



**T. C.
SİVAS CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ÖRGÜ UYUMSUZ ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$
KUANTUM HETEROYAPILARININ MOVPE İLE
BÜYÜTÜLMESİ VE OPTİK KARAKTERİZASYONU**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**İzel PERKİTEL
(20209252001)**

**Nanoteknoloji Mühendisliği Ana Bilim Dalı
Tez Danışmanı: Doç. Dr. İlkay DEMİR**

**SİVAS
ARALIK 2022**

İzel PERKİTEL'in hazırladığı ve “**ÖRGÜ UYUMSUZ ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ KUANTUM HETEROYAPILARININ MOVPE İLE BÜYÜTÜLMESİ VE OPTİK KARAKTERİZASYONU**” adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **NANOTEKNOLOJİ MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı	Doç. Dr. İlkay DEMİR Sivas Cumhuriyet Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Doç. Dr. İsmail ALTUNTAŞ Sivas Cumhuriyet Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Doç. Dr. Sabit HOROZ Sivas Bilim ve Teknoloji Üniversitesi	

Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. Nevcihan GÜRSOY
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.



Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (CÜBAP) Komisyonu tarafından M-2022-841 numaralı proje kapsamında desteklenmiştir.



Bütün hakları saklıdır.

Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

© İzel PERKİTEL, 2022

ETİK

Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

30/11/2022

İzel PERKİTEL

KATKI BELİRTME VE TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca bana bilgi ve tecrübeleri ile yol gösteren, öğrencisi olmaktan her zaman onur duyacağım sayın hocam ve tez danışmanım Doç. Dr. İlkey DEMİR'e çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışması sürecinde desteklerini esirgemeyen eş danışman hocam sayın Prof. Dr. Yüksel ERGÜN'e çok teşekkür ederim.

Lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca desteklerini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. İsmail ALTUNTAŞ'a çok teşekkür ederim. Ayrıca Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde çalışan sayın hocalarım Prof. Dr. Ebru Şenadım TÜZEMEN, Doç. Dr. Sabit HOROZ ve Doç. Dr. Behçet Özgür ALAYDİN'a çok teşekkür ederim.

Tezimi hazırlama sürecinde yardımlarına ihtiyaç duyduğum Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi çalışma arkadaşlarım Kağan Murat PÜRLÜ, Emine KAYNAR, Merve Nur KOÇAK, Gamze YOLCU, İrem ŞİMŞEK, Reyhan KEKÜL, Ferhan Kübra ÖZBAKIR, Dudu Hatice ÜNAL ve Riska DELVIA'ya çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışması süresince akademik kariyerim için önemli bir yere sahip TÜBİTAK-1001 projesinde görev almama fırsat tanıyan sayın hocam Prof. Dr. Ayşe EROL ve ekibine çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimim süresince akademik hayatım için çok önemli bir yeri olan E-MRS (Avrupa Malzeme Araştırma Topluluğu) konferansına katılmamda bana destek sağlayan OPERA (Yenilikçi ve Gelişmiş Epitaksi için Avrupa Ağı) adı verilen COST (Bilim ve Teknolojide Avrupa İş birliği) eylemine çok teşekkür ederim.

Hayatım boyunca beni her zaman destekleyen ve yanımda olan anneme, babama ve kardeşime çok teşekkür ederim.

Bu çalışma, CÜBAP Komisyonu tarafından M-2022-841 numaralı yüksek lisans tez projesi olarak desteklenmektedir.

ÖZET

ÖRGÜ UYUMSUZ ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ KUANTUM HETEROYAPILARININ MOVPE İLE BÜYÜTÜLMESİ VE OPTİK KARAKTERİZASYONU

İzel PERKİTEL

Yüksek Lisans Tezi

Nanoteknoloji Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. İlkey DEMİR

İkinci Danışman: Prof. Dr. Yüksel ERGÜN

2022, 99+xvii sayfa

Bu tez çalışması kapsamında, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'ndeki Metal Organik Buhar Faz Epitaksi (MOVPE) sistemi ile InP alttaş üzerine örgü uyumsuz ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapıları büyütülmüş ve karakterizasyonları yapılmıştır. Örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarında yer alan Si-katkılı ve katkısız tabakalar arası geçiş sürelerinde optimum değerleri elde edebilmek için farklı kombinasyonlar oluşturularak incelenmiştir. Büyütme sonrasında örneklerin kristal kalitesi ve kalınlık hassasiyeti X-ışını kırınımı (XRD) ile analiz edilmiştir. Ayrıca büyütülen numunelerin kalınlık hassasiyetlerini daha detaylı incelemek için Global Fit simülasyon programından iki farklı hesaplama yöntemi kullanılmıştır. Örneklerin optik karakterizasyonunu ve optik bantlar arası geçişlerini hesaplamak için 10 K- 300 K sıcaklık aralığında fotolüminesans (PL) ölçümü yapılmıştır. Ölçüm sonuçları ile teoriyi karşılaştırmak için $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarındaki optik bantlar arası geçişler Nextnano simülasyon programı ile hesaplanmıştır. Yapılan karakterizasyon ve simülasyon çalışmaları sonucunda Si-katkılı ve katkısız tabakalar arası geçiş sürelerinin yapıların kalınlığını ve InGaAs/InAlAs arayüzlerini etkilediği gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$, MOVPE, Optik karakterizasyon, Fotolüminesans, Nextnano

ABSTRACT

GROWTH AND OPTICAL CHARACTERIZATION OF LATTICE MISMATCH ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ QUANTUM HETEROSTRUCTURES BY MOVPE

Izel PERKİTEL

Master of Science Thesis

Department of Nanotechnology Engineering

Supervisor: Assoc. Prof. İlkey DEMİR

Second Supervisor: Prof. Dr. Yüksel ERGUN

2022, 99+xvii pages

In the scope of this thesis, lattice mismatched ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ quantum heterostructures on InP substrate were grown with the Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) system at Sivas Cumhuriyet University Nanophotonics Application and Research Center and characterizations were made. The lattice mismatched $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ quantum heterostructures were investigated by forming different combinations to obtain optimum values for Si-doped and undoped interlayer transition times. After growth, the crystal quality and thickness sensitivity of the samples were analyzed by X-ray diffraction (XRD). In addition, two different calculation methods from the Global Fit simulation program were used to examine the thickness sensitivities of the grown samples in more detail. In order to calculate the optical characterization and optical band transitions of the samples, photoluminescence (PL) measurements were made in the temperature range of 10 K-300 K. In order to compare the measurement results with the theory, the optical band transitions in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ quantum heterostructures were calculated with the Nextnano simulation program. As a result of the characterization and simulation studies, it was observed that the transition times between Si-doped and undoped layers affect the thickness of the structures and the InGaAs/InAlAs interfaces.

Key words: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$, MOVPE, Optical characterization, Photoluminescence, Nextnano

İÇİNDEKİLER

KATKI BELİRTME VE TEŞEKKÜR	vi
ÖZET.....	vii
ABSTRACT	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiv
SİMGELER DİZİNİ	xv
KISALTMALAR DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
2.YARIİLETKENLERDE TEMEL ÖZELLİKLER	3
2.1 Yarıiletkenlerin Elektronik Yapısı	8
2.1.1 Enerji Bantları.....	8
2.1.2 Etkin Kütle Teorisi	10
3. YARIİLETKEN HETEROEKLEM YAPILAR	11
3.1. Heteroeklem Bant Hizalaması.....	11
3.2 Yarıiletken Heteroyapıların Oluşumu	13
3.2.1 Tip I Heteroyapılar.....	14
3.2.2 Tip II Heteroyapılar	15
3.2.3 Tip III Heteroyapılar.....	15
3.3 Kuantum Kuyulu Heteroyapılar	16
3.4 Kuantum Çağlayan Lazerler.....	19
3.4.1 Geleneksel Lazerlerin Temel Özellikleri	21
3.4.2 Kuantum Çağlayan Lazer Yapısı	23
3.4.3 Kısa Dalga Boyu Sınırında Kuantum Çağlayan Lazerler.....	26
3.4.3.1 Kısa Dalga Boylu Kuantum Çağlayan Lazerler için Sınırlayıcı Faktörler	27
3.4.3.2 Malzeme Seçimi.....	28
3.4.3.3 Bant Yapısı Üzerindeki Gerilim Etkileri.....	32
3.4.3.4 Gerilim Dengeli QCL Tasarımı	38
4. MATERYAL VE YÖNTEM.....	41
4.1 InGaAs/InAlAs Kuantum Heteroyapılarını Büyütme Yöntemleri.....	41
4.1.1 Metal Organik Buhar Fazı Epitaksi (MOVPE).....	41
4.1.1.1 MOVPE Yöntemi ve Sistemi	42
4.2 Malzeme Karakterizasyonu	47
4.2.1 Yerinde Karakterizasyon	48

4.2.2 Yapısal Karakterizasyon: X-Işını Kırınımı (XRD).....	49
4.2.3. Elektriksel Karakterizasyon: Hall Etkisi.....	53
4.2.4. Optiksel Karakterizasyon: Fotolüminesans	55
5. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA	59
5.1 Örgü Uyumsuz InGaAs/InAlAs Heteroyapılarının MOVPE ile Büyütülmesi	59
5.2. Yerinde Yansıma Ölçüm Sonuçları.....	61
5.3 X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçüm Sonuçları.....	64
5.4 Nextnano Simülasyon Programı ile Malzemelerin Optik Bantlar Arası Geçişlerinin Teorik Olarak Hesaplanması.....	71
5.5 Fotolüminesans Ölçüm Sonuçları	78
5.6 Optik Bantlar Arası Geçişlerin Teorik ve Deneysel Sonuçlarının Karşılaştırılması.....	89
6. SONUÇ.....	91
KAYNAKLAR	93
ÖZGEÇMİŞ.....	97

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Elektronların (a) metal, (b) yalıtkan ve (c) yarıiletken bantlar içerisindeki dağılımının şematik gösterimi (Altın, 2015).....	4
Şekil 2.2 Bir metal ve yarıiletken (veya yalıtkan) içindeki bantların elektron işgalinin şematik gösterimi. Bir metalde, 0 K'de en yüksek işgal edilen bant kısmen elektronlarla doludur. 0 K'deki bir yarıiletkende, en yüksek işgal edilen bant tamamen elektronlarla doludur ve bir sonraki bant tamamen boştur. İki bant arasındaki ayırım bant aralığıdır. Ayrıca, elektron ilgisi ve iş fonksiyonu da gösterilmiştir (Singh, 2007).	5
Şekil 2.3 Valans bant, direkt bant ve dolaylı bandın şematik gösterimi (Altın, 2015).7	
Şekil 2.4 Silikonun enerji bandı yapısının perspektif çizimi. Soldaki şekil Brillouin bölgesini ve üzerinde enerji bantlarının görüntülediği iki boyutlu bölümü göstermektedir. Enerji bantları sağ tarafta çizilmiştir. 0 eV'nin altında kalan yüzeyler valans bantlarıdır ve üst yüzey en düşük iletkenlik bandıdır. Maksimum valans bandı enerjisi $k = 0$ 'da meydana gelmektedir. Minimum iletkenlik bandı enerjisi, sol ve sağ uçların yakınında meydana gelmektedir. Böylece Si, dolaylı bant aralığı yapısına sahiptir (Frensley, 1994).	9
Şekil 2.5 Galyum arseniğin enerji bandı yapısının perspektif çizimi. GaAs'ın minimum iletkenlik bandı $k = 0$ 'da meydana gelir ve bu nedenle GaAs doğrudan bant aralığı yapısına sahiptir (Frensley, 1994).	10
Şekil 3.1 Bir heteroeklemin bant hizalamasını tanımlamak için gereken miktarların şematik gösterimi (Frensley, 1994).	12
Şekil 3.2 Tip I, Tip II ve Tip III heteroyapılarının şematik gösterimi (Frensley, 1994).	14
Şekil 3.3 Tip I heteroyapı sistemlerine ait önemli malzeme sistemlerinin şematik gösterimi (Frensley, 1994).	14
Şekil 3.4 Tip II heteroyapı sistemlerine ait önemli malzeme sistemlerinin şematik gösterimi (Frensley, 1994).	15
Şekil 3.5 Tip III heteroyapı sistemine ait önemli malzeme sisteminin şematik gösterimi (Frensley, 1994).	16
Şekil 3.6 (a) Tipik bir tek kuantum kuyusu ve (b) kademeli bir kuantum kuyusu yapılarının şematik gösterimi.	16
Şekil 3.7 (a) Tipik simetrik ve (b) asimetrik çift kuantum kuyuları yapılarının şematik gösterimi (Harrison ve Valavanis, 2016).	17
Şekil 3.8 Tipik bir çoklu kuantum kuyusu veya süperörgülerin şematik gösterimi (Harrison ve Valavanis, 2016).	18
Şekil 3.9 Tipik bir (a) Tip-I tek kuantum kuyusu ve (b) Tip II sistemin karşılaştırılması (Harrison ve Valavanis, 2016).	18
Şekil 3.10 Tipik bir (a) Tip-I süperörgü ve (b) Tip II sistemin (sağda) karşılaştırılması (Harrison ve Valavanis, 2016).	19
Şekil 3.11 Elektromanyetik spektrum ve yakın, kısa, orta, uzun ve uzak kızılötesi bölgelerin konumlarının şematik gösterimi.	20
Şekil 3.12 (a) Bir foton tarafından bir elektron-boşluk çiftinin oluşturulmasının ve iletkenlik bandından bir elektronun ve valans bandından bir boşluğun yeniden birleşmesi nedeniyle bir fotonun kendiliğinden emisyonunun şematik gösterimi (b) Ek bir fotonun çarpması nedeniyle bir fotonun uyarılmış emisyonunun şematik gösterimi.	22
Şekil 3.13 (a) Lazer işlemine katkıda bulunmak için fotonların geri beslenmesi için bir kazanç kavitesinin şematik gösterimi (b) Tipik bir lazerde enjekte edilen taşıyıcıların (akım) bir fonksiyonu olarak ışık çıkış gücünün şematik gösterimi.	22

Şekil 3.14 (a) Bantlar arası emisyon ve (b) alt bantlar arası emisyon ile ilgili şematik gösterimler.....	23
Şekil 3.15 Fotonların yayıldığı aktif bölgenin şematik gösterimi (a) voltaj uygulanmamış ve (b) voltaj uygulanmış.....	24
Şekil 3.16 Voltaj altında iki enjektör arasına sıkıştırılmış bir aktif bölgenin iletkenlik bandının şematik gösterimi. Sarı (açık) gölgeli bölgeler, iletkenlik bandındaki mini bant benzeri durumları göstermektedir. Dalgalı ok, seviye 3 ve 2 arasındaki ışınımsal geçişi göstermektedir.	25
Şekil 3.17 (a) Bir süperörgü mini banttandan-mini banda tasarım ve (b) bir bağılıdan-sürekliliye veya bir bağılıdan-minibanda tasarım için QCL aktif bölgesinin voltaj uygulanmış halinin şematik gösterimi.	26
Şekil 3.18 Örgü uyumlu InP tabanlı QCL'ler için kısa dalga boylarında termal olarak uyarılmış elektron kaçışının şematik gösterimi.	27
Şekil 3.19 GaInAs/AlInAs ve Sb tabanlı AlAsSb/GaInAs ve InAs/AlSb malzeme sistemlerinde Γ , X ve L seviyelerinin ve iletkenlik bandı ofsetlerinin şematik gösterimi.....	30
Şekil 3.20 İletkenlik bandı ofsetini (ΔE_c) arttırmak ve termal kaçağı azaltmak için ikili AlAs bariyer eklemeleri ve InAs kuyusu eklemeleri ile bir GaInAs/AlInAs QCL tasarımının şematik gösterimi.	31
Şekil 3.21 Kristal yapının dislokasyon oluşumu ve tetragonal distorsiyonu yoluyla örgü uyumsuz bir filmin gerilim gevşemesinin şematik gösterimi.....	32
Şekil 3.22 Örgü uyumsuz bir filmin çekme gerilimi altında sözde morfik büyümesinin şematik gösterimi.	33
Şekil 3.23 Örgü uyumsuz bir filmin sıkışma gerilimi altında sözde morfik büyümesinin şematik gösterimi.	34
Şekil 3.24 Epikatmanın uyumsuzluğundan kaynaklanan gerilimin iletkenlik bandı, bant aralığı, hafif boşluk ve ağır boşluk bantlarının ayrılması üzerindeki etkisini gösteren yarıiletken bant diyagramının şematik gösterimi.	35
Şekil 3.25 III-V ve II-VI yarıiletkenler için örgü sabitinin bir fonksiyonu olarak bant aralığı enerjisinin şematik gösterimi.	39
Şekil 3.26 (a) Örgü uyumlu bir yapıyı ve (b) gerilim dengeli yapıyı gösteren bir QCL iletkenlik bandının şematik gösterimi. Gerilim uygulanan GaInAs ve AlInAs'ların dahil edilmesinin etkisi, üst lazer seviyesi ile bariyerin üstü arasındaki ek 200 meV boşluk ile kanıtlanmıştır.....	40
Şekil 4.1 Kimyasal buhar biriktirme yönteminin şematik gösterimi.....	43
Şekil 4.2 Bir MOVPE reaktör gaz dağıtım sisteminin basitleştirilmiş şematik gösterimi.....	44
Şekil 4.3 (a) Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde bulunan AIXTRON 200/4 RF-S model MOVPE sistemi (b) AIXTRON 200/4 RF-S model MOVPE sistemindeki ana bileşenlerin şematik gösterimi.	47
Şekil 4.4 Yerinde yansıma ölçümünde tabaka üzerine gelen ve yansıyan ışığın şematik gösterimi.....	48
Şekil 4.5 Yanıma şiddetinin zamana göre değişimi (T tam bir osilasyon oluşması için geçen zaman).....	49
Şekil 4.6 Bragg yasasının şematik gösterimi.	51
Şekil 4.7 Yarı yükseklikteki tam genişliğin (FWHM) şematik gösterimi.	52
Şekil 4.8 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde kurulu bulunan Rigaku SmartLab model X-ışını difraktometresi.	52
Şekil 4.9 N-Tipi yarıiletken için Hall etkisinin şematik gösterimi.	53

Şekil 4.10 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde kurulu bulunan Hall etkisi ölçüm sistemi.	54
Şekil 4.11 Fotolüminesans sırasında oluşan geçişlerin şematik gösterimi (Ataşer, 2017).	55
Şekil 4.12 (a) Kuantum çağılayan lazer yapısına ait fotolüminesans ışınımının şematik gösterimi (b) Kuantum çağılayan lazerin aktif bölgesine ait fotolüminesans ölçüm sonucu.	57
Şekil 4.13 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi İleri Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi'nde kurulu bulunan fotolüminesans sistemi.	58
Şekil 5.1 MOVPE tarafından InP alttaş üzerine büyütülen örgü uyumsuz $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ heteroyapılarının şematik gösterimi.	61
Şekil 5.2 Büyütülen numuneler için t1 ve t2 zamanlarının değişimi.	61
Şekil 5.3 Örnek A için büyütme süresine karşı yerinde yansıma ve büyüme sıcaklığı.	62
Şekil 5.4 (a) Örnek B (b) Örnek C (c) Örnek D için büyütme süresine karşı yerinde yansıma ve büyütme sıcaklığı.	63
Şekil 5.5 Büyütme ve tabakalar arası geçiş sırasında kullanılan gazların kaynak akış dizilerinin şematik gösterimi.	64
Şekil 5.6 Örnek A ve Örnek B için HRXRD θ -2 θ taramaları.	65
Şekil 5.7 Örnek C, Örnek B ve Örnek D için HRXRD θ -2 θ taramaları.	66
Şekil 5.8 Global Fit simülasyon programı ile (a) Örnek A, (b) Örnek B, (c) Örnek C ve (d) Örnek D için yapılan periyot kalınlık hesabı.	68
Şekil 5.9 Global Fit simülasyon programı ile (a) Örnek A, (b) Örnek B, (c) Örnek C ve (d) Örnek D için toplam katman kalınlığı hesabı.	70
Şekil 5.10 Nextnano simülasyon programının kullandığı akışın şematik gösterimi.	72
Şekil 5.11 Nextnano simülasyon programı ile $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ kuantum heteroyapılarına ait optik bantlar arası geçişlerin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında hesaplanması.	78
Şekil 5.12 Örnek A'ya ait 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçlerinin PL ölçümü.	82
Şekil 5.13 Örnek A'nın %20- %100 lazer uyarım gücü aralığında farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.	84
Şekil 5.14 Örnek B'nin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçleri için PL ölçümü.	85
Şekil 5.15 Örnek B'nin %50 lazer uyarım gücünde farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.	86
Şekil 5.16 Örnek C'nin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçleri için PL ölçümü.	87
Şekil 5.17 Örnek C'nin %50 lazer uyarım gücünde farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.	87
Şekil 5.18 Örnek D'nin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçleri için PL ölçümü.	88
Şekil 5.19 Örnek D'nin %50 lazer uyarım gücünde farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.	89

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 QCL aktif bölgesinde kullanılan ikili yarıiletkenler GaAs, AlAs ve InAs için örgü sabiti a , elastik sabitler c_{11} ve c_{12} ve orantı sabiti D_{001}	36
Çizelge 3.2 Enerji aralığı (E_g), ortalama valans bandı enerjisi ($E_{v, av}$), spin-yörünge yarıлма parametresi (Δ_0), deformasyon potansiyelleri (a_v ve a_c) ile ikili yarıiletkenler için hesaplanan E_v ve E_c değerleri GaAs, AlAs ve InAs QCL aktif bölgesinde kullanılmaktadır	37
Çizelge 5.1 Örgü uyumsuz $In_{0.67}Ga_{0.33}As/In_{0.36}Al_{0.64}As$ heteroyapıları için kullanılan büyütme parametreleri	60
Çizelge 5.2 Nextnano simülasyon programında kullanılan input dosyası	72
Çizelge 5.3 Simülasyon programından hesaplanan 10 K- 300 K sıcaklık aralığındaki optik bantlar arası geçiş değerleri	89

SİMGELER DİZİNİ

a :	Örgü sabiti
a_c :	İletkenlik bandı için deformasyon potansiyeli
a_v :	Valans bandı için deformasyon potansiyeli
c_{11} ve c_{12} :	Elastik sabitler
d :	Bitişik örgü düzlemleri arasındaki mesafe
D_{001} :	Orantı sabiti
E_e :	Elektron enerji seviyesi
E_{e1-hh1} :	Elektron-ağır boşluk geçişi
E_{e1-lh1} :	Elektron-hafif boşluk geçişi
E_g :	Bant aralığı
$E_G^{(A)}$:	A malzemesinin enerji aralığı
$E_G^{(B)}$:	B malzemesinin enerji aralığı
E_{hh} :	Ağır boşluk enerji seviyesi
E_{lh} :	Hafif boşluk enerji seviyesi
E_v :	Üst valans bandı
$E_{v,av}$:	Üç valans bandının tümünün Γ noktasındaki ortalama konumu
ϵ :	Gerilim tensörü
$e\chi$:	Elektron ilgisi
$e\Phi$:	İş fonksiyonu
$\epsilon_{ }$:	Paralel gerilim tensörü
$\epsilon_{\perp}$:	Dik gerilim tensörü
$\bar{E}_H$:	Hall elektrik alanı
$\bar{F}_H$:	Hall alanının kuvveti
F :	Kuvvet
k :	Dalga vektörü
m^* :	Etkin kütle
n :	Tabakanın kırılma indisi
r :	Büyütme oranı
T :	Bir tam salınım süresi
V :	Elektrostatik potansiyel
v :	Grup hızı
μ_H :	Hall mobilitesi
Δ_0 :	Spin-yörünge yarıлма parametresi
ΔE_C :	İletkenlik bandı kayması
ΔE_G :	Toplam bant aralığı süreksizliği
Δd :	Büyütülen filmin kalınlığı
$\Delta\omega$:	Saçak periyodu
θ :	Bragg açısı
λ :	Kullanılan ışığın dalga boyu
Ψ :	Zarf fonksiyonu

KISALTMALAR DİZİNİ

Al:	Alüminyum
AlAs:	Alüminyum Arsenik
AlGaAs:	Alüminyum Galyum Arsenik
AlGaN:	Alüminyum Galyum Nitrat
AlSb:	Alüminyum Antimonit
AsH₃:	Arsin
C₂H₅:	Etil
CBE:	Kimyasal Demet Epitaksi
CH₃:	Metil
CÜNAM:	Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi
CVD:	Kimyasal Buhar Biriktirme
Ga:	Galyum
GaAs:	Galyum Arsenik
GaN:	Galyum Nitrat
GaSb:	Galyum Antimonit
Ge:	Germanyum
HBT:	Heteroyapılı Bipolar Transistör
In:	İndiyum
InAlAs:	İndiyum Alüminyum Arsenik
InAs:	İndiyum Arsenik
InGaAs:	İndiyum Galyum Arsenik
InGaAsP:	İndiyum Galyum Arsenik Fosfat
InP:	İndiyum Fosfat
InSb:	İndiyum Antimonit
LED:	Işık Yayan Diyot
LPE:	Sıvı Fazlı Epitaksi
MBE:	Moleküler Demet Epitaksi
MFC:	Kütle Akış Kontrolcüsü
MO:	Metalorganik
MOCVD:	Metal-Organik Kimyasal Buhar Biriktirme
MOMBE:	Metal-Organik Moleküler Demet Epitaksi
MOVPD:	Metal-Organik Buhar Fazı Biriktirme
MOVPE:	Metal Organik Buhar Fazı Epitaksi
OMCVD:	Organometalik Kimyasal Buhar Biriktirme
OMVPE:	Organometalik Buhar Fazı Epitaksi
PC:	Basınç Kontrolcüsü
PH₃:	Fosfin
PL:	Fotoluminesans
QCL:	Kuantum Çağlayan Lazer
RDS:	Yansıma Farkı Spektroskopisi
RHEED:	Yansıma Yüksek Enerjili Elektron Kırınımı
Scm:	Dakikada Standart Santimetreküp
SE:	Spektroskopik Elipsometri
Si:	Silikon
SiH₄:	Silan
SL:	Süperörgü

TMAI:	Trimetilalüminyum
TMGa:	Trimetilgalyum
TMIIn:	Trimetilindiyum
VPE:	Buhar Fazlı Epitaksi



1. GİRİŞ

Son otuz yılda, InP alttaş üzerinde büyütülen InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapıları hem deneysel hem de teorik olarak kapsamlı bir şekilde incelenmiştir. Tek kuantum kuyuları, çoklu kuantum kuyuları ve süperörgüler dahil olmak üzere InGaAs/InAlAs/InP kuantum heteroyapıları, yüksek hızlı elektronik ve fotonik cihazların yanı sıra uzun dalga boyuna sahip optik iletişimdeki uygulamalar için de özel avantajlara sahiptir. İlk olarak, InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarının bant yapısı ve bant ofseti, InGaAs kuyu tabakasının ve InAlAs bariyer tabakasının alaşım oranları veya kalınlığı değiştirilerek farklı uygulama amaçları için esnek bir şekilde uyarlanabilmektedir (Shen vd., 1996). İkincisi, InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarına ait bantlar arası geçişlerin dalga boyu, 1.31- ve 1.55- μm optik iletişim dalga boylarını kapsayabilmektedir (Hamakawa vd., 1995). Üçüncüsü, InGaAs/InAlAs sisteminin geniş iletkenlik bandı ofseti, InGaAs/InAlAs cihazları için güçlü bir elektron hapsi, yüksek sıcaklık kararlılığı ve yüksek hızlı modülasyon kabiliyeti sağlamaktadır (Hybertsen, 1991). Bu özellikler, kuantum çağlayan lazerler (Quantum cascade laser, QCL), alt bantlar-arası dedektörler ve doğrusal olmayan optik özelliklere dayalı cihazlar için InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarını çok çekici ve uygun hale getirmektedir.

InGaAs/InAlAs heteroyapısına dayalı süperörgüler çoğunlukla kuantum çağlayan lazerlerin yapımında kullanılmaktadır (Blaser vd., 2005; Semtsiv vd., 2004). InP tabanlı örgü uyumlu InGaAs/InAlAs kuantum çağlayan lazerlerin ışınlam dalga boyu, 3,5 ila 24 μm arasındaki kızılötesi bölgeyi kapsamaktadır. Kimyasal ve biyolojik algılama veya spektroskopi uygulamaları için kullanılmaktadır. Kuantum çağlayan lazerler için özellikle gelecek vaat eden bir uygulama alanı, 2,9-5,3 μm 'de (ilk atmosferik pencere) gaz tespittir. Görüş hattı telekomünikasyonunun yanı sıra, ilk atmosferik penceredeki ışınlamlara dayalı askeri karşı önlemler (military countermeasures) de ilgi çekicidir. Bu bölgenin içinde ışınlam gerçekleştirme, gerekli olan büyük iletkenlik bandı süreksizliği (ΔE_c) nedeniyle zordur. Kısa dalga boyuna sahip kuantum çağlayan lazerler için kullanılan en gelişmiş malzeme sistemi, gerilim-dengeli InP tabanlı InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapısıdır (Faist vd., 1998).

Kuantum çağlayan lazer aktif bölgesi, 0,5–10 nm aralığında bir kalınlığa sahip yüzlerce ince katman tekrarını içermektedir. Kuantum çağlayan lazerlerin büyütülmesi, yüzlerce ultra ince epitaksiyel katmanın alaşım bileşimi, katman kalınlığı ve hetero-arayüz kalitesi açısından çok önemlidir. Karmaşık yapılar söz konusu olduğunda moleküler demet epitaksi (MBE) en çok kullanılan tekniktir. MBE tekniği, belirli bir kompozisyon ve çok yüksek kaliteli arayüzler sağlar. Ancak, yüksek vakum ihtiyacı nedeniyle MBE tekniği daha düşük kuantum çağlayan lazer üretim kapasitesine ve daha yüksek maliyete sahiptir. Metal Organik Buhar Fazı Epitaksi (MOVPE), yüksek kaliteli kuantum çağlayan lazer yapılarını büyütmek için kullanılan başka bir tekniktir. Ancak MOVPE tekniği ile bu tür tabakaların epitaksiyel büyütülmesi çok zordur. Optimum büyütme parametrelerini elde etmek çok önemlidir. Büyütme kinetiği, sıcaklık, proses basıncı ve öncü maddelerin akış oranı gibi çeşitli faktörlere bağlıdır. Literatürde, katmanlar arası geçiş süresinin kuantum kuyusu, çok katmanlı yapılar ve örgü uyumlu InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapıları üzerindeki etkisi ile ilgili de az sayıda çalışma bulunmaktadır (Demir ve Elagoz, 2016).

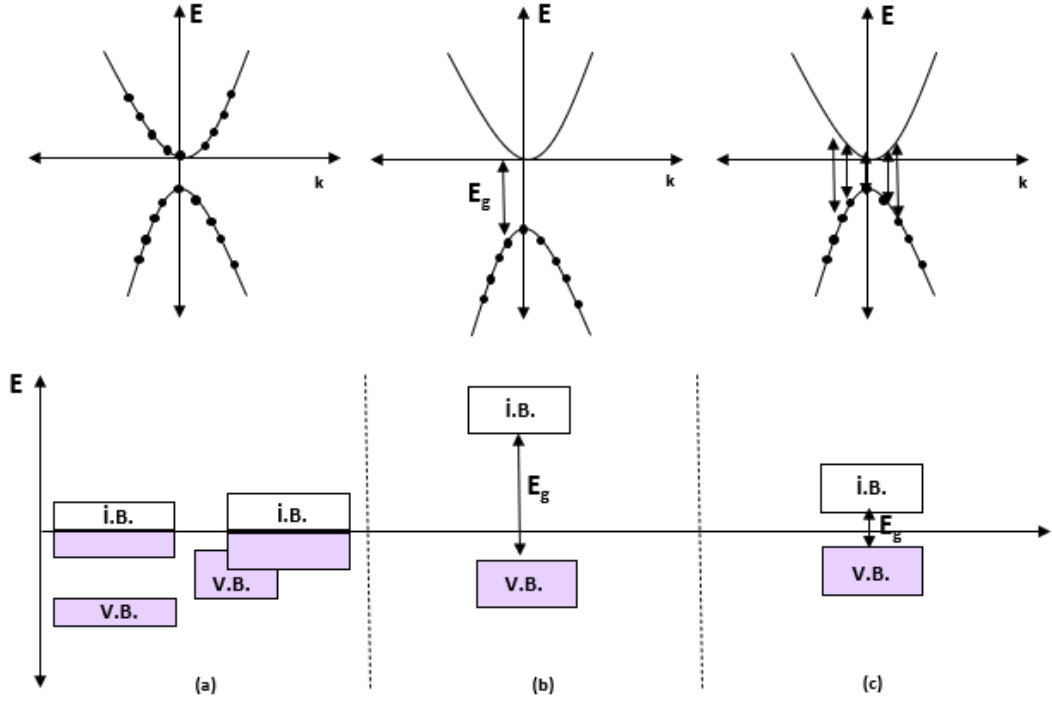
InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapıları, uzun dalga boylu ve yüksek hızlı optoelektronik cihazlardaki uygulamalar için özel avantajlara sahip olsalar da, ortaya çıkan herhangi bir cihazın optik özelliklerini ve performansını güçlü bir şekilde etkileyebilen alaşım ve arayüz dalgalanmalarına karşı çok hassastırlar. InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarının optik özelliklerini tam olarak kontrol edebilmek için daha detaylı deneysel veriler elde etmek gereklidir. Bu tez çalışması kapsamında kuantum çağlayan lazerlerin aktif bölgesi için kullanılan InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapıları MOVPE tekniği ile büyütülmüştür. Büyütülen örneklerin kristal kalitesi ve kalınlık hassasiyeti XRD tekniği ile incelenmiştir. InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarının optik özelliklerini kontrol edebilmek için fotoluminesans (PL) tekniği ile 10 K-300 K sıcaklık aralığında ve farklı lazer uyarım güçlerinde optik bantlar arası geçişler ölçülmüştür. Nextnano simülasyon programı ile de optik bantlar arası geçişler hesaplanmıştır. Ek olarak, simülasyon ve PL ölçüm sonuçları karşılaştırılmıştır.

2.YARIİLETKENLERDE TEMEL ÖZELLİKLER

Ne iyi bir iletken ne de iyi bir yalıtkan olan, yani elektriksel iletkenlik açısından iletkenler ve yarıiletkenler arasında yer alan malzemelere yarıiletken denir. Yarıiletkenlerin iletkenlikleri yalıtkanların iletkenliklerinden daha yüksek, metallerin iletkenliklerinden daha düşüktür. Yarıiletkenler genellikle oda sıcaklığındaki elektriksel iletkenlikleriyle sınıflandırılırlar ve bu değerler sıcaklığa kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda, metal ve yarı metaller metalik iletkenliklerini korumaktadır fakat yarıiletkenler yalıtkan özellik göstermektedir. Böylece sınıflandırma yapılırken metal ve yarı metaller bir grup, yarıiletken ve yalıtkanlar diğer gruptur. Yarıiletken ve yalıtkanlarda doğrudan dolu ve boş enerji seviyeleri arasında yer alan enerji bant aralığı malzemeler arasında böyle bir sınıflandırma yapılmasına yol açmaktadır (Altın, 2015).

