (Şekil 3.1) ile uyumlu olduğu görülmüştür. Burada Δ 1550 nm de lazer ışığı yaymak için QDash'tan açığa çıkan ışımalı rekombinasyon, termal enerji aralığı ve T_0 sıcaklığa bağlı eşik akımıdır [85, 86, 92, 93, 94].

4.1.3 InAs/InP Tabanlı Yarı İletken Lazer Elektrolüminesans Analizi

InAs/InP tabanlı lazer yapı (Şekil 3.1) için, QW'den QDash'a elektron ve hollerin iletimi ve sonrasında QDash'ta anihilasyonu gözlemek için elektrolüminesans (EL) ölçümü gibi elektro-optik sisteme ihtiyaç duyulur. EL ölçümünde elektron ve hol yük taşıyıcıları, hapisleme tabakalarından örneğin aktif alanına enjekte edilir. Aktif alan içerisinde elektron ve hol rekombine olur ve ışık açığa çıkar.

InAs/InP tabanlı lazer yapı için EL ölçümü Şekil 4.13b'de gösterildiği gibidir. Bu şekilde görüldüğü gibi, ışık çıkışı 1.3 V'ta başlar gerilim arttıkça, ışık şiddeti artar ve 4 V civarında bir maksimum değere ulaşır. p-i-n heteroeklemden yayınlanan ışık lensler kullanılarak monokromatörün dar aralığında/yarıktaki toplanır. Fotodiyotan yayılan ışığın dalga boyuna bağıllığını belirlemek için InGaAs fotodiyot kullanılır. Yayınlanan ışığın dalga boyuna bağıllığını karakterize etmek için yapılan ölçüm Şekil 4.13a'de gösterilir. Yayınlanan ışık 0.8 eV'a karşılık gelen 1550 nm'de maksimum değere ulaşır. Bu değer, elektron ve holün rekombine olmasından kaynaklanır ve literatürle uyumludur [85, 86, 87, 92, 93, 94, 95, 96]. Elde edilen değer, uzay yükü sınırlamalı akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen aktivasyon enerji değeriyle örtüşmektedir.



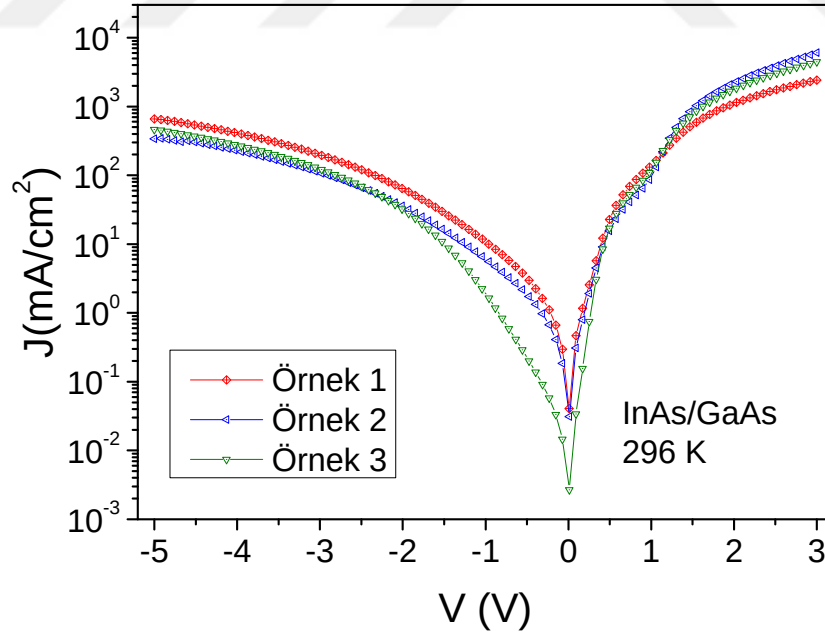
Şekil 4.13 InP/InGaAsP/InAs/InP yarı iletken lazer yapı için (a) yayınlanan ışığın dalga boyu bağıllığı (b) elektrolüminesans ölçümü

4.2 InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapı

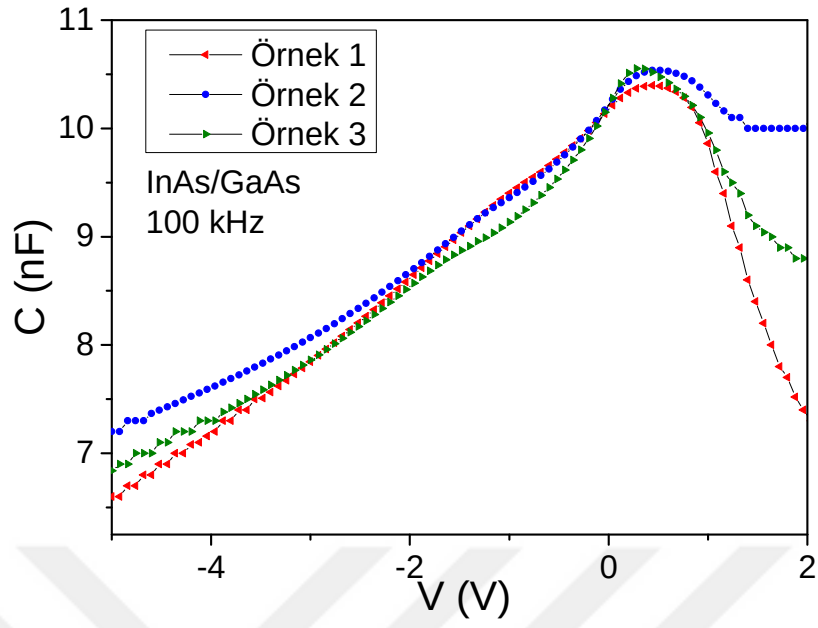
4.2.1 InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Akım-Gerilim Karakteristiği

InAs/GaAs tabanlı lazer yapının üretim ve litografi işlemleri sonrasında, $4 \times 4 \text{ mm}^2$ 'lik alana sahip üç parça kesilmiştir. Bu üç adet InAs/GaAs örnek için, karanlık ortamda ve oda sıcaklığında akım yoğunluğu gerilim ve kapasite gerilim ölçümleri Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'de gösterildiği gibidir. Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'den, akım yoğunluğu-gerilim ve kapasite-gerilim grafiklerinin yaklaşık olarak aynı olduğu gözlenmiştir. Aradaki fark tam olarak aynı noktadan kontak alınamamasından kaynaklanır. InAs/GaAs tabanlı lazer yapının zayıf doğrultucu özelliğe sahip olduğu görülmüştür.

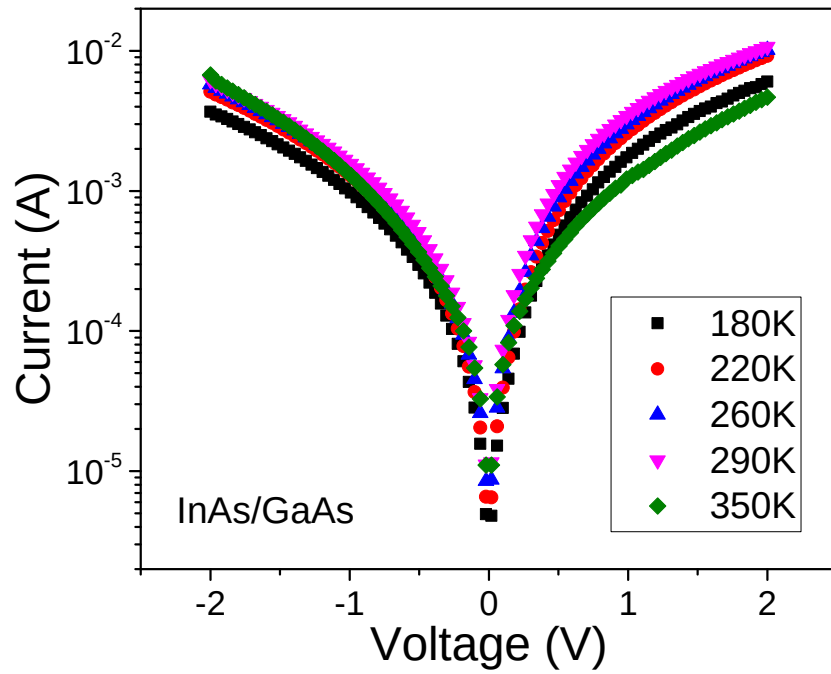
Bu üç örnekten biri (Örnek 2) seçilmiş ve sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçümü yapılmıştır. 180-350 K aralığında sıcaklığa bağlı akım gerilim Şekil 4.16'de verildiği gibidir. Düz besleme ve ters besleme gerilimleri için akım iletim mekanizmasını ayrı alt başlıklar halinde incelenmiştir.



Şekil 4.14 InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, karanlık ortamda ve oda sıcaklığında akım yoğunluğu-gerilim karakteristiği



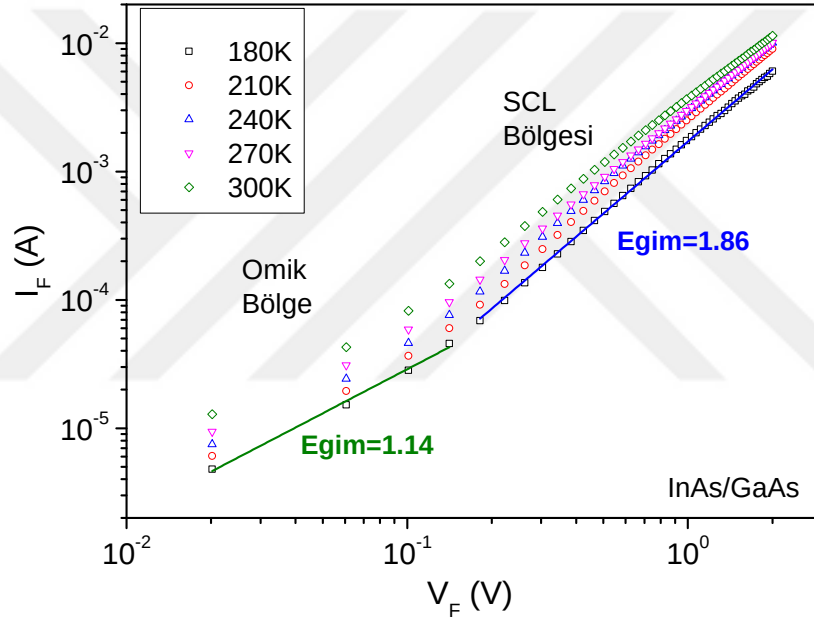
Şekil 4.15 InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, karanlık ortamda ve oda sıcaklığında kapasite-gerilim karakteristiği



Şekil 4.16 InAs/GaAs tabanlı lazer yapının sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristiği

Düz Besleme

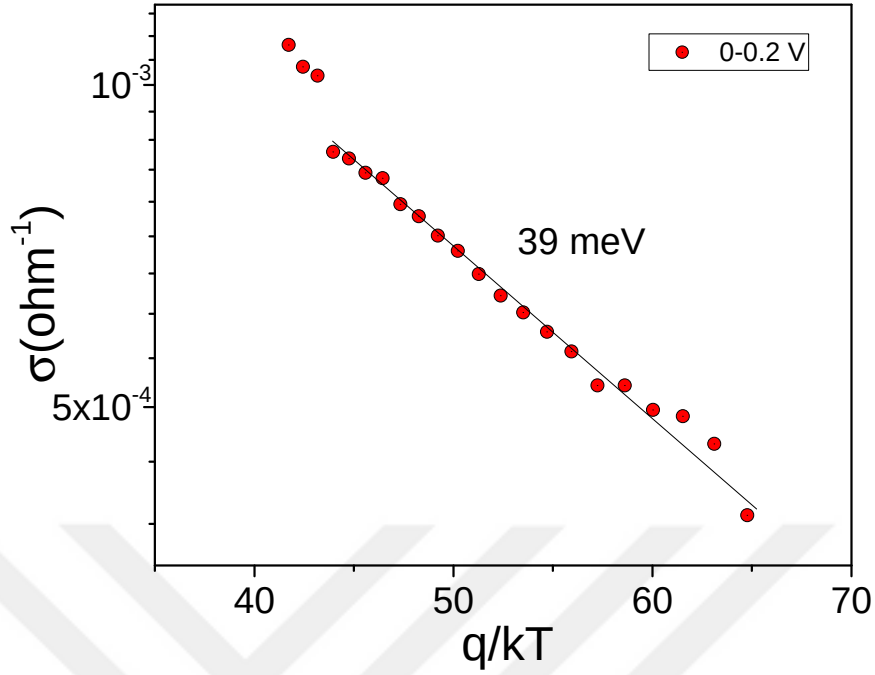
Düz besleme geriliminde, logaritmik I_F - V_F grafiği Şekil 4.17'deki gibidir. Sıcaklık arttıkça, beklendiği gibi akımın artmıştır. Şekil 4.17'den düz besleme için InAs/GaAs tabanlı lazer yapıda iki ayrı akım iletim bölgesi gözlenmiştir. İlk bölge'de ($V_F < 0.2$) eğim 1'e eşittir. Eğimin 1'e eşit olması bu bölgenin omik bölge olduğunu gösterir. 2. bölge ($V_F > 0.2$) için ise akım gerilim grafiğinin eğimi 1.8'e eşittir. Bu değer ise SCL bölgesinde olduğunu gösterir. Bu iki bölge için yük iletim mekanizması analizi ayrı ayrı yapılacaktır.