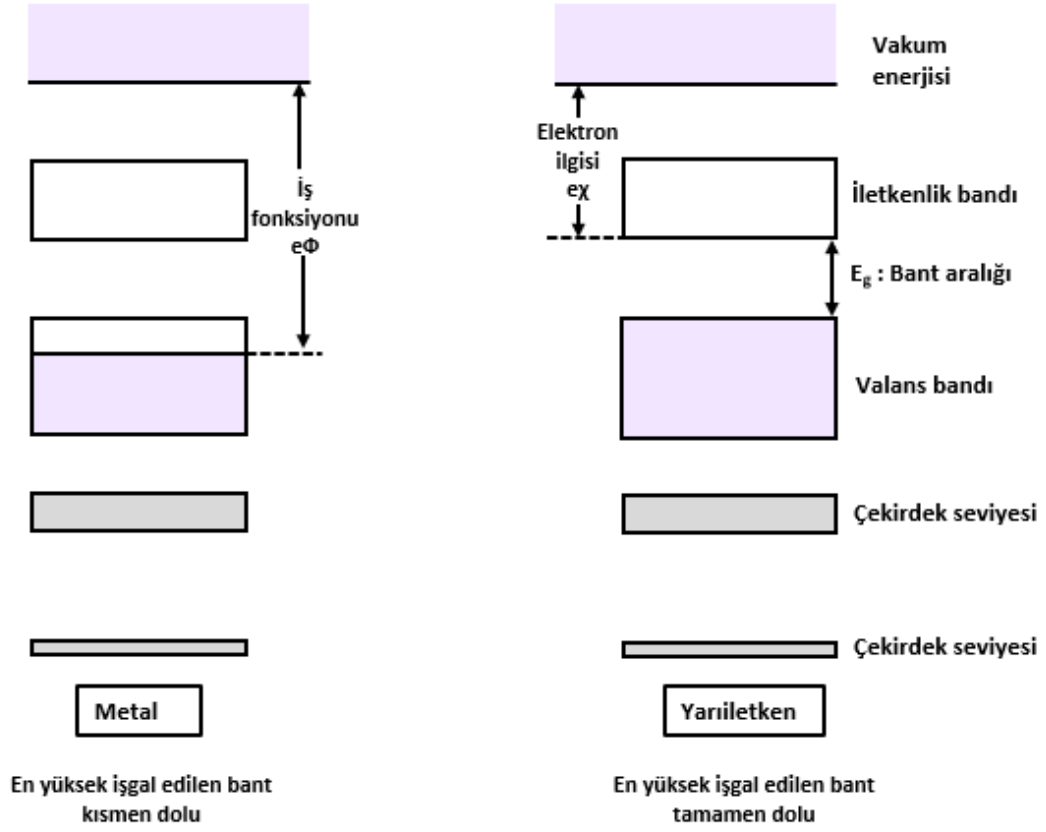
Malzemelerin iletkenliklerinin bant yapısına olan bağlılığı, bant yapısının en önemli uygulamasıdır. Bir iletken veya metal elektrik alan uygulandığında akım taşıyabilen katı olarak tanımlanırken, bir yalıtkana elektrik alan uygulandığında akım ortaya çıkarmaz. Bu iki katı sınıfı bant teorisine dayanarak birbirinden ayırt edilebilmektedir. İzin verilen bir bant tamamen elektronlarla dolu ise, elektrik alan uygulandığında herhangi bir akım oluşturmaz. Bir elektron yalnızca boş bir duruma hareket edebileceğinden, dolu bir bantta net akım taşıyamaz. Katılar, yalnızca bazı bantlar kısmen dolu ise metal gibi davranırlar. Şekil 2.1’de, 0 K’de yalıtkan, yarıiletken ve metaller için enerji bant diyagramları yer almaktadır. Yarıiletkenler ve yalıtkanlar, 0 K’de valans bandının elektronlarla dolu ve iletkenlik bandının boş olduğu malzemelerdir. Yarıiletkenler ve yalıtkanlar arasındaki fark yasak enerji aralıklarıdır. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları yalıtkanlarınkinden daha küçüktür. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları 0.2 eV ile 3 eV arasındaki değişirken (örneğin Ge, Si ve GaAs yarıiletkenlerinin yasak enerji aralıkları sırasıyla 0,66 eV, 1,2 eV ve 1,43 eV) yalıtkanların yasak enerji aralıkları 10 eV’den daha büyüktür (Ulutaş, 2009). Metallerde valans ve iletkenlik bantları üst üste binmiş durumdadır. Böylece bir kısım elektronlar hem valans hem de iletkenlik bandında yer almaktadır. Bunun sonucunda dış bir voltaj uygulandığında elektriksel iletkenliğe yol açan serbest elektron denizi

oluşmaktadır.



Şekil 2.1 Elektronların (a) metal, (b) yalıtkan ve (c) yarıiletken bantlar içerisindeki dağılımının şematik gösterimi (Altın, 2015).

Atom fiziğinden, bağlı elektronların yasak enerji bölgeleriyle ayrılmış kesikli enerji seviyelerine sahip olduğu bilinmektedir. Katılarda ayırık seviyeler, bant aralıkları ile ayrılan izin verilen bantları oluşturmak üzere genişlerler. Elektronik spektrumlar biliniyorsa, önemli olan konu bu izin verilen durumlardan hangilerinin elektronlar tarafından işgal edildiği ve hangilerinin boş olduğudur. İzin verilen bantların elektron işgalini incelediğimizde iki önemli durum ortaya çıkmaktadır. İlk durum, izin verilen bir bandın tamamen elektronlarla dolu olduğu, bir sonraki izin verilen bandın enerji olarak bir enerji aralığı E_g ile ayrıldığı ve 0 K'de tamamen boş olduğu durumdur. İkinci bir durum da, en yüksek işgal edilen bandın sadece yarı dolu (veya kısmen dolu) olduğu durumdur. Bu durumlar Şekil 2.2'de gösterilmiştir (Singh, 2007).



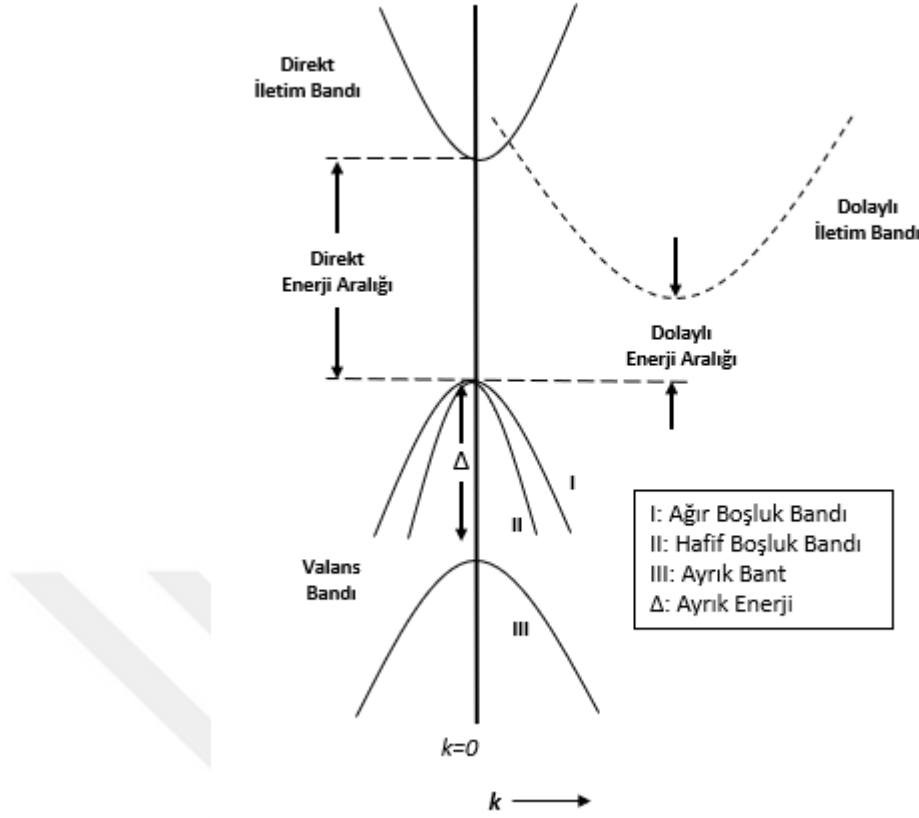
Şekil 2.2 Bir metal ve yarıiletken (veya yalıtkan) içindeki bantların elektron işgalinin şematik gösterimi. Bir metalde, 0 K'de en yüksek işgal edilen bant kısmen elektronlarla doludur. 0 K'deki bir yarıiletkende, en yüksek işgal edilen bant tamamen elektronlarla doludur ve bir sonraki bant tamamen boştur. İki bant arasındaki ayırım bant aralığıdır. Ayrıca, elektron ilgisi ve iş fonksiyonu da gösterilmiştir (Singh, 2007).

Elektronlarla tamamen veya kısmen dolu olan bant valans bandı, üstteki boş olan bant ise iletkenlik bandı olarak adlandırılmaktadır. Bir metaldeki vakum seviyesi ile en yüksek işgal edilen elektronik durum arasındaki enerji farkı metal iş fonksiyonu olarak adlandırılmaktadır. Vakum seviyesi ile iletkenlik bandının alt kısmı arasındaki enerji ise elektron ilgisi olarak adlandırılmaktadır. Bu, Şekil 2.2'de şematik olarak gösterilmiştir.

Metaller, akım taşınımına katılabilecek çok sayıda elektron nedeniyle çok yüksek iletkenliğe sahiptir. Bu durumun bir sonucu olarak metallerin iletkenliğini basit bir şekilde değiştirmek zordur. Öte yandan, yarıiletkenler 0 K'de sıfır iletkenliğe ve sonlu sıcaklıklarda oldukça düşük iletkenliğe sahiptir, ancak iletkenliklerini büyüklük sıralarına göre değiştirmek mümkündür. Yarıiletkenlerin aktif cihazlar için kullanılmasının temel nedeni budur.

Yasak enerji bandı, yarıiletkenlerde valans bandının en üstü ile iletkenlik bandının en altı arasında kalan bölgedir. Valans bandında yer alan bir elektronu iletkenlik bandına uyararak için gereken minimum enerji, enerji aralığına eşdeğerdir. Yarıiletkene bu enerji (ısı, ışık veya voltaj) uygulandığında valans bandında yer alan bir elektron iletkenlik bandına geçmektedir. Böylelikle valans bandında işgal edilmemiş elektron boşlukları kalmaktadır. İletkenlik bandındaki elektronlar ile valans bandındaki boşluklar elektriksel iletkenlik oluşturmaktadır. Pozitif yüklü parçacıklar gibi davranan boşluklar, elektrik alan uygulandığında elektronlara zıt bir şekilde hareket etmektedir. Dışarıdan uygulanan bir etki ile elektronun iletkenlik kazanması geçici bir durumdur. Bir süre sonra valans bandında bulunan bir boşluk ile yeniden birleşmektedir ve enerji yaymaktadır.

İletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki en düşük değere $k=0$ 'da sahip olan yarıiletkenler doğrudan bant aralıklı malzemeler olarak adlandırılmaktadır. InP, InGaAs ve GaAs gibi doğrudan bant aralıklı malzemeler optiksel olarak aktiftir. İletkenlik bandı en düşük enerjiye $k \neq 0$ 'da sahip ise bu yarıiletkenler dolaylı bant aralıklı olarak adlandırılmaktadır. Bir yarıiletkenin doğrudan veya dolaylı bant aralığına sahip olması optik özelliklerini belirlemektedir. AlAs, Si ve Ge gibi dolaylı bant aralıklı malzemelerin ışık ile etkileşimi zayıftır ve optik aygıtlarda kullanılmazlar. Doğrudan geçişler, dolaylı geçişler, valans ve iletkenlik bantları Şekil 2.3'te gösterilmiştir. Valans bandında ağır boşluk bandı, hafif boşluk bandı ve ayırık bant yer almaktadır (Altın, 2015).



Şekil 2.3 Valans bant, direkt bant ve dolaylı bantın şematik gösterimi (Altın, 2015).

Elektronik alanındaki artan kullanım alanları ile yarıiletkenlerin önemi hızlı bir artış göstermiştir. Elektronik cihazların üretimindeki rolleri nedeniyle yarıiletkenler hayatımızın önemli bir parçasıdır. Yarıiletkenler çoğu elektronik yapı tasarımlarında hareket eden yüklerin kaynağını sağlamak için kullanılmaktadır. Yüklerin aktığı ve kontrol edildiği ortamı oluşturmaktadır. Elektriksel olarak davranışları belirlenebildiği için yarıiletkenler teknolojide ilgi odağı olmuştur. Örnek verecek olursak, yarıiletkenler örgüde çoğunluk taşıyıcı elektron ya da boşluk oluşturacak şekilde katkılanabilmektedir. Katkı atomları kristale eklendiğinde ya elektron verici (donör) ya da elektron alıcı (akseptör) olarak görev almaktadır. Katkılama sonucunda katkı atomları fazla elektron yoğunluğu oluşturuyorsa elektron verici olarak görev yapmaktadır ve yarıiletken n-tipi olarak adlandırılmaktadır. Diğer bir yandan katkılama sonucunda katkı atomları fazla boşluk yoğunluğu oluşturuyorsa elektron alıcı olarak görev yapmaktadır ve yarıiletken p-tipi olarak adlandırılmaktadır.

Yüksek performans gerektiren devre uygulamaları için de silikona alternatif olarak bileşik yarıiletkenler kullanılmaktadır. Bileşik yarıiletkenler, periyodik tablodaki iki

veya daha fazla farklı gruba ait kimyasal elementlerden oluşmaktadır. Periyodik tablonun üç ve beş sütun elementlerinden oluşturulan III-V bileşikleri (InP, InAs, GaAs, GaN ve InSb gibi) en çok kullanılan bileşik yarıiletkenlerdendir. Bileşik yarıiletkenler, silikona kıyasla, doğrudan enerji bant aralığı, düşük eksiton bağlanma enerjisi ve yüksek elektron hareketliliği gibi benzersiz malzeme özelliklerine sahiptir ve fotonik, yüksek hızlı ve yüksek güçlü cihaz teknolojilerini mümkün kılmaktadır. Bileşik yarıiletkenlerdeki elektronlar, silikondakilerden çok daha hızlı hareket eder ve bu da 100 kattan daha hızlı işlem yapılmasını sağlamaktadır. III-V bileşikleri, çok çeşitli optik ve elektronik cihazlar için de önemlidir. Bu yarıiletkenler lazer ve dedektör gibi aygıtlar için geniş dalga boylarında çalışabilmeye ve entegre devre fabrikasyonuna olanak sağlamıştır.

2.1 Yarıiletkenlerin Elektronik Yapısı

2.1.1 Enerji Bantları

Heteroyapılar, cihaz tasarımcısının yarıiletkenin enerji bantı yapısını değiştirmesine ve böylece yük taşıyıcıların hareketini kontrol etmesine izin verdiği için yarıiletken cihazların performansını iyileştirebilmektedir. Bant yapısının bu tür yerel modifikasyonunun bu hareketi nasıl etkileyebileceğini anlamak için, külçe (bulk) yarıiletkenlerin enerji bantlarını anlamak gerekmektedir (Burns, 2016).

Örneğin, bir kristal oluşturmak için birkaç silikon atomu bir araya getirilirse, serbest atomların ayrık enerji seviyeleri kristaldeki enerji bantlarına genişlemektedir. Bunun nedeni, elektronların bir atomdan diğerine hareket etmekte serbest olmaları ve dolayısıyla hareketlerine bağlı olarak farklı miktarlarda kinetik enerjiye sahip olmalarıdır. Serbest atomun kuantum durumlarının her biri bir enerji bandına yol açmaktadır. Atomdaki valans elektronları tarafından işgal edilen durumların bağlanma kombinasyonları, kristalin valans bantları haline gelmektedir. Bu durumların anti-bağ kombinasyonları, iletkenlik bantları haline gelmektedir. Bant elektronlarının dalga fonksiyonları Bloch teoremi tarafından $\psi_{n,k}(x) = u_k(x)e^{-k \cdot x}$ biçiminde belirlenmektedir, burada n enerji bandını göstermektedir, k dalga vektörüdür ve $u_k(x)$ kristal örgü üzerinde periyodik bir fonksiyondur. Bu tür her bir durumun benzersiz bir enerjisi $E_n(k)$ vardır ve bu enerjinin k 'nin bir fonksiyonu olarak grafiği, enerji bantı yapısını temsil etmektedir. Birçok amaç için, k 'nin değerleri Brillouin bölgesi içinde yer alacak şekilde sınırlanabilmektedir. Si ve GaAs için deneysel bir psödopotansiyel modelden

(Cohen ve Bergstresser, 1966) türetilen enerji bandı yapılarının perspektif çizimleri sırasıyla Şekil 2.4 ve Şekil 2.5'te gösterilmektedir.

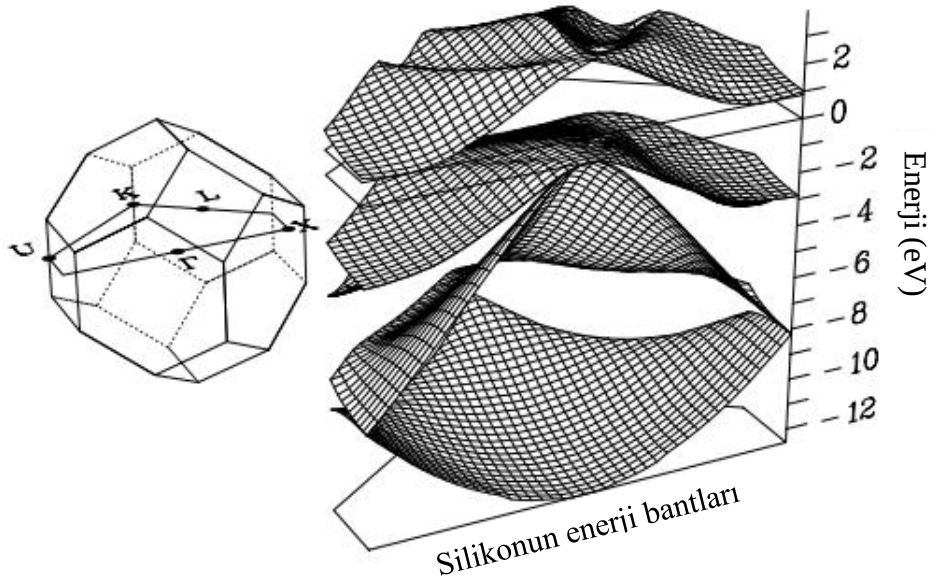
Enerji bantlarındaki elektronların dinamiği iki teoremle tanımlanmaktadır (Burns, 2016). Dalga vektörü $\mathbf{k}$ olan bir elektronun hızı, grup hızı ile verilmektedir:

$$\mathbf{v} = \nabla_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k}) / \hbar \quad (2.1)$$

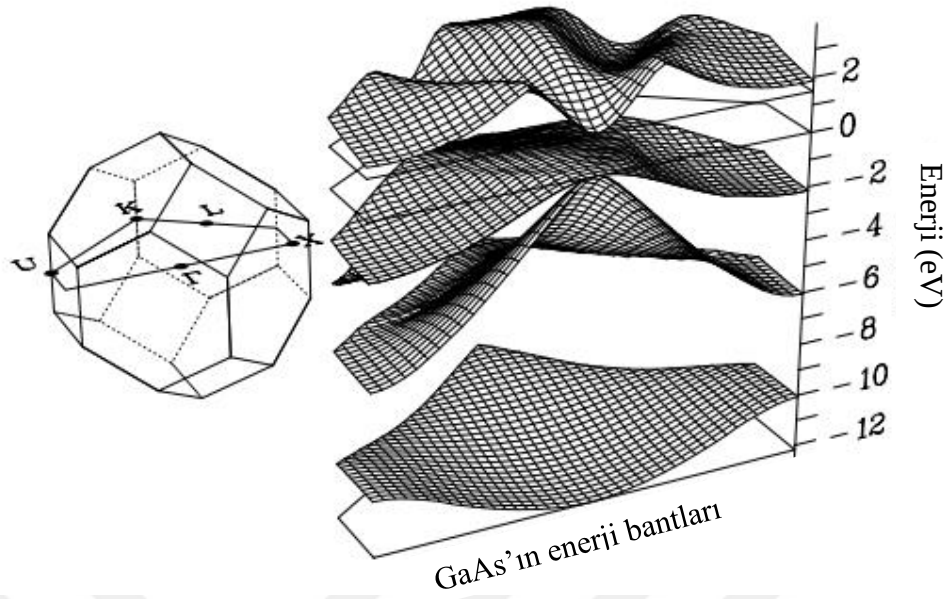
Bir elektrona sabit bir $\mathbf{F}$ kuvveti uygulanırsa dalga vektörü şuna göre değişmektedir:

$$\frac{d\mathbf{k}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \quad (2.2)$$

Bant yapısı tamamen parabolik ise, $E \propto k^2$, bunlar sıradan Newton ifadelerine indirgenmektedir. Bununla birlikte, Şekil 2.4 ve Şekil 2.5'te gösterildiği gibi, parabolik olmayan yarıiletkenlerin bant yapılarında geniş bölgeler vardır.



Şekil 2.4 Silikonun enerji bandı yapısının perspektif çizimi. Soldaki şekil Brillouin bölgesini ve üzerinde enerji bantlarının görüntülediği iki boyutlu bölümü göstermektedir. Enerji bantları sağ tarafta çizilmiştir. 0 eV'nin altında kalan yüzeyler valans bantlarıdır ve üst yüzey en düşük iletkenlik bandıdır. Maksimum valans bandı enerjisi $k = 0$ 'da meydana gelmektedir. Minimum iletkenlik bandı enerjisi, sol ve sağ uçların yakınında meydana gelmektedir. Böylece Si, dolaylı bant aralığı yapısına sahiptir (Frensley, 1994).



Şekil 2.5 Galyum arseniğin enerji bantı yapısının perspektif çizimi. GaAs'ın minimum iletkenlik bantı $k = 0$ 'da meydana gelir ve bu nedenle GaAs doğrudan bant aralığı yapısına sahiptir (Frensley, 1994).

2.1.2 Etkin Kütle Teorisi

Enerji bantı teorisi, yalnızca mükemmel periyodik kristallere kesinlikle uygulanabilmektedir. Bu, özellikle makroskopik elektrik alanları mevcut olduğunda geçerli olmadığı anlamına gelmektedir. Cihazlar, bu tür alanları içermedikçe genellikle kullanışlı değildir, bu nedenle bant yapısını üreten kristal potansiyeli ile birlikte bunları içerebilen bir formülasyona ihtiyaç vardır. Böyle bir formülasyon, etkin kütle teoremi (Luttinger ve Kohn, 1955) tarafından sağlanmaktadır. Bu teorem, dalga fonksiyonunun atomik ölçekli bir parçaya ve daha yavaş değişen bir zarf fonksiyonuna ayrıştırılmasını sağlamaktadır ve zarf fonksiyonu için bir Schrödinger denklemi sağlamaktadır:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m^*} \frac{\partial}{\partial x} \Psi + [E_n - qV(x)]\Psi, \quad (2.3)$$

burada Ψ zarf fonksiyonu, m^* etkin kütle, E_n n'inci bantın kenarındaki enerji ve V elektrostatik potansiyeldir. Bant yapısının etkileri, malzemeye bağlı E_n ve m^* parametrelerine dahil edilmiştir.

3. YARIİLETKEN HETEROEKLEM YAPILAR

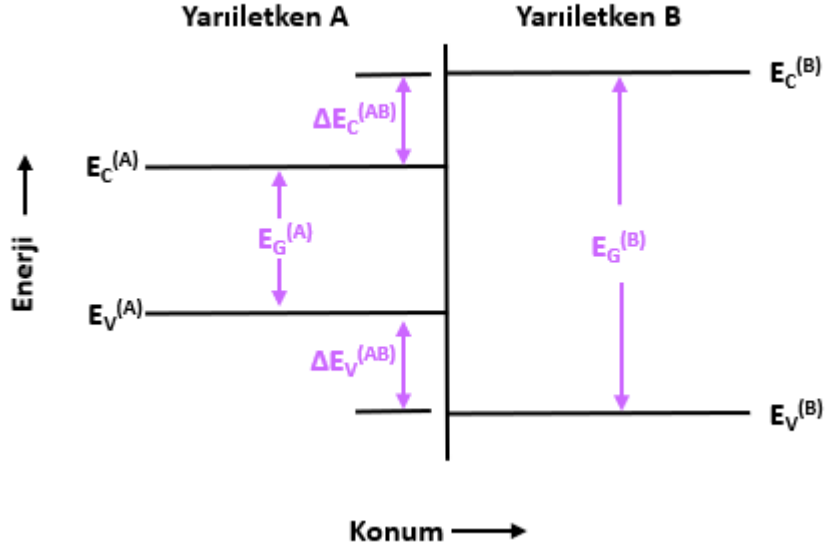
3.1. Heteroeklem Bant Hizalaması

Bir heteroeklemin temel özelliği, yarıiletkenlerin bant aralıklarının genellikle farklı olmasıdır. Bu nedenle, bant kenarlarından en az birindeki taşıyıcıların enerjisi, bu taşıyıcılar heteroeklemde geçerken değişmelidir. Çoğu zaman hem iletkenlik hem de valans bandında süreksizlikler olacaktır. Bu süreksizlikler, heteroeklemlerin kullanışlı özelliklerinden çoğunun kaynağıdır.

Tüm yarıiletken cihazlarda olduğu gibi, hetero bağlantıların davranışını anlamının anahtarı, iletkenlik enerjisini ve valans bant kenarlarının konuma karşı grafiğini çizen enerji-bant profilidir. Konuma bağlı bant kenarı enerjileri sadece (2.3)'te görünen toplam potansiyeldir ve sırasıyla iletkenlik ve valans bantları için bu miktarları belirtmek için $U_C(x)$ ve $U_V(x)$ sembolleri kullanılacaktır. Böylece,

$$U_{v,c}(x) = E_{v,c}(x) - qV(x) \quad (3.1)$$

Bir heteroeklemde, U_C ve U_V 'nin x 'e bağımlılığı, elektrostatik potansiyel $V(x)$ 'in birleşik etkilerinden ve heteroyapıdan kaynaklanan enerji bandı süreksizliklerinden veya kaymalarından kaynaklanmaktadır. Daha önce literatürde, heteroeklemler üzerine bu ikinci etki genellikle elektron ilgisi χ cinsinden tanımlanmaktadır (Anderson, 1962). Bununla birlikte, elektron afinite modeli heteroeklemlerin çok doğru bir tanımı değildir (Kroemer, 1986). Bu nedenle bant kenar enerjilerini $E_{V,C}$ heteroyapıya katılan yarıiletkenlerin temel özellikleri olarak gösterilecektir. Böylece, bir heteroyapıda, $E_{V,C}$ etkin kütle Schrödinger denklemi (2.3)'de konumun bir fonksiyonu olarak görünmektedir.



Şekil 3.1 Bir heteroeklemin bant hizalamasını tanımlamak için gereken miktarların şematik gösterimi (Frensley, 1994).

$E_{V,C}$ için farklı yarıiletkenlerin karşılaştırılmasına izin vermek için uygun referans enerjisinin ne olduğu sorusu, heteroeklem bant hizalaması teorisindeki anahtar sorudur. Bant hizalaması araştırmasına başlamak için yapının öyle tasarlandığı varsayılır ki, her yarıiletken tam olarak yük-nötr olacak, bu nedenle V sabit ve ihmal edilebilir olacaktır. Bu gibi durumlarda, heteroeklem çevresindeki E_C ve E_V 'nin davranışına odaklanılabilmektedir.

Adams ve Nussbaum ve von Roos tarafından evrensel bant hizalamalarının teorik önerilerine rağmen, bir heteroeklem oluşturan iki yarıiletkenin bant kenarı enerjileri arasında öncelikli bir ilişki olmadığı deneysel olarak bulunmuştur (Adams ve Nussbaum, 1979; Von Ross, 1980). (Bu öneriler Kroemer tarafından eleştirilmiştir (Kroemer, 1983).) Bu nedenle, heteroeklem bant hizalamalarının tanımlanabileceği genel bir şemaya ihtiyaç vardır. Bant hizalamasını tanımlamak için kullanılan nicelikler Şekil 3.1'de tanımlanmıştır. Kesin olarak bilinen tek nicelik, toplam bant aralığı süreksizliğidir,

$$\Delta E_G = E_G^{(B)} - E_G^{(A)} \quad (3.2)$$

burada $E_G^{(A)}$ ve $E_G^{(B)}$, sırasıyla A ve B malzemelerinin enerji aralıklarıdır. Toplam süreksizlik, valans ve iletkenlik bantı süreksizlikleri arasında bölünmekte ve şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$\Delta E_v^{(AB)} = E_v^{(A)} - E_v^{(B)} \quad (3.3)$$

$$\Delta E_c^{(AB)} = E_c^{(B)} - E_c^{(A)} \quad (3.4)$$

Açıkça, tek tek süreksizlikler toplam süreksizliğin toplamına eşit olmalıdır.

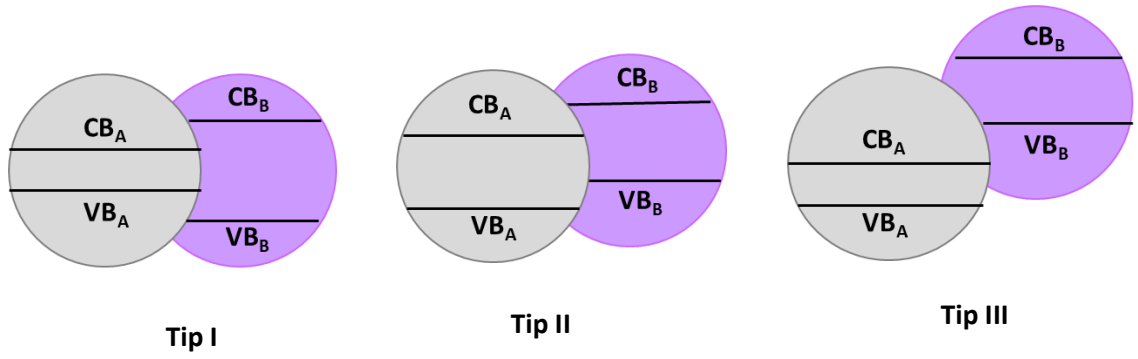
$$\Delta E_G = \Delta E_V + \Delta E_C \quad (3.5)$$

3.2 Yarıiletken Heteroyapıların Oluşumu

Bugün, yarıiletken heteroyapı teknolojisi olmadan dünyanın nasıl olacağı hayal edilemez. Yarıiletkenler fiziğindeki tüm araştırma gruplarının yaklaşık üçte ikisinin, özellikle heteroyapılara yer verdiği söylenmektedir.

Heteroeklem, bant aralıkları farklı olan iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile oluşan yapıdır. Bant aralıklarının ve kırılma indislerinin farklı olması bir araya gelen yarıiletkenler arasındaki en önemli farklardır. Uygulamada, bir yarıiletkenin diğer bir yarıiletkenin üzerine epitaksiyel olarak büyütülmesiyle farklı yarıiletkenler bir araya getirilmektedir. Bunun sonucunda p-n eklemlerinde ortaya çıkan bant bükülmeleri oluşmaz, iletkenlik ve valans bantlarının konumlarından dolayı bu bantlarda süreksizlik meydana gelmektedir. Oluşan süreksizlikler, yük taşıyıcılarının belirli bölgelerde kuşatılmalarına sebep olmaktadır.

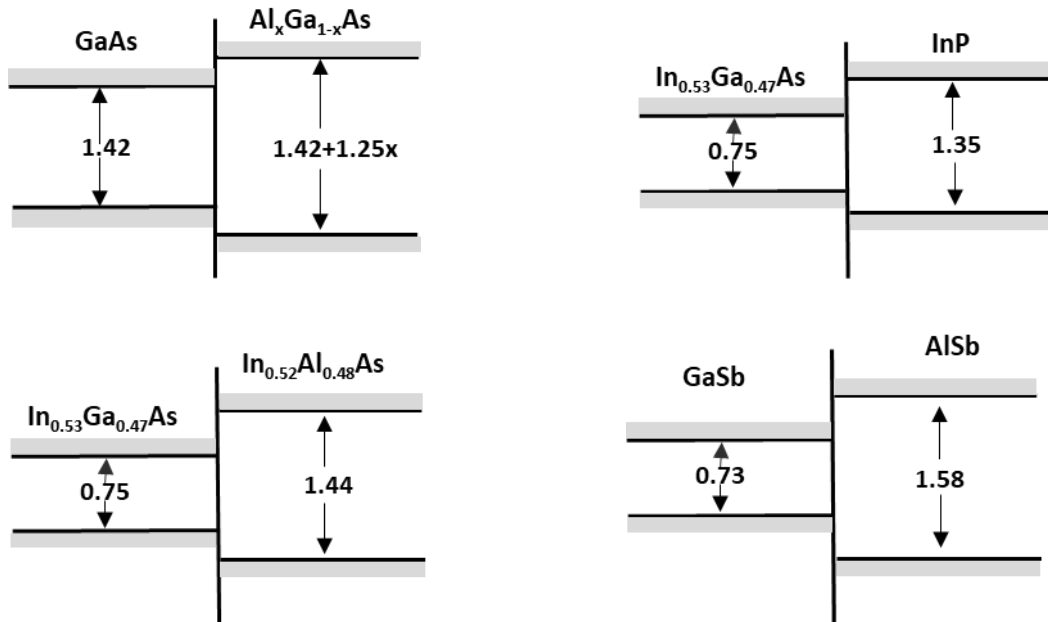
Heteroyapıların özellikleri, alan etkili transistörler, bipolar transistörler, ışık yayan diyotlar ve lazerler dahil olmak üzere birçok heteroyapı aygıtı için kritik öneme sahiptir (Hamade, 2012). Bugüne kadar, epitaksiyel büyütme ile heteroyapıların üretimi mevcut en uygun ve en tekrarlanabilir yöntemdir. Metal- organik kimyasal buhar biriktirme (Metal Organic Chemical Vapour Deposition, MOCVD), moleküler demet epitaksi (Molecular Beam Epitaxy, MBE), metal- organik buhar fazı biriktirme (Metal Organic Vapour Phase Deposition, MOVPE), kimyasal demet epitaksi (Chemical Beam Epitaxy, CBE), metal- organik moleküler demet epitaksi (Metal Organic Molecular Beam Epitaxy, MOMBE) gibi farklı büyütme teknikleri kullanılarak heteroyapıların oluşumu geliştirilmiştir (Frensley, 1994). Heteroyapılar kendisini meydana getiren yarıiletkenlerin iletkenlik ve valans bantlarının birbirlerine göre konumlarına göre gruplandırılmaktadır. 3 farklı tip heteroyapı Şekil 3.2’de gösterilmiştir.



Şekil 3.2 Tip I, Tip II ve Tip III heteroyapılarının şematik gösterimi (Frensley, 1994).

3.2.1 Tip I Heteroyapılar

Tip I heteroyapılarda, düşük bant aralığına sahip malzemenin bant aralığı büyük bant aralığına sahip malzemenin iletkenlik ve valans bantları içinde yer almaktadır. En yüksek valans bant seviyesi ile en düşük iletkenlik bant seviyesi düşük bant aralığına sahip malzeme içerisinde yani aynı fiziksel uzay bölgesinde yer almaktadır. Tip I heteroyapılar oldukça yaygın (ve genellikle "normal" olarak kabul edilen) olarak kullanılmaktadır, önemli GaAs/AlGaAs, InGaAs/InP, InGaAs/InAlAs ve GaSb/AlSb sistemleri bu türe aittir (Frensley, 1994).



Şekil 3.3 Tip I heteroyapı sistemlerine ait önemli malzeme sistemlerinin şematik gösterimi (Frensley, 1994).

3.2.2 Tip II Heteroyapılar

Tip II heteroyapılarda, yarıiletken malzemelerden biri en düşük iletkenlik bant seviyesine sahip iken diğer malzeme en yüksek valans bant seviyesine sahiptir. Bu yapı en düşük iletkenlik bant kenarı en yüksek valans bant kenarının üzerinde ise meydana getirilmektedir. Tip II heteroyapılarda en düşük iletkenlik bant kenarı ile en yüksek valans bant kenarı arasındaki enerji farkı çok az olabilmektedir. Bu özelliğinden dolayı uzun dalgaboyu optoelektronığı için idealdir.

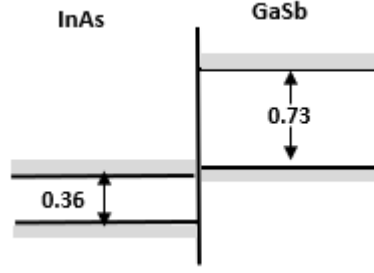
Tip I heteroyapılarda taşıyıcılar genel olarak düşük bant aralıklı yarıiletkende rekombine olmaktadır. Tip II heteroyapılarda ise rekombine olma durumu arayüz boyunca tünelleme yolu ile gerçekleşmektedir. Tip II heteroyapılar, elektron ve boşlukların eş zamanlı olarak hapsolmelerinden dolayı eşsiz optik ve elektriksel özelliklere sahip olmaktadır. Bu sebeple Tip II heteroyapılar güncel bir konu olarak yerini korumaktadır. Bu yapıya InAlAs/InP ve InAs/AlSb sistemleri örnek verilebilir (Frensley, 1994).



Şekil 3.4 Tip II heteroyapı sistemlerine ait önemli malzeme sistemlerinin şematik gösterimi (Frensley, 1994).

3.2.3 Tip III Heteroyapılar

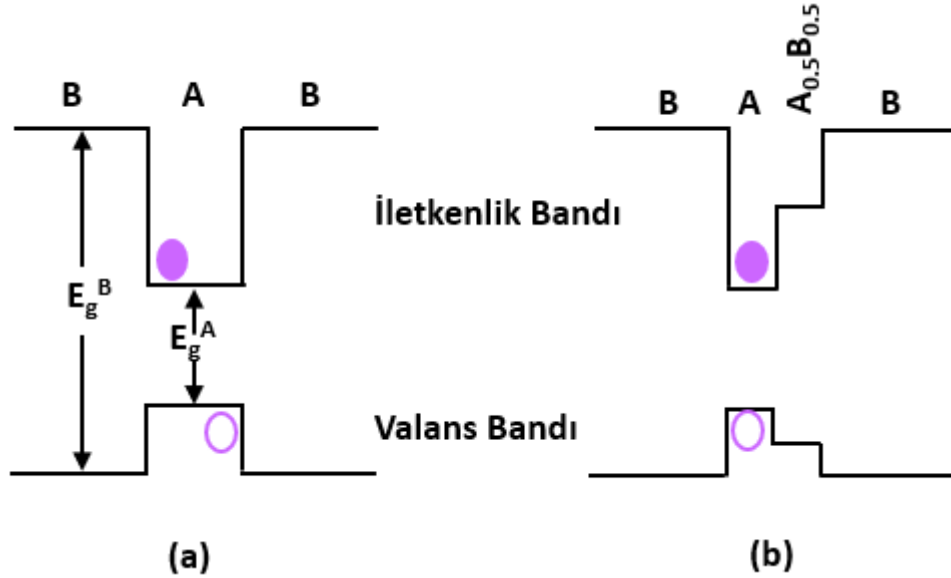
Tip III (kırık aralıklı Tip II) heteroyapılarda düşük bant aralığına sahip yarıiletken malzemenin iletkenlik ve valans bantları büyük bant aralıklı yarıiletken malzemenin bant aralığının dışında yer almaktadır. Bant aralıkları hiçbir şekilde örtüşmez. Taşıyıcı transferi Tip II gibidir, sadece daha belirgindir. GaSb/InAs sistemi örnek olarak verilebilir.