Şekil 4.17 Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının akım-gerilim karakteristiği

Omik bölge ($V_F < 0.2$)

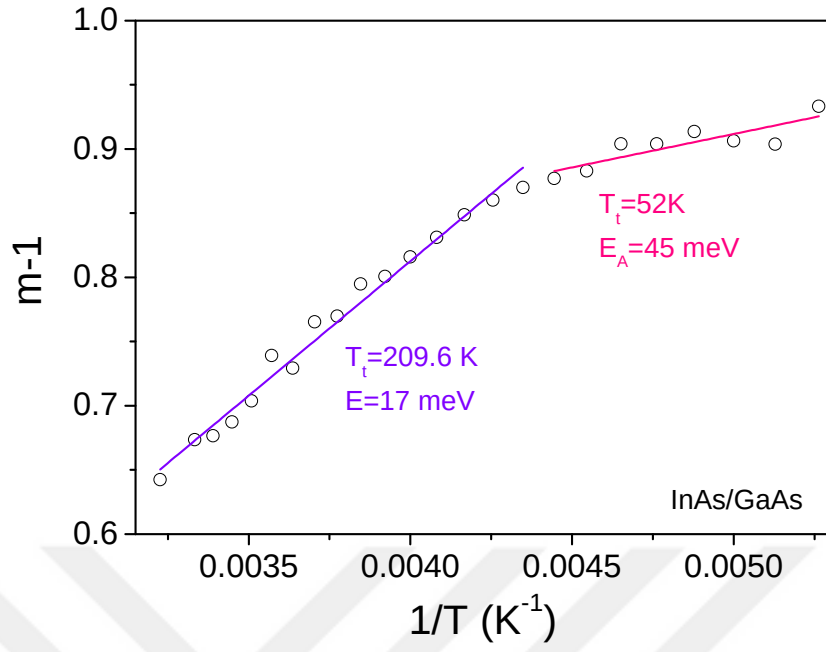
Omik bölge için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.18'deki gibidir ve aktivasyon enerjisi 2.63 bağıntısına göre 39 meV olarak hesaplanmıştır.



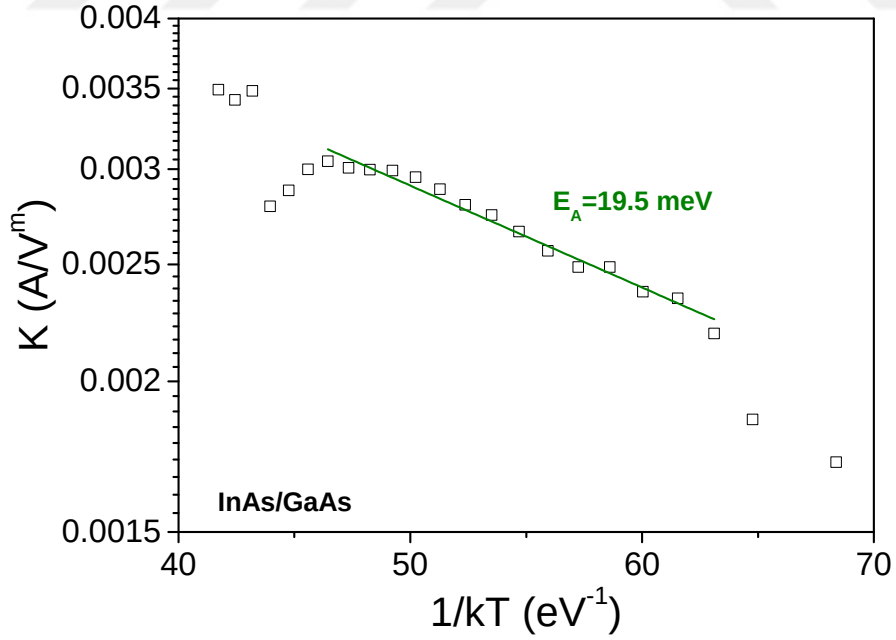
Şekil 4.18 Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının sıcaklığa karşı iletkenlik grafiği

SCL bölgesi ($V_F > 0.2$)

Uzay sınırlamalı yük iletim mekanizmasında, akım yoğunluğu ve gerilimin arasında, eşitlik 2.65’de verilen güç yasasına uyar. Şekil 4.18’in grafiğinin fit edilmesiyle bulunan m ve K değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.19 ve 4.20’de verilmiştir. Şekil 4.19’in eğiminden tuzak dağılımını karakterize eden T_t yüksek sıcaklıklarda 209.6 K (17 meV) , düşük sıcaklıklarda 52 K (45 meV) olarak elde edilmiştir. Şekil 4.20’den ise aktivasyon enerjisi 19.5 meV olarak elde edilmiştir.



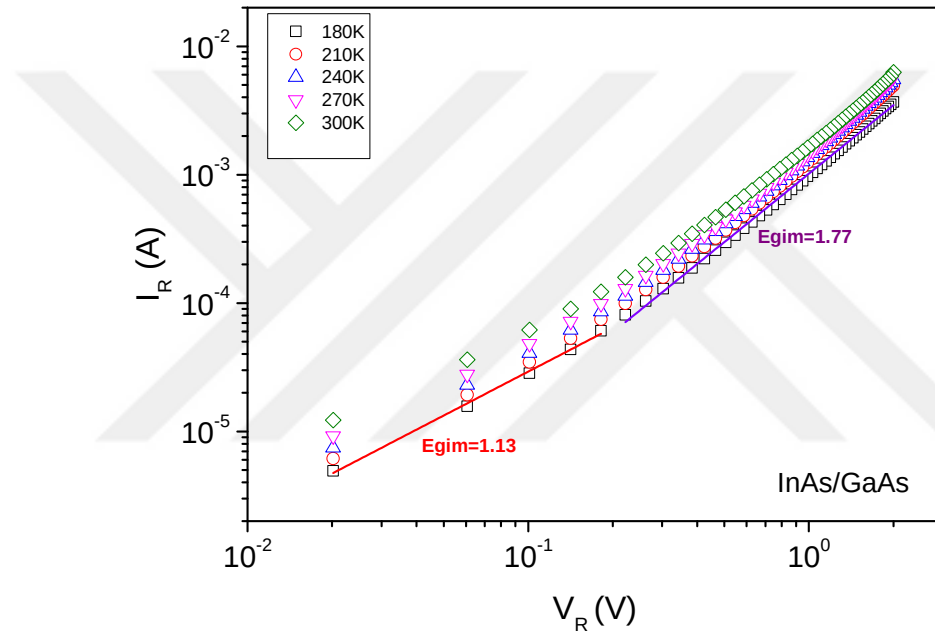
Şekil 4.19 Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının $(m-1)$ - $(1/T)$ grafiği



Şekil 4.20 Düz besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının (K) - $(1/kT)$ grafiği

Ters Besleme

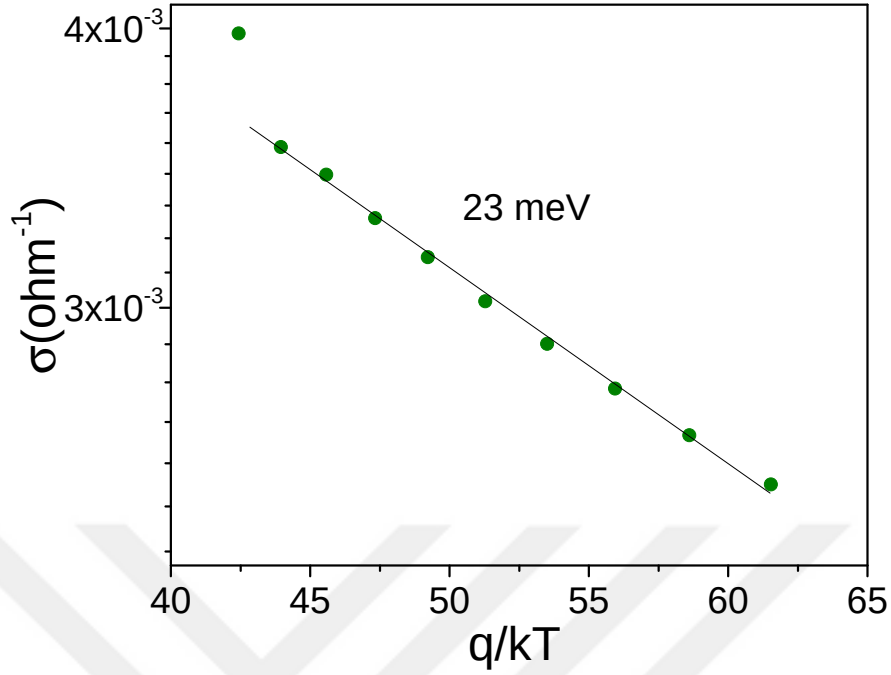
Düz besleme geriliminde, logaritmik I_F - V_F grafiği Şekil 4.21'deki gibidir. Sıcaklık arttıkça, beklendiği gibi akımın artmıştır. Şekil 4.21'den düz besleme geriliminde olduğu gibi, iki ayrı akım iletim bölgesi gözlenmiştir. İlk bölge'de ($V_F < 0.2$) eğim 1'e eşittir. Eğimin 1'e eşit olması bu bölgenin omik bölge olduğunu gösterir. 2. bölge ($V_F > 0.2$) için ise akım gerilim grafiğinin eğimi 1.8'e eşittir. Bu değer ise SCL bölgesinde olduğunu gösterir. Bu iki bölge için yük iletim mekanizması analizi ayrı ayrı yapılacaktır.



Şekil 4.21 Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının akım-gerilim karakteristiği

Omik bölge ($V_R < 0.2$)

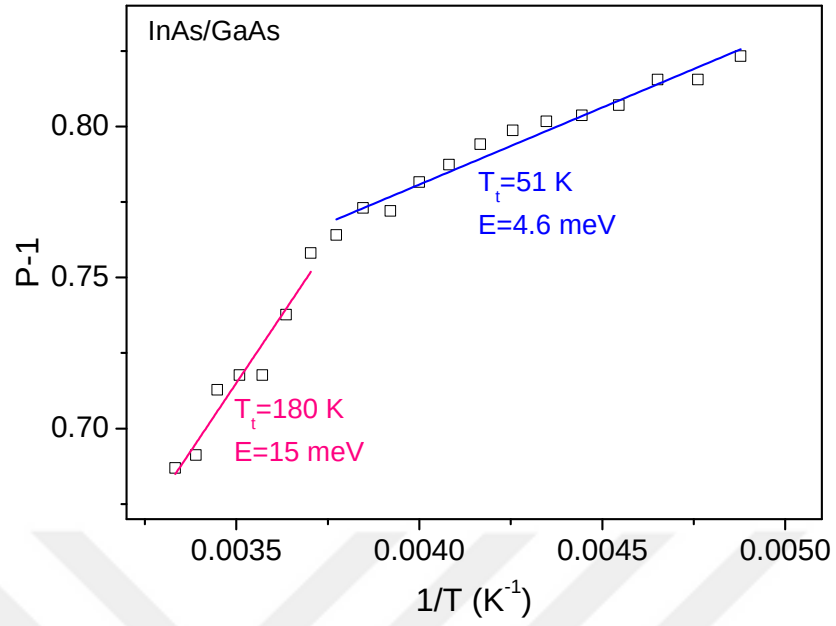
Omik bölge için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.22'deki gibidir. Aktivasyon enerjisi 2.63 kullanılarak hesaplanmıştır. bağıntısına göre 23 meV olarak hesaplanmıştır.



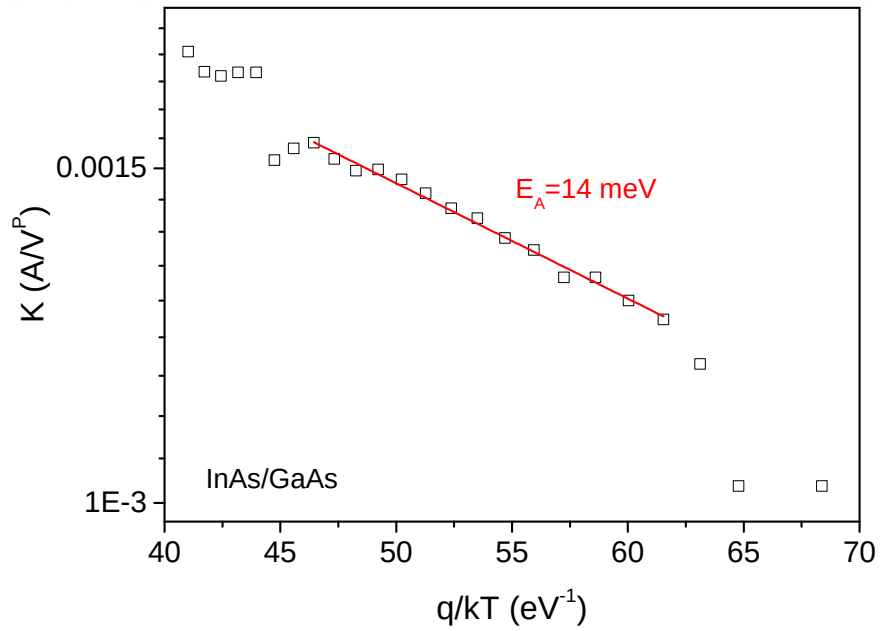
Şekil 4.22 Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının sıcaklığa karşı iletkenlik grafiği

SCL bölgesi ($V_R > 0.2$)

Uzay sınırlamalı yük iletim mekanizmasında, akım yoğunluğu ve gerilimin arasında, eşitlik 2.65’de verilen güç yasasına uyar. Şekil 4.22’in grafiğinin fit edilmesiyle bulunan m ve K değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.23 ve 4.20’de verilmiştir. Şekil 4.23’in eğiminden tuzak dağılımını karakterize eden T_t yüksek sıcaklıklarda 209.6 K (17 meV) , düşük sıcaklıklarda 52 K (45 meV) olarak elde edilmiştir. Şekil 4.20’den ise aktivasyon enerjisi 19.5 meV olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.23 Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının $(p-1)$ - $(1/T)$ grafiği



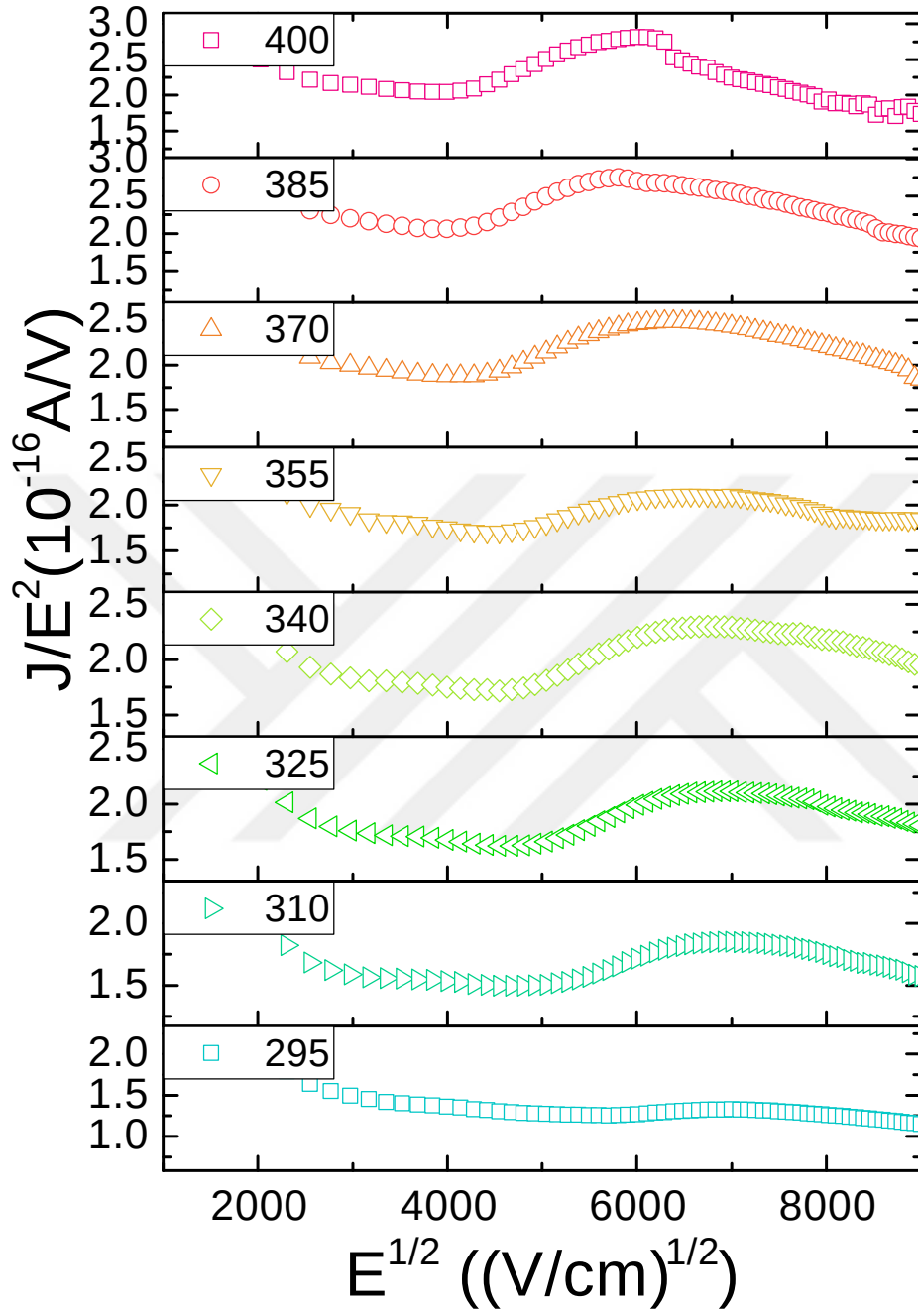
Şekil 4.24 Ters besleme gerilimi altında, InAs/GaAs tabanlı lazer yapının (K) - $(1/kT)$ grafiği

Düz besleme ve ters besleme gerilimlerinden elde edilen sığ safsızlıklar, yarıiletkendeki

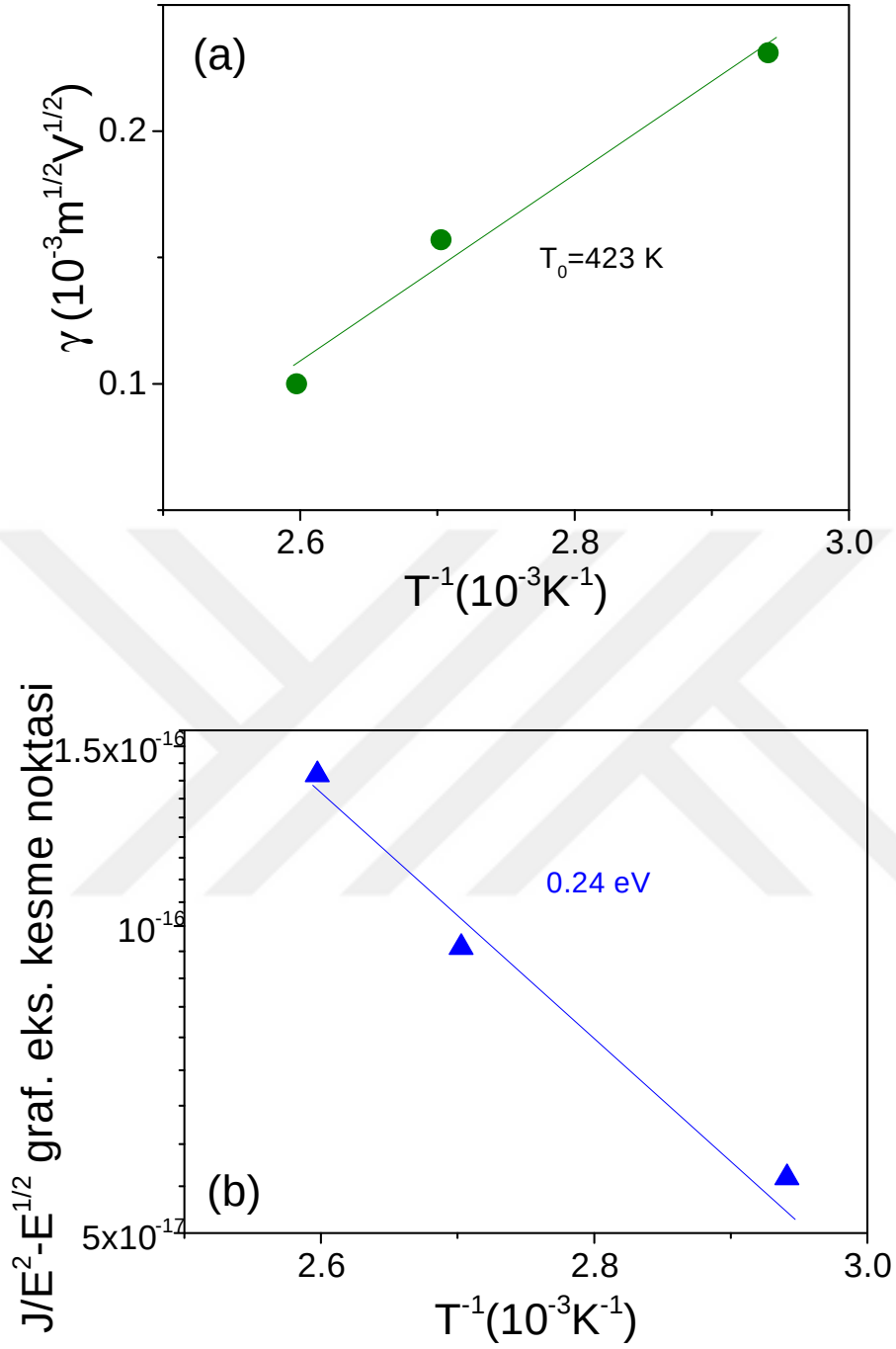
taşıyıcı tipini ve iletkenliği belirlediği için büyük teknolojik önem taşır [97]. 100 meV'tan çok küçük enerjiye sahip küçük safsızlık değerleri için kullanılır. Bu enerji düzeyinden, valans bandından elektron alabilir ya da iletim bandına elektron verebilir. Elde edilen, 26 ± 5 meV aktivasyon enerjisi, GaAs'ta sıg C akseptör enerjisine karşılık gelir. C, GaAs'taki anyonların yerini alır ve 26 meV sıg akseptör seviyesi oluşturur [97]. 4-6 meV aktivasyon enerjisi ise, GaAs içerisine katkılanırılan Si sıg dönör enerjisine karşılık gelir.