Şekil 3.5 Tip III heteroyapı sistemine ait önemli malzeme sisteminin şematik gösterimi (Frensley, 1994).

3.3 Kuantum Kuyulu Heteroyapılar

Heteroyapılar, çoklu heteroeklemlerden oluşmaktadır ve bu nedenle sayısız olasılık vardır. Örneğin, daha dar bant aralıklı bir malzeme olan A'nın ince bir katmanı, Şekil 3.6 (a)'da gösterildiği gibi, daha geniş bant aralıklı bir malzeme olan B'nin iki katmanı arasına yerleştirilince ikili bir heteroeklem oluştururlar. A katmanı kuantum özelliklerinin sergilenmesi için yeterince inceyse, böyle bir bant hizalamasına tek kuantum kuyusu denir (Harrison ve Valavanis, 2016).

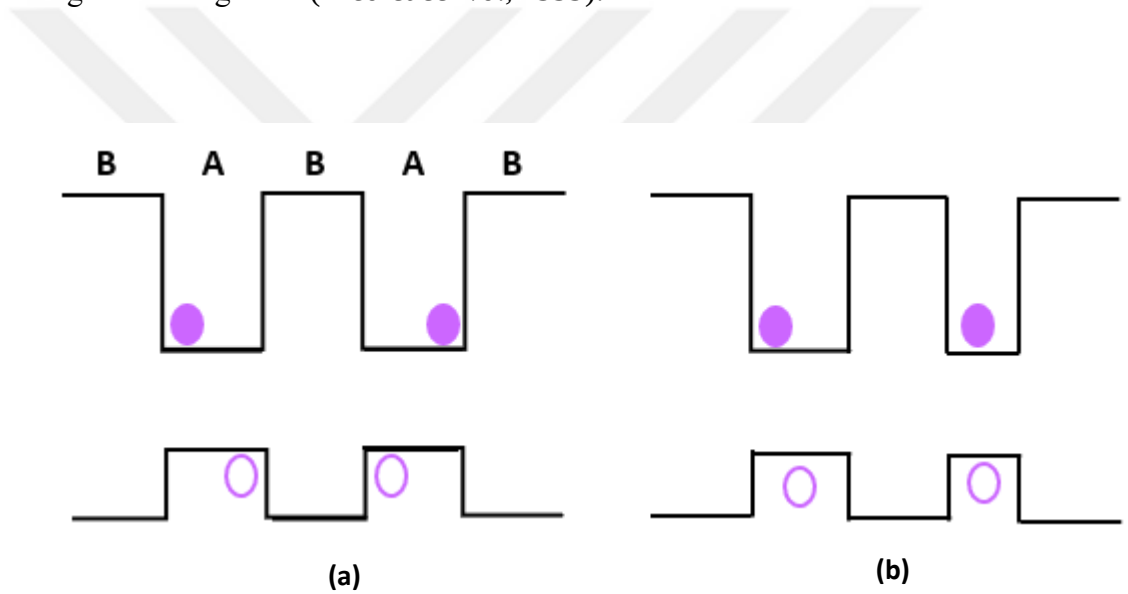


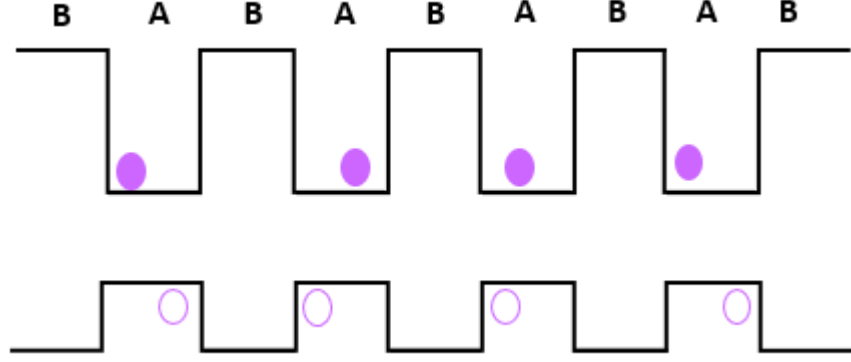
Şekil 3.6 (a) Tipik bir tek kuantum kuyusu ve (b) kademeli bir kuantum kuyusu yapılarının şematik gösterimi.

Yarıiletkenlerde doping sonucu termal olarak üretilmiş içsel veya dışsal herhangi bir yük taşıyıcı varsa, bu taşıyıcılar daha düşük enerji seviyelerinde bulunmak istemektedir. Dolayısıyla bu örnekte, herhangi bir elektron (dolu daireler) veya boşluklar (açık daireler) kuantum kuyusunda toplanacaktır (Şekil 3.6). Ek olarak yarıiletken katmanlar heteroyapıya dahil edilebilmektedir, örneğin Şekil 3.6 (b)'de

gösterildiği gibi A ve B malzemeleri arasına bir alaşımın dahil edilmesiyle kademeli veya asimetrik bir kuantum kuyusu oluşturulabilmektedir.

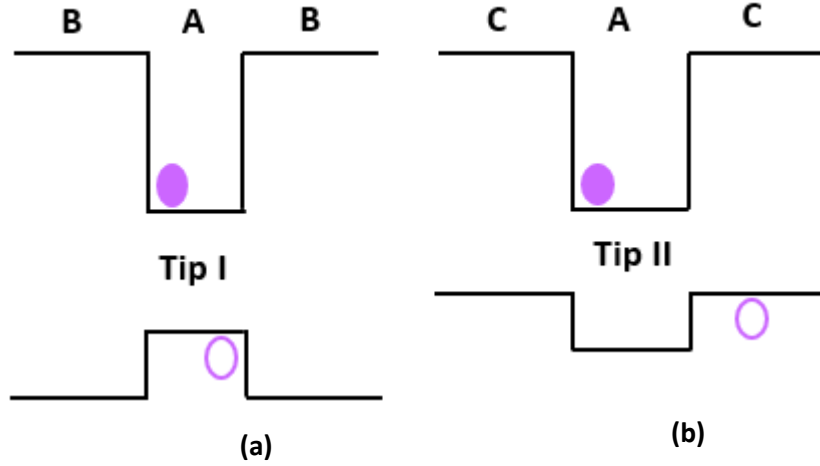
Simetrik veya asimetrik çift kuantum kuyuları (Şekil 3.7) çoklu kuantum kuyuları veya süperörgüler (Şekil 3.8) gibi daha da karmaşık yapılar oluşturabilmektedir. İkisi arasındaki fark, kuantum kuyuları arasındaki etkileşimin kapsamıdır. Bir çoklu kuantum kuyusu, izole edilmiş tek kuantum kuyularının toplamının özelliklerini sergilerken, bir süperörgüde kuantum kuyuları etkileşime girmektedir. Giderek karmaşıklaşan yapıları tanıtmanın arkasındaki motivasyon, bu malzemelerin elektronik ve optik özelliklerini cihazlarda kullanılmak üzere uyarlama girişimidir. Belki de bugüne kadarki en karmaşık katman yapısı, bir orta kızılötesi lazerin süper örgü aktif bölgesidir (Tredicucci vd., 1999).





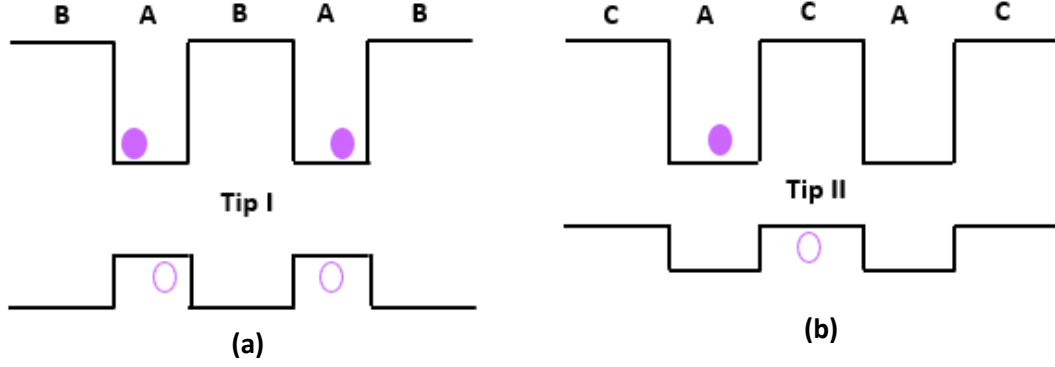
Şekil 3.8 Tipik bir çoklu kuantum kuyusu veya süperörgülerin şematik gösterimi (Harrison ve Valavanis, 2016).

Şimdiye kadar gösterilen yapıların tümü, Tip I sistemlerin örnekleridir. Bu tipte, bir malzemenin bant aralığı, tamamen daha geniş bant aralığı malzemesinin içinde yer almaktadır. Bunun sonucu olarak, herhangi bir elektron veya boşluk aynı malzeme katmanını içindeki kuantum kuyularında bulunmaktadır. Böylece, her iki yük taşıyıcı türü de verimli (hızlı) rekombinasyon sağlayan aynı uzay bölgesinde lokalizedir. Bununla birlikte, Şekil 3.9'da gösterildiği gibi başka olasılıklar da olabilmektedir.



Şekil 3.9 Tipik bir (a) Tip-I tek kuantum kuyusu ve (b) Tip II sistemin karşılaştırılması (Harrison ve Valavanis, 2016).

Tip-II sistemlerde malzemelerin bant aralıkları, örneğin A ve C, Şekil 3.9 (b)'de gösterildiği gibi iletkenlik ve valans bantlarında oluşan kuantum kuyuları farklı malzemelerde olacak şekilde hizalanmaktadır. Bu, elektronların ve boşlukların yarıiletkenin farklı katmanlarında hapsedilmesine yol açmaktadır. Bunun sonucu, elektronların ve boşlukların rekombinasyon sürelerinin uzun olmasıdır.

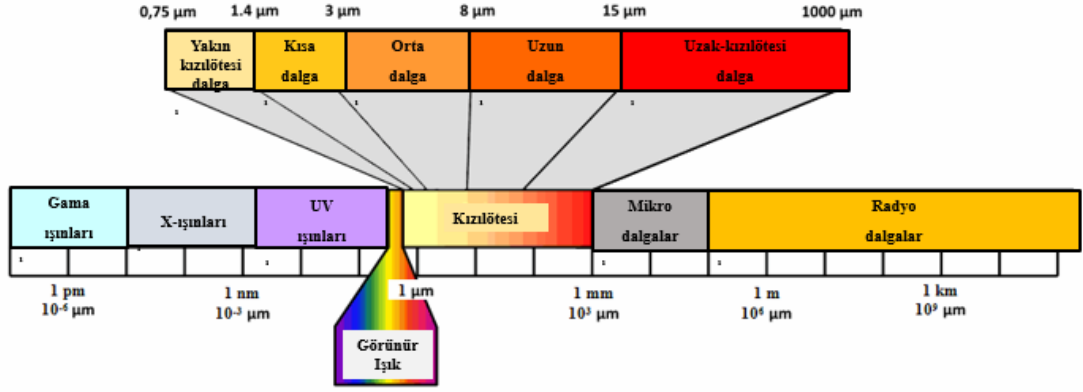


Şekil 3.10 Tipik bir (a) Tip-I süperörgü ve (b) Tip II sistemin (sağda) karşılaştırılması (Harrison ve Valavanis, 2016).

3.4 Kuantum Çağlayan Lazerler

Bilgisayar çipleri için transistörlerin ve yarıiletken tabanlı elektroniklerin geliştirilmesi, yarım yüzyıldan fazla bir süredir yaşadığımız dünyayı değiştirmektedir. Aynı derecede önemli olan, ışığı yayan ve algılayan yarıiletken tabanlı optoelektronik cihazlardır. Son zamanlarda tüketici pazarında yarıiletken optoelektronik kullanımı, enerji tasarruflu LED aydınlatma, yüksek çözünürlüklü hafif düz ekranlar ve hatta cep telefonlarındaki kompakt dijital kameraları içerecek şekilde büyümüştür.

En tanınabilir olan görünür ışık cihazlarına ek olarak, yarıiletken optoelektronik, mikro dalga cihazları, kızılötesi cihazlar, ultraviyole cihazları ve hatta x-ray cihazları dahil olmak üzere, Şekil 3.11'de gösterilen neredeyse tüm elektromanyetik spektrum için geliştirilebilmektedir. Birçok insan, internetin fiber optik omurgasına güç sağlayan yakın kızılötesi yarıiletken lazerler ve elektronik için birçok uzaktan kumandada kullanılan kızılötesi LED'ler ile kızılötesi yarıiletken optoelektronik cihazların hayatlarında oynadığı önemli rolün farkında olmayabilir. Kızılötesi sensörler; güvenlik kameralarında, hareket sensörlerinde ve hatta hastanelerdeki termometrelerde hemen hemen her yerde bulunmaktadır. Askeri uygulamalarda kızılötesi teknolojileri, lazer tabanlı hız sensörlerinde (ışık algılama ve "LIDAR" yeteneğine sahip radar silahları), ısı güdümlü füzelerde ve gece görüşünde yaygın olarak kullanılmaktadır. Kızılötesi yarıiletken optoelektronik, kimyasal spektroskopi (NASA'nın robotik Mars gezicileri, toprak ve minerallerin bileşimini belirlemek için spektroskopi kullanır) ve uzayın astronomik görüntülemesi (Deep Impact, Hubbell ve gelecekteki James Webb Uzay Teleskopları gibi uzay probe'ları, kızılötesi yarıiletken tabanlı optoelektronik kullanmaktadır) gibi alanlarda da çok önemlidir.



Şekil 3.11 Elektromanyetik spektrum ve yakın, kısa, orta, uzun ve uzak kızılötesi bölgelerin konumlarının şematik gösterimi.

Son yarım yüzyılda icat edilen en önemli optoelektronik cihazlardan biri hiç şüphesiz lazerdir. Günümüzdeki verimli kullanımlarına rağmen, ilk lazerlerin 1974 yılında barkod tarayıcının icadına kadar günlük hayatta bilinen bir uygulaması yoktu. O zamandan itibaren lazerlerin ve diğer optoelektronik cihazların kullanımı önemli ölçüde artmıştır. Yalnızca 2004'te dünya çapında 3,20 milyar doların üzerinde bir değerle yaklaşık 733 milyon yarıiletken tabanlı lazer satılmıştır ve ayrıca 131.000 yarıiletken olmayan lazer de yaklaşık 5,39 milyar dolar karşılığında satılmıştır (Kincade ve Anderson, 2005). İlk lazer 1960 yılında Theodore Maiman tarafından üretilmiştir ve bugün çoğu lazerde olduğu gibi yarıiletkenlerden değil, katı hal yakut kristalinden ve bir flaş lambasından yapılmıştır. Bu buluşu hızla 1960 yılında Ali Javan, William Bennet ve Donald Herriot tarafından helyum ve neon kullanılarak üretilen ilk gaz lazeri izlemiştir (Bennett, 2000). 1962 yılında Robert Hall tarafından yakın kızılötesinde bir emisyon dalga boyuna sahip olan GaAs tabanlı ilk yarıiletken lazer üretilmiştir (Hall vd., 1962). Ayrıca yine 1962 yılında görünür ışık yayan ilk yarıiletken lazer Nick Holonyak tarafından üretilmiştir (Holonyak Jr ve Bevacqua, 1962). 8 yıl sonra, 1970 yılında Zhores Alferov daha gelişmiş bir heteroeklem yapısı kullanarak yarıiletken lazer üretimini gerçekleştirmiştir (Alferov, 1998).

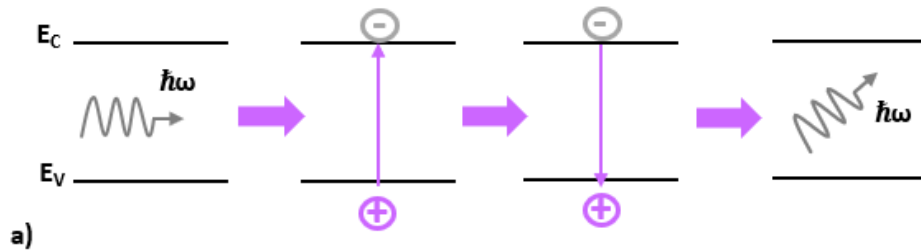
Şu anda yarıiletken tabanlı lazerlerin çoğu, InP, GaAs, InSb, GaSb, InGaAs, AlGaAs ve InGaAsP gibi periyodik tablonun III ve V sütunlarındaki doğrudan bant aralıklı yarıiletkenlerle yapılırken, birkaçı da II, IV ve VI sütunlarından elementlerle yapılmıştır. Yarıiletken lazerler tarihsel olarak görünür ve yakın kızılötesi spektrumun belirli bölgeleriyle sınırlandırılmıştır, çünkü lazer dalga boyunu belirlemek için yarıiletkenin doğal bant aralığına güvenilmiştir.

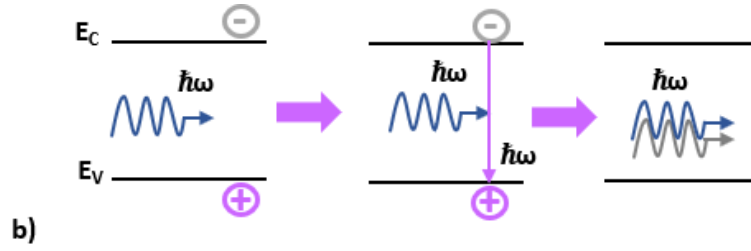
Daha 1971 gibi erken bir tarihte, Karazinov ve Suris tarafından bu bant aralığı sınırlamasının daha uzun kızılötesi dalga boylarında lazer emisyonuna izin vermek için nanometre ölçeğinde ince katmanlara sahip yarıiletkenlerde kuantum hapsi ile aşılabileceği öne sürülmüştür (Bennett, 2000). Bu teori 1994 yılına kadar gerçekleştirilememiştir, fakat Bell Laboratuvarlarında kuantum çağlayan alt bantlar arası yarıiletken lazerlerin (Faist vd., 1994) (QCL) gösterimi ile ispatlanmıştır. İlk gösteriminden bu yana geçen yıllarda QCL araştırmaları eşsizdir ve önemli gelişmeler göstermiştir.

3.4.1 Geleneksel Lazerlerin Temel Özellikleri

Kuantum Çağlayan Lazerler'in nasıl çalıştığını ve işlevsel olarak diğer cihazlardan nasıl üstün ve benzersiz olduğunu anlamak için geleneksel lazerlerin fiziksel mekanizmalarını kısaca gözden geçirmek önemlidir.

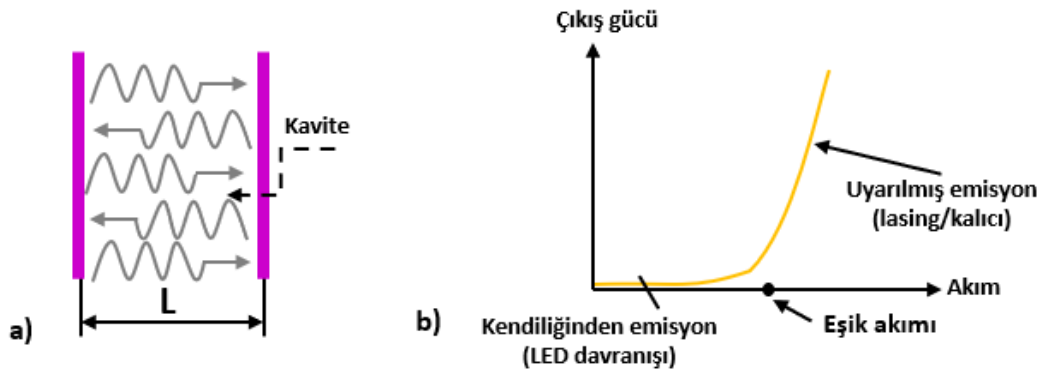
Yarıiletken kristallerdeki ışık emisyonu valans bandındaki boşlukların ve iletkenlik bandındaki elektronların ışımsal rekombinasyonuna dayanmaktadır. Şekil 3.12'de gösterildiği gibi bir fotonun çarpması veya elektriksel taşıyıcı enjeksiyonu yoluyla iletkenlik bandında elektronlar ve valans bandında boşluklar oluşturulmaktadır. Bir süre sonra elektron kendiliğinden bir boşlukla yeniden birleşmektedir ve bu süreçte bir foton yaymaktadır. Lazer ışığı üretmek için geleneksel bantlar arası yarıiletken lazerler rekombinasyonun kendiliğinden olmadığı ancak başka bir fotonun varlığı tarafından uyarıldığı uyarılmış emisyon sürecine dayanmaktadır. Kendiliğinden üretilen fotonlar herhangi bir faza veya yöne sahip olabilmektedir, ancak uyarılmış emisyon yoluyla yayılan fotonlar hem fazda, hem enerjide hem de yayılmada uyarıcı fotonla uyumlu olacaktır. Lazerlere en benzersiz ışık yayma özelliklerini veren bu tutarlılıktır.





Şekil 3.12 (a) Bir foton tarafından bir elektron-boşluk çiftinin oluşturulmasının ve iletkenlik bandından bir elektronun ve valans bandından bir boşluğun yeniden birleşmesi nedeniyle bir fotonun kendiliğinden emisyonunun şematik gösterimi (b) Ek bir fotonun çarpması nedeniyle bir fotonun uyarılmış emisyonunun şematik gösterimi.

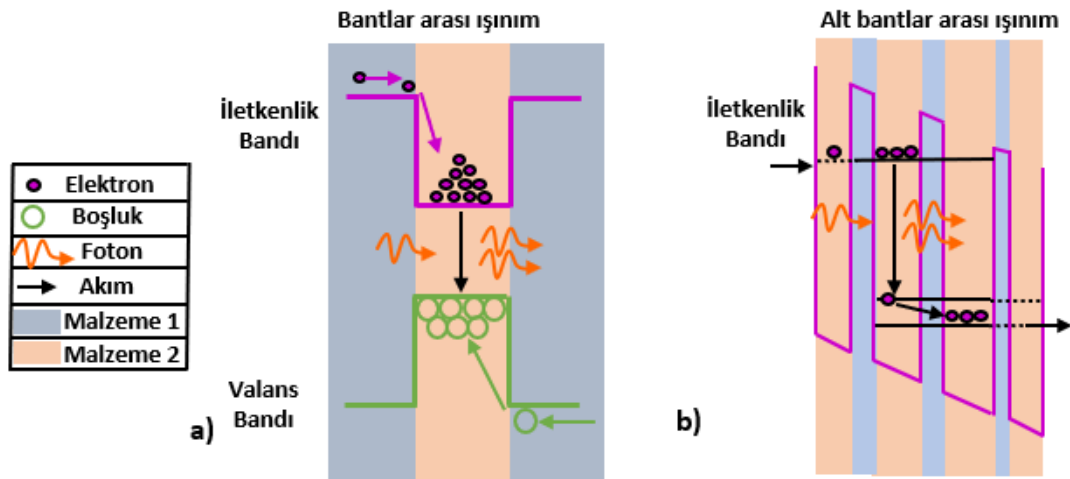
Fotonlar üretildiğinde, yarıiletken kristalde yayıldığı veya boşluğa geri yansıtıldığı kenara ulaşana kadar yayılmaktadır. Çoğu yarıiletken ve hava arasındaki kırılma indisi farkı nedeniyle, üretilen fotonların yalnızca bir kısmı yayılmakta, geri kalanı (yaklaşık %40) kristalin içinde kalmaktadır ve uyarılmış emisyon yoluyla daha fazla foton üretmek için bir geri besleme döngüsü oluşturmaktadır. Ek olarak, yarıiletkenlerin kübik kristal yapısı Şekil 3.13 (a)'da gösterildiği gibi mükemmel paralel atomik olarak düz aynalar oluşturan tercihli 90° bölünme düzlemleri sağlamaktadır. Üretilen foton sayısının kaybolan foton sayısına eşit olduğu duruma eşik koşulu denir. Eşik koşulu lazer işleminin başladığı noktayı işaretlemektedir ve daha fazla taşıyıcı enjeksiyonu cihazdan fotonların amplifikasyonuna ve önemli ölçüde uyarılmış emisyonuna yol açmaktadır. Şekil 3.13 (b), tipik bir lazer için enjekte edilen taşıyıcıların (akım) bir fonksiyonu olarak yayılan ışığı (güç çıkışı) göstermektedir. Kendiliğinden emisyon bölgesi, eşik koşulu ve uyarılmış emisyon bölgelerinin tümü açıkça görülebilmektedir.



Şekil 3.13 (a) Lazer işlemine katkıda bulunmak için fotonların geri beslenmesi için bir kazanç kavitesinin şematik gösterimi (b) Tipik bir lazerde enjekte edilen taşıyıcıların (akım) bir fonksiyonu olarak ışık çıkış gücünün şematik gösterimi.

3.4.2 Kuantum Çağlayan Lazer Yapısı

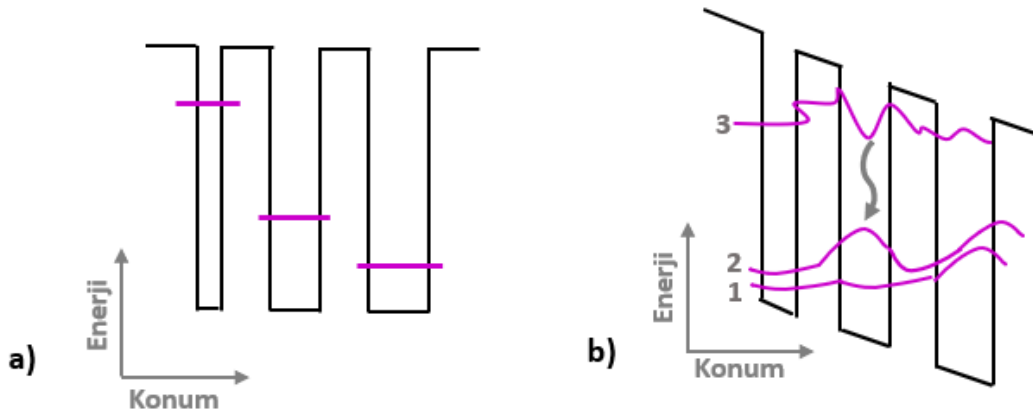
QCL çoğu yarıiletken lazerden tek kutuplu bir lazer olması nedeniyle farklıdır, ışık yaymak için sadece elektronlar gereklidir. Bu nedenle QCL, Şekil 3.14'te gösterildiği gibi yarıiletkenin bant aralığı boyunca elektronların ve boşlukların rekombinasyonu yerine çok katmanlı bir heteroyapının iletkenlik bandı içindeki enerji alt bantları arasındaki geçişleri kullanmaktadır. QCL tasarımı, emisyon dalga boyunun yarıiletkenin bant aralığının enerjisine bağlı olmadığını ancak katmanların kalınlığı ile değiştirilebileceği anlamına gelmektedir. Tabaka kalınlıkları tipik olarak sadece birkaç nm kalınlığındadır, bu da kuyulardan elektronların bariyerler boyunca tünellenmesine izin vererek elektronik durumların birbirleri ile etkileşimine ve dolayısıyla gerekli enerji alt bantlarının oluşturulmasına yol açmaktadır.



Şekil 3.14 (a) Bantlar arası emisyon ve (b) alt bantlar arası emisyon ile ilgili şematik gösterimler.

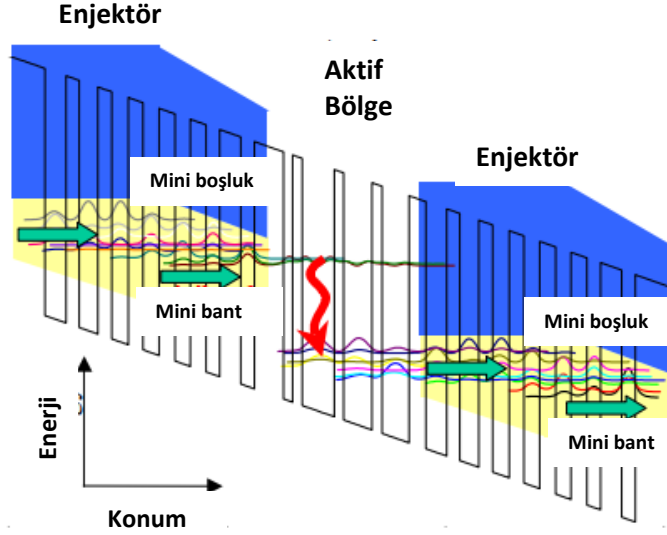
QCL katman tasarımı, genel olarak "aktif" ve "enjektör" bölgeleri olarak adlandırılan iki ayrı bölgeden oluşmaktadır. Aktif bölge, QCL'nin ışık yayan bölümüdür. Tipik bir üç kuyulu aktif bölge, Schrödinger'in dalga denkleminde hesaplanan enerji seviyeleri ve alt bantlarla Şekil 3.15'te voltaj uygulanmış ve uygulanmamış olarak gösterilmiştir. Değişen ince malzeme katmanlarının oluşturduğu "kuantum kuyularında" kuantum hapsi nedeniyle enerji seviyeleri ortaya çıkmaktadır. Üç kuyulu QCL aktif bölgesi, olası tasarımların en basitidir ve elektronlar yüksek enerjili seviyeden (3) düşük enerjili seviyeye (2) gevşediğinde fotonların üretildiği basit üç seviyeli bir sistem olarak tanımlanmaktadır (Weber vd., 1999). Örgü titreşimleri (fononlar), özellikle 1 ve 2 seviyeleri bir optik fononun enerjisiyle ($\sim 35-40$ meV) ayrıldığında, seviye 2'den seviye 1'e çok hızlı bir gevşeme mekanizması sağlamaktadır, çünkü uzunlamasına bir

optik fononun enerjisi $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ 'da 34 meV, GaAs'ta 35 meV ve InP'de yaklaşık 43 meV'dir. Nüfus terslenmesi, seviye 2'nin, seviye 3'ten yayılan elektronlarla doldurulduğundan daha hızlı boşaltılması nedeniyle oluşturulmaktadır. Bu, bir elektronun doldurulmuş yüksek enerjili seviye 3'ten boş düşük enerjili seviye 2'ye gevşeme olasılığını arttırmaktadır. Yalnızca istenen dalga boyunda emisyon sağlamak için dipol matris elemanı veya durumların örtüşme durumları hesaplanabilmektedir ve istenen geçiş için maksimize edilebilmektedir.



Şekil 3.15 Fotonların yayıldığı aktif bölgenin şematik gösterimi (a) voltaj uygulanmamış ve (b) voltaj uygulanmış.

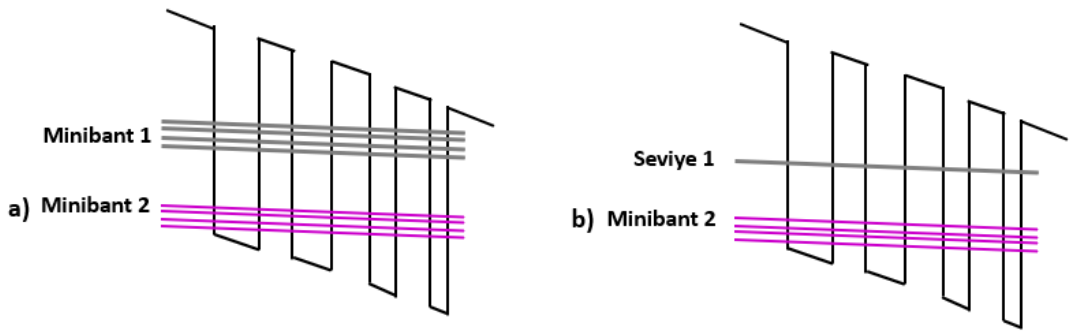
Enjektör bölgesi, Şekil 3.16'da gösterildiği gibi elektron çağılayan prosesi için birden fazla aktif bölgenin seri olarak basamaklandırılmasına izin vermektedir. Bu bölgeler dizisi enjekte edilen elektron başına birden fazla foton üretmektedir ve QCL'ye %100'den daha büyük verimlilik gösterme yeteneği vermektedir. Enjektör bölgesi, üst aktif bölge seviyesi (3) için bir elektron rezervuarı sağlarken aynı zamanda alt seviyelerden (1 ve 2) elektronları uzaklaştırmaktadır. Enjektör, elektronların fonon emisyonu yoluyla yeniden kullanım için temel duruma hızla gevşediği bir mini bant durumlarından oluşmaktadır. Ayrıca enjektör hiçbir seviyenin olmadığı önemli bir boşluk oluşturmaktadır, böylece elektronların bir foton yaymadan sürekliliğe kaçmasını veya bir sonraki enjektöre tünel açmasını önlemektedir.



Şekil 3.16 Voltaj altında iki enjektör arasında sıkıştırılmış bir aktif bölgenin iletkenlik bandının şematik gösterimi. Sarı (açık) gölgeli bölgeler, iletkenlik bandındaki mini bant benzeri durumları göstermektedir. Dalgali ok, seviye 3 ve 2 arasındaki ışımsal geçişi göstermektedir.

Basit üç kuantum kuyusu modeli, QCL'nin temel çalışmasını tanımlamaktadır. İşlevsel bir QCL oluşturmak için kullanılabilir, fakat özellikle yüksek sıcaklıklarda QCL performansını iyileştirmek için bu tasarımın çeşitli modifikasyonları geliştirilmiştir. Termal olarak enerjilendirilmiş elektronlar "yukarı doğru (upstream)" hareket edebilmektedir ve "geri doldurma (backfilling)" adı verilen bir süreçte daha yüksek enerji seviyelerini doldurabilmektedir. Böylece yapının nüfus terslenmesini azaltabilmektedir ve daha düşük enerji seviyelerinin nüfus azalmasını engelleyebilmektedir. Bu nedenlerden dolayı gelişmiş tasarımlara ihtiyaç duyulmuştur. Dördüncü bir ek seviyenin, seviye 1'in altında bulunduğu ve bir optik fonon enerjisi ile seviye 1'den ayrı olduğu dört kuantum kuyu tasarımı gelişmiş bir tasarımıdır. Bu genellikle iki fonon veya çift fonon rezonans tasarımı olarak adlandırılmaktadır (Hofstetter vd., 2001). Alt lazer seviyesinin nüfus yoğunluğunu azaltmak ve aynı zamanda daha yüksek sıcaklıklarda termal olarak uyarılmış elektronlarla alt lazer seviyesinin geri doldurulmasına karşı ek bir enerji bariyeri sağlamak için tasarlanmıştır. Enjeksiyon bariyeri boyunca elektronun tünellemesi yüksek enjeksiyon verimliliği sağlamaktadır ve kalın bir enjeksiyon bariyeri uyarılmış emisyon işlemi için avantajlı olan uzun bir üst enerji seviyesi ömrü sağlamaktadır. Üst lazer seviyesi enjeksiyon bölgesindeki temel duruma yüksek oranda bağlı iken, enjeksiyon bariyeri ayrıca aktif bölgenin alt seviyelerine bağlılığı en aza indirerek aktif bölge dışında ışımsız geçişlerin oluşmasını engellemektedir.

Kuantum çağlayan lazerler için başka bir tasarım da, Şekil 3.15'te gösterilen 1,2 ve 3 bağlı enerji seviyelerinin, Şekil 3.17'de gösterildiği gibi minibantlar ile değiştirildiği ve ışınlımlı foton geçişinin tek enerji seviyeleri arasında değil minibantlar arasında gerçekleştiği bir süperörgüdür. Bu tasarım sıkıca bağlanmış mini bantların hızlı fonon destekli gevşeme süreçleri nedeniyle alt enerji seviyesinde son derece kısa elektron ömrü sağlamaktadır. Süperörgü aktif bölge tasarımlarının, uzun dalga boylarıyla ilişkili düşük emisyon enerjisine sahip üç ve dört kuyulu tasarımların zor olduğu 17 ila 24 μm arasındaki çok uzun dalga boylarında çok iyi çalıştığı gösterilmiştir (Colombelli vd., 2001).



Şekil 3.17 (a) Bir süperörgü mini banttandır ve (b) bir bağlıdan-sürekliliye veya bir bağlıdan-minibanda tasarım için QCL aktif bölgesinin voltaj uygulanmış halinin şematik gösterimi.

Üçüncü bir tasarım çeşidi ise çift fonon rezonans tasarımı ve süper örgü tasarımının bir kombinasyonu olan bağlıdan sürekliliye (bound-to-continuum) geçiş tasarımıdır (Faist vd., 2001). Bu tasarımın amacı çok kuantum kuyulu tasarımların rezonans tünelleme enjeksiyonundan ve süperörgü tasarımının hızlı elektron çıkarmasından yararlanmaktır. Böylece bağlıdan sürekliliye geçiş tasarımında Şekil 3.17 (b)'de gösterildiği gibi tek bir yüksek enerjili seviye ile daha düşük enerjili bir minibantlar arasında ışınlımsal geçiş meydana gelmektedir.