$V_F > 0.2$ V düz besleme geriliminde akım yoğunluğunun, gerilimin kuvvetiyle orantılı ($J = KV^m$ ve $m > 2$) olarak arttığı gözlenmiştir. Akım yoğunluğu ve gerilim arasındaki bu bağıntı uzay sınırlamalı akım iletim mekanizmasının etkin olduğunu belirtir. Tek taşıyıcı için tuzaklanan serbest uzay, yük sınırlamalı akım yoğunluğu Denklem 2.69 ile verilir. Şekil 4.25'deki $J/E^2 - \sqrt{E}$ grafiğinin eğiminden belirlenen γ' 'nın sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.26'de gösterilmiştir. Eşitlik 2.73 kullanılarak, γ' 'nın sıcaklığa bağlılığından, T_0 değerleri, sırasıyla, 423 K olarak elde edildi.

Şekil 4.25'de çizilen doğrunun y eksenini kestiği noktadan elde edilen, sıfır alan mobilitesinin sıcaklığa bağlılığı incelenmiştir. Şekil 4.26 grafiğinin eğiminden Δ termal enerji değeri 0.24 eV olarak hesaplandı. Bu değer literatürdeki çalışmalarla uyumludur[98?].



Şekil 4.25 InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı $J/E^2 - E^{1/2}$ grafiği

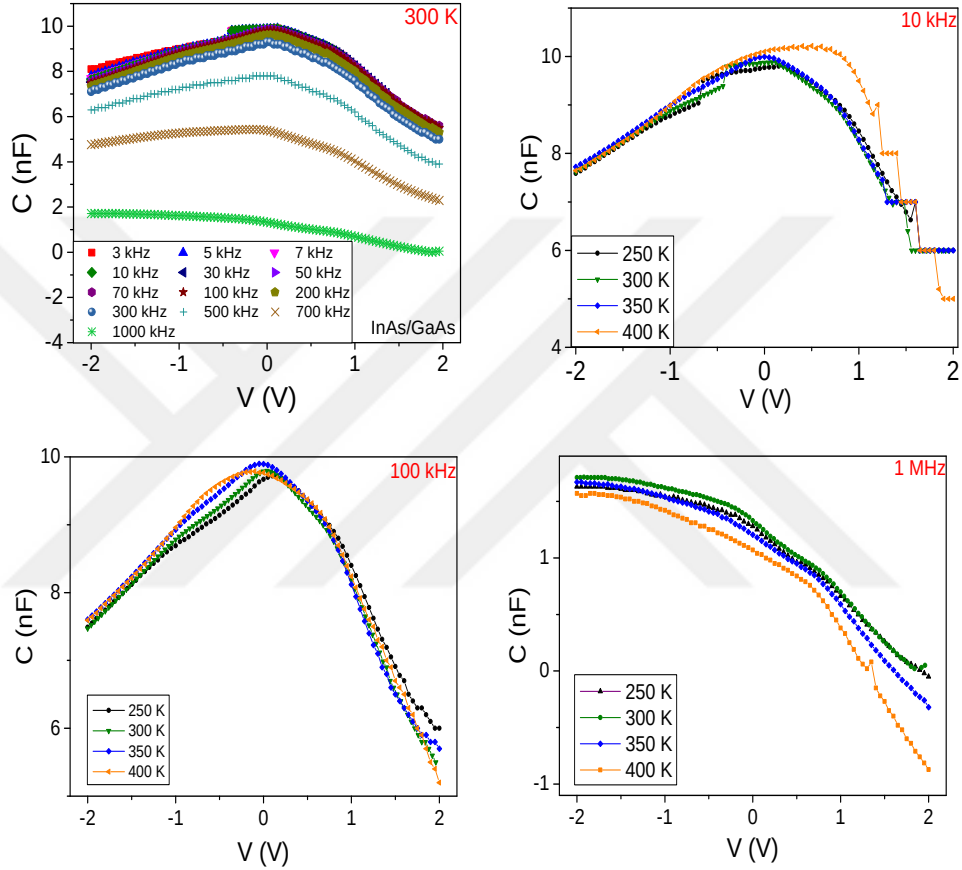


Şekil 4.26 InAs/GaAs tabanlı lazer yapının, düz besleme gerilimi altında sıcaklığa bağlı (a) gama- $1/T$ (b) $J/E^2 - E^{1/2}$ grafiğinin eksenini kestiği nokta $-1/T$ grafiği

4.2.2 InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Kapasitans-Gerilim Karakteristiği

InAs/GaAs tabanlı lazer yapının frekansa bağlı kapasitans-gerilim grafiği, Şekil 4.27a'da verilmiştir. 1000 kHz frekans değeri için ise kapasite değeri ölçümün başladığı -2 V da maksimum değerindedir. taranan gerilim aralığında azalma göstermiş ve 1.5 V'dan sonra

negatif kapasite değerlerine inmiştir. Diğer frekans değerleri için ise, kapasite değerinin artarak 0 V'da bir maksimum değere ulaştığı sonrasında ise azaldığı görülmektedir. Kapasitenin frekansa bağıllığı incelendiğinde ise, frekans artırıldığında ise kapasite değerinin azaldığı görülmüştür. Şekil 4.27b ve Şekil 4.27c'de sabit frekans değerlerinde kapasite değerlerinin sıcaklıkla çok az arttığı 1 MHz frekansta ise kapasitanın sıcaklıkla azaldığı görülmektedir.

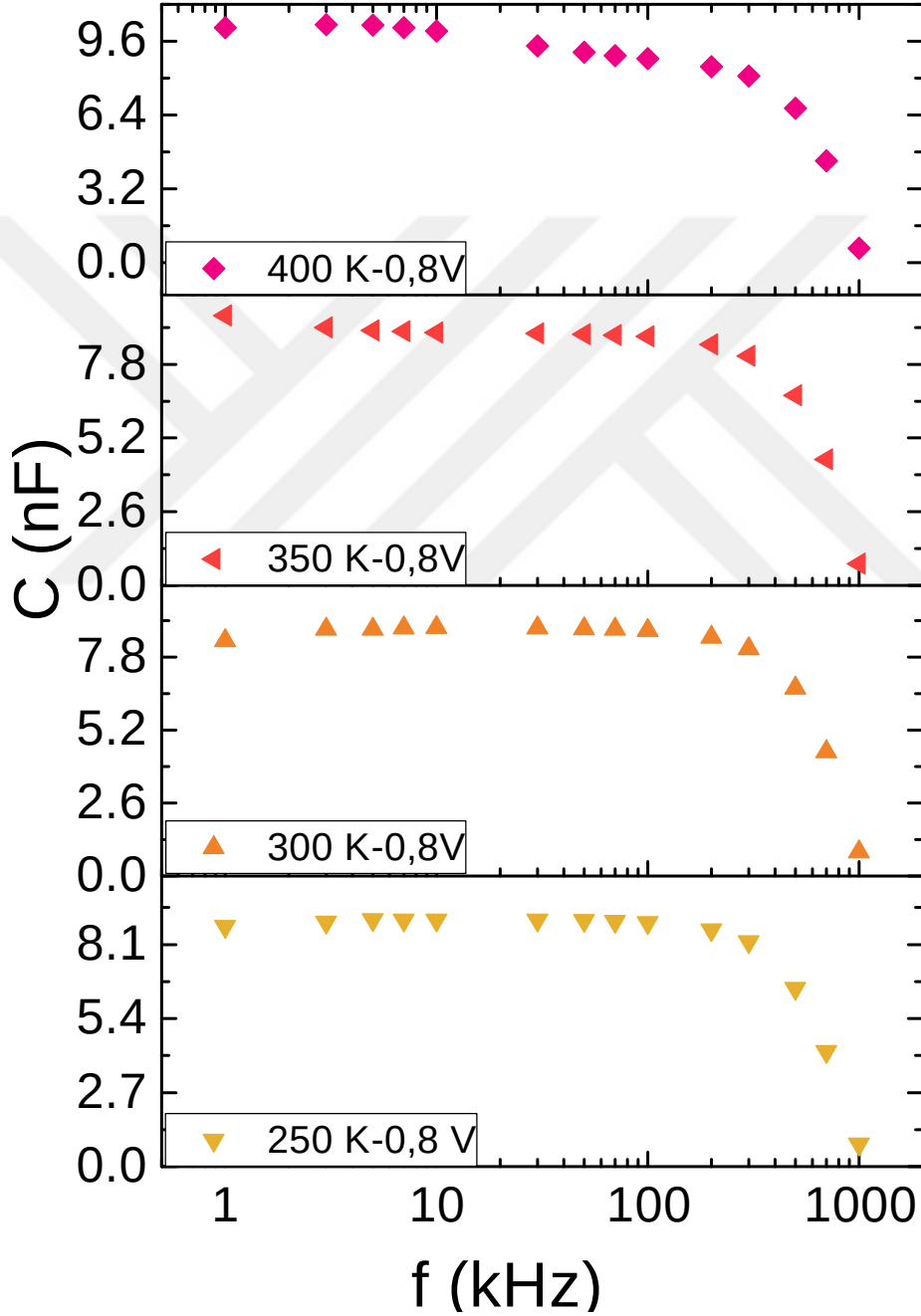


Şekil 4.27 InAs/GaAs tabanlı kuantum yapının (a) oda sıcaklığında frekansın fonksiyonu olarak (b) 10 kHz, (c) 100 kHz, (d) 1 MHz için sıcaklığın fonksiyonu olarak kapasite-gerilim değişimi

4.2.3 InAs/GaAs Tabanlı Yarıiletken Lazer Yapının Mobilitesinin Hesaplanması

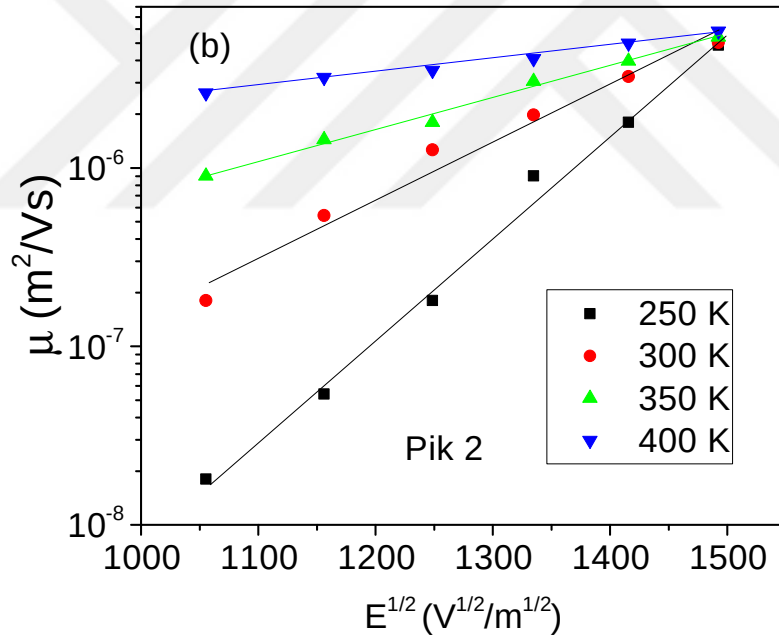
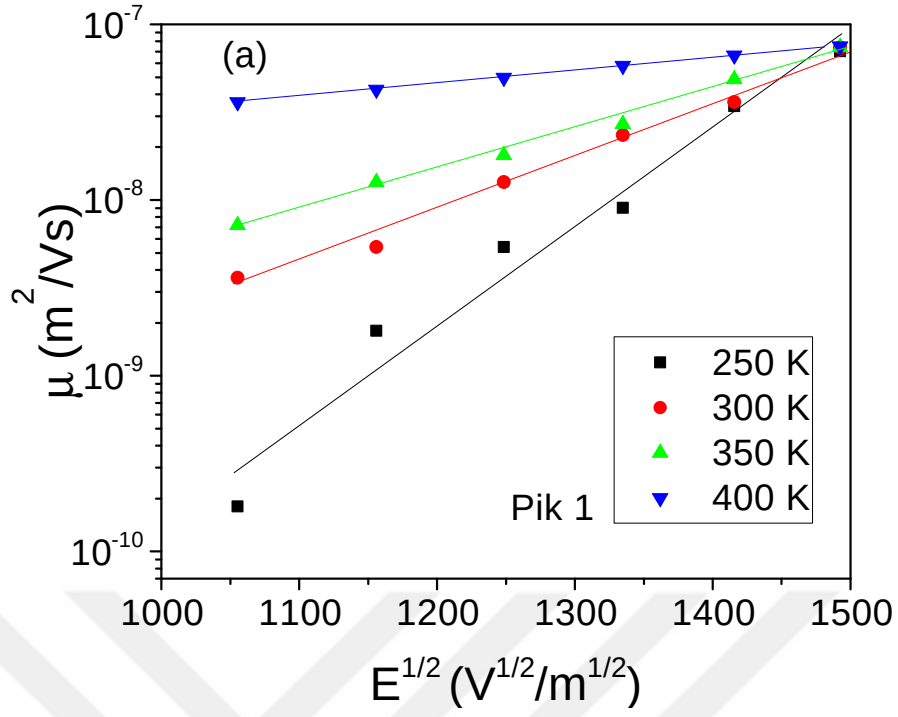
kapasitans voltaj grafiği incelendiğinde, uygulanan gerilim pozitif gerilimlere doğru değiştirildiğinde, kapasite değeri artarak bir maksimum değere ulaşmıştır. Bu maksimum değerden sonra ise, azalarak sifıra ulaşmıştır. Kapasite değerlerinin uygulanan voltaja bağlı olan bu davranışları filmin indüktif özelliğini ortaya koymuştur.

1300 nm’de lazer ışını yayan InAs/GaAs tabanlı lazer yapıda, yük dağılımı hem elektron hem de holler iki ayrı geçiş süresiyle yönetilir. $C - \log f$ grafiği çizildiğinde, elektron ve hollerin geçiş süresine katkıda bulunan iki indüktif sürecin varlığı Şekil 4.28’den açıkça görülebilir.

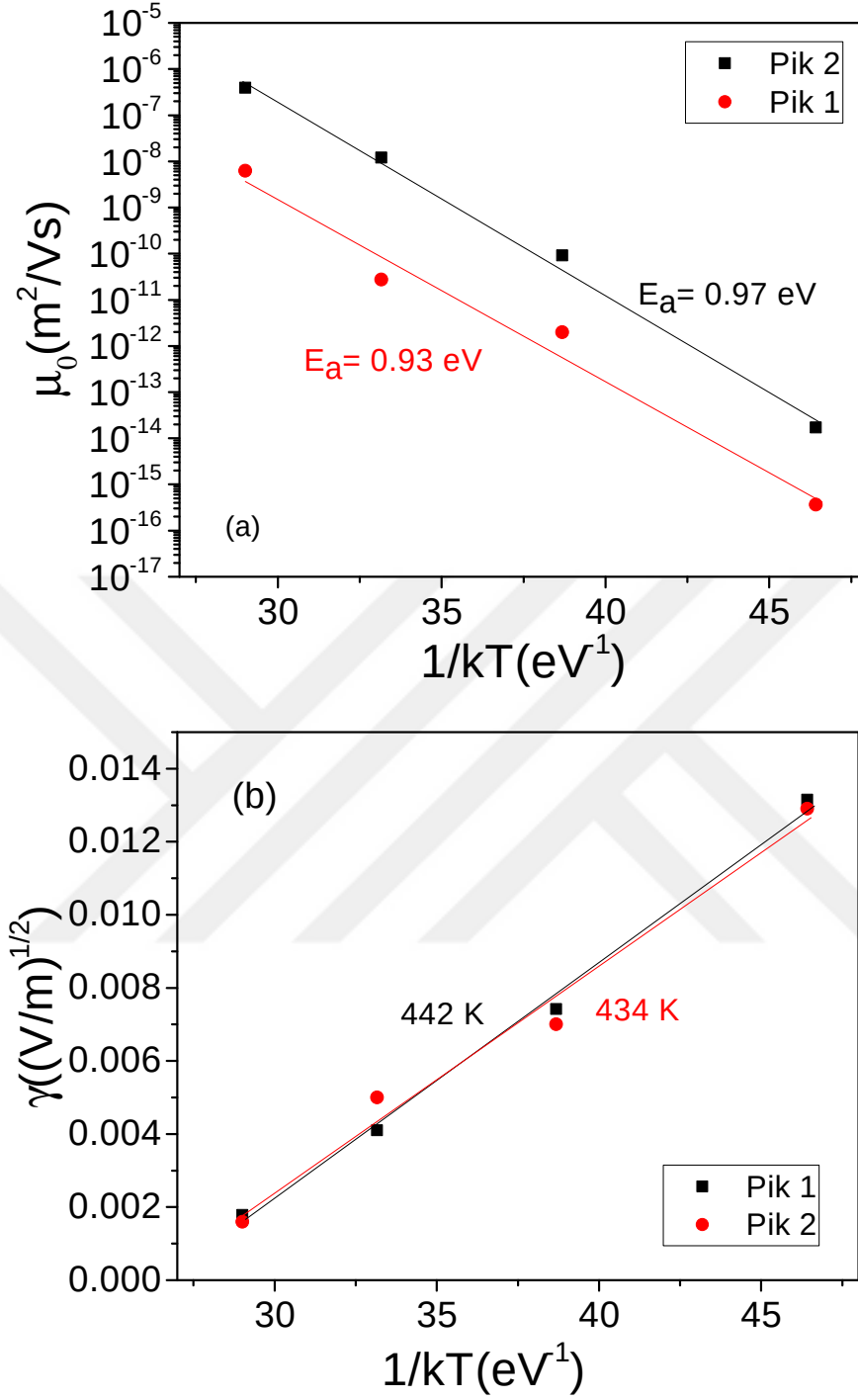


Şekil 4.28 InAs/GaAs tabanlı lazer yapıda için, 0.8 V gerilim altında, 250- 400 K aralığında kapasitans-frekans grafiği

Düşük frekanslardaki pik pozisyonu güçlü şekilde lokalize olmuş olması nedeniyle holler için tanımlanırken, elektronların geçiş süresi, yüksek frekanslarda açığa çıkar. Yani, hollerin mobilitesi elektronlarla karşılaştırıldığında küçüktür. Sonuç olarak, tek tip taşıyıcı iletimi olarak da düşünülebilir. Bunun sonucunda, τ_n ve τ_p Şekil 4.28’de pik fit etme prosedürü kullanılarak elde edildi. Bu fit yardımıyla, türetilen taşıyıcı mobilitesi Şekil 4.11’de gösterilir. Ek olarak bu şekil, türetilen elektron ve hole mobilitelerinin sıcaklık ve elektrik alan bağıllığını da gösterir. Şekil 4.29 mobilitenin açıkça $\mu \propto \gamma\sqrt{E}$ deneysel bağıntısına uyduğunu açıkça gösterir. Bu grafik ve eşitlikten türetilen μ_0 ve γ değerleri her iki taşıyıcı için, Şekil 4.30’de gösterilir. $\mu_0 - 1/T$ ve $\gamma - 1/T$ grafiği eğiminden, Δ ve T_0 parametreleri elektronlar ve holler için, sırasıyla 0.97 eV (0.93 eV) ve 442 K (434 K) olarak elde edilir. T_0 parametresi $J-V-T$ deneyinden elde edilen sonuçlarla uyumludur.



Şekil 4.29 $\sqrt{E}$ ve sıcaklığın fonksiyonu olarak (a) elektron ve (b) hol mobilitesi



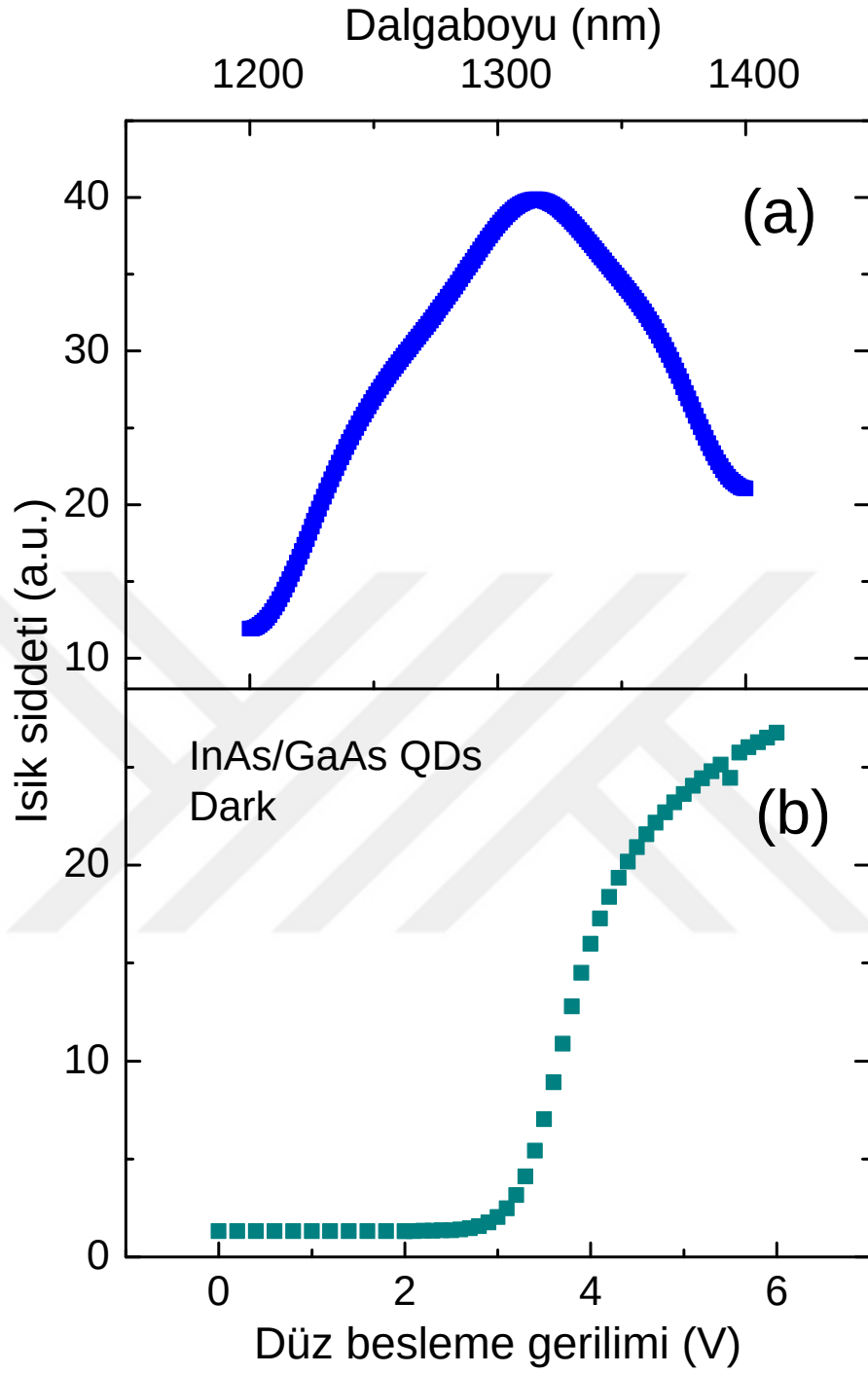
Şekil 4.30 (a) Sıfır alan mobilitesi (b) gama faktörünün sıcaklık bağılılığı

Açıkça, 2.70 bağıntısına göre, admitans ölçümlerinden $\Delta \approx 0.95$ eV, Sadece T_0 değerlerin uyumlu olması açısından değil aynı zamanda da taşıyıcıların hareketinin hopping (çok adımlı tünelleme) ile olduğunu ve mobilitenin elektrik alan bağılılığının Poole-Frenkel (PF) tipi olduğunu gösterir. Dahası, T_0 sonuçları J - V - T ölçümleriyle ve InAs/InP tabanlı yarı iletkenin bant şeması (Şekil 3.1) ile uyumlu olduğu görülmüştür. Burada Δ 1300 nm

de lazer ışığı yaymak için QD'tan açığa çıkan ısımalı rekombinasyon, termal enerji aralığı ve T_0 sıcaklığa bağlı eşik akımıdır [85, 86, 92, 93, 94].