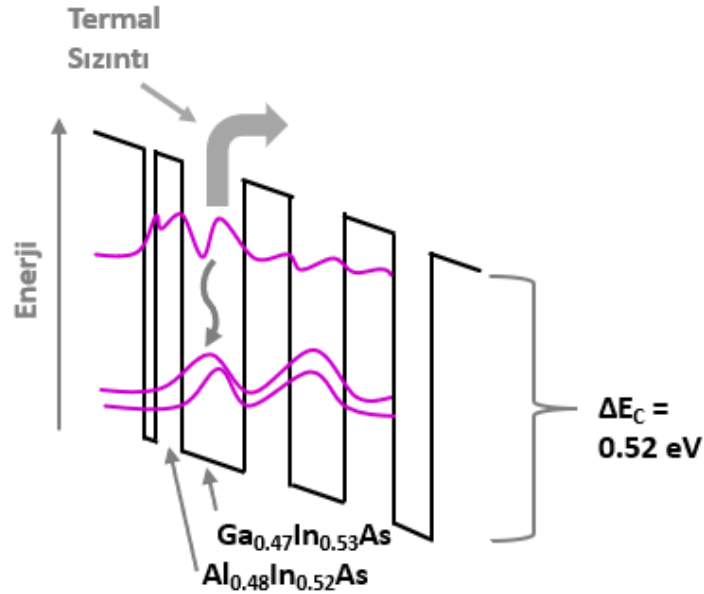
3.4.3 Kısa Dalga Boyu Sınırında Kuantum Çağlayan Lazerler

QCL teorik olarak 3-160 μm arasındaki tüm dalga boyu aralığını kapsayabilirken, ilk başarılı QCL'ler InP sisteminde gösterilmiştir ve 7-11 μm arasında çalıştırılmıştır (Slivken vd., 2002). Bu dalga boylarında, sırasıyla kuantum kuyusu ve bariyer malzemeleri için üçlü $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ve $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ yarıiletken malzemeleri kullanılabilmektedir ve InP alttaşı örgü uyumlu olduklarından epitaksiyel olarak kolayca büyütülebilmektedir. InP sistemi iyi anlaşılmış, ekonomik ve yüksek kaliteli

altaşların birkaç yüz dolara kolayca satın alınabilmesi nedenleriyle başlangıç noktası olarak seçilmiştir. Bununla birlikte InP tabanlı QCL tasarımları yaklaşık 7 μm 'den daha kısa dalga boylarına yaklaştıkça çeşitli problemler ortaya çıkmaktadır.

3.4.3.1 Kısa Dalga Boylu Kuantum Çağlayan Lazerler için Sınırlayıcı Faktörler

Kısa dalga boylu QCL'ler için sınırlayıcı faktörler arasında elektron hapsi, vadiler arası kaçak ve yüksek güç yoğunluğu yer almaktadır. Bunların tümü cihaz performansını düşürmektedir veya çalışmayı tamamen engellemektedir. Elektron hapsi ile ilgili problemler, kısa dalga boyu emisyonu için gereken enerji seviyelerinin daha geniş ayrılmasıyla üst lazer seviyesinin sürekliliğe daha da yaklaşması ile ortaya çıkmaktadır. Şekil 3.18'de gösterildiği gibi, ışımasız kaçak akım olarak kendini gösteren elektronların sürekliliğe kaçmasına neden olmaktadır.



Şekil 3.18 Örgü uyumlu InP tabanlı QCL'ler için kısa dalga boylarında termal olarak uyarılmış elektron kaçışının şematik gösterimi.

Termal olarak uyarılmış kaçışı önlemek veya azaltmak için kısa dalga boylu QCL'ler derin kuantum kuyuları gerektirmektedir. Ancak bariyerin ve kuyuların üst bölgesinde X ve L-vadisine bağlı durumlar mevcut olabilmektedir. Bu durum, birçok malzeme sistemi için potansiyel bir sorundur. Çünkü tüm QCL tasarımları emisyon ve taşıma için Γ -vadisini kullanmaktadır ve bu X ve L-vadisi durumlarına saçılan yüksek enerjili Γ -vadisini elektronları ek ışımasız kaçak akım olarak kendini göstermektedir.

Yüksek güç yoğunluğu ile ilgili problemler daha uzun dalga boyuna sahip QCL ile karşılaştırıldığında, kısa dalga boyuna sahip QCL için foton enerjisiyle birlikte çekirdek boyunca voltaj düşüşü arttığından ortaya çıkmaktadır. Benzer eşik akım yoğunlukları için çalışma gücü yoğunluğu da artmakta, bu da cihaz içinde ilave lokal ısınmaya yol açmaktadır. Sonuç olarak, benzer termal iletkenlik için daha kısa dalga boylu cihaz daha yüksek görev döngülerinde (duty cycle) düşük performansa maruz kalabilmektedir.

3.4.3.2 Malzeme Seçimi

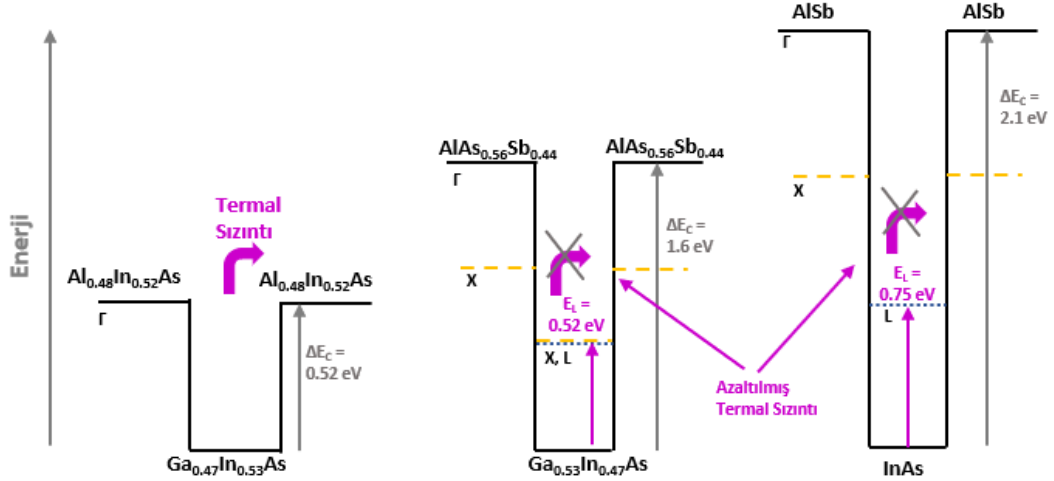
Yaygın olarak kullanılan yarıiletken malzeme sistemlerinden bazıları Şekil 3.19'da gösterilmektedir. QCL tasarımları ve geliştirme raporları çok çeşitli malzemelerde ortaya çıkmıştır; bunlardan en bilinen olanları Si/Ge (Terahertz için yalnızca çok uzak kızılötesi için), AlGaAs/GaAs, InAs/AlSb, InGaAs/AlAsSb ve $Ga_xIn_{1-x}As/Al_yIn_{1-y}As/InP$ 'dir (Devenson vd., 2006; Indjin vd., 2003; Teissier vd., 2004; Zhang vd., 2005). Malzeme sisteminin dikkatli bir şekilde değerlendirilmesiyle kısa dalga boylu çalışma için hem zayıf elektron hapsi nedeniyle termal olarak uyarılan kaçak hem de vadiler arası saçılma gibi sınırlayıcı faktörler başarılı bir şekilde ele alınabilmektedir.

GaAs tabanlı lazerler öncelikle telekom yakın kızılötesi lazerler için geliştirilmiş mevcut düşük maliyetli GaAs/AlGaAs büyütme ve işleme teknolojisini kullanma yeteneği nedeniyle araştırılmıştır. Bununla birlikte GaAs/AlGaAs kuantum çağlayan lazerler için vadiler arası saçılma iyi belgelenmiş bir problemdir ve X-vadisi sızıntısı nedeniyle bu cihazların kısa dalga boyu çalışmasını sınırlamaktadır (Gao, Botez, vd., 2007). Gösterilen en kısa lazer dalga boyu oda sıcaklığında yaklaşık 8 mikrondur (Sirtori vd., 2002). Bu sistemde 6.7 μm 'de öngörülen oda sıcaklığı tasarımları ve 4.7 μm kadar kısa kendiliğinden emisyonun deneysel olarak gerçekleştirilmesi ile ilgili raporlar mevcut olsa da daha kısa dalga boylarında uygulanabilir bir lazer yapısı gerçekleştirilmemiştir (Gao, D'Souza, vd., 2007; Xu vd., 2004).

InAs/AlSb/InAs ve InGaAs/AlAsSb/InP sistemlerinin QCL'ler için keşfedilmiş olmasıyla birlikte Sb içeren materyaller de umut vaat etmektedir (Devenson vd., 2006; Teissier vd., 2004). Bu iki sistem de kısa dalga boylarında termal kaçak problemleriyle mücadele etmek için daha yüksek bir iletkenlik bandı ofseti avantajı sunmaktadır. Ayrıca InAs tabanlı QCL'ler Şekil 3.19'da gösterildiği gibi en yüksek iletkenlik bandı kaymasına, kuantum kuyusu malzemesi için en yüksek $\Gamma - L(X)$ ayırımına ve en yüksek

ısı dağılımı için yalnızca ikili bir yarıiletken çekirdek bölgesine sahiptir. Bununla birlikte InAs cihazlarının bantlar arası soğurmalarla bağlı dalga kılavuzu kaybı ve InP ile karşılaştırıldığında alttaşın daha düşük termal iletkenliği dahil olmak üzere birkaç dezavantajı vardır. Daha derin kuantum kuyularına ek olarak InP tabanlı Sb içeren sistem yüksek bir termal iletkenliğe sahip InP alttaşına sahiptir, fakat aynı zamanda kuantum kuyu malzemesi için nispeten daha küçük bir Γ -L (X) ayrılmasından da mustarıptır. Kısa dalga boylu QCL'ler için Sb içeren malzemeler umut verici olsa da $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ / $\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$ / InP tabanlı yapılar kadar gelişmiş olmadıkları için çalışmak zordur ve henüz önemli bir başarı gösterilmemiştir. InAs/AlSb malzemelerinin kullanıldığı deneysel veriler $2.97\ \mu\text{m}$ QCL'lerin ve $3.3\ \mu\text{m}$ 'nin oda sıcaklığında (285 K) darbeleri çalışmasını içermektedir (Devenson vd., 2006; Devenson vd., 2007). Bununla birlikte bu cihazların oda sıcaklığında $20\text{-}30\ \text{kA/cm}^2$ civarında çok yüksek eşik akım yoğunlukları vardır ve bu da geleneksel $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}/\text{InP}$ tabanlı QCL'lere kıyasla çok düşük verimliliğe yol açmaktadır.

Benzer şekilde $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$ QCL'ler $3,6\ \mu\text{m}$ emisyon dalga boyu ve 300 K'ye kadar darbeleri çalışma ile rapor edilmiştir. $3,05\ \mu\text{m}$ emisyon dalga boylarına sahip çok kısa dalga boylu QCL'ler de rapor edilmiştir ve 110 K'ye kadar darbeleri modda çalıştırılmıştır. Bunların her ikisinin de geleneksel InP tabanlı QCL'lere kıyasla çok yüksek eşik akım yoğunluklarına sahip olduğu gösterilmiştir. Ek olarak, 310 K'de 17 mW darbeleri güçlere sahip kısa dalga boylu ($\lambda \sim 3.9\ \mu\text{m}$) $\text{GaInAs} / \text{AlAsSb}$ QCL'nin 170 K (T_0) yüksek karakteristik sıcaklığına sahip olduğu ve benzer $\lambda \sim 3.5\ \mu\text{m}$ QCL'lerin darbeleri modda 300 K'ye kadar çalıştığı bildirilmiştir (Marcadet vd., 2007).

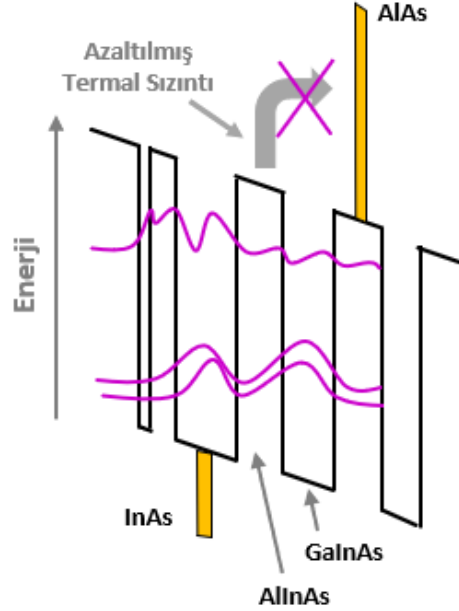


Şekil 3.19 GaInAs/AlInAs ve Sb tabanlı AlAsSb/GaInAs ve InAs/AlSb malzeme sistemlerinde Γ , X ve L seviyelerinin ve iletkenlik bandı ofsetlerinin şematik gösterimi.

QCL'ler için $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}/\text{InP}$ malzeme sistemi çeşitli optik cihazlar için çok olgun bir malzeme sistemidir ve daha sonra olgunluğu nedeniyle QCL'ler için ilk keşif malzemesi olarak seçilmiştir. İlk olarak 1994 yılında Bell Laboratuvarlarında gösterilmiştir. Büyütme ve proses teknolojileri kullanılabilirliğinin yanı sıra $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}/\text{InP}$ sistemi tabakalar çekme ve sıkışma gerilmesi altında iken kristalin hidrostatik deformasyonu nedeniyle iletkenlik bandı ofseti arttığında X- ve L-vadisi elektronlarından ciddi etkileşim olmaksızın çok derin kuantum kuyuları oluşturabilmektedir. Bu gelişmiş bant yapısı mühendisliği tekniği çeşitli gruplar tarafından rapor edilmiştir ve gerilim dengeleme olarak adlandırılmıştır. Oda sıcaklığında çalışan 3.4–3.8 μm kadar kısa dalga boylarına sahip QCL'leri göstermek için kullanılmıştır (Semtsiv vd., 2004). Gerilim ile iletkenlik bandı ofsetini tasarlama yeteneğine ek olarak, aynı zamanda alttaş ve dalga kılavuzu için yüksek güçte çalışma için avantajlı olan yüksek termal iletkenliğe sahip olan InP kullanımına izin vermektedir. Dezavantajları arasında dislokasyonların ve yüksek gerilimli kusurların oluşması ve kuantum kuyusu malzemesi için nispeten küçük $\Gamma - \text{L(X)}$ vadi ayrımının sınırlamaları yer almaktadır.

Şekil 3.20'de gösterildiği gibi bariyerlerin bazılarında veya tümünde AlAs ikili eklerinin kullanılması kısa dalga boylu QCL'lerin gelişimi için kullanılan başka bir yöntemdir. Bu ikili ekler, yüksek enerjili elektronların yapıdan tünellenmesini engellemektedir ve deneysel olarak umut vaat etmiştir. $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}/\text{InP}$ sisteminde daha yüksek gerilimlerde bazı vadiler arası saçılma mümkün olsa da, bu

ikili yerleştirme sistemi tasarımlara çok yönlülük katmaktadır ve geliştirilmiş tasarımlar vadiler arası etkileri azaltabilmektedir.



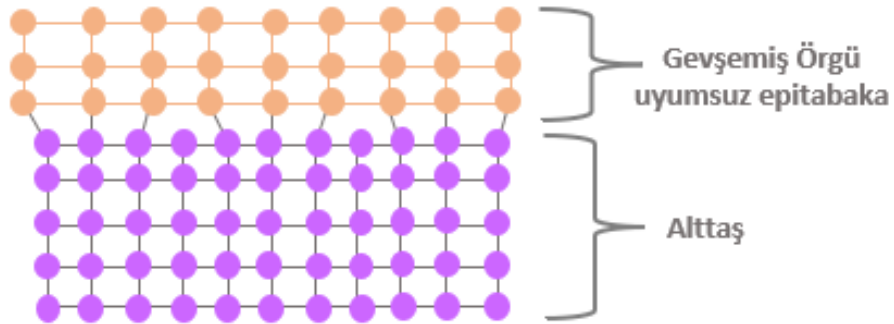
Şekil 3.20 İletkenlik bandı ofsetini (ΔE_c) arttırmak ve termal kaçağı azaltmak için ikili AlAs bariyer eklemeleri ve InAs kuyusu eklemeleri ile bir GaInAs/AlInAs QCL tasarımının şematik gösterimi.

Bu tasarımların dezavantajları öncelikle uygulamalarında, çünkü yüksek oranda örgü uyumsuz gerilimli ikili malzemelerin kullanımı zordur. Arayüzlerde dislokasyonlar veya malzeme kusurları üretebilmektedir ve tasarımın yararını zayıflatabilmektedir. $Ga_xIn_{1-x}As/Al_yIn_{1-y}As/InP$ sistemindeki en kısa dalga boyu, $In_{0.73}Ga_{0.27}As/In_{0.55}Al_{0.45}As/AlAs$ malzeme sistemi kullanılarak düşük (3.3 kA/cm^2) eşik akım yoğunluğu ve 196 K'ye kadar darbeli çalışma ile $3.3 \mu\text{m}$ olarak gösterilmiştir (M. Semtsiv vd., 2007). Biraz daha uzun dalga boylarında $3,9 \mu\text{m}$ 'de ışıma yapan $In_{0.73}Ga_{0.27}As/In_{0.55}Al_{0.45}As/AlAs$ yapısı kullanılarak düşük (3.8 kA/cm^2) eşik akım yoğunluğu ile oda sıcaklığında (300 K) darbeli modda çalışma yeteneği gösterilmiştir (M. P. Semtsiv vd., 2007). Benzer şekilde bu teknik InGaAs/AlAsSb sistemine uygulanmıştır. Burada $4.1 \mu\text{m}$ dalga boyunda ışıma yapan AlAs bariyerli $In_{0.6}Ga_{0.4}As / AlAs_{0.67}Sb_{0.33}$ QCL, 10 kA/cm^2 'den az olan eşik akım yoğunluğu ile 320 K'ye kadar darbeli modda çalışma yeteneği göstermiştir (Revin vd., 2007).

3.4.3.3 Bant Yapısı Üzerindeki Gerilim Etkileri

Gerilimin bir yarıiletkenine dahil edilmesi malzemenin fiziksel ve elektronik özellikleri üzerinde büyük bir etki oluşturmaktadır. Gerilim uygulamaları, alan etkili transistörler, ışık yayan cihazlar, lazerler ve süperörgü cihazları dahil olmak üzere çeşitli malzeme sistemlerinde ve cihazlarda bulunabilmektedir (Temkin vd., 1983). Doğrudan bant aralığı nedeniyle ışık yayan cihazlarda $Ga_xIn_{1-x}As/Al_yIn_{1-y}As/InP$ sistemindeki gerilimli katmanlar cihazın ışınım dalga boyunu kaydırmak için kullanılmaktadır. QCL'de kullanılan $Ga_xIn_{1-x}As$ ve $Al_yIn_{1-y}As$ gibi üçlü veya dörtlü alaşımlarda gerilim, kırılma indisi ve termal iletkenlik gibi fiziksel özellikleri de etkileyebilmektedir.

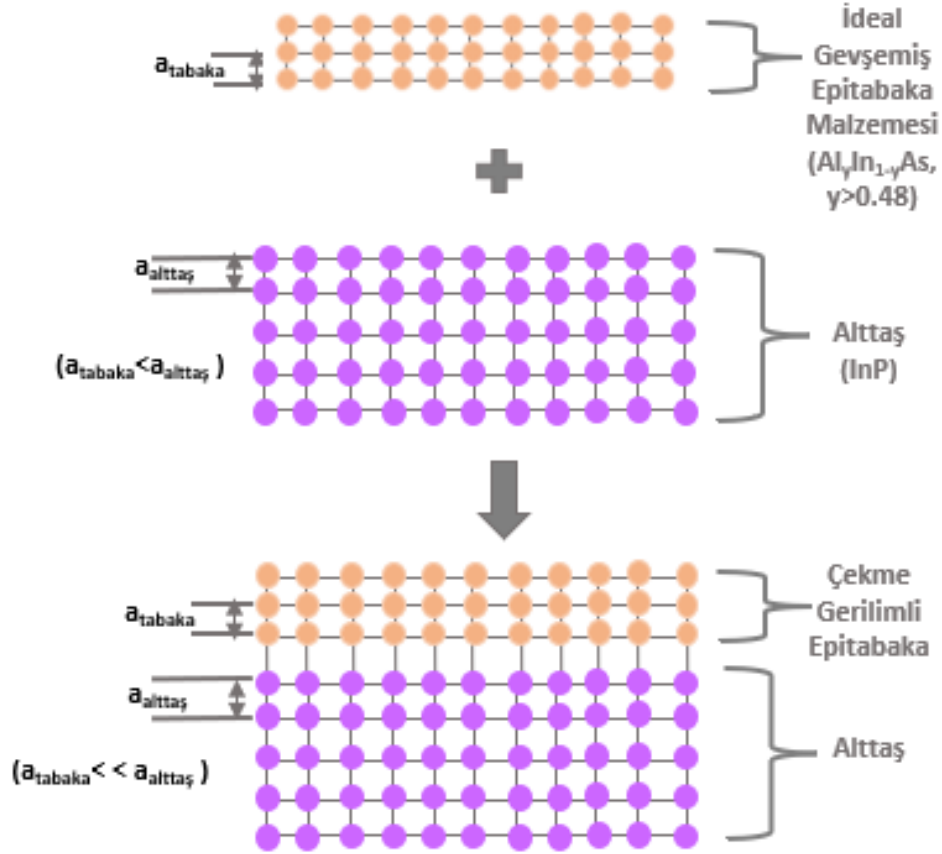
Gerilime sahip filmler, filmin doğal örgü sabiti alttaşınki ile uyumlu olmadığında oluşabilmektedir. Altaş ile büyütülecek film arasında büyük bir örgü uyumsuzluğu varsa, epitaksiyel tabaka birkaç katmandan sonra gerilim çok büyük olana kadar alttaşın örgü sabiti ile uyumlu olmaya çalışacak ve sonra Şekil 3.21’de gösterildiği gibi doğal örgü sabitine geri dönecektir. Gerilime sahip bir tabakanın gevşediği kalınlık kritik kalınlık olarak bilinmektedir, büyüme koşullarına ve malzemelere bağlı olarak değişmektedir (Matthews ve Blakeslee, 1974). Bu gevşeme epitaksiyel büyümeye veya cihaz oluşumuna elverişli olmayan pürüzlü yüzeylere ve dislokasyonlara yol açabilmektedir.



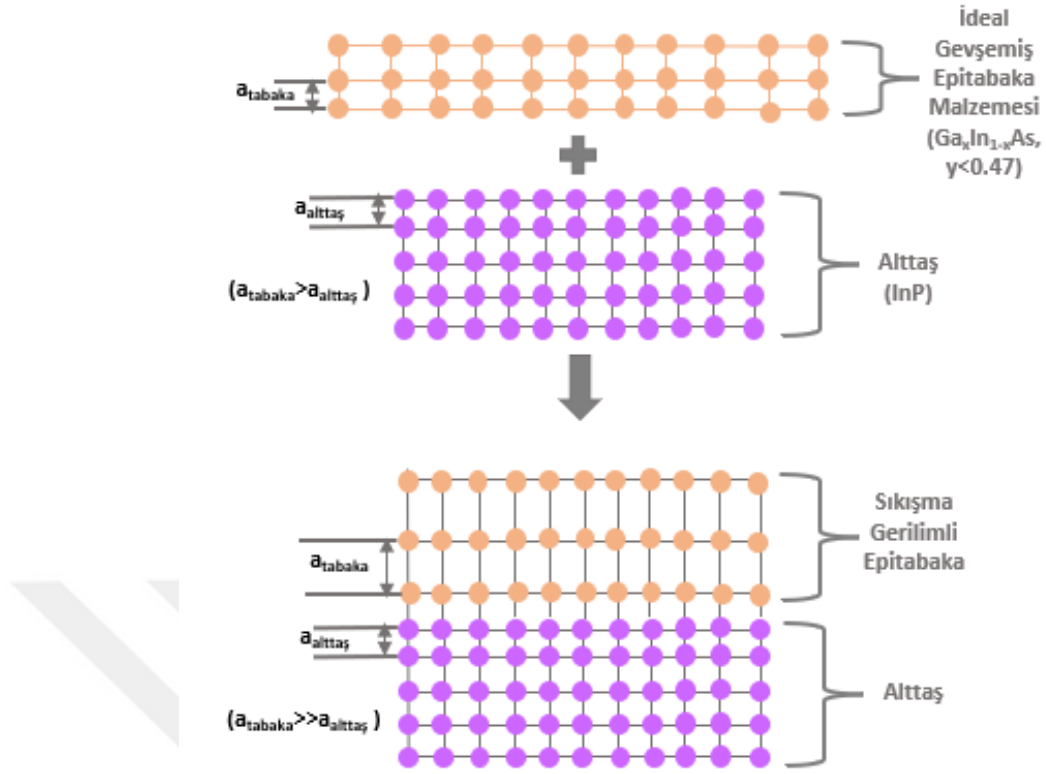
Şekil 3.21 Kristal yapının dislokasyon oluşumu ve tetragonal distorsiyonu yoluyla örgü uyumsuz bir filmin gerilim gevşemesinin şematik gösterimi.

Öte yandan uygun büyüme koşulları altında belirli malzemeler için kritik kalınlık büyük olabilmektedir ve bu gevşeme olmadan alttaşın örgü sabiti ile uyumlu olmasına izin vermektedir. Bu dislokasyonsuz büyüme tekniği tipik olarak sözde morfik (psödomorfik) epitaksiyel büyütme olarak adlandırılmaktadır ve Şekil 3.22 ve Şekil 3.23’te gösterilmektedir. Bu teknik tek tabakalara ek olarak aynı zamanda çoklu

tabakalardan oluşan epitaksiyel yapılar için de uygulanmaktadır. Çok tabakalı bir yapıda sıkışma ve çekme gerilimine sahip malzemeleri değiştirerek tabakaların kalınlığı net gerilme ihmal edilebilecek şekilde ayarlanabilmektedir ve yapı örgü uyumlu bir durum için etkin bir şekilde dengelenmektedir.

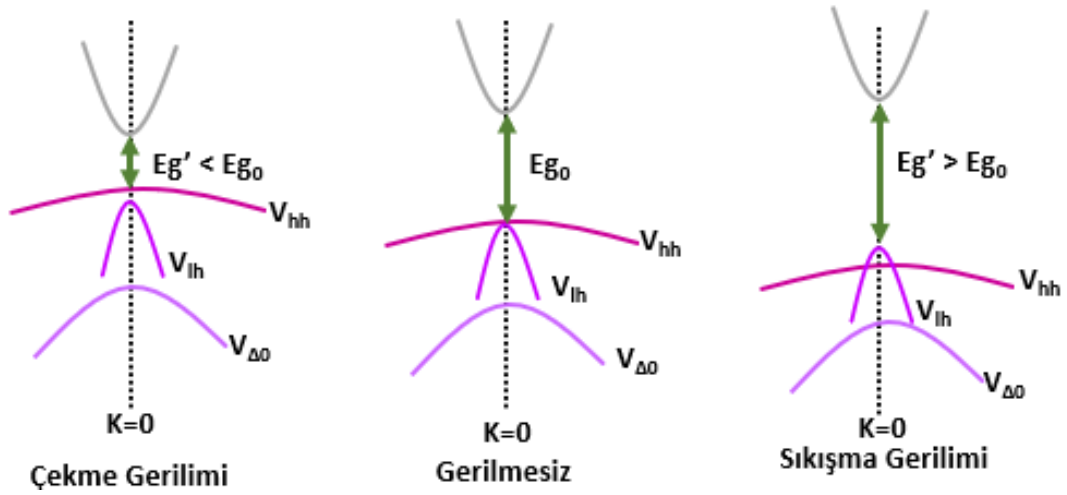


Şekil 3.22 Örgü uyumsuz bir filmin çekme gerilimi altında sözde morfik büyümesinin şematik gösterimi.



Şekil 3.23 Örgü uyumsuz bir filmin sıkışma gerilimi altında sözde morfik büyümesinin şematik gösterimi.

$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ve $\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$ gibi malzemelerde gerilimin dahil edilmesi elektronik özellikler açısından iletkenlik ve valans bantlarının bant kenarlarının kaymasına neden olan kristal simetriyi azaltmaktadır ve ayrıca her banttaki elektronların ve boşlukların etkin kütlesini değiştirmektedir. Şekil 3.24'te gösterildiği gibi, bant aralığı sıkışma gerilimi altında artmaktadır ve çekme gerilimi altında azalmaktadır. Ek olarak, Brillouin bölgesinin merkezindeki Γ noktasında ($k = 0$) hafif boşluk ve ağır boşluk bantlarında dikkate değer bir bölünme de vardır. Bu çekme gerilmesi altında iletkenlik bandı-hafif boşluk bandı arasında ve sıkışma gerilmesi altında iletkenlik-ağır boşluk bantları arasında rekombinasyon işlemlerinin gerçekleşeceği anlamına gelmektedir.



Şekil 3.24 Epikatmanın uyumsuzluğundan kaynaklanan gerilimin iletkenlik bandı, bant aralığı, hafif boşluk ve ağır boşluk bantlarının ayrılması üzerindeki etkisini gösteren yarıiletken bant diyagramının şematik gösterimi.

$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ 'ın bant yapısı üzerindeki gerilim etkileri teorik ve deneysel olarak incelenmiştir, ancak teorik hesaplamalar basitleştirildiğinde karmaşık veya çok doğru olmama eğilimindedir (Kuo vd., 1985). Gerilmenin bir fonksiyonu olarak bant aralığındaki değişimi hesaplamak için basit bir yöntem, Van de Walle tarafından açıklanan Model Katı Teorisi olarak bilinen bir yöntemdir (Van de Walle, 1989). Model katı teorisi, malzemelerdeki hidrostatik ve kesme gerilmelerinde bantlardaki değişiklikleri hesaplamak için kullanılan bir yöntemdir. Bu teori tamamen kendi kendine tutarlı hesaplamalarla karşılaştırılabilir bir doğruluğa sahiptir ancak model katı hesaplamalarının yerel yoğunluk-fonksiyonel (local-density-functiona) ve ab initio psödopotansiyel (ab initio pseudopotential) hesaplamalarından çok daha az karmaşık olduğu bilinmektedir.

Model katı teorisi, örgü uyumsuzluğu, malzeme elastik sabitleri ve kristalografik oryantasyon nedeniyle hidrostatik gerilim bileşenlerini hesaplayarak arayüzde başlamaktadır. QCL katmanlarındaki gerilmenin etkisini hesaplamak için, örgü parametrelerinin bileşenleri a ve gerilim tensörleri ε , numune yüzeyine dik ($\perp$) ve paralel ($\parallel$) yönlerde hesaplanmalıdır. Örgü sabiti $a_{\parallel}$ bir alttaş üzerinde büyütülen sözde morfik süperörgüler için yapı boyunca her katman için aynıdır ve QCL'de InP'nin örgü sabitine eşittir:

$$a_{\parallel} = a_{\text{InP}} \quad (3.6)$$

Gerilim tensörü $\varepsilon_{\parallel}$, Denklem 3.7'ye göre hesaplanmaktadır.

$$\varepsilon_{||} = \frac{a_{||}}{a_i} \quad (3.7)$$

burada a_i , i alt simgesinin malzemesinin denge veya içsel (intrinsic) örgü sabitidir.

$\varepsilon_{||}$ 'nin hesaplanmasına benzer şekilde, dik gerilim tensörü $\varepsilon_{\perp}$ Denklem 3.8'de gösterildiği gibi hesaplanmaktadır:

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp}}{a_i} - 1 = 2 \frac{c_{12}}{c_{11}} \varepsilon_{||} = D_{001} \varepsilon_{||} \quad (3.8)$$

Burada c_{11} ve c_{12} kristalografik yönelim için epitabaka malzemelerinin elastik sabitleridir (bu durum için 001).

QCL aktif bölgesindeki üçlü alaşımları içeren ikili malzemeler için a , c_{11} , c_{12} ve D_{001} sabitleri Çizelge 3.1'de gösterilmektedir (Van de Walle, 1989):

Çizelge 3.1 QCL aktif bölgesinde kullanılan ikili yarıiletkenler GaAs, AlAs ve InAs için örgü sabiti a , elastik sabitler c_{11} ve c_{12} ve orantı sabiti D_{001}

<i>Malzeme</i>	<i>a</i>	<i>c₁₁</i>	<i>c₁₂</i>	<i>D₀₀₁</i>
<i>GaAs</i>	5.65	1.223	0.571	0.934
<i>AlAs</i>	5.65	1.250	0.534	0.854
<i>InAs</i>	6.08	0.833	0.453	1.088

Model Katı Teorisi kullanılarak bant konumlarının hesaplanması için, Denklem 3.9'daki basit bağıntı kullanılarak iletkenlik bandının E_C konumunu elde etmek için en üst valans bandı E_V ve deneysel bant aralığı E_g eklenmektedir (Van de Walle, 1989):

$$E_C = E_V + E_g \quad (3.9)$$

En üst valans bandı E_V , Denklem 3.10'da gösterildiği gibi deneysel spin-yörünge yarıлма parametresi Δ_0 dahil edilerek hesaplanmaktadır:

$$E_V = E_{v,av} \frac{\Delta_0}{3} \quad (3.10)$$

burada $E_{v,av}$ terimi, hafif boşluk, ağır boşluk ve spin-yörünge yarıлма bantları dahil olmak üzere üç valans bandının tümünün Γ noktasındaki ortalama konumunu temsil etmek için kullanılmaktadır.

Gerilim ile bant pozisyonundaki değişimi hesaplamak için, bant deformasyon potansiyellerini ve kristalin hacmindeki hidrostatik değişim hesaba katılmalıdır.

Malzemedeki gerilimden dolayı ağır boşluk ve hafif boşluk ayrılması, Şekil 3.25'te gösterildiği gibi bant yapısı üzerinde önemli bir etkiye sahipken, bant deformasyon potansiyelinin hesaplanmasında bu bölünmeyi hesaba katmak için ortalama valans bant enerjisi $E_{v,av}$ terimi kullanılmaktadır. Bu bant deformasyon potansiyeli, valans bantları için a_v ve iletkenlik bandı için a_c olarak gösterilmektedir. $\Delta\Omega/\Omega$ ile gösterilen gerilim uygulanan tabakanın hacmindeki fraksiyonel değişim, Denklem 3.11'e göre bant dizilimindeki gerilimin hidrostatik bileşenlerini belirlemektedir:

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = Tr(\varepsilon) = (\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{\parallel}) \quad (3.11)$$

Bant deformasyon potansiyelleri ve hacimdeki hidrostatik değişim hesaba katılarak ortalama valans bandı enerjisindeki kayma $\Delta E_{v,av}$ Denklem 3.12'ye göre hesaplanmaktadır (Van de Walle, 1989):

$$\Delta E_{v,av} = a_v \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \quad (3.12)$$

QCL iletkenlik bandı içindeki altbantlar arası geçişlere dayandığından öncelikle iletkenlik bandı enerjisindeki ΔE_c , Γ noktası etrafındaki kaymanın Denklem 3.13'te gösterildiği gibi iletkenlik bandı konumunu hesaplamakla ilgilenilmektedir:

$$\Delta E_c = a_c \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \quad (3.13)$$

QCL aktif bölgesindeki üçlü alaşımları içeren ikili malzemeler için E_g , $E_{v,av}$, a_v ve a_c sabitleri, Denklem 3.10 ve Denklem 3.9'dan hesaplanan E_v ve E_c değerleri ile birlikte Çizelge 3.2'de verilmektedir:

Çizelge 3.2 Enerji aralığı (E_g), ortalama valans bandı enerjisi ($E_{v,av}$), spin-yörünge yarıлма parametresi (Δ_0), deformasyon potansiyelleri (a_v ve a_c) ile ikili yarıiletkenler için hesaplanan E_v ve E_c değerleri GaAs, AlAs ve InAs QCL aktif bölgesinde kullanılmaktadır

<i>Malzeme</i>	E_g	$E_{v,av}$	Δ_0	E_v	E_c	a_v	a_c
<i>GaAs</i>	1.52	-6.92	0.34	-6.81	-5.29	1.16	-7.17
<i>AlAs</i>	3.13	-7.49	0.28	-7.40	-4.27	2.47	-5.64
<i>InAs</i>	.041	-6.67	0.38	-6.54	-6.13	1.00	-5.08

Şimdiye kadar verilen hesaplamalar ikili malzemelere dayanırken QCL aktif bölgesinde kullanılan $A_xB_{1-x}C$ formundaki üçlü alaşımların özellikleri ikili

bileşenlerin AC ve BC'nin mol fraksiyonu x 'e dayanarak hesaplanabilmektedir. Üçlü alaşımlar için örgü parametresi, Denklem 3.14'te gösterildiği gibi Vegard yasası kullanılarak hesaplanmaktadır:

$$a_0 = (x).a_0(AC) + (1 - x).a_0(BC) \quad (3.14)$$

Benzer bir şekilde bant kenarı enerjisi Denklem 3.15'te gösterildiği gibi GaInAs ve AlInAs aktif bölge katmanlarının iletkenlik bandı arasındaki enerjideki göreceli sapma kullanılarak hesaplanabilmektedir:

$$E(x) = xE(AC) + (1 - x)E(BC) + 3x(1 - x)(-a_i(AC) + a_i(BC))\frac{\Delta a}{a_0} \quad (3.15)$$

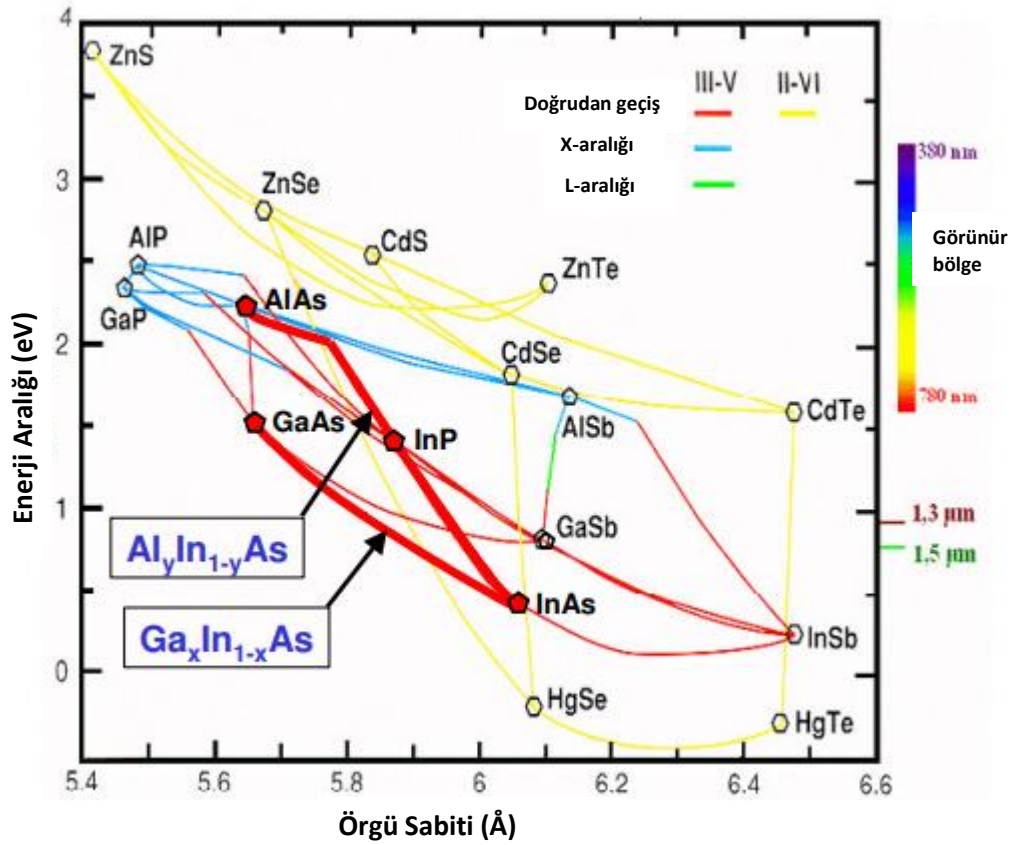
Kuyu ve bariyer malzemelerinin iletkenlik bandı kenarındaki bu kayma QCL'deki kuyuları ve bariyerleri oluşturan malzemelere uygulanan gerilime bağlı olarak değişebilen bir kaymadır.

QCL'de her malzeme için iletkenlik bandı kenarının konumuna ek olarak gerilim altında olan $Ga_xIn_{1-x}As$ ve $Al_yIn_{1-y}As$ çekirdek malzemelerindeki iletkenlik bandı kenarı arasındaki farkı hesaplamak önemlidir. Bu fark tipik olarak iletkenlik bandı ofseti olarak adlandırılmaktadır ve ΔE_C ile gösterilmektedir. Bu durumda ΔE_C kullanımının, tek bir malzemedeki enerji değişimini tanımlamak için kullanıldığı Denklem 3.13 ile aynı olmadığına dikkat edilmelidir. Kuyu ve bariyer malzemeleri arasındaki iletkenlik bandı kayması, Denklem 3.16'da gösterildiği gibi basit bir şekilde hesaplanabilmektedir:

$$\Delta E_C = E_{C,bariyer} - E_{C,kuyu} \quad (3.16)$$

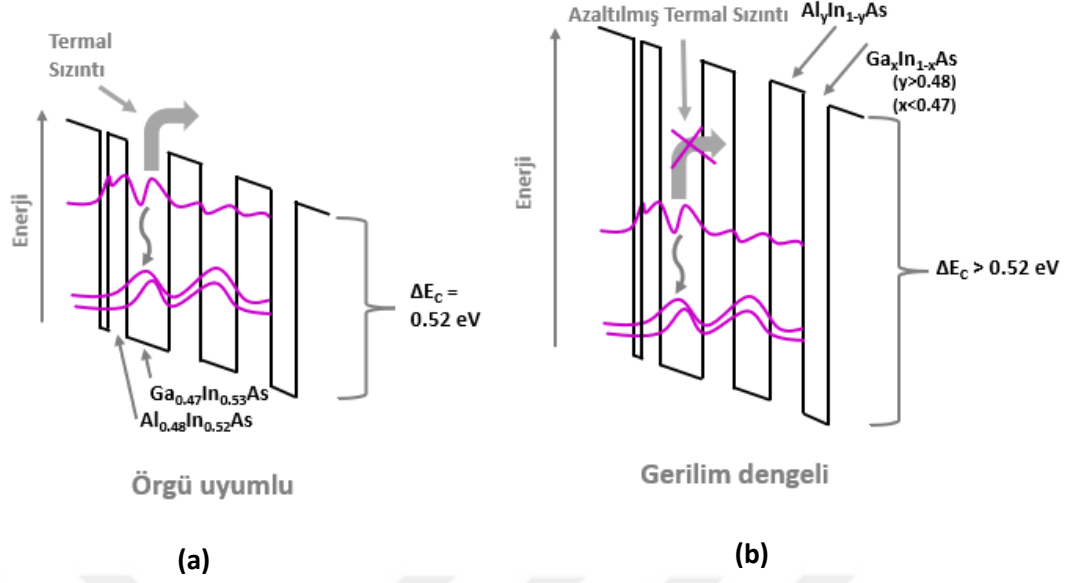
3.4.3.4 Gerilim Dengeli QCL Tasarımı

Kısa dalga boyu emisyonu, örgü uyumsuz malzemelerin heteroyapıya dahil edilmesiyle gerçekleştirilmektedir (Faist vd., 1995). Bununla birlikte dislokasyonların oluşmasını önlemek için tabaka gerilimi ve kalınlığı dikkate alınarak yapıdaki net şekil değiştirme sıfıra yakın tutulmalıdır. Bu durum, uygun malzeme seçimi ve gerilimi dengelemek için malzemelerin alaşım oranlarının doğruluğunun kontrol edilmesi ile gerçekleştirilmektedir. Şekil 3.25'te gösterildiği gibi üçlü alaşımların ikili bileşenleri InP alttaştan farklı örgü sabitlerine sahip olduğundan gerilim, alaşım oranı (x ve y) değiştirilerek basitçe uygulanabilmektedir.



Şekil 3.25 III-V ve II-VI yarıiletkenler için örgü sabitinin bir fonksiyonu olarak bant aralığı enerjisinin şematik gösterimi.

$\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$ 'taki alüminyum alaşım oranının arttırılması bariyer yüksekliğini artırma ve çekme gerilmesi oluşturma etkisine sahipken, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ 'ta indiyum alaşım oranının arttırılması kuyu derinliğini arttırma ve sıkışma örgü gerilimi oluşturma etkisine sahiptir. Yapıyı dengelemek için alaşım oranları (x ve y) büyütme sırasında kuyulardaki sıkışma geriliminin, bariyerlerdeki eşit ve zıt çekme gerilimi ile dengeleneceği şekilde tasarlanmaktadır (Faist vd., 1998). Gerilim dengeli yapı Denklem 3.16'da tanımlandığı gibi daha yüksek bir iletkenlik bandı kaymasına (ΔE_c) sahiptir (Şekil 3.26). Böylece üst durumdan sürekli duruma elektron tüneli oluşturma olasılığını azaltmaktadır ve sürece katkıda bulunmadan kaçan elektronların yüzdesini azaltmaktadır.



Şekil 3.26 (a) Örgü uyumlu bir yapıyı ve (b) gerilim dengeli yapıyı gösteren bir QCL iletkenlik bandının şematik gösterimi. Gerilim uygulanan GaInAs ve AlInAs'ların dahil edilmesinin etkisi, üst lazer seviyesi ile bariyerin üstü arasındaki ek 200 meV boşluk ile kanıtlanmıştır.

4. MATERYAL VE YÖNTEM

4.1 InGaAs/InAlAs Kuantum Heteroyapılarını Büyütme Yöntemleri

InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapıları gibi karmaşık yapılar söz konusu olduğunda moleküler demet epitaksi (MBE) en çok kullanılan tekniktir. MBE tekniği, belirli bir alaşım kompozisyonu ve çok yüksek kaliteli arayüzler sağlar. Ancak, yüksek vakum ihtiyacı nedeniyle MBE tekniği daha düşük üretim kapasitesine ve daha yüksek maliyete sahiptir. Metal Organik Buhar Fazı Epitaksi (MOVPE), yüksek kaliteli InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarını büyütmek için kullanılan başka bir tekniktir.

4.1.1 Metal Organik Buhar Fazı Epitaksi (MOVPE)

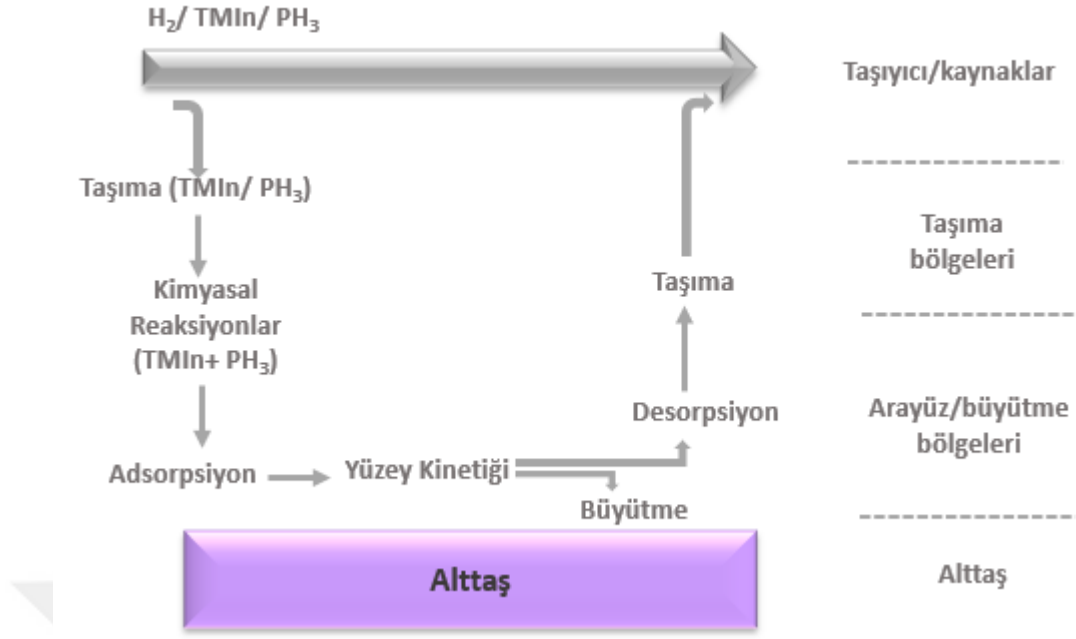
Tarih, Taş Devri'nden başlayarak, Demir Çağı, Tunç Çağı ve şimdiki çağa kadar malzeme açısından gelişiminin sıklıkla altını çizmiştir. Gelecekte, tarihçiler şu anki gelişmelere baktıklarında çoğu doğada bulunmayan yeni malzeme formlarının oluşturulduğu dönemi yapay malzeme çağı olarak tanımlayabilirler. Optoelektronik alanındaki daha önce hiç var olmayan bir dizi malzemeden yapılmış çeşitli optoelektronik aygıtlar atom atom oluşturulabilmektedir. Bunu başarabilmek için birkaç epitaksiyel büyütmek teknolojisi icat edilmiş ve geliştirilmiştir. Bunlar arasında Metal Organik Buhar Fazı Epitaksi (MOVPE) en önemli yöntemlerden biridir.

Bileşik yarıiletken malzemelerin ve cihazların büyütülmesi için MOVPE prosesi 1968'de H.M. Manasevit'in öncü çalışmasında ortaya çıkmıştır (Manasevit, 1968). Bu proses aynı zamanda organometalik kimyasal buhar biriktirme (OMCVD), metal organik kimyasal buhar depolama (MOCVD) ve organometalik buhar fazı epitaksi (OMVPE) olarak da adlandırılmaktadır. MOVPE tek kristalli bir alttaş üzerinde tek kristal epitaksiyel yarıiletken tabakasının büyütülmesi için kullanılan bir buhar fazı işlemidir. MOVPE geliştirilmeden önce epitaksiyel büyütme esas olarak sıvı fazlı epitaksi (LPE) ve halojenür VPE veya hidrit VPE gibi buhar fazlı epitaksi (VPE) kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Daha önce geliştirilen epitaksiyel büyütme proseslerinin her ikisi de süperörgülerin ve Al içeren malzemelerin büyütülmesinde problemlere sahip olduğu için üstün epitaksiyel büyütme yöntemleri olan MBE ve MOVPE bu yöntemlerin yerini almıştır. MOVPE'nin pahalı kaynak malzemeleri, kaynak malzemelerin tehlikeli özellikleri gibi çeşitli sorunları olmasına, büyütülen tabakalarda iyi bir homojenlik ve tekrarlanabilirlik elde etmek için tam olarak kontrol edilmesi gereken akış hızları, V/III oranları, büyütme sıcaklığı, büyütme basıncı,

kaynak sıcaklıkları vb. gibi çok sayıda parametre olmasına rağmen ekonomik açıdan MBE'den daha üstün olduğu düşünülmektedir. Bunun nedeni, genellikle MBE'nin çok düşük bir büyütme hızına sahip olması ve bakım için sık sık kesintiye uğraması, bunun da sınırlı üretime yol açmasıdır. MOVPE, mükemmel kontrol ve homojenlik ile en geniş malzeme çeşitliliğini büyütme yeteneği göstermiştir. Heteroyapı büyütmesinde tek katmanlı kalınlık kontrolü ve ani arayüz elde etme yeteneğine sahiptir; uygun maliyetlidir, geniş alanlı üretime ve seri üretime ölçeklenebilmektedir. MOVPE; lazerler, ışık yayan diyotlar (LED'ler), foto katotlar, heteroyapılı bipolar transistörler (HBT), fotodedektörler ve güneş pilleri dahil olmak üzere bir dizi ticari cihaz üretmek için kullanılmaktadır. Uzun dalga boyları için antimonitler dahil, telekomünikasyon dalga boyları için dörtlü InGaAsP (1,3–1,55µm), 700-1100 nm aralığında dalga boyları için AlGaAs-GaAs InGaAs yapıları, mavi ve ultraviyole lazerler ve LED'ler için sütun III nitrürleri gibi hemen hemen her alaşımı içeren bileşik yarıiletken malzeme sistemi MOVPE tarafından başarıyla büyütülmüştür.

4.1.1.1 MOVPE Yöntemi ve Sistemi

Kimyasal buhar biriktirme (Chemical Vapor Deposition, CVD), yaygın olarak kullanılan epitaksiyel büyütme tekniklerinden biridir. Şekil 4.1, tipik bir CVD işleminin sıralı adımlarını göstermektedir. Alttaş, arayüz/büyütme, taşıma ve taşıyıcı/kaynak bölgeleri olmak üzere dört bölge vardır. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi gerekli tüm kaynak malzemelerini içeren karışım gazları (örneğin: InP epitaksi için $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ ve PH_3) sol taraftan akmaktadır. Kaynak ve arayüz bölgeleri arasındaki bu iki molekülün konsantrasyon gradyanı nedeniyle $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ ve PH_3 alttaşın yüzeyine doğru yayılacaktır. Yayılan öncüler, kimyasal reaksiyonla istenen bileşikler (yani InP) oluşturmak için birbirleriyle reaksiyona girmektedir. Daha sonraki proses alttaş yüzeyine adsorpsiyondur. Ancak ortaya çıkan bu moleküller yerlerinde sabit değil hareketlidir. Yerinde ölçüm araçlarının olmaması nedeniyle yüzey kinetiğinin özellikleri henüz tam olarak net değildir, ancak AlAs ve InAlAs gibi bazı Al bazlı yarıiletken malzemeler için kinetik kritik bir rol oynamaktadır (Lin vd., 1998).



Şekil 4.1 Kimyasal buhar biriktirme yönteminin şematik gösterimi.

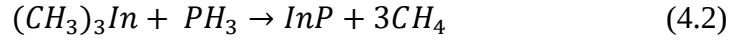
Biriken moleküller sürekli olarak kaynaklardan sağlansa da yüksek büyütme sıcaklıklarında büyütülmüş yüzeylerden kesinlikle desorpsiyon meydana gelmektedir. Bu nedenle, MOVPE ile bileşik epitaksiyel yarıiletken büyümesi için grup V bileşeni olarak P veya As kullanıldığında P/As atomlarının ayrışmasını önlemek için fosfor veya arsenik öncülerine aşırı basınç uygulanmalıdır. $\text{In}(\text{CH}_3)_2$, InCH_3 , $(\text{CH}_3)_2$ ve CH_3 gibi organik yan ürünler reaktörden atık sistemine taşınmaktadır.

MOVPE, kimyasal buhar biriktirme yönteminin en önemli tekniğidir. Çeşitli malzeme sistemlerinde yüksek kaliteli ve yüksek saflıkta epitaksiyel katmanlar elde etmek için kanıtlanmış bir tekniktir. Diğer buhar fazlı epitaksi (VPE) tekniklerinden farklı olarak, Grup III elementi için kaynak olarak trimetilindiyum (TMIn) gibi metalorganikleri (MO) kullanılmaktadır. Grup V elementi genellikle fosfin (PH_3) gibi bir hidrittir. Tipik olarak bir hidrojen ortamında uygun sıcaklık ve basınç koşulları altında reaksiyona giren metalorganik kaynaklar ve hidritler, alttaş üzerinde biriken ve epitaksiyel bir tabaka oluşturan gerekli moleküller üretmektedir. İkili III-V bileşikleri için büyütme reaksiyonu genelleştirilebilir:



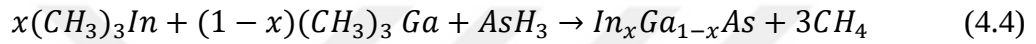
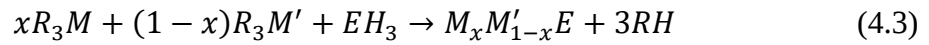
burada M grup III elementi (In , Ga veya Al gibi), E grup V elementi (P , As veya Sb gibi), R alkil grubu (metil CH_3 veya etil C_2H_5 gibi) ve H ise hidrojeni temsil

etmektedir. Burada R_3M ve EH_3 sırasıyla MO kaynağını ve hidrit kaynağını belirtmektedir. Örneğin, InP büyütülürken ısıtılmış bir InP alttaşı üzerinde aşağıdaki reaksiyonu elde etmek için TMI_n ve PH₃ kullanılmaktadır:

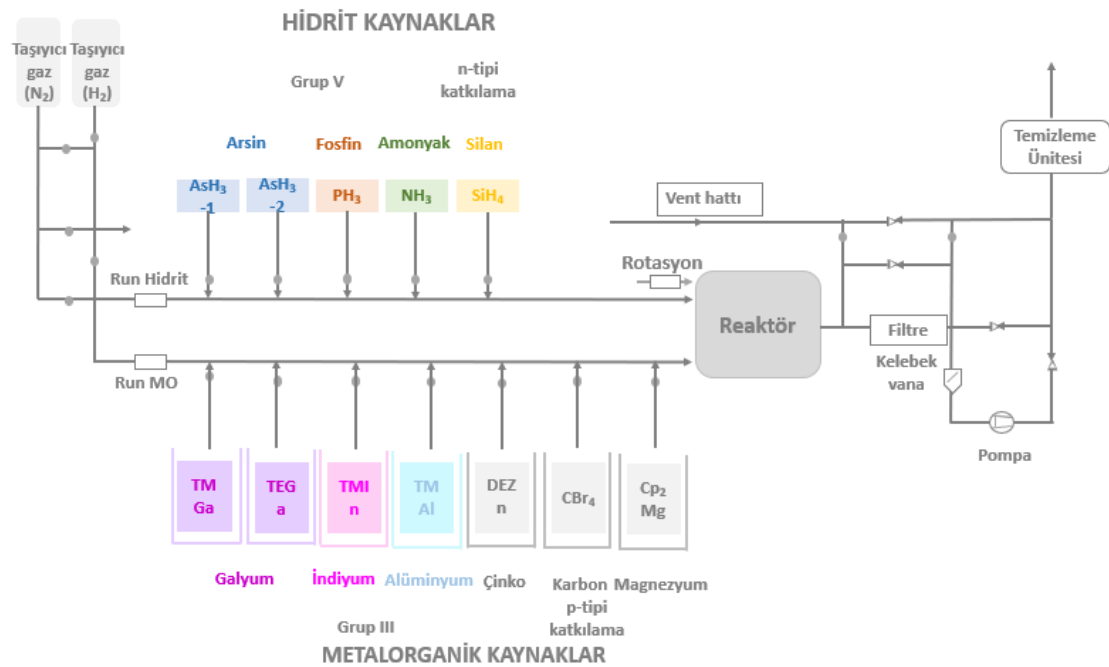


Bu reaksiyon, alttaş üzerinde InP biriktirmektedir. Ayrıca, çok uçucu olan CH₄ yan ürünü egzoz tarafından süpürülmektedir.

Benzer şekilde, üçlü ve dörtlü III-V bileşikleri için büyütme reaksiyonu ve örnekler şu şekilde tanımlanabilmektedir:



Modern MOVPE sistemleri proses koşullarının, akış hızlarının, basınçların ve valflerin bilgisayar ile kontrolünün sağlanması, çeşitli yerinde izleme ve gaz saflaştırma sistemleri gibi gelişmiş teknolojilerden yararlanmaktadır.



Şekil 4.2 Bir MOVPE reaktör gaz dağıtım sisteminin basitleştirilmiş şematik gösterimi.

MOVPE büyütme sistemi temel olarak gaz dağıtım sistemi, büyütme bölümü, alttaş yükleme sistemi ve egzoz sistemi olmak üzere dört alt sisteme ayrılmaktadır. Ayrıca Şekil 4.2'de gösterildiği gibi gaz dağıtım sistemi, hidrit kaynaklar ve metalorganik

kaynaklar olmak üzere iki kısma ayrılmaktadır. Metalorganik kaynaklar genellikle katı veya sıvı halde bulunmaktadır ve paslanmaz çelik su banyolarında (bubblers) tutulmaktadır. Su banyosu içerisinde yer alan metalorganikler sabit bir sıcaklıkta tutulmalıdır. Belirli bir sıcaklık ve basınç için katı veya sıvı MO kaynağı ile dengede olan MO buharını içeren bir gaz hacmi vardır. Büyütme için MO molekülleri bu hacimden toplanmaktadır ve büyütme esnasında kısmi buhar basıncını korumak için MO içerisinde bir miktar taşıyıcı gaz (genellikle hidrojen veya nitrojen) sağlanmaktadır. Sabit basıncı korumak için basınç kontrolcüsü (PC) ve kaynakların molar akışını kontrol etmek için kütle akış kontrolcüsü (MFC) kullanılmaktadır. MFC ve PC genellikle bilgisayar birimlerine bağlı analog çıkış kartları aracılığıyla elektronik olarak kontrol edilmektedir. Böylece sabit veya zamanla değişen ayar noktaları ile kaynakların molar akışlarının hassas kontrolü sağlanmaktadır. Hidrit kaynaklar genellikle gaz veya buhar olarak sağlanmaktadır. Ya saf halde ya da hidrojen gibi bazı taşıyıcı gazlarla seyreltilerek kullanılmaktadır. Bu nedenle hidrit kaynaklar uygun MFC üniteleri aracılığıyla doğrudan hatlara bağlanmaktadır. Ancak daha yüksek saflık seviyesi elde etmek için hatlara genellikle gaz saflaştırıcılar yerleştirilmektedir (Yan, 2007).

Hem MO hem de hidrit kaynaklar, basınç dengeli run ve vent hatları yoluyla reaktöre verilmektedir. Gazların reaktör odasına girmeden önce ön reaksiyona girmesini önlemek için hidritler ve MO'lar için ayırma plakası kullanılmaktadır. Run ve vent hatları, ikisi arasındaki basınç farkı tarafından kontrol edilen dengeleyici itici (push) akışlar kullanılarak aynı basınçta tutulmaktadır. Böylece, reaktör sistemindeki her bir kaynaktan akan gaz ya reaktöre ya da vent hattına yönlendirilmektedir. Gerekli zaman her kaynak akışı vent hattından run hattına değiştirilebilmektedir. Bu hatlar arasındaki geçiş sürelerinde basıncı dengede tutabilmek için run ve vent hatları aynı basınç değerinde olmalıdır.

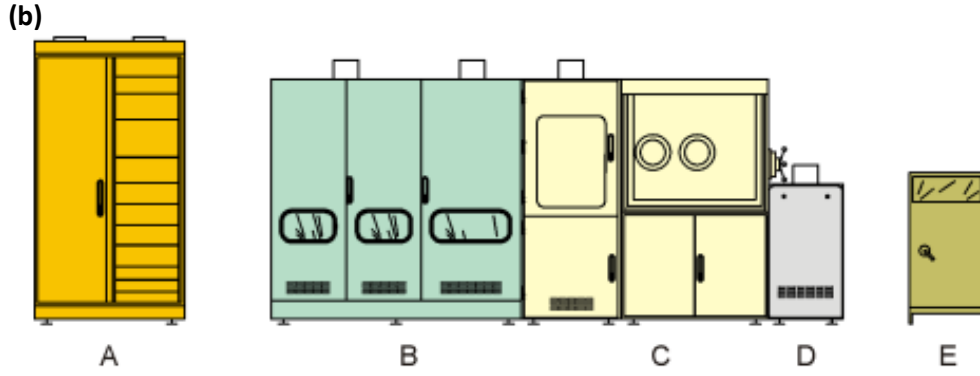
Reaktör, genellikle paslanmaz çelik veya kuvarsdan üretilmektedir. Reaktör için çeşitli konfigürasyonlar kullanılmaktadır. Bunların hepsinin göreceli avantajları, dezavantajları ve amaçlara yönelik uygunluğu vardır. Reaktörün temel gereksinimleri, alttaşı sıcaklığını istenen seviyede tutmak için bir ısıtma sistemi, kaynak gazlarını alttaşa yönlendirmek için bir gaz akış sistemi ve reaktör basıncını gerektiği gibi koruyabilen bir egzoz sistemidir.

Reaktöre genellikle aksesuar olarak bir dizi yerinde karakterizasyon araçları eklenmektedir. Bunlar; bir artık gaz analizörü, gerçek sıcaklığın belirlenmesi ve kontrolü için bir pirometre, büyütme oranının belirlenmesi için bir yansıma monitörü vb. içerebilmektedir.

Genellikle yarıiletkenler büyütülürken oksijen ve nem istenmediğinden, reaktörün atmosfere maruz bırakılmamasına özen gösterilmelidir. Alttaşları yükleme ve boşaltma gereksinimini karşılamak için bir tür yükleme mekanizması gereklidir. Yaygın yükleme mekanizmaları, bir vakumlu yük kilidine ve nitrojenle temizlenmiş bir eldivenli kutuya (glove-box) dayanmaktadır.

MOVPE sisteminin egzoz sistemi genellikle istenilen proses basıncında yüksek pompalama hızına sahip bir pompaya bağlanmaktadır. Büyütme sürecinde önemli miktarda katı yan ürün üretildiğinden, bunlar gaz pompaya ulaşmadan önce filtrelenmektedir. Ayrıca reaktör basıncını korumak için reaktör üzerinde bir basınç dönüştürücü tarafından geri besleme kontrollü kelebek vana kullanılmaktadır.

Tez çalışması kapsamında örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapıları Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi (CÜNAM)'nde bulunan AIXTRON 200/4 RF-S model MOVPE ile büyütülmüştür (Şekil 4.3 (a)). Ayrıca AIXTRON 200/4 RF-S model MOVPE sistemindeki ana bileşenler şematik olarak Şekil 4.3 (b)'de gösterilmiştir.



- A Elektriksel kabinet*
B Gaz karıştırma kabini
C Reaktör kabini
D Pompa kabini
E Radyo frekans jeneratörü

Şekil 4.3 (a) Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde bulunan AIXTRON 200/4 RF-S model MOVPE sistemi (b) AIXTRON 200/4 RF-S model MOVPE sistemindeki ana bileşenlerin şematik gösterimi.

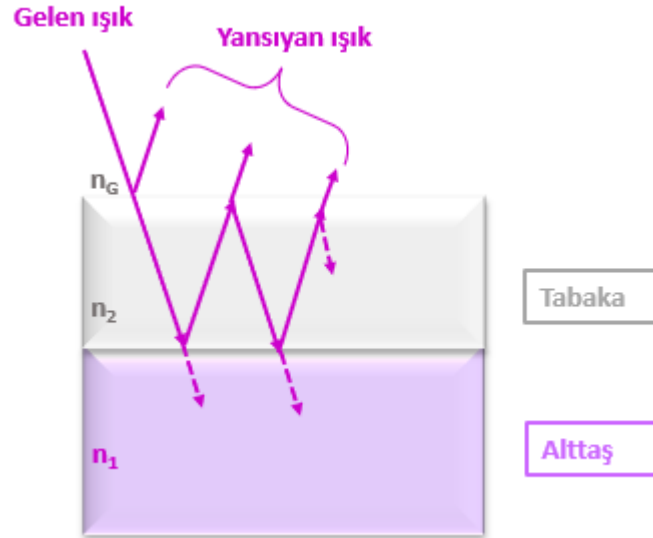
4.2 Malzeme Karakterizasyonu

Herhangi bir yarıiletken aygıtın davranışı büyük ölçüde malzemenin kalitesine bağlıdır. Optoelektronik yarıiletkenlerde en iyi performansı elde edebilmek için yapısal, optiksel ve elektriksel özelliklerinin tümü optimize edilmelidir. Tez çalışması kapsamında malzeme özelliklerini analiz etmek için kullanılan karakterizasyon teknikleri gözden geçirilecektir.

4.2.1 Yerinde Karakterizasyon

Yarıiletken tabakaların epitaksiyel büyütülmesi için yerinde izleme ve proses kontrolü önemli bir parametredir. Yüksek vakuma sahip ortamlarda, yansıma yüksek enerjili elektron kırınımı (RHEED) iyi yapılandırılmıştır, büyütme oranı ve yüzey durumu hakkında gerçek zamanlı bilgi sağlamaktadır. Bileşik yarıiletkenlerin endüstriyel üretimi için en yaygın büyütme tekniği olan MOCVD için, yüksek vakum ortamı yetersizliği, reaktörde büyütme sürecindeki kimyasalların ve reaksiyon artığı ürünlerin birikmesi gibi nedenlerden dolayı yerinde karakterizasyon teknikleri kısıtlıdır. Spektroskopik elipsometri (SE), yansıma farkı spektroskopisi (RDS) veya lazer reflektometri gibi optik yöntemler bu amaç için geliştirilmiştir (Aspnes, 1995; Bonanni vd., 2003).

Yansıma ölçümleri, epitaksiyel büyütme sırasında büyütme oranı, tabaka kalınlığı ve yüzey durumu hakkında bilgi sağlayan literatürde yer alan diğer bir yerinde karakterizasyon yöntemidir. Yansıma ölçümü, Şekil 4.4'te gösterildiği gibi belirli bir dalga boyuna sahip monokromatik ışık aracılığıyla yapılmaktadır. Bu karakterizasyon yapılırken alttaşın ve üzerine büyütülen epitaksiyel filmin kırılma indislerinden yararlanılmaktadır. Bu ışık alttaşa doğru ilerlerken, kırılma indisi farklarından dolayı gelen ışının bir kısmı her arayüzde geri yansımaktadır.



Şekil 4.4 Yerinde yansıma ölçümünde tabaka üzerine gelen ve yansıyan ışığın şematik gösterimi.

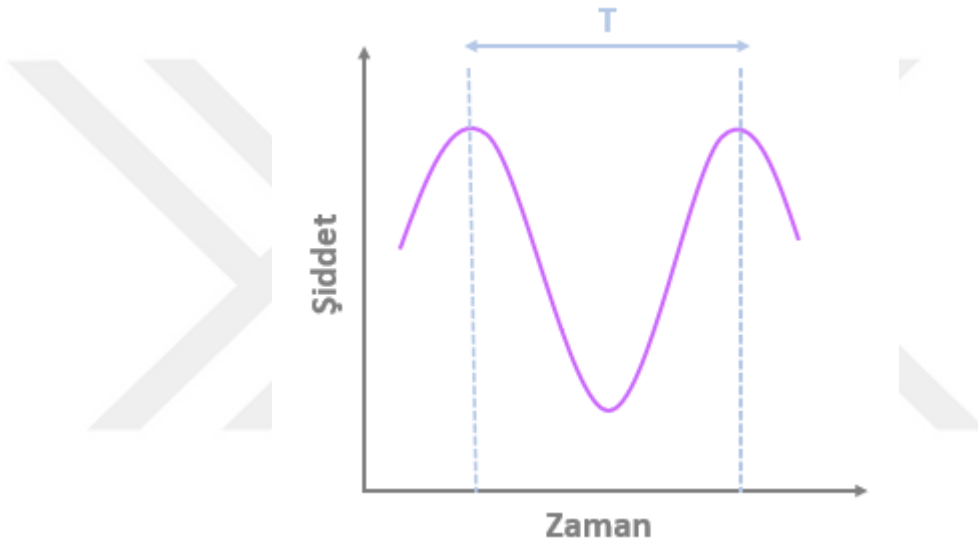
Yansıyan monokromatik ışıklar üst üste binerek girişim deseni meydana getirmektedir (Şekil 4.5). Ortaya çıkan bu girişim deseni zamana karşı girişim şiddetini vermektedir.

Ortamın (n_G), alttaşın (n_1) ve üzerine büyütülen epitaksiyel filmin (n_2) kırılma indislerinden yararlanılarak epitaksiyel tabaka hakkında çok önemli parametreler olan büyüme oranı ve toplam film kalınlığı aşağıdaki denklemler kullanılarak hesaplanabilmektedir.

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2n} \quad (4.5)$$

$$r = \frac{\Delta d}{T} \quad (4.6)$$

Δd büyütülen filmin kalınlığı (T süresi boyunca), λ kullanılan ışığın dalga boyu, n tabakanın kırılma indisi, r büyüme oranı ve T bir tam salınım süresidir.



Şekil 4.5 Yanıma şiddetinin zamana göre değişiminin şematik gösterimi (T tam bir osilasyon oluşması için geçen zaman).

4.2.2 Yapısal Karakterizasyon: X-Işını Kırınımı (XRD)

Bir yarıiletken cihaz için, üretilen malzemenin kalitesi cihazın davranışını güçlü bir şekilde etkilemektedir. Yapısal karakterizasyon da, malzeme kalitesini belirlemek için kullanılan en önemli testlerden biridir. X-ışını kırınımı (XRD), diğer yapısal karakterizasyon teknikleri ile karşılaştırıldığında vakum ortamına ihtiyaç duyulmaması, numune boyutu için sınırlama olmaması, ölçüm yapılmadan önce herhangi bir numune hazırlığı gerektirmemesi ve yüksek çözünürlüklü olması gibi oldukça önemli avantajlar sağlamaktadır. Üretilen cihaz performansı için en önemli parametrelerden bazıları tabaka kalınlıklarının kesin olarak tespiti ve minimum arayüz pürüzlülüğüdür. XRD, epitaksiyel bir filmin kristal kalitesini araştırmak için oldukça doğru, ucuz ve hızlı bir yöntemdir. İnce filmlerin yapısal karakteristiklerini, örgü

sabitlerini ve üçlü alaşım oranlarını belirlemek için kullanılmaktadır. Ayrıca, tek bir kristalin veya taneciğin yönelimi, büyütülen tabakanın kalınlığı ve yapıdaki dislokasyonlar hakkında bilgilere ulaşabilme avantajı sağlamaktadır (DEMİR, 2017).

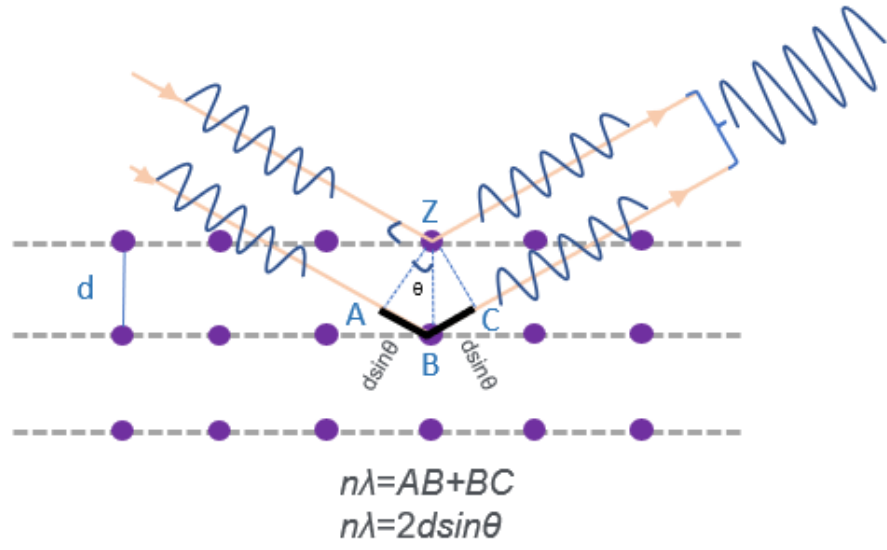
Alman Fizik Profesörü Wilhelm Conrad Röntgen tarafından 1895 yılında X-ışınları bulunmuş ve isimlendirilmiştir. Röntgen, o zamanlarda büyük bir endüksiyon bobinine bağlı yüksek oranda boşaltılmış bir tüple (Crookes tüpü veya Lenard tüpü) çalışmıştır. Tüp siyah kağıtla çevrilmiş ve "tamamen karanlık bir odaya" yerleştirilmiştir. Bir floresan ekran (baryum-platin-siyanür) tüpün yakınına getirildiğinde "parlak bir şekilde aydınlandığını ve ekran tüpten oldukça uzakta olsa bile floresan yaydığını" gözlemlemiştir. Bir dizi deney ile Röntgen ekranın floresansının, görünmez ışınların bilinmeyen yeni bir biçiminden kaynaklandığını keşfetmiştir ve bu yeni ışınları "X-ışınları" adını vermiştir (Robotti, 2013).