4.2.4 InAs/GaAs Tabanlı Lazer Yapının Elektrolüminesans Analizi

InAs/GaAs tabanlı lazer yapı için elektron ve hol yük taşıyıcılarının elektrolüminesans grafiği Şekil 4.31'de gösterilmiştir. Elektron ve holün rekombinasyonu düz besleme geriliminde 3 V aşıldığında gerçekleşmiştir (Şekil 4.31b). Yayınlan ışığın dalga boyu bağıllığını ölçmek için ise örneğe düz besleme gerilimi uygulanmıştır 1200-1400 nm dalga boyu aralığında ölçülen ışık şiddeti Şekil 4.31a'da gösterildiği gibidir. Şekil 4.31a'dan ışık şiddetinin maksimum olduğu dalga boyu 1300 nm olarak belirlenmiştir.



Şekil 4.31 InAs/GaAs tabanlı kuantum yapının oda sıcaklığındaki (a) yayınlanan ışığın dalga boyu bağılılığı (b) elektrolüminesans ölçümü

BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

P-i-n eklem uzun dalga boylu lazer yapılar sıcaklığa bağlı akım gerilim ölçümleriyle araştırılmıştır. InAs/GaAs için, tüm gerilim değerlerinde tünelleme gözlenirken, InAs/InP tabanlı lazer yapıda tünelleme tipi iletim mekanizmasından jenerasyon/rekombinasyon tipi iletim mekanizmasına geçiş gözlenmiştir. Elektrolüminesans ölçümlerine göre, InAs/GaAs ve InAs/InP yapılarından lazer ışığı $1.55 \mu\text{m}$ ve $1.3 \mu\text{m}$ 'de maksimum değerine ulaşmıştır.

2 nm uzunluklu ve 20 nm genişlikli InAs Qdash, InP altlıkta InGaAsP kuantum kuyu içerisinde büyütülmüş ve karanlık ortam içerisinde, J - V - T ölçümleri ile taşıyıcıların iletim yolu belirlenmiştir. QW'den QDash'a taşıyıcı iletimi tünelleme ile gerçekleşir ve $1.55 \mu\text{m}$ lazer ışığı oluşturacak şekilde Qdash içerisinde rekombine olur. $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyuna karşılık gelen 0.8 eV enerji değeri, literatürde fotolüminesans, fotoreflektans ve fotolüminesans uyarılması deneylerinde hafif elektron-ağır hol rekombinasyonu olarak gösterilmiştir [85, 86, 92, 93, 94, 95, 96, 99]. Mevcut yapı için, tünelleme ve Poole-Frenkel tipi rekombinasyon iletim olarak açığa çıkar ve uzay yük sınırlamalı gerilim bölgesinde ($V_F > 0.6 \text{ V}$) delta, 0.8 eV olarak hesaplanır [85, 92, 93, 94, 99]. Ayrıca, eşik akımının sıcaklık bağıllığını gösteren T_0 , literatürle uyumlu olarak 30 meV elde edilmiştir [86]. $V_F < 0.6 \text{ V}$ gerilimlerinde (eklem sınırlamalı bölgede), 240 K'den yüksek sıcaklıklarda rekombinasyon iletim mekanizması baskın iken, düşük sıcaklıklarda rekombinasyon ve tünelleme iletim mekanizmaları baskındır. Diğer yandan, düz beslemedeki rekombinasyon akımı, ters beslemede jenerasyon olarak görülür ve aktivasyon enerjisi düz besleme gerilimde elde edilen 0.4 eV ile aynıdır. Bu aktivasyon enerjisi, fosfor boşluklarının enerjisine karşılık gelir [87, 88]. Ayrıca, ters besleme

gerilimlerinde aktivasyon enerjisinin sıcaklıktan bağımsız olması bulk tuzaklarının karakteristik özelliğidir.

InAs/GaAs ve InAs/InP yapılarının kapasitans voltaj karakteristiği incelendiğinde, her iki yapıda da kapasitenin artarak bir maksimum değere ulaştığı, sonrasında ise azalarak negatif değerlere doğru gittiği gözlenmiştir. Kapasite değerlerinin uygulanan voltaja bağlı olan bu davranışları filmin indüktif özelliğini ortaya koymuştur. İndüktif davranış ara yüzey tuzak durumlarında, salınan yükün yeniden yakalanması olarak tanımlanır. NC'nin gözlenmesi besleme voltajında meydana gelen bir artışın elektrotlardaki yüklerde bir azalma oluşturduğunu doğrulaması açısından da önemlidir [100]. Azınlık taşıyıcı enjeksiyonuna bağlı olarak ortaya çıkan NC sadece düz besleme uygulanan bölgelerde gözlenir [101] [102][103] ve sıcaklık ya da frekansa bağlı admitans spektroskopisi ölçümleriyle ($C - V$) elde edilen verilerin davranışına bağlı olarak açıklanabilir [104].

Werner ve arkadaşları [101] frekansa bağlı admitans ölçümlerinin bu duruma ait elektriksel verileri karakterize etme imkanı verdiğini ileri sürmüştür. Buna göre, Si Schottky diyotlarda olduğu gibi, düşük frekanslarda görülen indüktif etki, yüksek mertebede azınlık taşıyıcının hacim (bulk) yarı iletken içerisine enjekte edilmesi sonucu ortaya çıkar. Pek çok elektronik filmde bir yarı iletkenin doğrultucu ve omik kontaklar arasında bir araya getirilmesi ile oluşur. Yük taşıyıcı enjeksiyonunda yerleşmiş ara yüzey durumlarında/tuzaklarında bir hopping mekanizmasının olduğuna inanılmakla beraber, enjeksiyon işleminin fiziksel mekanizması henüz ayrıntılı bir şekilde anlaşılamamıştır.

İndüktif davranış filmin uzay yük sınırlamalı akım (SCLC) bölgesinde, uygulanan alternatif gerilimin yapının hacminde hol yük taşıyıcılarının oluşması ve yeni taşıyıcıların enjekte edilmesiyle oluşur. Ek hollerin oluşması için gerekli zaman, enjekte edilen yükün geçiş zamanı τ_t ile verilir. Düşük frekanslarda, $\omega < \tau_t^{-1}$, ekstra taşıyıcılar, alternatif akım uygulanmasıyla akımın geride kalmasına yol açar. Bu indüktif (negatif) katkı sonucunda da admitans azalır. Yüksek frekanslarda, alternatif akımın açısal frekansı, uzay yüklerinin yeniden dağılması için çok kısa olduğundan indüktif katkı açığa çıkmaz ve ölçülen kapasite değeri geometrik kapasite (C_{geo}) eşit olur.

Sabit sıcaklıklarda frekansa bağlı kapasitans grafiği çizildiğinde, iki pik değerinin gözlenmesi elektron ve hollerin farklı frekanslarda baskın olduğunu gösterir. Yüksek

frekanslarda elektronlar baskın iken, alçak frekanslarda holler baskındır. Hollerin mobilitesi, elektronlar ile karşılaştırıldığında daha küçük olduğundan, tek tip taşıyıcı olarak düşünülebilir. Bunun yanı sıra türetilen elektron ve hol mobilitelerinin $\mu \propto \sqrt{E}$ bağıntısına uyduğu görülmüştür. Δ ve T_0 , elektronlar ve (holler) için sırasıyla 0.78 (0.8) eV ve 418 K (394 K) olarak elde edilmiştir. Elde edilen Δ değerleri, J - V deneylerinden elde edilen değerlerle uyumludur. T_0 değerlerindeki fark, mevcut yapının dinamik özelliklerini tanımlayan, admitansın sanal ve gerçek kısımlarında ω açısal frekansının eklenmesi nedeniyledir. $\omega \rightarrow 0$ iken, admitans ve J - V ölçümlerinden elde edilen T_0 değerleri uyumludur.

Mobiliteden türetilen parametreler, yarı iletken lazerler için önemlidir. Bu parametreler, akım yoğunluğunu, sıcaklık duyarsızlığını geliştirmek için, eşik fiber iletişim ve data aktarımında yaygın olarak kullanılan kuantum kuyu yapılarına alternatif sunar.

KAYNAKLAR

- [1] Sze S.M. ve Ng Kwok K., (2007). “Physics of semiconductor device”, John Wiley & Sons, Inc.
- [2] Bernard M.G.A. ve Duraffourg G., (1961). “Laser conditions in Semiconductors” *Physica Status Solidi (B)*, 1(7):699–703.
- [3] Dumke W.P., (1962). “Interband Transitions and Maser Action Physical Review”, 127:1559–1563.
- [4] Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J., ve Carlson (1962). “Coherent light emission from GaAs junctions”, *Phys. Rev. Lett.*, 9:366–368.
- [5] Nathan M.I., Dumke W.P., Burns G., Dill Jr. F.H., ve Lasher G. (1962). “Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions”, *Applied Physics Letters*, 1(3):62–64.
- [6] Holonyak N. ve Bevacqua S.F., (1962). “Coherent (visible) light emission from GaAsP) junctions”, *Applied Physics Letters*, 1(4):82–83.
- [7] Kroemer. H., (1963). “A proposed class of hetero-junction injection lasers”, *Proceedings of the IEEE*, 51(12):1782–1783.
- [8] Hayashi I., Panish M.B., Foy P.W., ve Sumski S. (1970). “Junction lasers which operate continuously at room temperature”, *Applied Physics Letters*, 17(3):109–111.
- [9] Thompson G. ve Kirkby P. (1973). “(GaAl)As lasers with a heterostructure for optical confinement and additional heterojunctions for extreme carrier confinement”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9(2):311–318.
- [10] Panish M.B., Casey Jr. H.C., Sumski S., ve Foy. P.W. (1973). “Reduction of threshold current density in GaAs–AlGaAs heterostructure lasers by separate optical and carrier confinement”, *Applied Physics Letters*, 22(11):590–591.
- [11] Coleman J.J. (2012). “The development of the semiconductor laser diode after the first demonstration in 1962”, *Semiconductor Science and Technology*, 27(9):090207.
- [12] Manasevit H.M. (1972). “The use of metalorganics in the preparation of semiconductor materials: Growth on insulating substrates”, *Journal of Crystal Growth*, 13:306–314.

- [13] Cho A.Y., Dixon R. W., Casey Jr. H. C., ve Hartman R. L. (1976). "Continuous roomtemperature operation of GaAs-AlGaAs double-heterostructure lasers prepared by molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, 28(9):501–503.
- [14] Dupuis R.D. ve Dapkus P.D. (1978). "Very low threshold GaAlAs-GaAs doubleheterostructure lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition" *Applied Physics Letters*, 32(8):473–475.
- [15] Wilson P. (2011). "An introduction to MCNP / MCNPX. Physicist", (6):1-48.
- [16] Kao K. C. ve Hockham. G. A. (1966). "Dielectric-fibre surface waveguides for optical Frequencies", *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, 113(7):1151–1158.
- [17] Gloge D., Albanese A., Burrus C.A., Chinnock E.L., Copeland J.A., Dentai A.G., Lee T. P., Li T., ve Ogawa. K. (1980). "High-speed digital lightwave communication using leds and pin photodiodes at 1.3 μm ", *The Bell System Technical Journal*, 59(8):1365–1382.
- [18] Yamada J.I., Machida S., ve Kimura T. (1981). "2 gbit/s optical transmission experiments at 1.3 μm with 44 km single-mode fibre", *Electronics Letters*, 17(13):479–480.
- [19] Miya T., Terunuma Y., Hosaka T., ve Miyashita T. (1979). "Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm ", *Electronics Letters*, 15(4):106–108.
- [20] Gnauck A.H., Kasper B. L., Linke R. A., Dawson R.W., T. L. Koch, Bridges T.J., Burkhardt E. G., Yen R. T., Wilt D. P., Campbell J. C., Nelson K.C., ve Cohen L.G. (1985). "4-gbit/s transmission over 103 km of optical fiber using a novel electronic multiplexer/demultiplexer" *Journal of Lightwave Technology*, LT-3(5), 10.
- [21] Asada M., Miyamoto Y., ve Suematsu Y. (1986). "Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(9):1915–1921.
- [22] Arakawa Y. (1982). "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current" *Applied Physics Letters*, 40(11):939
- [23] Klopff F., Reithmaier J.P., Forchel A., Collot P., Krakowski M., ve Calligaro M. (2001). "High-performance 980 nm quantum dot lasers for high-power applications", *Electronics Letters*, 37(6):353–354.
- [24] Bimberg D., Kirstaedter N., Ledentsov N.N., Alferov Z.I., Kopev P.S., ve Ustinov V. M. (1997). "InGaAs-GaAs quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2):196–205.
- [25] Sugawara M., Mukai K., Nakata Y., Otsubo K., ve Ishilkawa H. (2000). "Performance and physics of quantum-dot lasers with self-assembled columnar-shaped and 1.3 μm emitting InGaAs quantum dots" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(3):462–474.
- [26] Reithmaier J.P. ve Forchel A. (2002). "Single-mode distributed feedback and microlasers based on quantum-dot gain material" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8(5):1035–1044.