X-ışınlarının keşfinden sonra, kristallerde kırınım olayı keşfedilmiştir. X-ışınları, dalga boyları 0,01-100 Å aralığında olan elektromanyetik ışınlardır. Monokromatik bir X-ışını bir numuneye çarptığında, absorpsiyon ve diğer olaylara ek olarak gelen ışınla aynı dalga boyuna sahip saçılmış X-ışınları üretmektedir. Bu tür saçılma elastik saçılma veya koherent (uyumlu) saçılma olarak da bilinmektedir. Bir numuneden saçılan X-ışınları eşit olarak dağılmaz, numunedeki elektron dağılımının bir fonksiyonudur. Saçılan X-ışınlarının yoğunlukları ve uzaysal dağılımları, numunenin yapısı tarafından benzersiz bir şekilde belirlenen özel bir kırınım modeli oluşturmaktadır. Adını Lawrence Bragg'dan alan Bragg yasası, kırınım deseni ile malzeme yapısı arasındaki ilişkiyi ortaya çıkarmaktadır (<https://www.mechtechguru.com/2021/09/x-ray-diffraction-system-principles-of.html>).

Bragg Yasası: En yaygın olarak kullanılan X-ışını kırınım teorisidir. Gelen X-ışınları, Şekil 4.6'da gösterildiği gibi θ geliş açısı ve θ yansıma açısı ile kristal düzlemlere çarparsa Bragg koşulu sağlandığında kırınım piki gözlenmektedir,

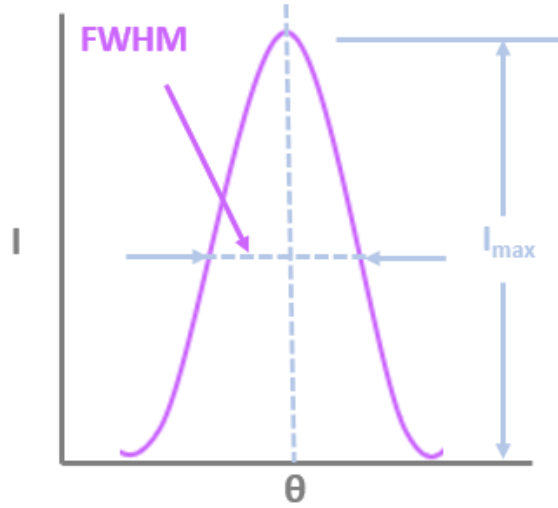
$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (4.7)$$

burada, λ kullanılan ışının dalga boyudur, d bitişik örgü düzlemleri arasındaki mesafedir, θ kırınımın gözlemlendiği Bragg açısıdır ve n yansıma mertebesi olarak adlandırılan bir tam sayıdır.



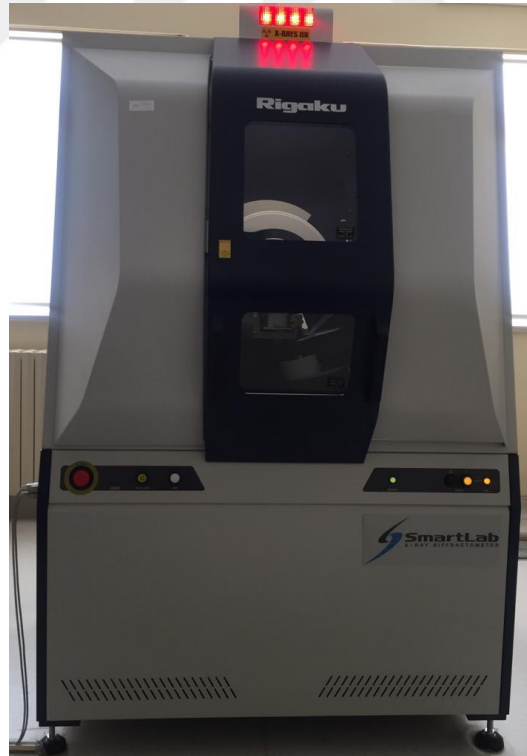
Şekil 4.6 Bragg yasasının şematik gösterimi.

Bu durum, aynı d mesafesi ve Bragg açısına sahip Bragg koşulunun çeşitli X-ışını dalga boyları tarafından karşılanabileceği anlamına gelmektedir. Tipik bir kırınım piki, Şekil 4.7'deki eğri çizgi ile gösterilen genişletilmiş bir piktir. Pik genişlemesi, gerilim ve mozaik yapı gibi kusurlu kristal koşulları da dahil olmak üzere birçok etkiye bağlı olabilmektedir. Eğri üzerindeki en yüksek nokta, pik noktasının maksimum şiddeti olan $I_{\max}$ 'ı vermektedir. Bir pikin genişliği, genel olarak yarı yükseklikteki tam genişlik (FWHM) ile ölçülmektedir. XRD ölçümlerinden elde edilen FWHM değerleri malzemelerin kristal kalitesini karakterize etmek için kullanılmaktadır.



Şekil 4. 7 Yarı yükseklikteki tam genişliğin (FWHM) şematik gösterimi.

Şekil 4.8’de Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi’nde bulunan örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarının üçlü alaşım oranlarını ve tabaka kalınlıkları belirlemek için kullanılan Rigaku SmartLab model X-ışını difraktometresi gösterilmiştir.

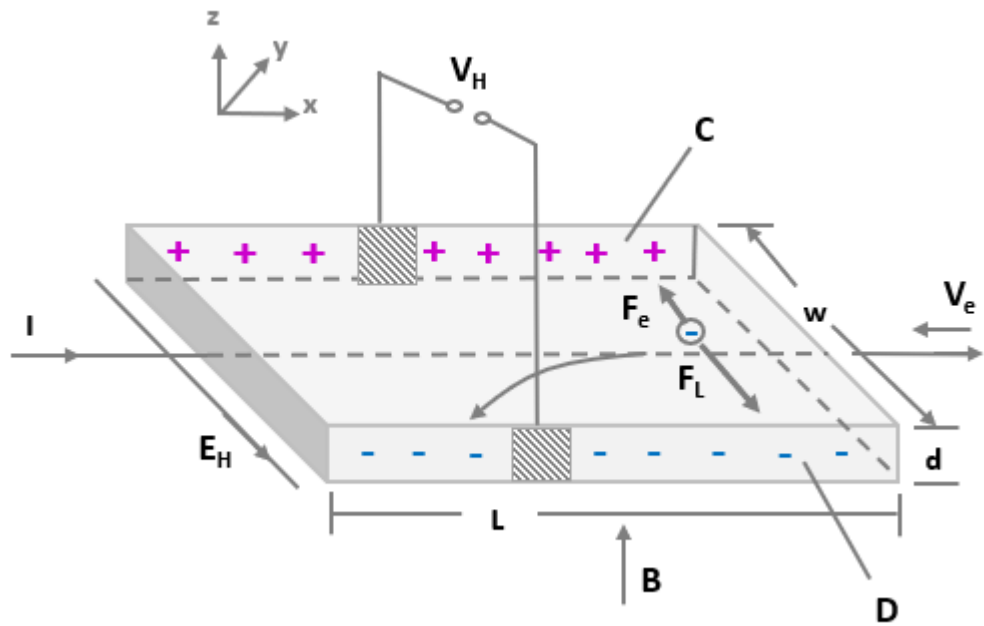


Şekil 4. 8 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi’nde kurulu bulunan Rigaku SmartLab model X-ışını difraktometresi.

4.2.3. Elektriksel Karakterizasyon: Hall Etkisi

Hall etkisi, 1879'da bir metal şerit boyunca (bir elektrik alanının etkisi altında) uzunlamasına hareket eden elektronların şeridin düzlemine dik bir manyetik alana maruz kalırsa, elektronların şeridin kenarına doğru yönde sapacağını gözlemleyen Edwin Hall'dan almıştır (Leadstone, 1979). Hall etkisinin temel fiziksel prensibi Lorentz kuvvetidir. Şekil 4.9'da gösterildiği gibi n-tipi çubuk şekilli bir yarıiletken göz önüne alındığında, sabit akım (I) akışı x eksenini boyuncadır ve B manyetik alanı z eksenini boyunca dikey olarak uygulanmaktadır. Elektronlar, n-tipi yarıiletken ana taşıyıcılardır ve negatif x yönünde $\vec{v}$ hızıyla hareket etmektedir. Bir elektron, uygulanan manyetik alana dik bir yönde hareket ettiğinde Lorentz kuvveti aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır:

$$\vec{F}_l = -e\vec{v}\times\vec{B} \quad (4.8)$$



Şekil 4.9 N-Tipi yarıiletken için Hall etkisinin şematik gösterimi.

Elektronlar, manyetik kuvvet etkisi ile D yüzeyi yönüne doğru hareket etmektedir. Pozitif yüklü boşluklar ise C yüzeyinde toplanmaktadır. Bunun sonucunda yüzeyler arasındaki yük dengesi bozulmaktadır. Bozulan yük dengesi nedeniyle yüzeyler arasında Hall gerilimi (V_H , C'den D'ye) veya Hall elektrik alanı ($\vec{E}_H$) oluşmaktadır. Hall alanının kuvveti ($\vec{F}_H$) ile manyetik alan eşitlendiği zaman taşıyıcıların yüzeylere doğru olan hareketi bitmektedir.

$$\vec{F}_H = -e\vec{E}_H = \vec{F}_l \quad (4.9)$$

Hall taşıyıcı konsantrasyonu aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$n_H = \frac{IB}{eV_H d} \quad (4.10)$$

burada $V_H = E_H w$ Hall gerilimi, w çubuğun genişliği ve d çubuğun kalınlığıdır.

Hall ölçümü ve iletkenlik ölçümü birleştirilerek, taşıyıcıların Hall mobilitesi belirlenmektedir:

$$\mu_H = \sigma / en_H \quad (4.11)$$

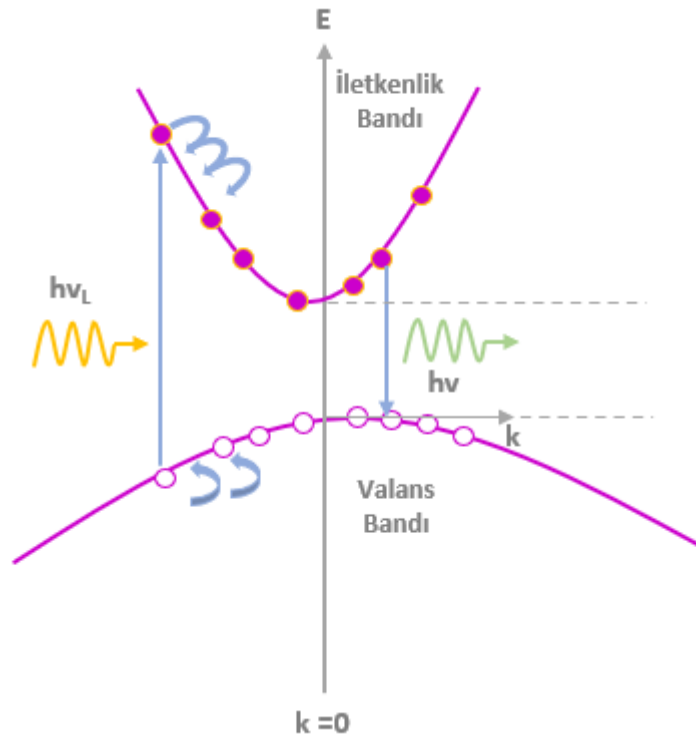
Şekil 4.10'da Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde bulunan, örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarında yer alan n-katkılı tabakalar için hedeflenen taşıyıcı yoğunluğunu optimize etmek amacıyla kullanılan Hall etkisi ölçüm sistemi gösterilmiştir. Bu çalışmada Hall etkisi ölçümü için dört noktalı prob konfigürasyonunda bir Van der Pauw geometrisi kullanılmıştır. Ayrıca, ölçüm yapılan numuneler ile temas sağlayabilmek için indiyum lehimden yapılan ohmik kontaklar kullanılmıştır.



Şekil 4.10 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde kurulu bulunan Hall etkisi ölçüm sistemi.

4.2.4. Optiksel Karakterizasyon: Fotolüminesans

Fotolüminesans (PL) spektroskopisi, yarıiletken malzemelerin optiksel özelliklerini karakterize etmek için kullanılan çok duyarlı, kullanışlı ve numunede hasar oluşturmayan yaygın bir tekniktir. Fotolüminesans olayının prensibi basittir: elektronlar, bant aralığından daha büyük bir enerjiye sahip bir lazer tarafından malzemenin valans bandından iletkenlik bandına uyarılmaktadır. Sonuç olarak, ışıkla uyarılan taşıyıcılar gevşemektedir ve daha sonra iletkenlik bandındaki boşluklarla kendiliğinden yeniden birleşmektedir. Doğrudan yarıiletkenlerde, fazla enerji ışık şeklinde yayılmaktadır (kendiliğinden emisyon) (Şekil 4.11). Yayılan ışığın spektrumu, dalga boyu-şiddet grafiği ile analiz edilmektedir ve böylece malzemenin tepkisini ölçmek mümkün olmaktadır. Bant aralığı genişliği, ışık üretim verimliliği, malzemenin kalitesi vb. hakkında bilgilere erişim sağlamaktadır. Numunenin ortamı kontrol edilerek, örneğin bir manyetik alan eklenerek veya numunenin sıcaklığı değiştirilerek ek bilgiler elde edilebilmektedir (<https://www.zhinst.com/others/en/applications/optics-photonics/photoluminescence>).



Şekil 4.11 Fotolüminesans sırasında oluşan geçişlerin şematik gösterimi (Ataşer, 2017).

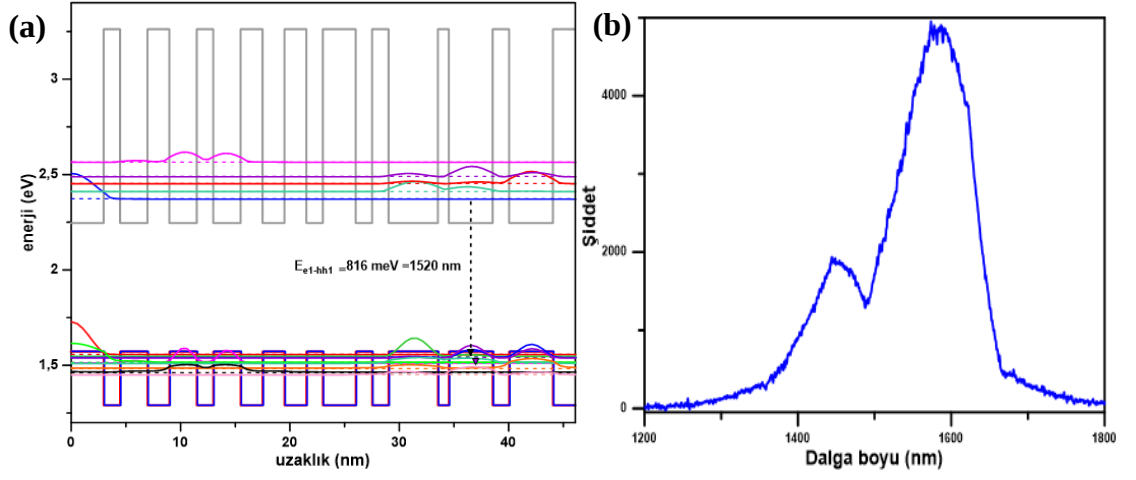
Elde edilen fotolüminesans spektrumunun analizi ile malzemenin kalitesi, safsızlık oranı ve katkı miktarı, yasak enerji bant aralığı ve arayüzey pürüzlülüğü gibi bilgilere ulaşılabilmektedir. Bu özellikler, yarıiletken cihazların çalışma prensibini ve kullanım amacını etkilemektedir ve fotolüminesans tekniği ile yaygın biçimde elde edilebilmektedir.

Yasak Bant Aralığı: Yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit olan iletkenlik ve valans bandındaki durumlar arasındaki geçiştir.

Kirlilik (safsızlık) seviyeleri ve kusurların belirlenmesi: Yarıiletkenlerdeki ışımalı geçişler lokalize olmuş kusur seviyelerini içermektedir. Belirli kusurları tanımlamak için bu seviyelere karşılık gelen fotolüminesans enerjisi kullanılmaktadır.

Malzeme kalitesi: Malzemenin kalitesi, fotolüminesans spektrumunun şiddeti ve çizgi genişliği (FWHM) tarafından belirlenmektedir.

Tezin önceki bölümlerinde bahsedildiği gibi kuantum çağılayan lazer, ışınım dalga boyunun malzemelerin bant aralığından bağımsız olduğu bir alt bantlar arası cihazdır. Bu nedenle ışınım dalga boyu, bantlar arası lazerlerde olduğu gibi PL kullanılarak doğrudan karakterize edilemez. Ancak bu teknik, yapının kalitesini ve diğer optik özellikleri değerlendirmek için uygulanabilmektedir. QCL yapılarının fotolüminesans ölçümünde sadece iletkenlik bandı ve valans bandının taban durumları arasındaki geçişten (bantlar arası geçiş) elde edilen ışınım elde edilmektedir (Şekil 4.12 (a)). Bantlar arası geçişlerden elde edilen pik şiddetlerinden ve FWHM değerlerinden numunelerin aktif bölge yapıları hakkında bilgiler elde edilmektedir (Şekil 4.12 (b)).



Şekil 4.12 (a) Kuantum çağlayan lazer yapısına ait fotolüminesans ışınımının şematik gösterimi (b) Kuantum çağlayan lazerin aktif bölgesine ait fotolüminesans ölçüm sonucu.

Şekil 4.13’de Sivas Cumhuriyet Üniversitesi İleri Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi’nde bulunan örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarının optik karakterizasyonunda kullanılan Andor-Solis marka geniş spektrumlu (200-2200 nm) yüksek çözünürlüklü fotolüminesans sistemi gösterilmiştir. Uyarıcı ışın kaynağı olarak 785 nm’de ışıma yapan kırmızı lazer kullanılmıştır.



Şekil 4.13 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi İleri Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi'nde kurulu bulunan fotolüminesans sistemi.

5. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA

5.1 Örgü Uyumsuz InGaAs/InAlAs Heteroyapılarının MOVPE ile Büyütülmesi

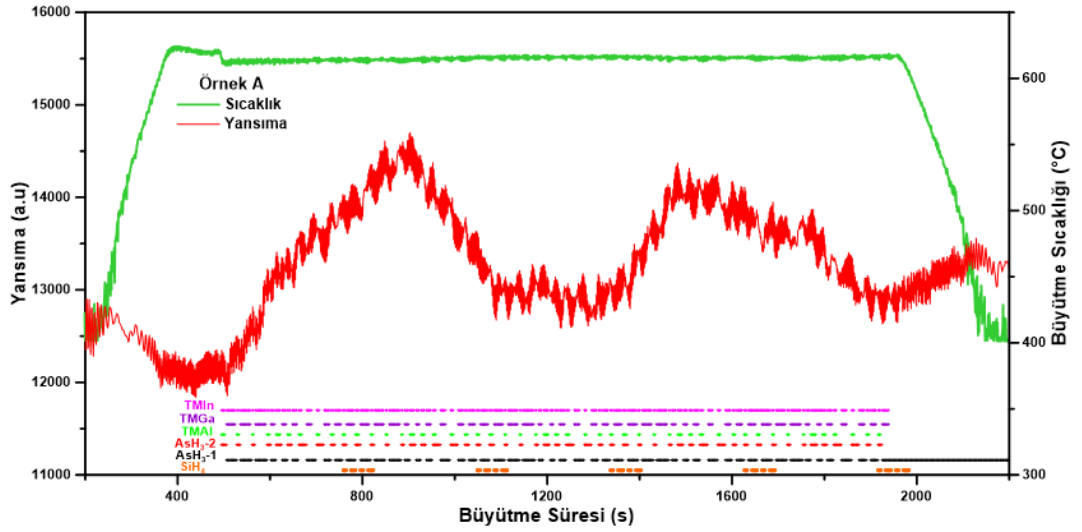
Örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ heteroyapıları, AIXTRON 200/4 RF-S MOVPE sistemi ile InP (001) substratı üzerinde büyütülmüştür. Metal-organik bileşikler olan TMIIn (trimetilindiyum), TMAI (trimetilalüminyum) ve TMGa (trimetilgalyum) sırasıyla In (indiyum), Al (alüminyum) ve Ga (galyum) öncüleri olarak kullanılmıştır. As (arsenik) kaynağı olarak inorganik bir bileşik olan yüksek saflıkta arsin (AsH_3) hidriti kullanılmıştır. Ayrıca Si katkılı InGaAs ve InAlAs katmanları için yüksek saflıkta silan (SiH_4) kullanılmıştır. Büyütme sıcaklığı, V/III oranı ve kaynak akışları gibi büyüme parametreleri, istenen kristal kalitesine ve hedef alaşım bileşimi değerlerine ulaşmak için optimize edilmiştir. InAlAs tabakasının büyümesi için kullanılan TMIIn, TMAI ve AsH_3 -2 akış oranları sırasıyla 35 sccm, 12.5 sccm ve 15.1 sccm'dir. InGaAs katmanının büyümesi için kullanılan TMIIn, TMGa ve AsH_3 -1 akış oranları sırasıyla 35 sccm, 0.3 sccm ve 31 sccm'dir. InGaAs ve InAlAs büyümeleri için V/III oranları sırasıyla 128 ve 45 olarak optimize edilmiştir ve büyütme sıcaklığı her iki katman için 620°C 'de sabit tutulmuştur. Bu tez kapsamında yer almayan birçok deneme ve optimizasyon büyütmesinden sonra, InP alttaşı üzerinde $x=0.67$ In konsantrasyonlu $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ve $y=0.36$ In konsantrasyonlu $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ tabakaları tek ve ayrı ayrı olarak başarıyla büyütülmüştür. Ayrıca Si katkılı InGaAs ve InAlAs katmanları için SiH_4 akış oranları değiştirilmiştir ve birkaç optimizasyon çalışması yapılmıştır. Elde edilen taşıyıcı yoğunlukları Hall ölçüm sistemi ile kontrol edilmiştir. Taşıyıcı yoğunluğu değerini $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ elde edebilmek için; Si katkılı InGaAs ve Si katkılı InAlAs katmanları için kullanılan SiH_4 akış oranları sırasıyla 0.3 sccm ve 1.4 sccm'dir. Örgü uyumsuz $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ heteroyapıları için kullanılan büyütme parametreleri özet olarak Çizelge 5.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 5.1 Örgü uyumsuz $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ heteroyapıları için kullanılan büyütme parametreleri

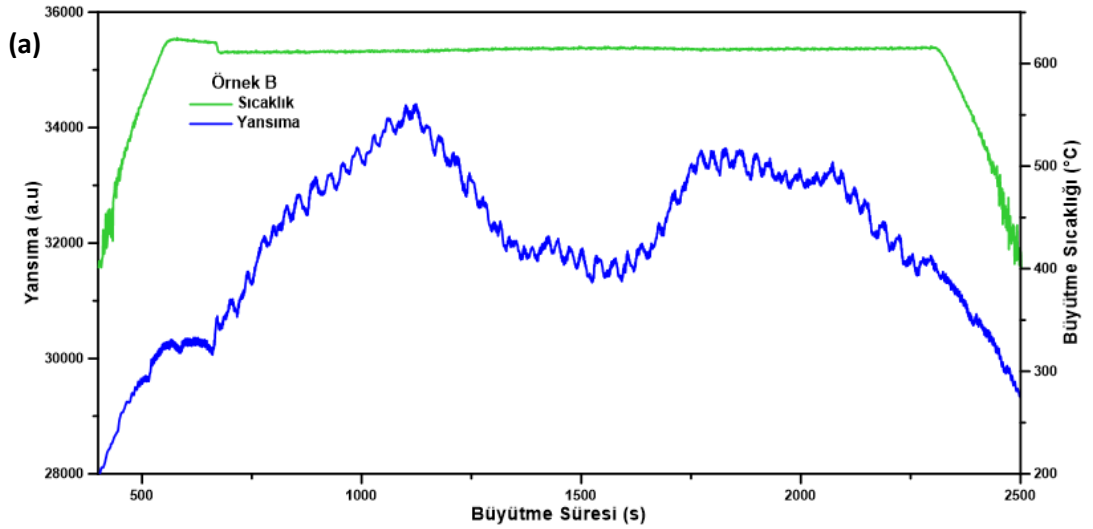
	<i>Büyütme Oranı</i> (nm/s)	<i>TMin</i> (sccm)	<i>TMAI/TMGa</i> (sccm)	<i>SiH₄</i> (sccm)	<i>AsH₃</i> (sccm)	<i>Sıcaklık</i> (°C)	<i>V/III</i>
<i>InGaAs</i>	0.19	35	0.3	0.3	31	620	128
<i>InAlAs</i>	0.29	35	12.5	1.4	15.1	620	45

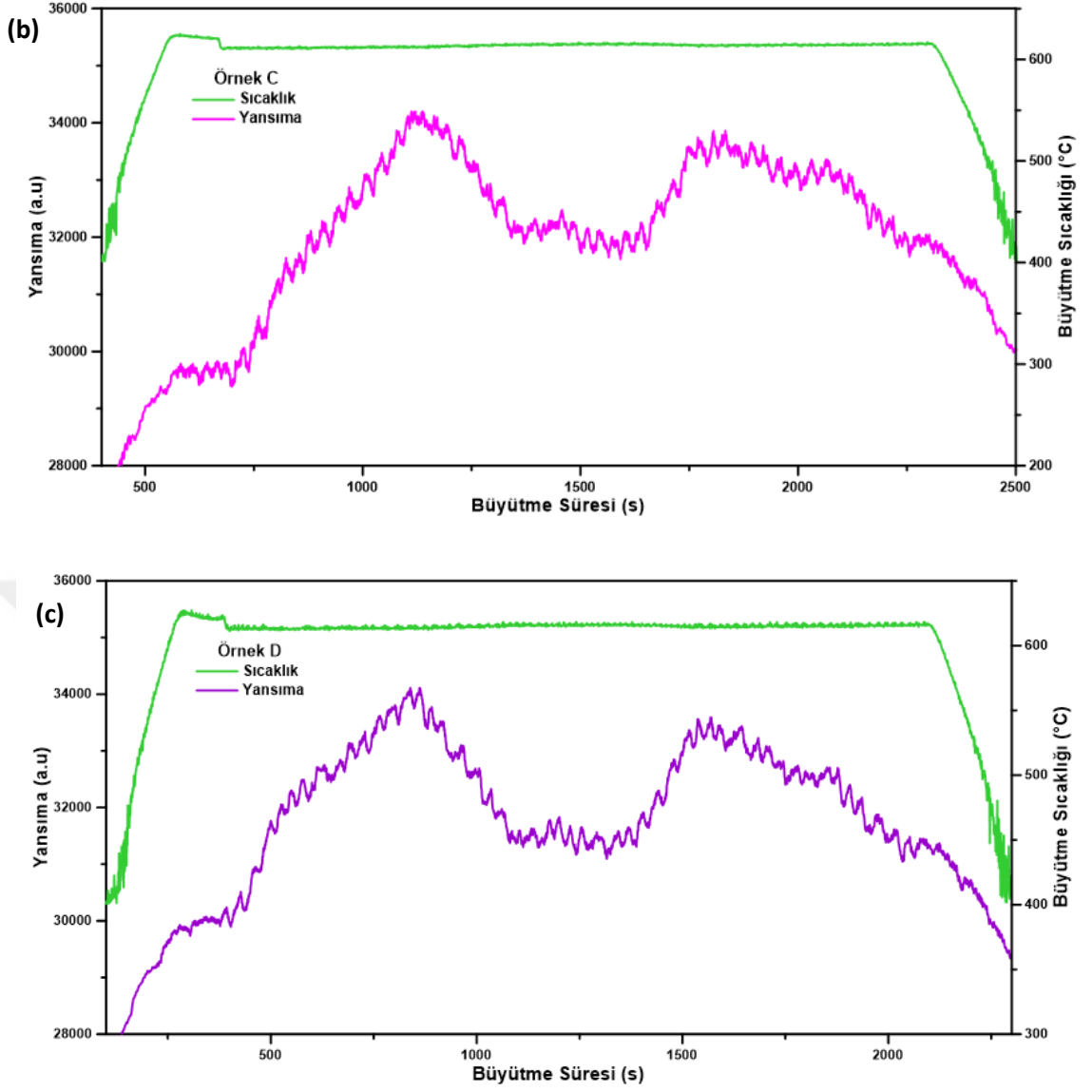
QCL yapısının aktif bölgesi için büyütülen örgü uyumsuz $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ yapı 5 tekrarlı olarak büyütülmüştür. Büyütülen tabakaların kalınlıkları 2.2/3.7/1.4.....1.7/3 nm şeklindedir, InAlAs katmanlarının kalınlıkları kalın font ile verilmiştir. Şekil 5.1’de, InP alttaş üzerine MOVPE tarafından büyütülen gerilim dengeli QCL yapısına ait aktif bölgenin şematik gösterimi verilmiştir. Bu tez çalışması kapsamında 4 adet numune büyütülmüştür ve büyütme farkı olan tabakalar arası stabilizasyon süreleri 2 grupta incelenmiştir. Katkısız ve Si katkılı tabakalar arasındaki geçiş süreleri sırasıyla t1 ve t2 olarak adlandırılmıştır. Birinci grupta t2 (10 s) süresi sabit tutulurken, Örnek A ve B için t1 süresi sırasıyla 3 ve 5 s olarak değiştirilmiştir. İkinci grupta t1 (5 s) süresi sabit tutulmuştur ve C, B ve D numuneleri için t2 süresi 8, 10 ve 15 s olarak değiştirilmiştir. Tüm numuneler için t1 ve t2 zamanlarının değişimi Şekil 5.2’de verilmiştir.

ölçümü incelenmiştir. Bununla birlikte, Örnek B, Örnek C ve Örnek D için de yerinde yansıma grafikleri Şekil 5.4 (a), (b) ve (c)'de verilmiştir. $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ katmanlarının kırılma indisi farkı nedeniyle, yerinde yansıma davranışı farklıdır ve yansıma ölçümünde büyütmenin her adımı ayırt edilebilmektedir. Her tekrardaki $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ tabakalarının kalınlıkları farklı olduğundan, yansıma eğrisinde asimetrik bir davranış gözlemlenmiştir. Ayrıca büyütme ve tabakalar arası geçiş sırasında kullanılan kaynakların akış süreleri ve durumları da şeklin içerisinde verilmiştir.



Şekil 5.3 Örnek A için büyütme süresine karşı yerinde yansıma ve büyütme sıcaklığı.

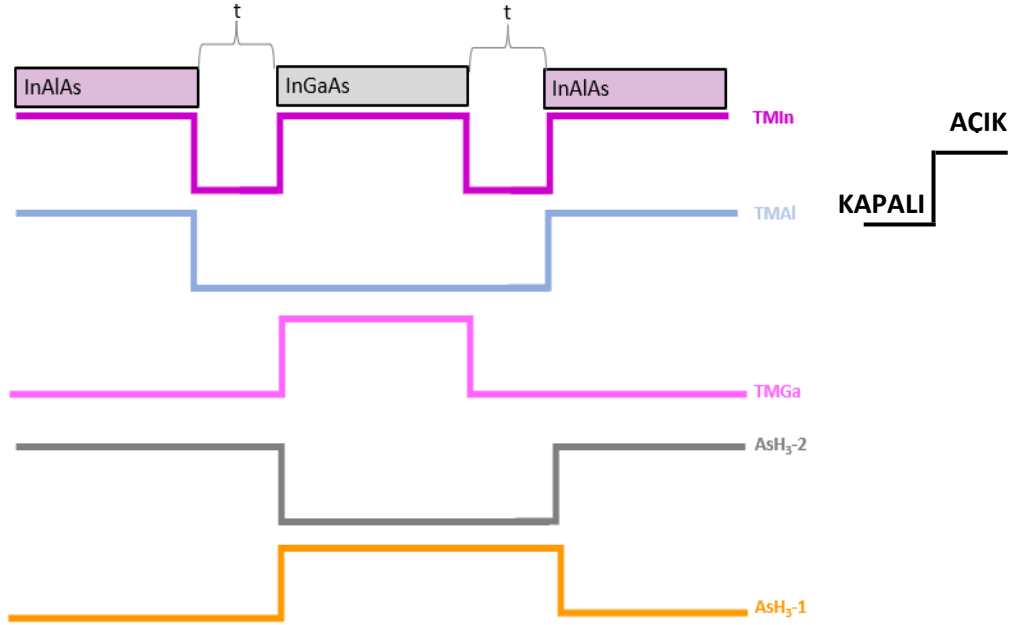




Şekil 5.4 (a) Örnek B (b) Örnek C (c) Örnek D için büyütme süresine karşı yerinde yansıma ve büyütme sıcaklığı.

Şekil 5.5'te, büyütmenin daha iyi anlaşılması için InAlAs ve ardından InGaAs katmanlarının kaynak akış dizisi ayrıntılı olarak verilmiştir. InGaAs ve InAlAs katmanları için elde edilen optimize edilmiş V/III oranları arasında hızlı bir geçiş yapabilmek için iki ayrı AsH₃ hattı kullanılmıştır. In_{0.36}Al_{0.64}As büyümesinde açığa çıkan gazlar TmIn, TmAl ve AsH₃-2'dir. Büyütme bittiğinde TmIn ve TmAl kapalı iken, As atomlarının büyütülen yüzeyden kaçışını önlemek için In_{0.67}Ga_{0.33}As büyümesi başlayana kadar AsH₃-2 gazı açık bırakılmaktadır. In_{0.67}Ga_{0.33}As büyütmesi başladığında AsH₃-2 akışı durdurulmaktadır ve TmIn, TMGa ve AsH₃-1 akışları sağlanmaktadır. AsH₃-1 akışı, In_{0.36}Al_{0.64}As büyütmesi yeniden başlatılana kadar

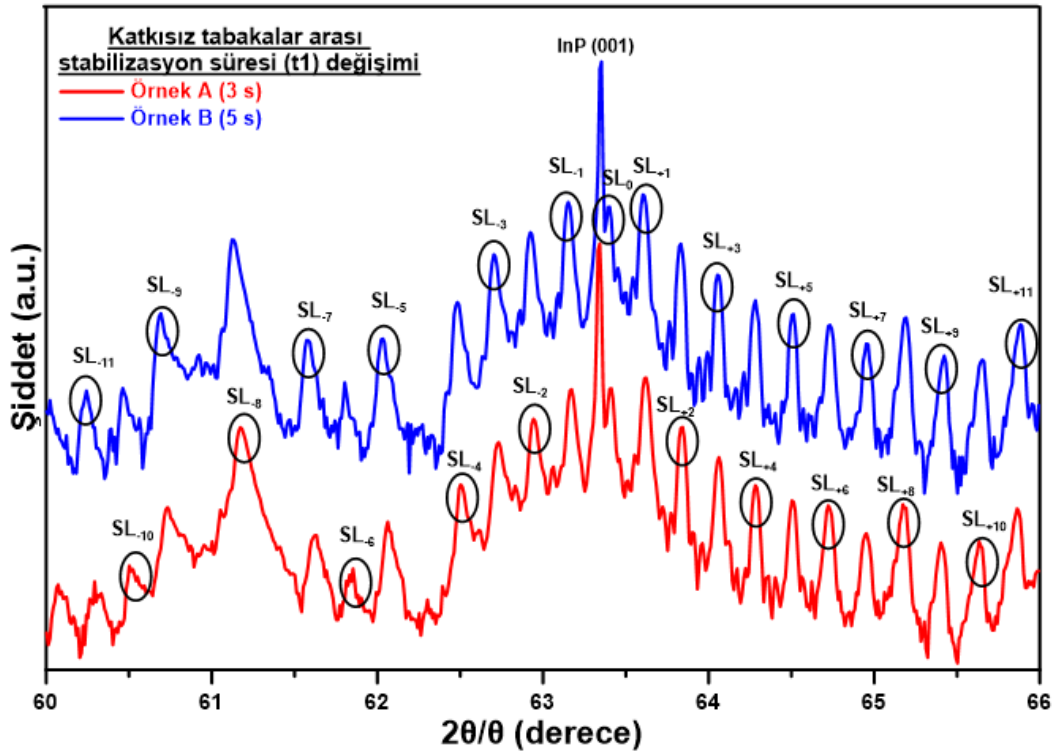
devam etmektedir. Bu süreç aynı şekilde büyütme tamamlanıncaya kadar devam etmektedir.



Şekil 5.5 Büyütme ve tabakalar arası geçiş sırasında kullanılan gazların kaynak akış dizilerinin şematik gösterimi.