- [27] Lelarge F., Rousseau B., Martin F., Poingt F., Le Gouezigou L., Pommereau F., Accard A., Make D., Le Gouezigou O., Landreau J., Provost J.G., Van-Dijk F., Renaudier J., Duan G.H., ve Dagens B. (2006). "Buried ridge stripe lasers using InAs/InP (100) quantum dashes based active layer: a step towards low noise sources for highspeed direct modulation" In 2006 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 127–130.
- [28] Wang R.H., Stintz A., Varangis P.M., Newell T.C., Li H., Malloy K.J., ve Lester L.F. (2001). "Room-temperature operation of inas quantum-dash lasers on InP [001]", IEEE Photonics Technology Letters, 13(8):767–769.
- [29] Kim J. S. ve Kim E. K. (2004). "Energy Levels of InAs / InP QD System with GaAs and InGaAs Insertion Layers by C-V and DLTS Methods", 45(5):1296–1299.
- [30] Kaiser W., Mathwig K., Deubert, S. Reithmaier J. P., Forchel A., Parillaud O., Krakowski M., Hadass D., Mikhelashvili V., ve Eisenstein G. (2005). "Static and dynamic properties of laterally coupled dfb lasers based on InAs/InP qdash structures", Electronics Letters, 41(14):808–810.
- [31] Lelarge F., Rousseau B., Dagens B., Poingt F., Pommereau F., ve Accard A. (2005). "Room temperature continuous-wave operation of buried ridge stripe lasers using InAs-InP (100) quantum dots as active core", IEEE Photonics Technology Letters, 17(7):1369–1371.
- [32] Hillmer H. ve Marcinkevicius S. (1998) "Optically detected carrier transport in III/V semiconductor QW structures: experiments, model calculations and applications in fast 1.55 μm laser devices", Applied Physics B: Lasers and Optics, 66, 1–17.
- [33] Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T., Geels R.S., ve Bowers J.E. (1992). "High speed quantum-well lasers and carrier transport effects", IEEE Journal of Quantum Electronics, 28(10):1990–2008.
- [34] Caroff P., Paranthoen C., Platz C., Dehaese O., Folliot H., Bertru N., Labbé C., Piron R., Homeyer E., Corre A., ve Loualiche S. (2005). "High-gain and low-threshold InAs quantum-dot lasers on InP", Appl Phys Lett, 87(24):243107.
- [35] Veselinov K., Grillot F., Miska P., Homeyer E., Caroff P., Platz C., Even J., Marie X., Dehaese O., Loualiche S., ve Ramdane A. (2006). "Carrier dynamics and saturation effect in (113)B InAs/InP quantum dot lasers", Optical and Quantum Electronics, 38(4-6):369–379.
- [36] Bozkurt K. (2016). "Electroluminescence Study of InP/InGaAsP/InAs/InP p-i-n Laser Heterostructure", Sigma Journal of Engineering and Natural Sciences-Sigma Muhendislik ve Fen Bilimleri Dergisi, 34(2):255–259.
- [37] Lau P.-K. ve Makino T. (1998). "Current–voltage characteristics of long wavelength quantum-well laser diodes", J Appl Phys, 83(3):1183–1186.
- [38] Li S.G., Gong Q., Cao C.F., Wang X.Z., Yue L., Wang H.L., ve Wang Y. (2012). "Measurements of I–V characteristics in InAs/InP quantum dot laser diode", J Mod Optic, 59(19):1695–1699.

- [39] Yang W., Li D., He J., Wang C., ve Hu X. (2014). "Temperature dependent ac current-voltage-capacitance characteristics of GaN based lightemitting diodes under high forward bias", *Phys Status Solidi C*, 11(3-4):714–717.
- [40] Ayarcı N., Özdemir O., Bozkurt K., Ramdane A., Belahsene S., ve Martinez A. (2016). "Discrimination of carrier conduction mechanisms of InP/InGaAsP/InAs/InP laser structure through J–V–T measurements", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63(5):1866–1870.
- [41] Ayarcı Kuruoglu N., Ozdemir O., Bozkurt K., Belahsene S., Martinez A., ve Ramdane A. (2017). "Simultaneous determination of electron ve hole mobilities in InP/InGaAsP/InAs/InP laser heterostructure by admittance spectroscopy", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1–5.
- [42] Saint-Girons G., Patriarche G., Largeau L., Coelho J., Mereuta A., Gérard J.M., ve Sagnes I. (2002). "Metal-organic vapor-phase epitaxy of defect-free InGaAs/GaAs quantum dots emitting around 1.3 μm ", *Journal of Crystal Growth*, 235(1):89–94.
- [43] Lelarge F., Dagens B., Renaudier J., Brenot R., Accard A., Van Dijk F., Make D., Le Gouezigou O., Provost J. G., Poingt F., Landreau J., Drisse O., Derouin E., Rousseau B., Pommereau F., ve Duan G. H. (2007). "Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers ve optical amplifiersoperating at 1.55 μm ", *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(1):111–123.
- [44] Rudno-Rudzinski W., Sek G., Ryczko K., Syperek M., Misiewicz J., Semenova E. S., Lemaitre A., ve Ramdane A. (2009). "Room temperature free carrier tunneling in dilute nitride based quantum well-quantum dot tunnel injection system for 1.3 μm ", *Applied Physics Letters*, 94(17):171906.
- [45] Wilson J. ve Hawkes J.F.B. (2000). "Optoelektronik", Değişim yayınları.
- [46] Singh J. (2005). "Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures", Cambridge University Press.
- [47] Papatryfonos K., Rodary G., David C., Lelarge F., Ramdane A., ve Girard J.-C. (2015). "One-Dimensional nature of InAs/InP quantum dashes revealed by scanning tunneling spectroscopy", *Nano Lett*, 15(7):4488–4497.
- [48] Duan G.H., Shen A., Akrouit A., Dijk F.V., Lelarge F., Pommereau F., LeGouezigou O., Provost J.G., Gariah H., Blache F., Mallecot F., Merghem K., Martinez A., ve Ramdane A. (2009). "High performance InP-based quantum dash semiconductor mode-locked lasers for optical communications", *Bell Labs Technical Journal*, 14(3):63–84.
- [49] Lampert M.A. ve Mark P.. (1990). "Quantum Wire and Quantum Dot Lasers", Academic Press, San Diego, CA.
- [50] Dery H. ve Eisenstein G. (2004). "Self-consistent rate equations of self-assembly quantum wire lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(10):1398–1409.
- [51] Dery H., Benisty E., Epstein A., Alizon R., Mikhelashvili V., Eisenstein G., Schwerberger R., Gold D., Reithmaier J. P., ve Forchel A. (2004). "On the

- nature of quantum dash structures”, *Journal of Applied Physics*, 95(11):6103–6111.
- [52] Wavelength engineering, http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/semi_en/kap_5/backbone/r5_1_4.html, 30 Ağustos 2017.
 - [53] Semiconductor on nsm, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond>, 30 Ağustos 2017.
 - [54] Ternary and quaternary III-V’s. https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/semitech_en/kap_2/backbone/r2_3_1.html, 30 Ağustos 2017.
 - [55] Colinge, J.-P., Colinge, C.A. (2002). “Physics of Semiconductor Devices”, Springer US.
 - [56] Energy-gap values for InGaAs at 300K, [http://www.semiconductors.co.uk/eg\(ingaas\).html](http://www.semiconductors.co.uk/eg(ingaas).html), 30 Ağustos 2017.
 - [57] González G. (2015). “Quantum theory of space charge limited current in solids”, *Journal of Applied Physics*, 117(8):084306.
 - [58] Murgatroyd P. N. (1970). “Theory of space-charge-limited current enhanced by frenkel effect”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 3(2):151.
 - [59] Martens H. C. F., Brom H. B., ve Blom P. W. M.. (1999). “Frequency-dependent electrical response of holes in poly(p-phenylene vinylene)”, *Physical Review B*, 60:R8489–R8492..
 - [60] Ehrenfreund E., Lungenschmied C., Dennler G., Neugebauer H., ve Sariciftci N. S. (2007). “Negative capacitance in organic semiconductor devices: Bipolar injection and charge recombination mechanism”, *Applied Physics Letters*, 91(1):012112.
 - [61] Scher H. ve Montrol E.W. (1975). “Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids”, *Phys. Rev. B*, 12:2455–2477.
 - [62] Berleb S. ve Brütting W. (2002). “Dispersive electron transport in tris(8-Hydroxyquinoline) aluminum (Alq3) probed by impedance spectroscopy”, *Physical Review Letters*, 89:286601.
 - [63] Böttger H. ve Bryksin V.V. (1985). “Hopping Conduction in Solid”, Akademie-Verlag.
 - [64] Laux S.E. (1985). “Techniques for small-signal analysis of semiconductor devices”, *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, 4(4):472–481.
 - [65] Ershov M., Liu H. C., Li L., Buchanan M., Wasilewski Z.R., ve Jonscher A.K. (1988). “Negative capacitance effect in semiconductor devices”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 45(10):2196–2206.
 - [66] Matsuura H., Okuno T., Okushi H. ve Tanaka K. (1984). “Electrical properties of n-amorphous/p-crystalline silicon heterojunctions”, *Journal of Applied Physics*, 55(4):1012–1019.

- [67] Philippens M.W.H. Rubinelli F.A. Kolter M. Schropp R.E.I van Cleef, M.W.M. (1996). "Electrical transport mechanisms in p+a-SiC:h/n c-Si heterojunctions: dark J-V-T characteristics", 420(1) 239.
- [68] Chitnis A., Kumar A., Shatalov M., Adivarahan V., Lunev A., Yang J., Simin G., Khan M., Gaska R., ve Shur M. (2000). "High-quality p-n junctions with quaternary AlInGaN/InGaN quantum wells", Appl Phys Lett, 77(23):3800–3802.
- [69] Lampert M.A. ve Mark P. (1970). "Current injection in solids", Academic Press.
- [70] Mackenzie K.D., Comber P.G.L., ve Spear W.E. (1982). "The density of states in amorphous silicon determined by space-charge-limited current measurements", Philosophical Magazine, Part B, 46:377–389.
- [71] Rose A. (1955). "Space-charge-limited currents in solids", Phys. Rev., 97:1538–1544.
- [72] Lampert M.A ve Mark P. (1970). "Current injection in solids" Academic Press, New York, London.
- [73] Blom P.W.M., de Jong M.J.M., ve van Munster M.G. (1997). "Electric-field and temperature dependence of the hole mobility in poly(p-phenylene vinylene)", Physical Review B, 55:R656–R659.
- [74] Gill W.D. (1972). "Drift mobilities in amorphous charge transfer complexes of trinitrofluorenone and poly-n-vinylcarbazole", Journal of Applied Physics, 43(12):5033–5040.
- [75] Martens H.C.F., Huiberts J.N., ve Blom P.W.M. (2000). "Simultaneous measurement of electron and hole mobilities in polymer light-emitting diodes", Applied Physics Letters, 77(12):1852–1854.
- [76] Novikov S.V., Dunlap D.H., Kenkre V.M., Parris P.E., ve Vannikov A.V. (1998). "Essential role of correlations in governing charge transport in disordered organic materials", Physical Review Letters, 81:4472–4475.
- [77] Burroughes J. H., Bradley D. D. C., Brown A. R., Marks R. N., Mackay K., Friend R. H., Burn P. L., ve Holmes A. B. (1990). "Light-emitting diodes based on conjugated polymers", Nature, 347:539–541, 1990.
- [78] Meyer H., Haarer D., Naarmann H., ve Hörhold H.H. (1995). "Trap distribution for charge carriers in poly(paraphenylene vinylene) (PPV) and its substituted derivative DPOP-PPV", Physical Review B, 52:2587–2598.
- [79] Veselinov K., Grillot F., Gioannini M., Montrosset I., Homeyer E., Piron R., Even J., Bekiarski A., ve Loualiche S. (2008). "Lasing spectra of 1.55 μm InAs/InP quantum dot lasers: theoretical analysis and comparison with the experiments", Optical and Quantum Electronics, 40(2):227–237.
- [80] Gioannini M. (2004). "Investigation of p-type doping effect on the gain characteristics of quantum dash semiconductor lasers", Proc.SPIE, 8:5452 5452.
- [81] Reithmaier J.P., Eisenstein G., ve Forchel A. (2007). "InAs/InP quantum-dash lasers and amplifiers", Proceedings of the IEEE, 95(9):1779–1790.