5.3 X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçüm Sonuçları

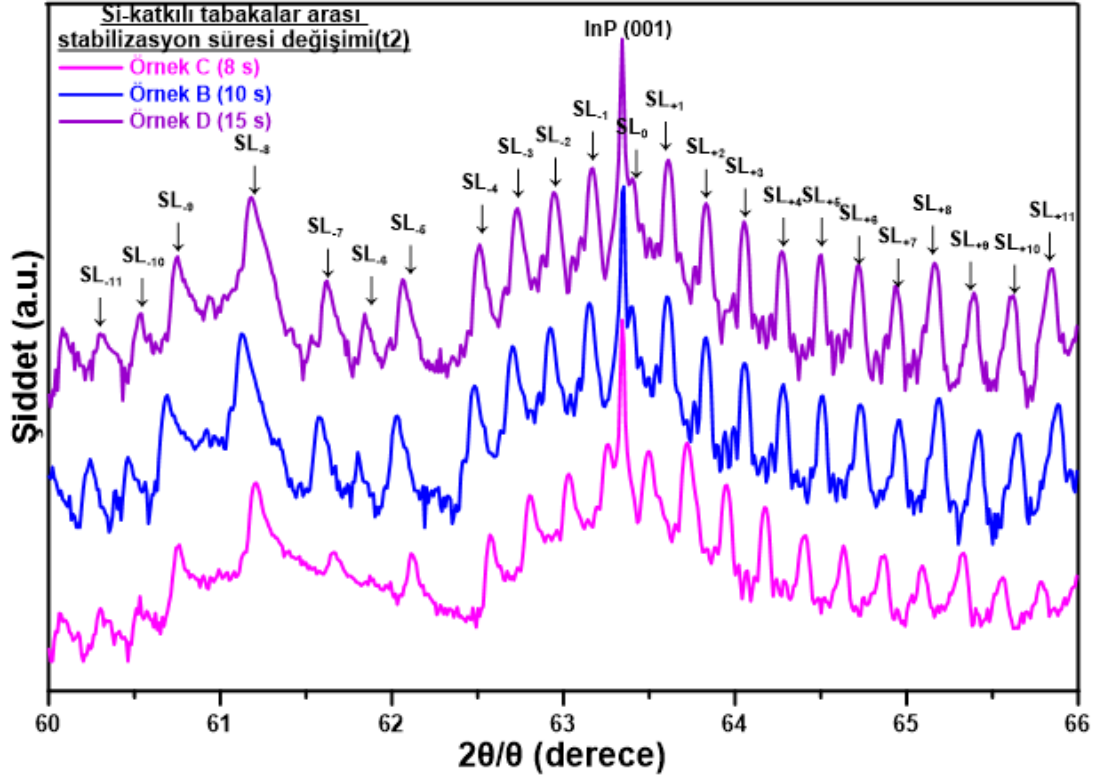
Şekil 5.6 ve Şekil 5.7’de gösterildiği gibi, $2\theta/\theta$ HRXRD taraması $2\theta = 60-66^\circ$ aralığında t_1 ve t_2 zamanının değişiminin yapıların kristal kalitesi ve kalınlık hassasiyeti üzerindeki etkisini araştırmak için yapılmıştır. Şekil 5.6’da gösterildiği gibi, süperörgü (superlattice, SL) piklerinin konumları, her iki numune için de neredeyse birbiriyle uyumludur. Daha küçük açılar ($2\theta < 63.3^\circ$) incelenirse, Örnek A için ölçülen eğrinin SL piklerinin şiddeti Örnek B’ye kıyasla azalmıştır. Daha fazla pik şiddeti ve periyodik SL pikleri daha iyi kristal kalitesini göstermektedir, bu nedenle Örnek B daha iyi kristal kalitesine sahiptir.



Şekil 5.6 Örnek A ve Örnek B için HRXRD θ -2 θ taramaları.

Şekil 5.7'de gösterildiği gibi, Örnek B ve Örnek D'nin SL konumları birbiriyle uyumlu olmasına rağmen, Örnek C uyum içinde değildir. Diğer iki numune ile karşılaştırıldığında, Örnek C'nin SL pikleri daha az şiddete sahiptir. Ayrıca kalınlık saçakları da diğer numuneler gibi net olarak belli değildir. Bu durum, pürüzlü arayüzler ve bileşimsel dalgalanmalar dahil olmak üzere örgü kusuru olduğu anlamına gelmektedir (Perkitel ve Demir, 2023). Örnek C'de Si-katkılı tabakalar arası geçiş süresi olan 8 saniye, InAlAs tabakasından InGaAs tabakasına geçiş yaparken yetersiz gelmiş ve SiH₄ akış değerleri tam olarak stabil olmamıştır. Böylece InGaAs tabakasına hedeflenen orandan daha fazla SiH₄ akışı dahil edilmiş olabilmektedir. SiH₄ dahil edildiğinde kuantum kuyusunda alaşım düzensizliğine neden olarak arayüz kalitesinin azalmasına neden olabilmektedir. Örnek B'de Si-katkılı tabakalar arası geçiş süresi 10 saniyeye arttırıldığında kristal kalitesinde iyileşme gözlemlenmiştir. Adatomların yerlerine hareket etmesi için daha fazla süre sağlanmıştır. QCL yapıları için çok önemli olan iletkenlik bandı içerisinde tasarlanan kuantum seviyelerini korumak için InGaAs ve InAlAs tabakaları arasındaki iç difüzyon azaltılmalıdır. Bu süre artışı ile iç difüzyon azaltılmış ve arayüz kalitesi iyileştirilmiştir. Örnek B ve D'de SL pik şiddetleri ve konumları hemen hemen aynı olmasına rağmen numunelerin kalınlık hassasiyetlerinin karşılaştırılması gerekmektedir. Çok ince kalınlıklarda yüzlerce

tabaka içeren QCL aktif bölgesi için büyütme süresini uzatmak çok pratik değildir. Bu yüzden büyütme süresi açısından Örnek B ile D'yi karşılaştırdığımızda Örnek B daha idealdir.



Şekil 5.7 Örnek C, Örnek B ve Örnek D için HRXRD θ-2θ taramaları.

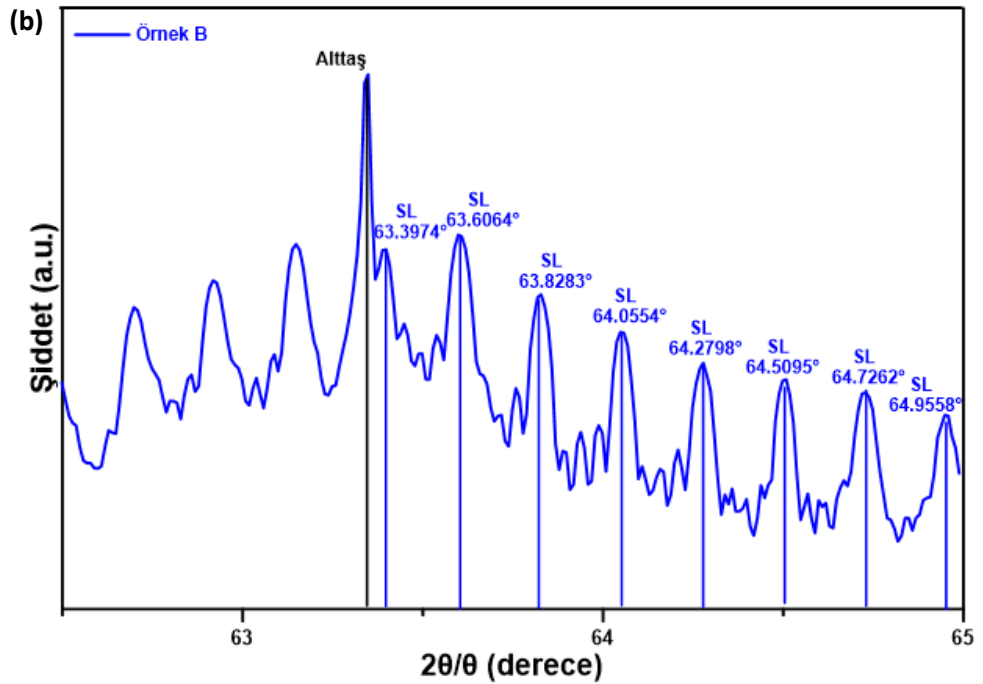
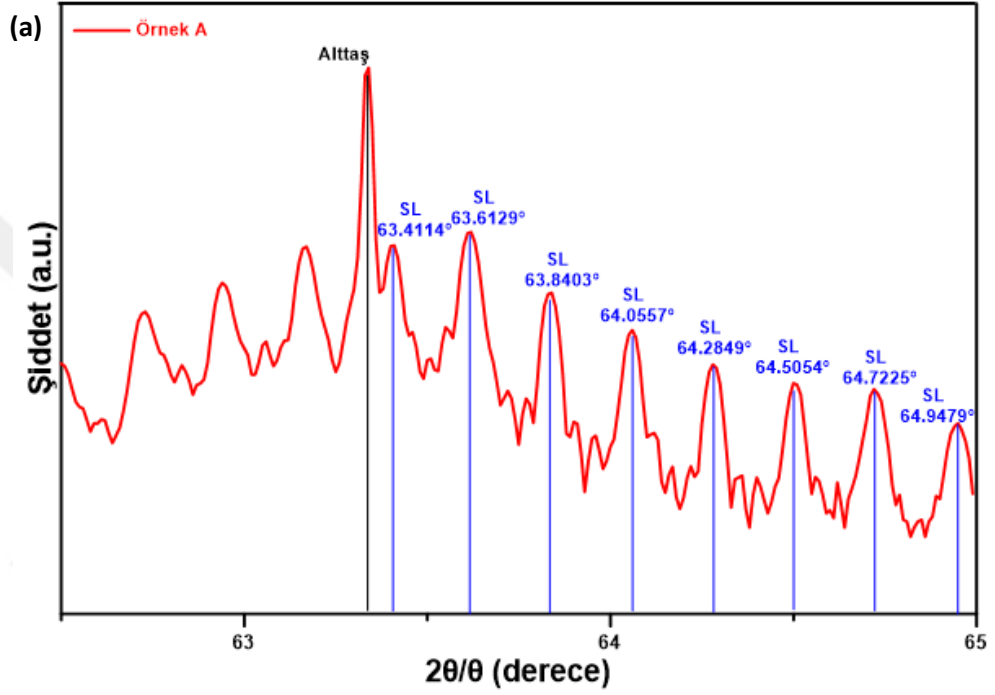
Büyütülen örneklerin kalınlık hassasiyetlerinin daha detaylı incelenebilmesi için Global Fit simülasyon programındaki iki farklı hesaplama yöntemi kullanılmıştır.

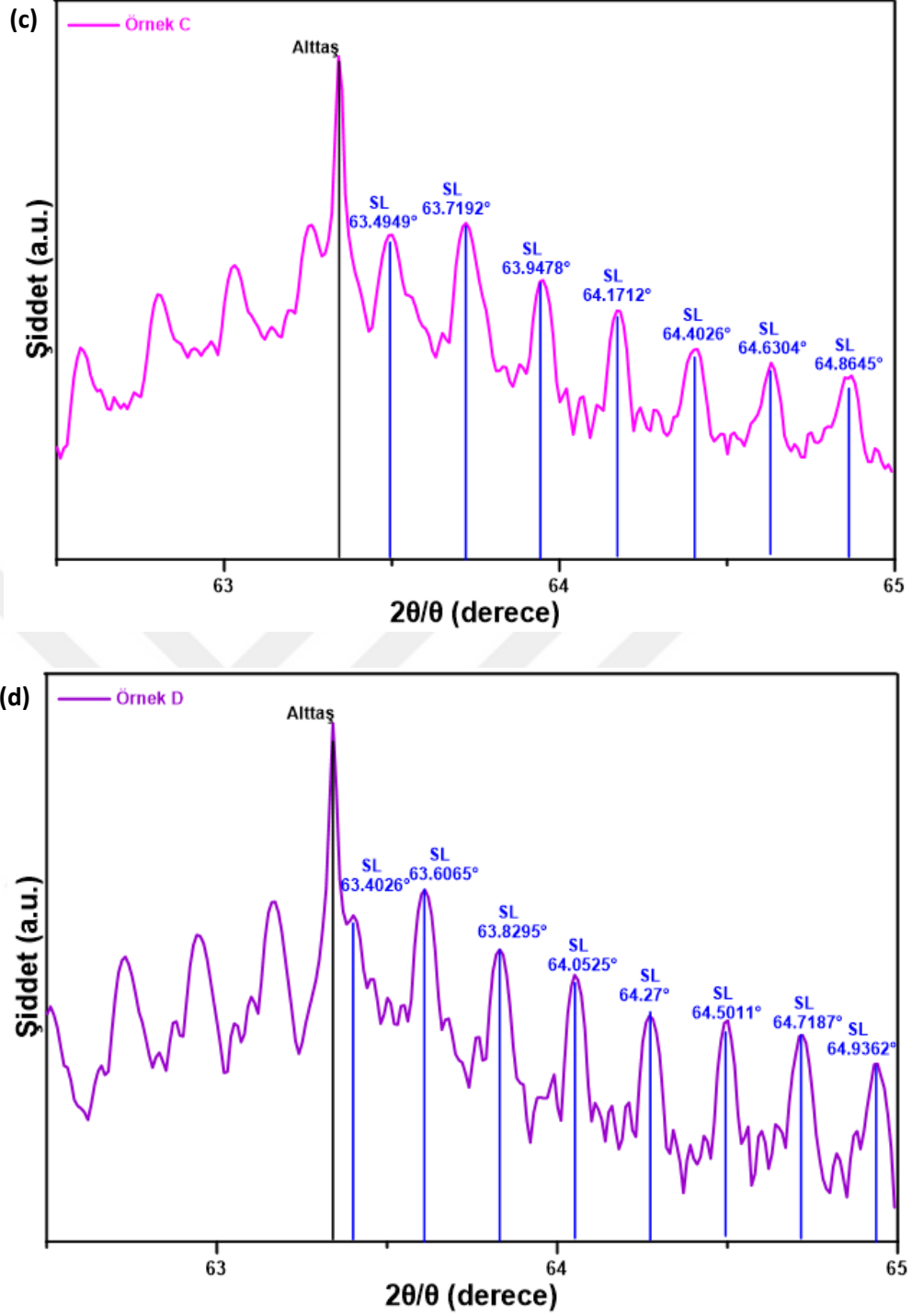
İlk olarak, periyot kalınlığını elde etmek amacıyla uydu pikleri yöntemi için periyodiklik analizi kullanılmıştır. Bu yöntemde, SL periyodikliği uydu piklerinin konumları dikkate alınarak hesaplanmaktadır. Bir SL, ilkel (primitive) örgünün Bragg yansıması çevresinde uydu piklerinin gözlemlendiği farklı kırınım desenini göstermektedir. Aşağıdaki formül SL periyodikliği Λ ile bir uydu pikinin açılal konumu arasındaki ilişkiyi göstermektedir.

$$\Lambda = \frac{(m-n)\lambda}{2 \left(\sin \frac{2\theta_m}{2} - \sin \frac{2\theta_n}{2} \right)} \quad (5.1)$$

burada λ , x-ışınının dalga boyu, m ve n uydu piklerinin sıraları, $2\theta_m$ ve $2\theta_n$ ise karşılık gelen piklerin açılarıdır.

Şekil 5.8 (a), (b), (c) ve (d), Örnek A, B, C ve D'nin SL pik konumlarını ve karşılık gelen açıları göstermektedir. Bu simülasyon sonucunda tüm örneklerin periyot kalınlık değerleri elde edilmiştir. Örnek A, B, C ve D için elde edilen periyot kalınlık değerleri sırasıyla 47.29 nm, 46.13 nm, 45.37 nm ve 46.93 nm olarak belirlenmiştir. QCL yapısı için hedeflenen periyot kalınlığı 46.1 nm'dir. Sonuç olarak, 0.03 nm'lik çok küçük bir kalınlık farkıyla Örnek B için en iyi kalınlık hassasiyeti başarılı bir şekilde sağlanmıştır.





Şekil 5.8 Global Fit simülasyon programı ile (a) Örnek A, (b) Örnek B, (c) Örnek C ve (d) Örnek D için yapılan periyot kalınlık hesabı.

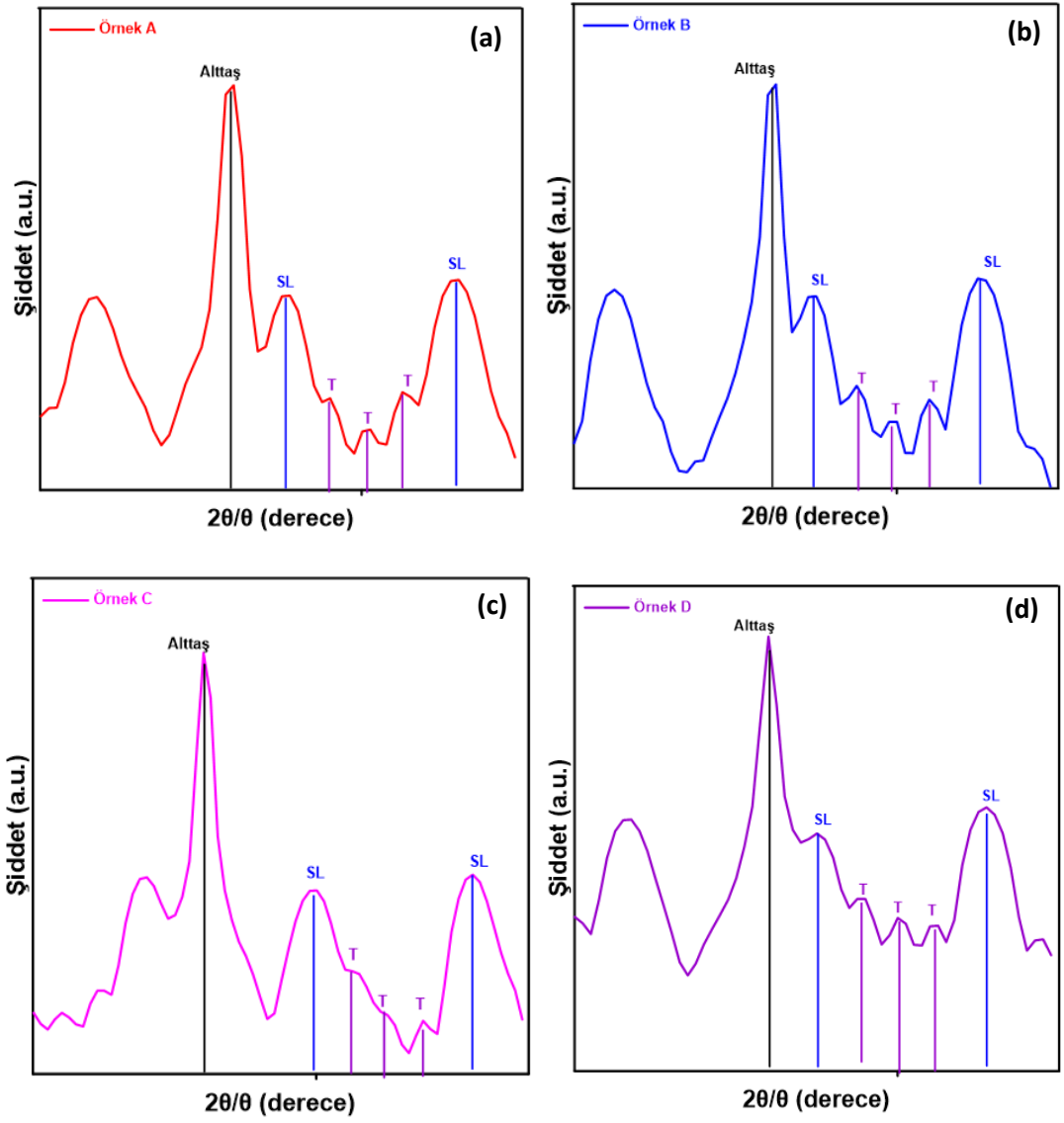
İkinci yöntem olan epitaksiyel ince film kalınlık analizi yöntemi toplam tabaka kalınlığını elde etmek için kullanılmıştır. Epitaksiyel ince filmin kalınlığı, ölçüm profilinde görülebilen x-ışını girişiminden kaynaklanan saçaklara (fringe) dayalı olarak hesaplanabilmektedir. Epitaksiyel tabaka kalınlığı D , aşağıdaki formülde gösterildiği gibi saçak periyodu $\Delta\omega$ kullanılarak ifade edilebilmektedir.

$$D = \frac{\lambda |\gamma_h|}{\Delta\omega \sin 2\theta} \quad (5.2)$$

burada θ Bragg açısıdır ve λ x-ışınının dalga boyudur.

Şekil 5.9, Örnek A, B, C ve D için iki SL pik noktalarını ve bu pik noktaları arasındaki kalınlık piklerinin konumlarını göstermektedir. Şekilde, kalınlık pikleri "T" ile gösterilmiştir. Örnek A, B, C ve D için elde edilen toplam tabaka kalınlık değerleri sırasıyla 231.34 nm, 229.71 nm, 228.66 nm ve 248.37 nm olarak belirlenmiştir. QCL yapısı için toplam kalınlık 230,5 nm'dir. Sonuç olarak, toplam tabaka kalınlığı yöntemiyle 0.79 nm'lik bir kalınlık farkı ile Örnek B hedef kalınlığa en uygun örnektir.





Şekil 5.9 Global Fit simülasyon programı ile (a) Örnek A, (b) Örnek B, (c) Örnek C ve (d) Örnek D için toplam katman kalınlığı hesabı.

5.4 Nextnano Simülasyon Programı ile Malzemelerin Optik Bantlar Arası Geçişlerinin Teorik Olarak Hesaplanması

Yarıiletken kuantum yapılarının hızla ilerleyen teknolojisi, bu tür yapıların elektronik ve optik özelliklerini sistematik olarak geliştirmek, tasarlamak ve anlamak için güvenilir tahmine dayalı teorik yöntemler gerektirmektedir. Günümüzde bilgisayar modellemeleri hem eğitim amaçlı hem de deneyçileri ölçülen verileri analiz ederken veya yeni deneyler tasarlarken desteklemek için uygun bir araç haline gelmiştir.

Nextnano, yarıiletken nanoyapıların çok çeşitli elektronik ve optik özelliklerini tahmin etmek ve anlamak için geliştirilmiş bir yarıiletken nano cihaz simülasyon aracıdır. Nanometre ölçekli yarıiletken kuantum yapılarının ve cihazlarının simülasyonu için kullanılmaktadır ve çok çeşitli fiziksel özellikler hakkında bilgi sağlamaktadır (<https://www.nextnano.de/index.php>). Nextnano, elektronik bant yapıları, optik matris elemanları, manyetik alan etkileri veya tünelleme etkileri gibi kuantum mekanik etkilerinin hayati bir rol oynadığı nanoyapılara odaklanmaktadır. Nitrit yarıiletkenler, bunların ikili, üçlü ve dörtlü alaşımları ve hem çinko sülfür hem de hekzagonal kristal yapıları dahil olmak üzere Si/Ge, II–VI ve III–V malzemeleri için kapsamlı bir malzeme veri tabanı kullanarak çok çeşitli kuantum yapıları modellenenmektedir (Birner vd., 2007).

Bu tez çalışması kapsamında PL ölçümleri ile teoriyi karşılaştırmak amacıyla $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ kuantum heteroyapılarına ait optik bantlar arası geçişler hesaplanmıştır. Optik geçiş enerjileri, E_e , E_{hh} , E_{lh} enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları, nextnano yazılımı kullanılarak tek bantlı Schrödinger denkleminin çözümü ile belirlenmiştir.

Bir $V(x)$ potansiyeli içinde bir boyuttaki bir parçacığın hareketi 1-boyutlu Schrödinger denklemi ile incelenmektedir.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} + V(x)\psi(x, t) \quad (5.3)$$

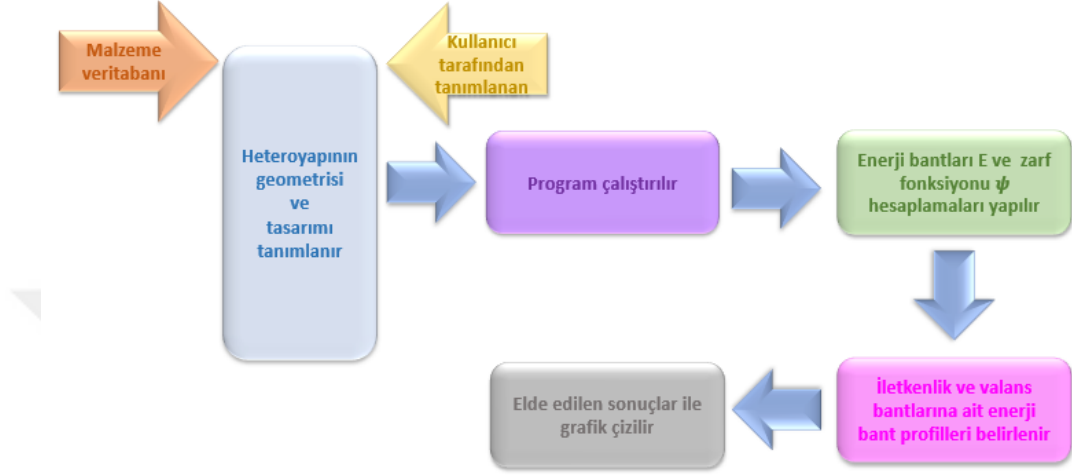
Schrödinger denklemini çözebilmek için periyodik, Dirichlet veya Neumann olmak üzere üç farklı sınır koşulu kullanılmaktadır.

Periyodik sınır koşulu: $\psi(x = 0) = \psi(x = L)$

Dirichlet sınır koşulu: $\psi(x = 0) = \psi(x = L) = 0$

Neumann sınır koşulu: $d\psi/dx = 0$ sol ($x = 0$) ve sağ ($x = L$) sınırı

Simülasyon programında bir input dosyası oluşturulmaktadır ve seçilen sınır koşullarına göre Schrödinger denklemi çözülmektedir ve normalize edilmektedir. Böylece enerji seviyesinin bir elektron tarafından işgal edildiği gösterilmektedir. Simülasyon programının kullandığı akış özet olarak Şekil 5.10’da gösterilmiştir.



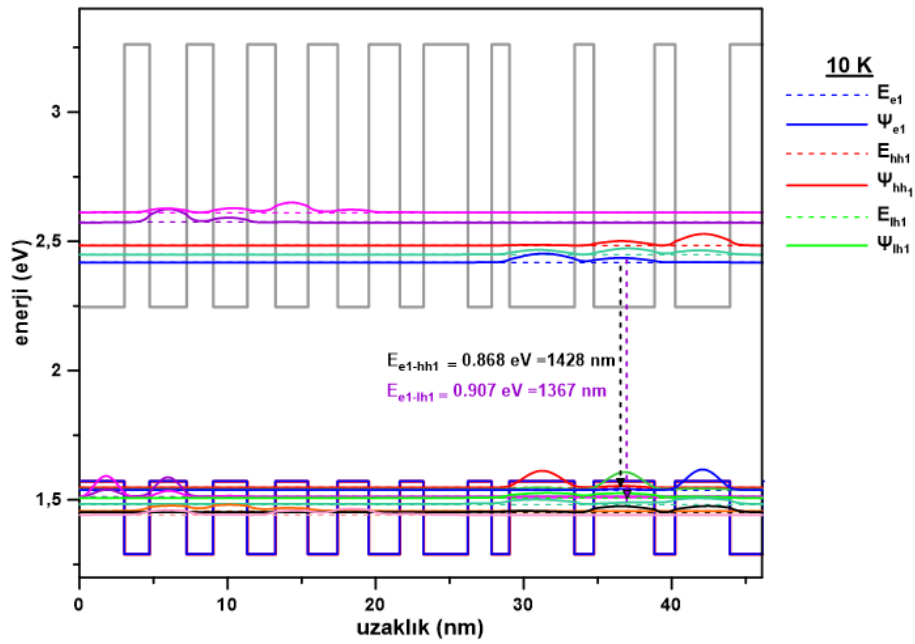
Şekil 5.10 Nextnano simülasyon programının kullandığı akışın şematik gösterimi.

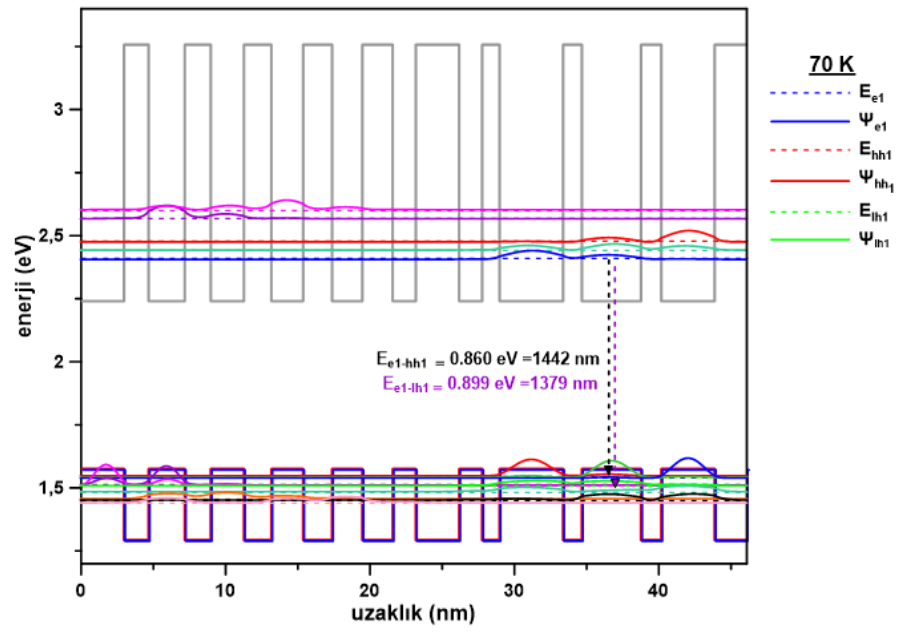
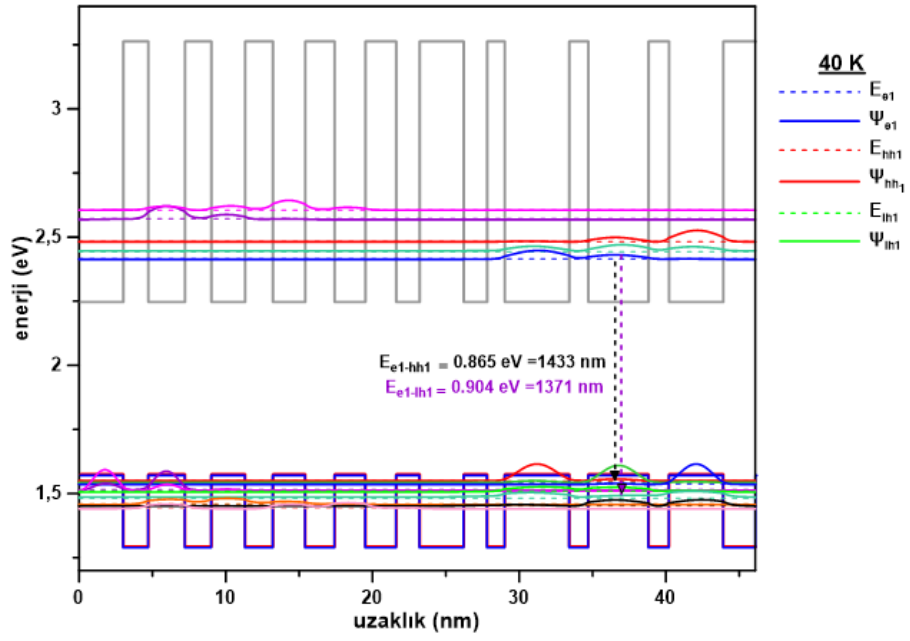
Nextnano simülasyon programında $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ kuantum heteroyapıları için kullanılan basit bir input dosyası Çizelge 5.2’de verilmiştir.

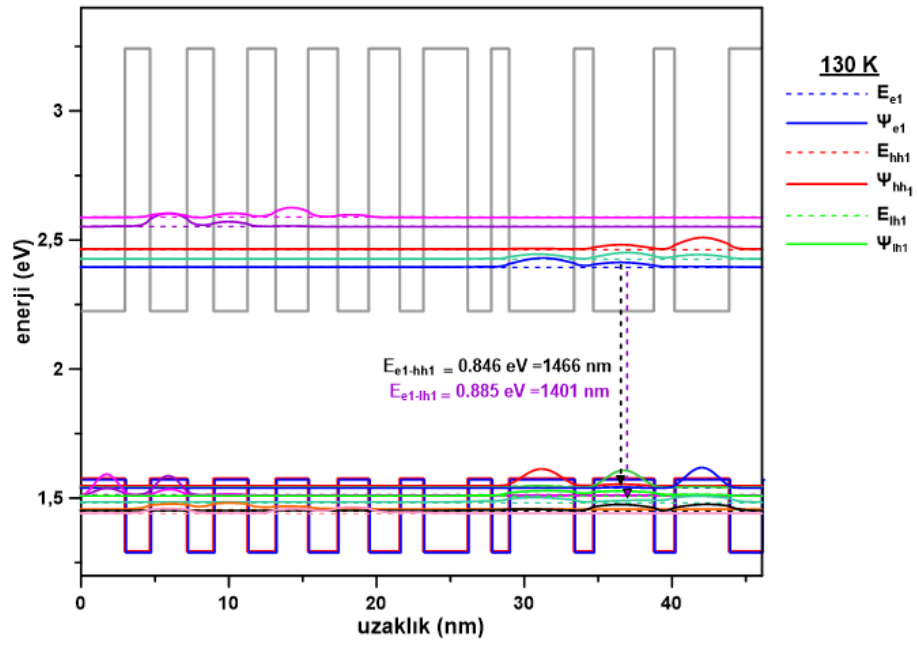
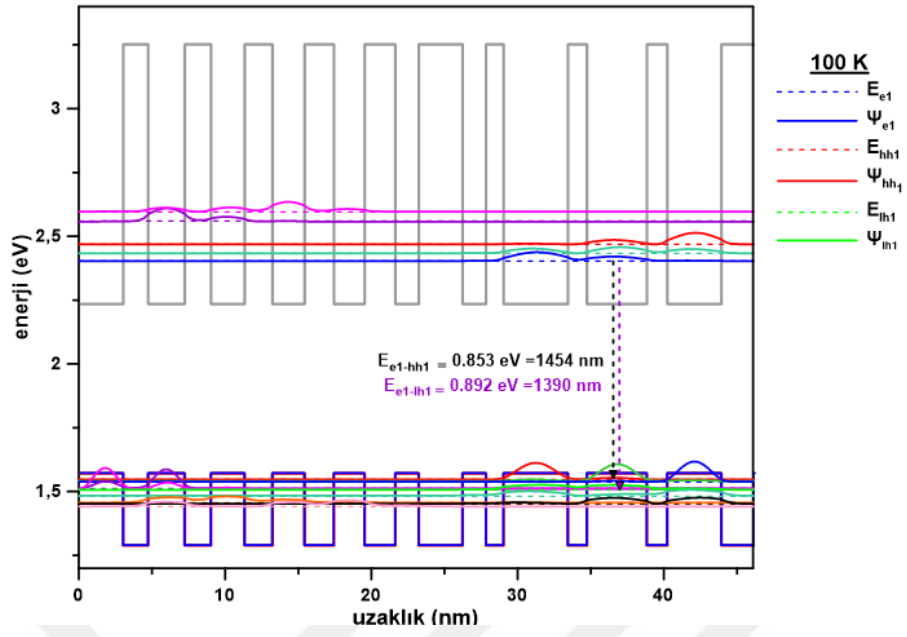
Çizelge 5.2 Nextnano simülasyon programında kullanılan input dosyası