- [82] Reeves G.K. ve Harrison H.B. (1982). "Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements", IEEE Electron Device Letters, 3(5):111–113.
- [83] Transmission line model - TLM
<http://www.betelco.com/sb/phd/ch4/index.html>, 30 Ağustos 2017.
- [84] Si over InGaAs photodiode.
<https://www.thorlabs.com/drawings/7720c1ae4da2a323-41B4D554-C2E6-8113-88849B1E20040A6C/DSD2-SpecSheet.pdf>, 30 Ağustos 2017.
- [85] Raisy O.Y., Wang W.B., Alfano R.R., Reynolds, Jr. C.L., ve Swaminathan V. (1997). "Investigation of photoluminescence and photocurrent in InGaAsP/InP strained multiple quantum well heterostructures", Journal of Applied Physics, 81(1):394.
- [86] Podemski P., Kudrawiec R., Misiewicz J., Somers A., Schwertberger J. P., Reithmaier R., ve Forchel A. (2006). "Thermal quenching of photoluminescence from InAs/In_{0.53}Ga_{0.23}Al_{0.24}As/InP quantum dashes with different sizes", Applied Physics Letters, 89(15):151902.
- [87] Mitchell D.B., Robinson B.J., Thompson D.A., Li Q., Benjamin S.D., ve Smith P.W.E. (1996). "He-plasma assisted epitaxy for highly resistive, optically fast InP-based materials", Applied Physics Letters, 69(4):509.
- [88] Seitsonen A.P. (1994). "Indium and phosphorus vacancies and antisites in InP", Physical Review B, 49(8):5253–5262.
- [89] Pai D.M. (1970). "Transient Photoconductivity in Poly(N-vinylcarbazole)", The Journal of Chemical Physics, 52(5):2285–2291, 1970.
- [90] Gill W.D. (1972). "Drift mobilities in amorphous charge-transfer complexes of trinitrofluorenone and poly-n-vinylcarbazole", 43(12):5033–5040.
- [91] Ayarç N., Özdemir O., Bozkurt K., Ramdane A., Belahsene S., ve Martinez A. (2016). "Discrimination of carrier conduction mechanisms of InP/InGaAsP/InAs/InP laser structure through J-V-T measurements", IEEE Transactions on Electron Devices, 63(5):1866–1870.
- [92] Rudno-Rudzinski W., Sek G., Andrzejewski J., Misiewicz J., Lelarge F., ve Rousseau B. (2012). "Electronic structure and optical properties of 1.55 μm emitting InAs/InGaAsP quantum dash tunnel injection structures", Semiconductor Science and Technology, 27(10):105015, 2012.
- [93] Rudno-Rudzinski W., Kudrawiec R., Podemski P., Sek G., Misiewicz J., Somers A., Schwertberger R., Reithmaier J.P., ve Forchel A. (2006). "Photorefectance-probed excited states in InAs/InGaAlAs quantum dashes grown on InP substrate" Applied Physics Letters, 89(3):2004–2007.
- [94] Rudno-Rudzinski W., Sek G., Ryczko K., Kudrawiec R., Misiewicz J., Somers A., Schwertberger R., Reithmaier J. P. ve Forchel A. (2005). "Optically probed wetting layer in InAs/InGaAlAs/InP quantum-dash structures", Applied Physics Letters, 86(10):1–3.
- [95] Sek G., Poloczek P., Podemski P., Kudrawiec R., Misiewicz J., Somers A., Hein S., Höfling S., ve Forchel A. (2007). "Experimental evidence on quantum

- well-quantum dash energy transfer in tunnel injection structures for 1.55 μm emission”, *Applied Physics Letters*, 90(8):2005–2008.
- [96] Kudrawiec R., Sek G., Motyka M., Misiewicz J., Somers, Höfling S., Worschech L., ve Forchel A. (2010). “Contactless Electroreflectance of Optical Transitions in Tunnel-injection Structures Composed of an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.23}\text{Al}_{0.24}\text{As}$ quantum well and InAs quantum dashes”, *Journal of Applied Physics*, 108(8):086106.
 - [97] Schubert E. F. (1994). “Doping in iii-v semiconductors”, *MRS Proceedings*, 340.
 - [98] Kundu S., Anitha Y., Chakraborty S., ve Banerji P. (2012). “Interface studies on high-k/GaAs MOS capacitors by deep level transient spectroscopy”, *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 30(5):051206.
 - [99] Merghem K., Akrouit A., Martinez A., Moreau G., Tourrenc J.-P., Lelarge F., Van Dijk F., G.-H. , G. Aubin, ve A. Ramdane. (2008). “Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser”, *Optics Express*, 16(14):10675.
 - [100] Jones B.K., Santana J., ve McPherson M. (1998). “Negative capacitance effects in semiconductor diodes”, *Solid State Communications*, 107:47–50.
 - [101] Werner J., Levi A.F.J., Tung R.T., Anzlowar M., ve Pinto M. (1988). “Origin of the excess capacitance at intimate schottky contacts”, *Phys. Rev. Lett.*, 60:53–56.
 - [102] Perera A.G.U., Shen W.Z., Ershov M., Liu H.C., Buchanan M., ve Schaff W.J. (1999). “Negative capacitance of GaAs homojunction far-infrared detectors”, *Applied Physics Letters*, 74(21).
 - [103] Shen W.Z. ve Perera A.G.U. (2001). “Effect of interface states on negative capacitance characteristics in GaAs homojunction far-infrared detectors”, *Applied Physics A*, 72(1):107–111.
 - [104] Wu X., Yang E.S., ve Evans H.L. (1990). “Negative capacitance at meta interfaces” *Journal of Applied Physics*, 68(6):2845–2848.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Neslihan AYARCI KURUOĞLU
Doğum Tarihi ve Yeri : 17 Ağustos 1988, İzmir
Yabancı Dili :İngilizce
E-posta :neslihanayarci@gmail.com, nayarci@yildiz.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	Nükleer Fizik	Ege Üniversitesi	2012
Lisans	Fizik	Celal Bayar Üniversitesi	2009
Lise	-	Vali Nevzat Ayaz Anadolu Lisesi	2005

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2011	Yıldız Teknik Üniversitesi	Araş.Gör.

YAYINLARI

Makale

1. Ayarci Kuruoğlu N., Özdemir O., Bozkurt K., "Betavoltaic study of a GaN p-i-n structure grown by metal-organic vapour phase epitaxy with a Ni-63 source", THIN SOLID FILMS, pp. 746-750, 2017
2. Ayarci Kuruoğlu N., Özdemir O., Bozkurt K., Belahsene S., Martinez A., Ramdane A., "Simultaneous Determination of Electron and Hole Mobilities in InP/InGaAsP/InAs/InP Laser Heterostructure by Admittance Spectroscopy", IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, vol. pp.1-5, 2017
3. Ayarci N., Özdemir O., Bozkurt K., Ramdane A., Belahsene S., Martinez A., "Discrimination of Carrier Conduction Mechanisms of InP/InGaAsP/InAs/InP Laser Structure Through J-V-T Measurements", IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, vol.63, pp.1866-1870, 2016
4. Ayarci Kuruoğlu N., Özdemir O., Bozkurt K., "Investigation of Carrier Conduction Mechanism over InAs/InP Quantum Dashes and InAs/GaAs Quantum Dots Based p-i-n Laser Heterostructures", Journal of Materials Science and Chemical Engineering, no.9, pp.1-9, 2017
5. Ayarci Kuruoğlu N., Özdemir O., Bozkurt K., Sundaram S., Salvestrini J., Ougazzaden A., et al., "Dc and ac electrical response of MOCVD grown GaN in p-i-n structure, assessed through I-V and admittance measurement", Journal Of Physics D- Applied Physics, no.50, pp.505109-505109, 2017

Bildiri

1. Ayarci N., Özdemir O., Bozkurt K., "Negative capacitance in InP/InGaAsP/InP quantum dashes assessed through dc and ac electrical measurements.", Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress, MUĞLA, TÜRKİYE, 6-9 Eylül 2016, pp.00-00 (Özet metin)
2. Ayarci N., Özdemir O., Bozkurt K., Ramdane A., Belahsene S., Martinez A., "Betavoltaic study on GaN p-i-n diode with Ni-63 source", Science and Applications of

Thin Films, Congress & Exhibition - SATF 2016, İZMİR, TÜRKİYE, 19-21 Eylül 2016, pp.00-00(Özet metin)

3. Bozkurt K., Ayarçi N., Özdemir O., "Electroluminescence study of MBE (Molecular Beam Epitaxy) grown InP/InGnAnP/InAs/InP p-i-n laser heterostructure", Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress, MUĞLA, TÜRKİYE, 6-9 Eylül 2016, pp.00-00(Özet metin)

4. Ayarçi N., Özdemir O., Bozkurt K., "Transport Mechanisms of InAs/InP Quantum Dashes and InAs/GaAs Quantum Dots Based p-i-n Laser Heterostructure", 2 nd International Conference on Organic Electronic Material Technologies (OEMT2016), ÇANAKKALE, TÜRKİYE, 16-19 Mayıs 2016, pp.00-00(Özet metin)

5. Ayarçi N., Özdemir O., Bozkurt K., Ramdane A. , Belahsene S., Martinez A., "Photovoltaic Properties and Carrier Conduction Mechanisms of InP/InGaAsP/InP Quantum Well Through J-V-T Measurements", SOLAR-TR3, ANKARA, TÜRKİYE, 27-29 Nisan 2015, pp.00-00(Özet metin)

6. Ayarçi N., Bozkurt K., Özdemir O., Menda U.D., Akçali Ö., Kutlu K., "Investigation of Potential to Produce Electricity from Commercial Solar Cell Through Beta Particles", APMAS 2013, ANTALYA, TÜRKİYE, 15-17 Nisan 2013, pp.00-00(Özet metin)

7. Ayarçi N., Ramdane A. , Martinez A., Bozkurt K., Özdemir O., Belahsene S., "Betavoltaic Study on GaN p-i-n Diode", XXI International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications., Varna, BULGARISTAN, 6-12 Eylül 2015, pp.00-00(Özet metin)

8. Ayarçi N., Bozkurt K., Özdemir O., Kutlu K., "Nuclear Battery: Betavoltaic Power Source and Applications", SUNEK-2012, Sicily, ITALYA, 8-12 Ekim 2012, pp.00-00(Özet metin)

9. Ayarçi N., Selvi S. "Hafif atom numaralı hedef içine gönderilen ağır iyonların dağılımının incelenmesi", TFD28 Bodrum, TÜRKİYE, 6-9 Eylül, 2011, pp.00-00(Özet metin)

Proje

1. Radyasyonun Güneş Pilleri Üzerindeki Etkisinin İncelenmesi ve Nükleer Piller,
2015-01-01-DOP02, Araştırmacı

ÖDÜLLERİ

1. Ayarcı Kuruoğlu N., Özdemir O., Bozkurt K., Türk Fizik Derneği 2016 Engin ABAT
En İyi Kuramsal Poster Bildiri Ödülü.