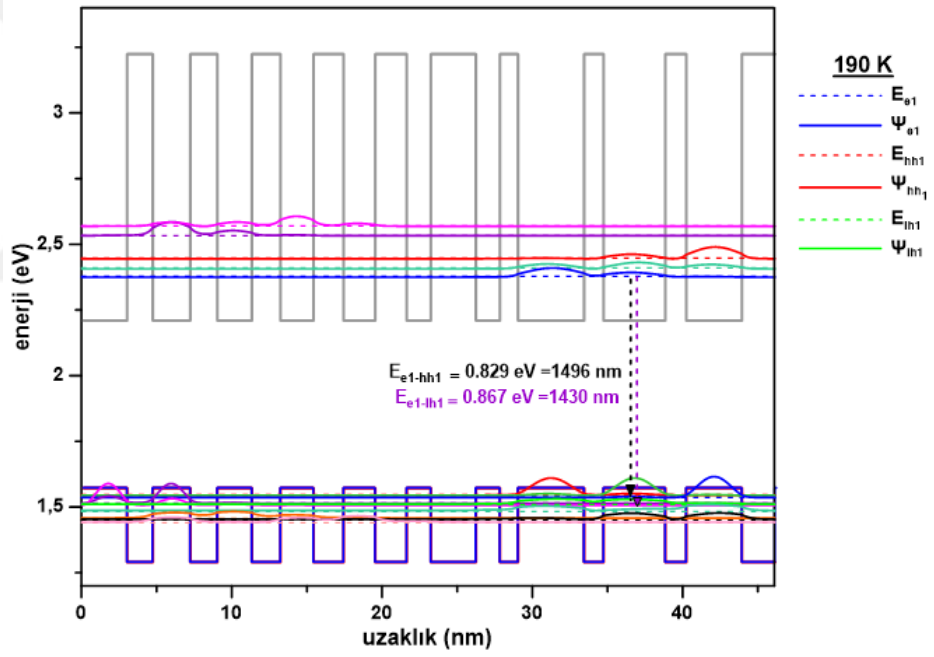
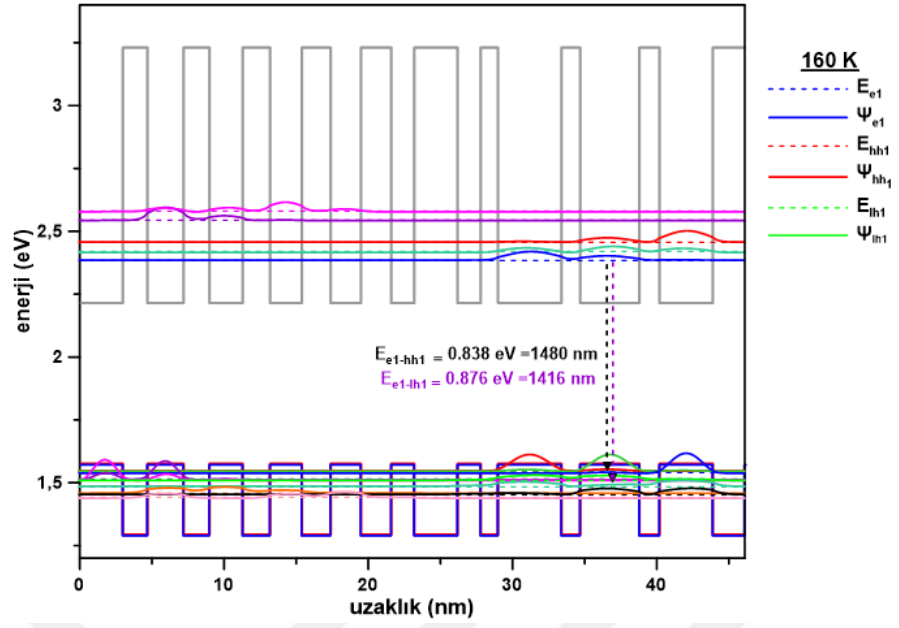
Malzeme (Kuyu)	$\text{In}(x)\text{Ga}(1-x)\text{As}$
Malzeme (Bariyer)	$\text{Al}(x)\text{In}(1-x)\text{As}$
Kuyu için alaşım oranı	$x=0.67$
Bariyer için alaşım oranı	$x=0.64$
Kuyular için kalınlık değerleri	Kuyu 1=3 nm, Kuyu 2=2.5 nm..
Bariyerler için kalınlık değerleri	Bariyer 1=1.7 nm, Bariyer 2=1.8 nm..
Sıcaklık	300 K
Simülasyon boyutu	1
Alttaş	InP
Büyütme Koordinati	001
Output	İletkenlik ve valans bant kenarları Dalga fonksiyonları

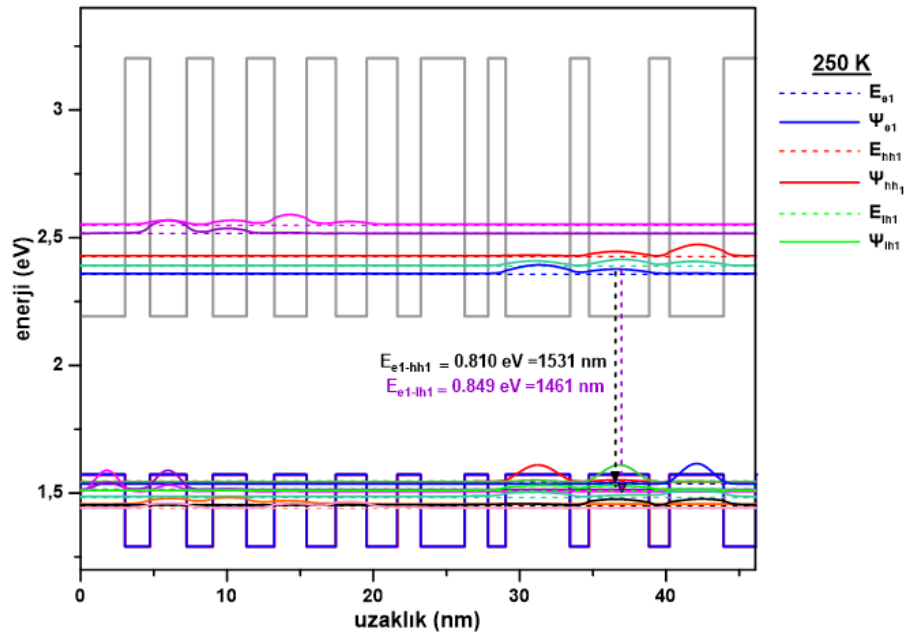
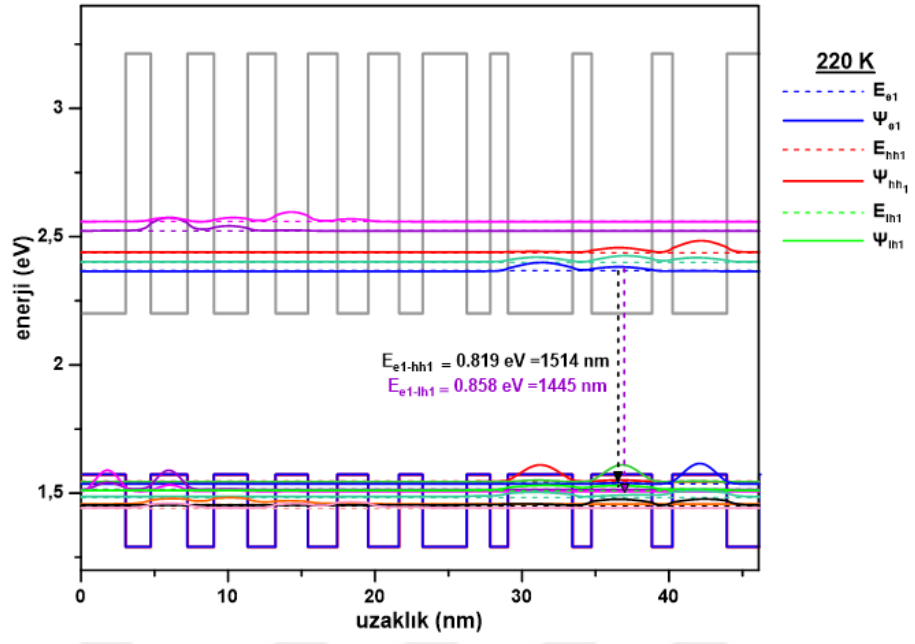
Nextnano simülasyon programı ile 10 K- 300 K sıcaklık aralığında hesaplanan $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ kuantum heteroyapılarına ait optik bantlar arası geçişler, E_e , E_{hh} , E_{lh} enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları Şekil 5.11’de verilmiştir. 10 K sıcaklık değerinde E_{e1-hh1} (elektron-ağır boşluk) geçişi 0.868 eV=1428 nm ve E_{e1-lh1} (elektron-hafif boşluk) geçişi 0.907 eV=1367 nm olarak hesaplanmıştır. 30 K sıcaklık aralıklarıyla 300 K’ye kadar 11 sıcaklık değeri için bu geçiş değerleri elde edilmiştir. Sıcaklık artışı ile birlikte optik geçişler daha yüksek dalga boyuna kaymıştır. 300 K sıcaklık değerinde ise E_{e1-hh1} (elektron-ağır boşluk) geçişi 0.794 eV=1562 nm ve E_{e1-lh1} (elektron-hafif boşluk) geçişi 0.833 eV=1489 nm olarak hesaplanmıştır.

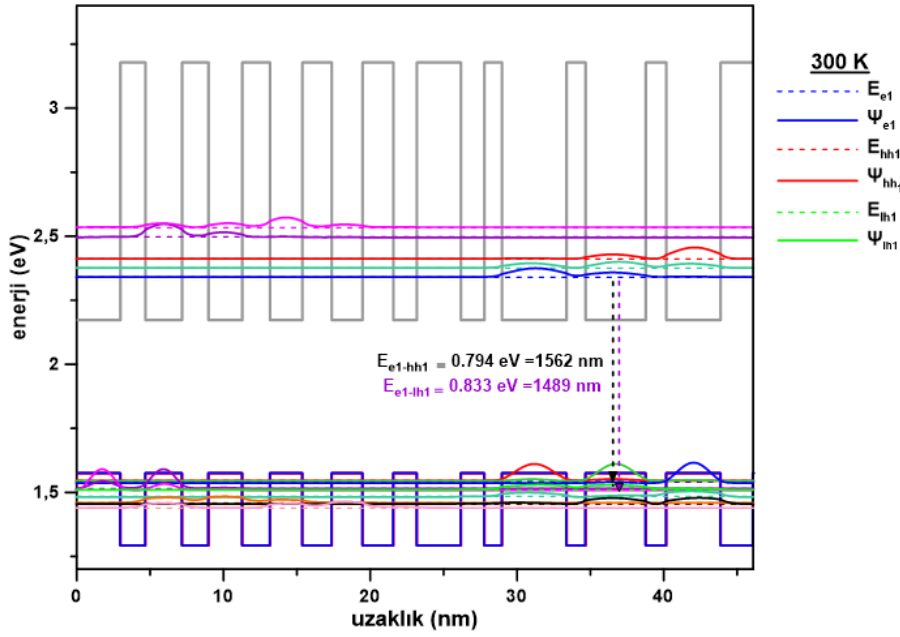
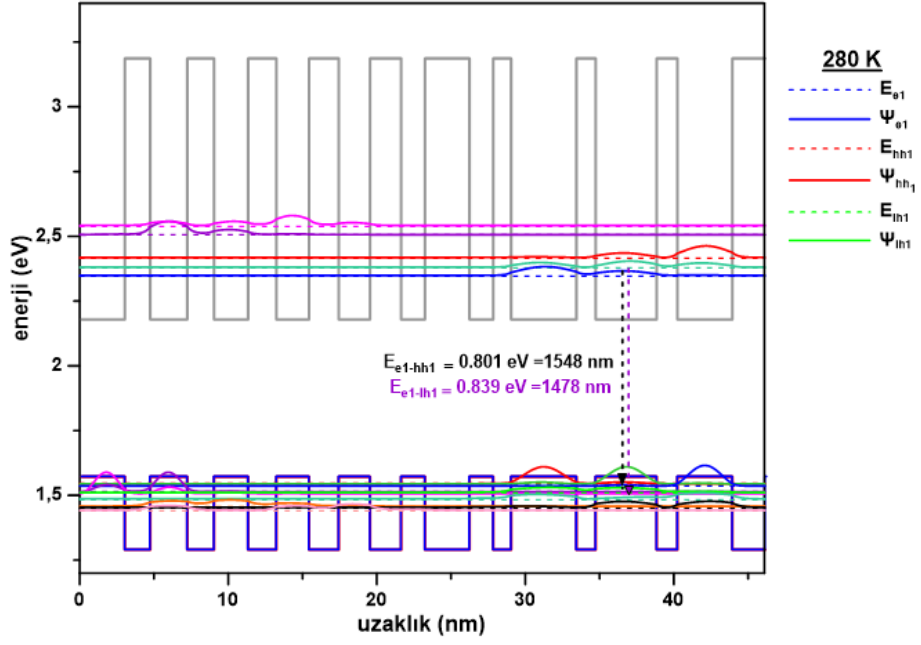












Şekil 5.11 Nextnano simülasyon programı ile $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ kuantum heteroyapılarına ait optik bantlar arası geçişlerin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında hesaplanması.

5.5 Fotolüminesans Ölçüm Sonuçları

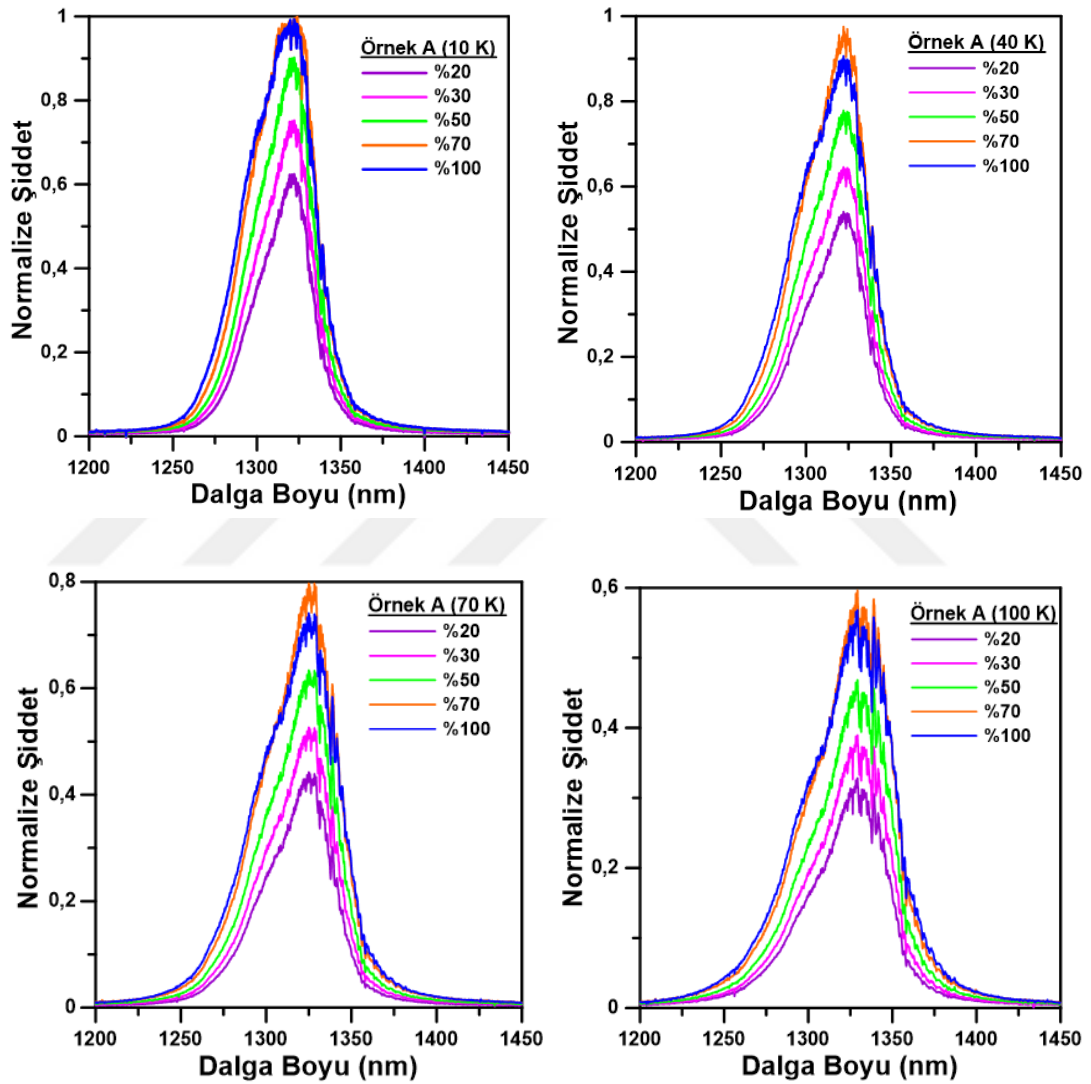
$\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ kuantum heteroyapı sistemlerinde ayırık enerji seviyesi, yalnızca kuyu kalınlığı değiştirilerek geniş bir aralıkta esnek bir şekilde uyarlanabilmektedir. Bu yüzden kuyuların kalınlığının hassas bir şekilde kontrol edilmesi kuantum heteroyapılar için oldukça önem taşımaktadır. Bir çalışmada, 7 ve 15 nm kuyu kalınlıklarına sahip örgü uyumlu $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ kuantum kuyusu yapıları için

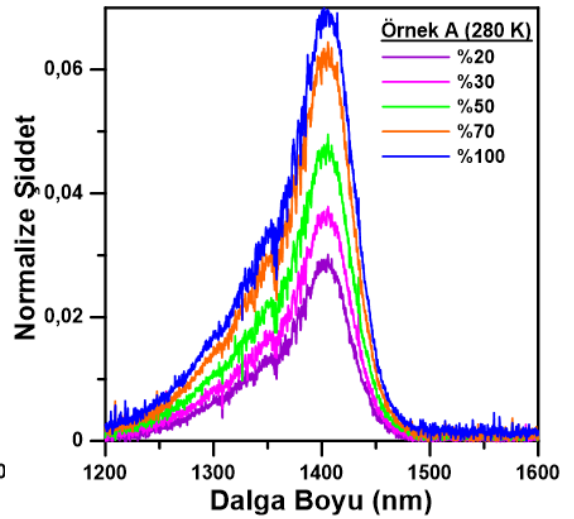
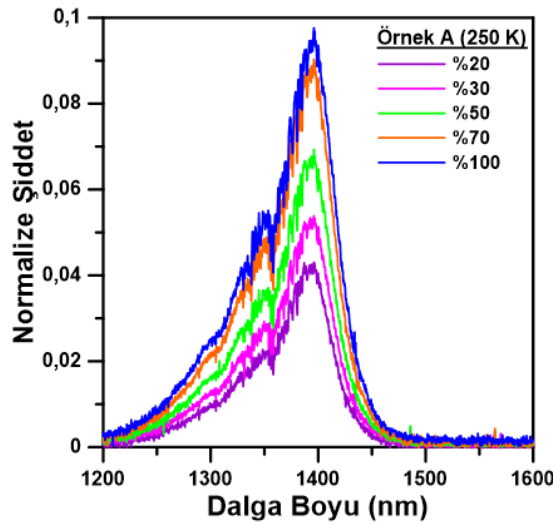
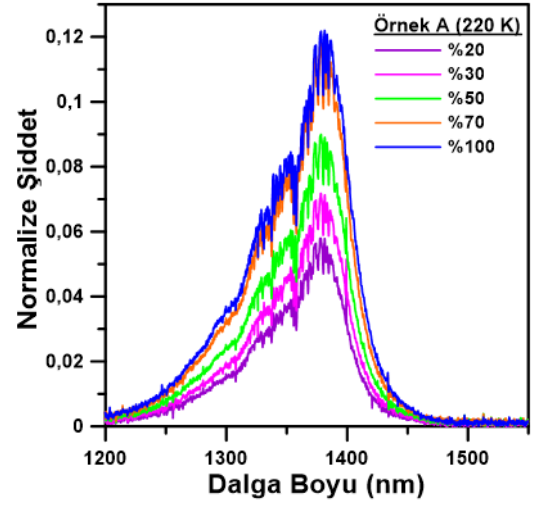
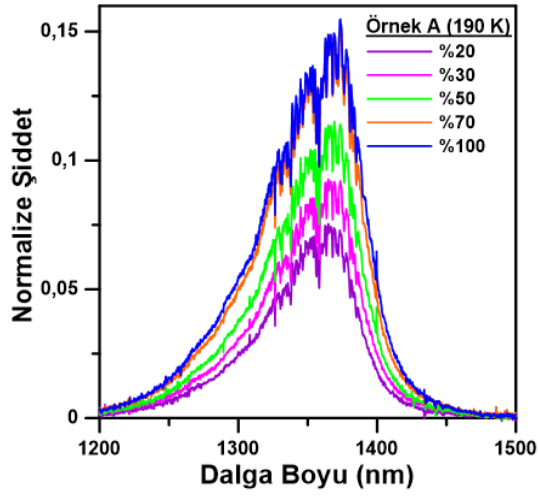
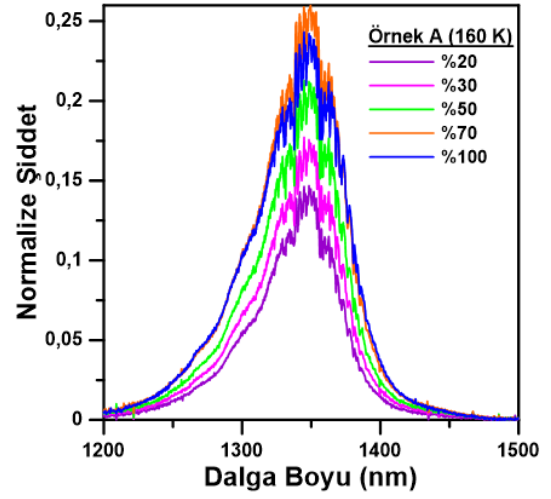
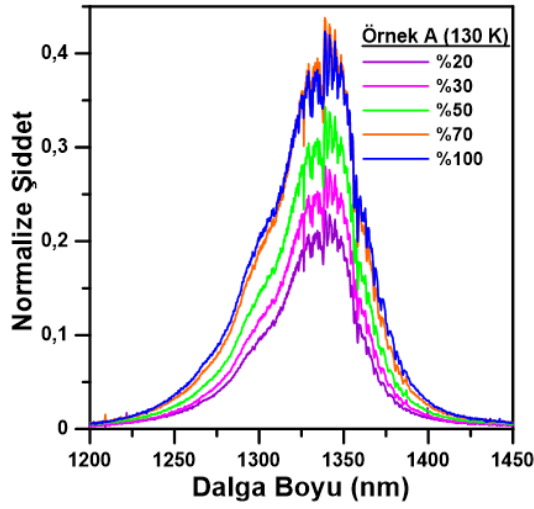
fotolüminesans ölçümleri yapılmıştır (Ying Wang vd., 2017). Bu çalışmada iki kuantum kuyusu, InGaAs, InAlAs tek tabakaları ve InP alttaş için fotolüminesans sonuçları karşılaştırılmıştır. InGaAs ve InAlAs tek tabakaları için PL pik noktası 0.772 eV ve 1.562 eV olarak gözlemlenmiştir. Kuantum kuyularında kalınlık 15 nm'den 7 nm'ye düştükçe PL ışımalarının 0,829 eV'den daha yüksek bir enerji olan 0,889 eV'ye kaydığı gözlemlenmiştir. Her iki kuantum kuyusu örneği için InAlAs bariyer malzemesinden PL ışması gözlemlenmemiştir. Bu durum, InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapı sisteminin büyük iletkenlik bandı ofseti nedeniyle InAlAs bariyer katmanından kuantum kuyusuna hızlı taşıyıcı gevşemesini göstermektedir. Başka bir çalışmada ise örgü uyumlu InGaAs/InAlAs kuantum kuyusu sistemi için kuyu genişliği 5 nm'den 50 nm'ye artırıldığında kuantum yapıların ışınım dalga boyunun 1387 nm'den 1537 nm'ye kaydığı ve InGaAs katmanının kalınlığı değiştirilerek yapının ışınım dalga boyunun esnek bir şekilde uyarlanabildiği gösterilmiştir (Y Wang vd., 2017).

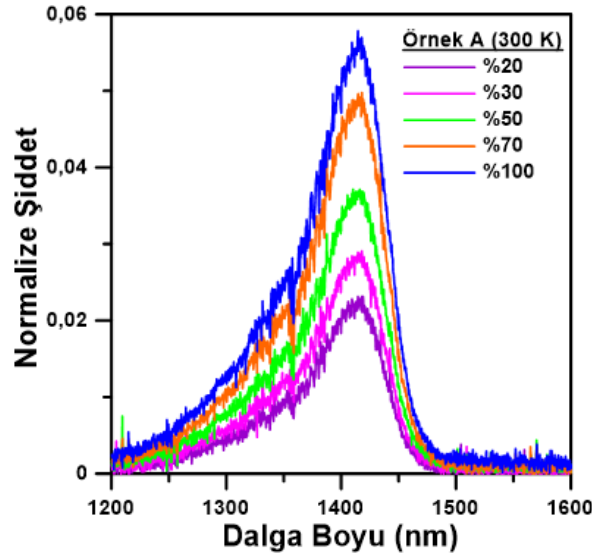
Bu bölümde, farklı stabilizasyon süreleri kullanılarak büyütülen 5 tekrarlı örgü uyumsuz $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarından oluşan Örnek A, Örnek B, Örnek C ve Örnek D'ye ait PL ölçüm sonuçları incelenecektir. Optik pencereye sahip kriyostat içerisine örnekler yerleştirilmiştir ve dalga boyu 785 nm olan kırmızı lazer ışık kaynağı kullanılarak ölçümler yapılmıştır. 10 K ile 300 K arasında değişen 11 farklı sıcaklık değerlerinde ve %20 ile %100 arasında değişen 5 farklı lazer gücü değerlerinde detaylı bir fotolüminesans çalışması yapılmıştır. Örnek A, Örnek B, Örnek C ve Örnek D, tabakalar arası geçiş süreleri hariç tüm büyütme parametreleri aynı olmasına rağmen farklı ışınım dalga boyları göstermiştir. Buradan tabakalar arası geçiş sürelerinin yapının kalınlığını ve InGaAs/InAlAs arayüzlerini etkilediği açıktır. Her örnekteki daha güçlü ve yüksek şiddetli PL pik noktaları, InGaAs kuyusundaki birinci elektron seviyesi ile birinci ağır boşluk seviyesi arasındaki $e_1\text{-hh}_1$ eksitonik geçişe bağlanmaktadır. Şiddeti yüksek olan pikin yan tarafında yer alan omuz benzeri pik ise InGaAs kuyusundaki birinci elektron seviyesi ile birinci hafif boşluk seviyesi arasındaki $e_1\text{-lh}_1$ eksitonik geçişe bağlanmaktadır.

Şekil 5.12, Örnek A için fotolüminesans ölçümünün sabit sıcaklıklardaki uyarım gücüne bağlılığını göstermektedir. Şekil 5.13 ise Örnek A için fotolüminesans ölçümünün sabit uyarım gücündeki sıcaklık değişimini göstermektedir.

Fotoluminesans ölçümlerinde gözlemlenen trend tüm numuneler için benzer olduğundan sadece Örnek A için tüm ölçüm sonuçları verilecektir. İlk olarak lazerin uyarma gücüne bağlı olarak PL ölçümlerinin pik noktalarının değişmediği ve uyarma gücü arttıkça PL ışınım şiddetinin arttığı gözlemlenmiştir. Fakat sıcaklık düştükçe %70 uyarma gücü ile %100 uyarma gücü karşılaştırıldığında, %70 uyarma gücü daha yüksek PL şiddeti elde edilmesini sağlamaktadır. %100 uyarma gücünde PL şiddetinin doygunluğa ulaştığı gözlemlenmiştir.







Şekil 5.12 Örnek A'ya ait 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçlerinin PL ölçümü.

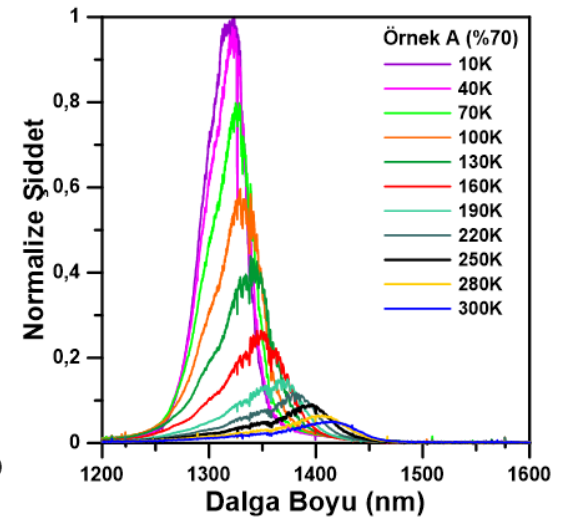
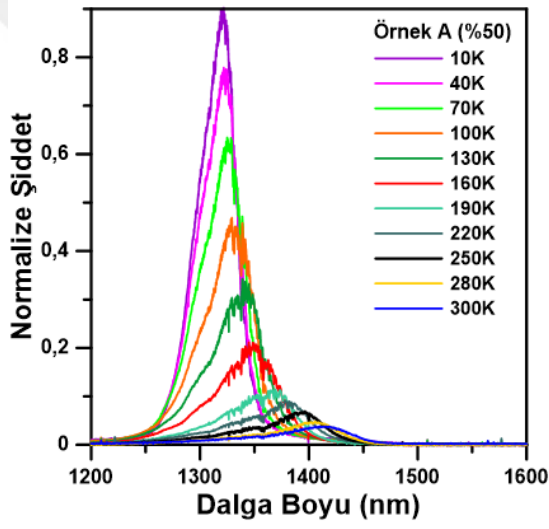
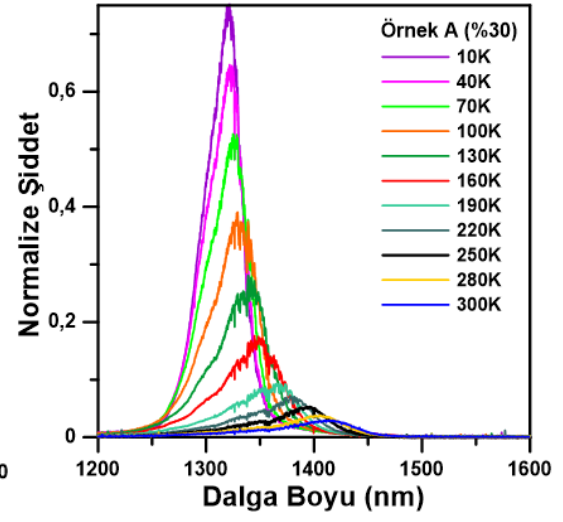
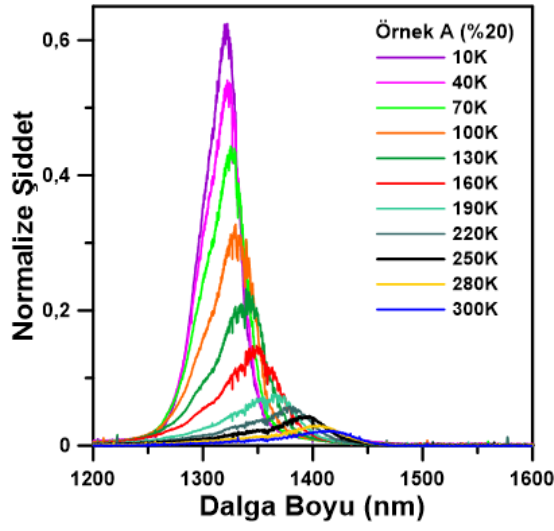
Şekil 5.13'te gösterildiği gibi sıcaklık değeri 10 K'den 300 K'ye arttığında fotoluminesans ölçümündeki piklerin tepe noktaları dalga boyu ekseninde sağ tarafa doğru kaymaktadır. Sıcaklık artışı ile beraber dalga boyunun 1317 nm'den daha yüksek bir dalga boyu olan 1411 nm'ye kaydığı gözlemlenmiştir. Yani dalga boyu değerlerinin arttığı ve geçiş enerjilerinin azaldığı görülmektedir. Yarıiletkenlerde enerji aralığının (E_g) sıcaklık (T) ile değişimi için bir ilişki verilmiştir (Varshni, 1967).

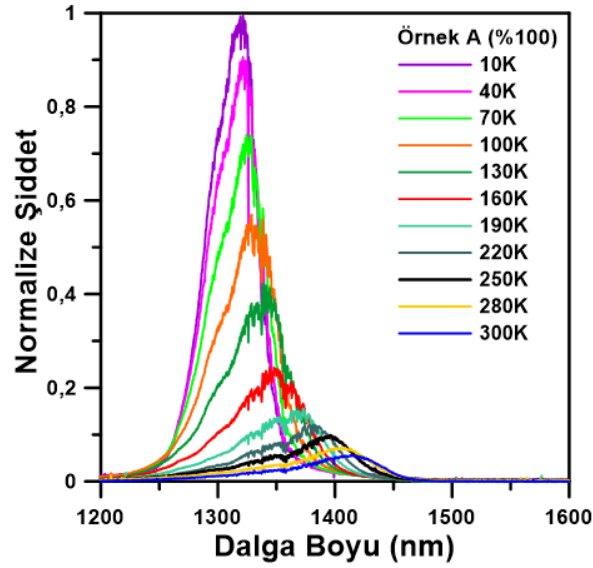
$$E_g(T) = E_0 - (\alpha T^2 / (T + \beta)) \quad (5.4)$$

burada α ve β sabittir.

Yani, elektronların valans bandındaki bir enerji seviyesinden iletkenlik bandındaki bir enerji seviyesine geçmesi için gerekli olan enerji azalmaktadır. Bunun sonucunda rekombinasyon işlemi için valans bandına geçerken daha küçük enerjili foton açığa çıkmaktadır ve geçiş enerji değerlerindeki azalma tahmin edilen bir sonuçtur.

Şekil 5.13'ten elde edilen diğer bir sonuç ise sıcaklık değerinin 10 K'den 300 K'ye arttığında PL şiddetindeki azalmadır. Bunun nedeni sıcaklığın artması ile birlikte örgü titreşimleri ve fonon saçılmalarının etkileridir. Bu etkiler PL şiddetinin azalmasına ve FWHM değerlerinin artışına yol açmaktadır. Ek olarak sıcaklık artışı ile ölçümdeki gürültünün arttığı da gözlemlenmiştir.





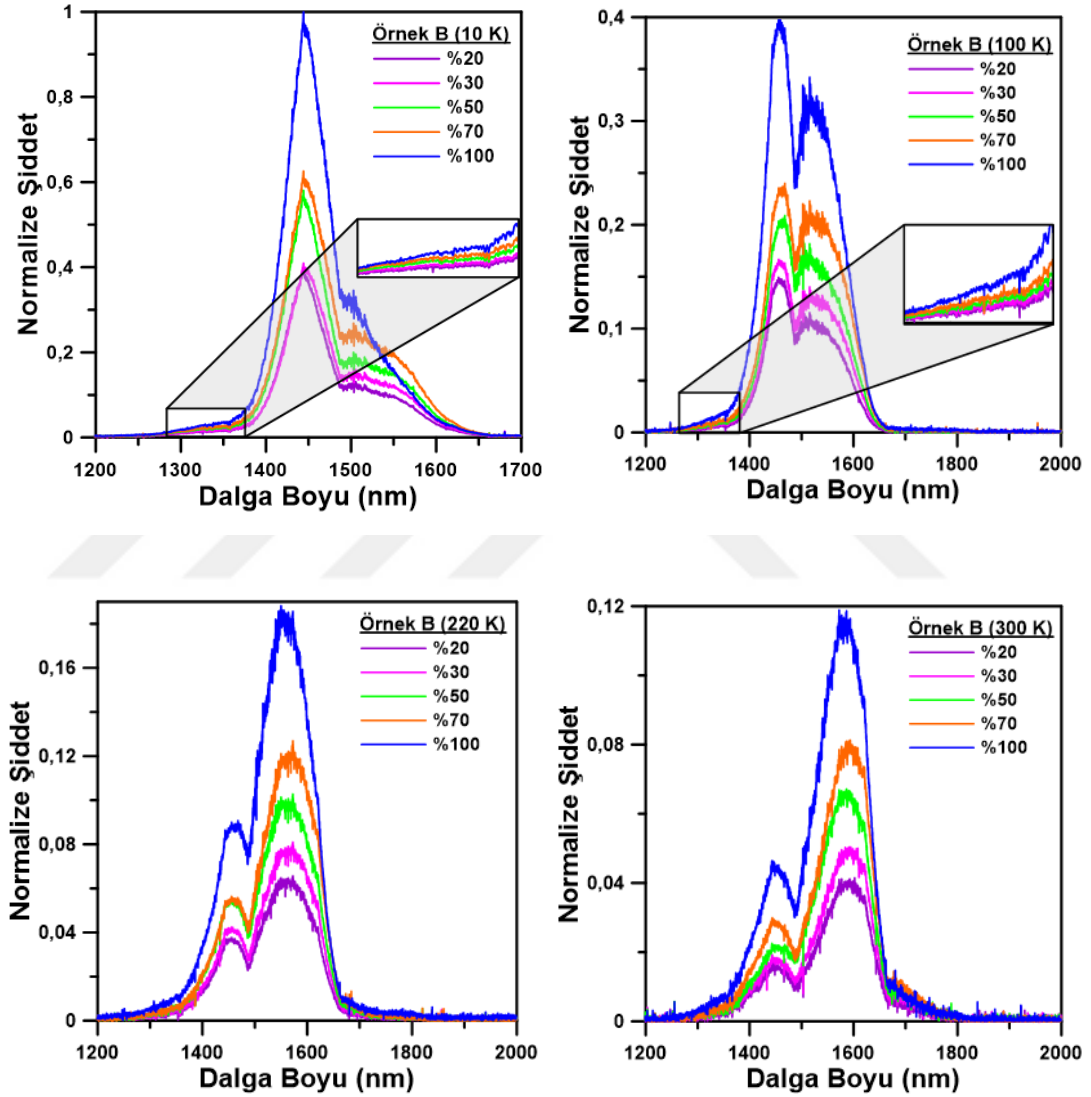
Şekil 5.13 Örnek A'nın %20- %100 lazer uyarım gücü aralığında farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.

Örnek B, Örnek C ve Örnek D'ye ait PL ölçüm sonuçları 10 K, 100 K, 220 K ve 300 K sıcaklık değerlerinde %20-%100 arasında değişen uyarım güçleri için ve %50 lazer uyarım gücünde 10 K- 300 K arasında değişen sıcaklık değerleri için incelenmiştir. Örnek B için, Şekil 5.14 incelendiğinde lazerin uyarım gücüne bağlı olarak PL ölçümlerinin pik noktalarının değişmediği ve uyarım gücü arttıkça PL ışınım şiddetinin arttığı gözlemlenmiştir. Şekil 5.15'te görüldüğü gibi sıcaklık değerinin 10 K'den 300 K'ye artması ile birlikte dalga boyu 1444 nm'den daha yüksek bir dalga boyu olan 1574 nm'ye kaymıştır.

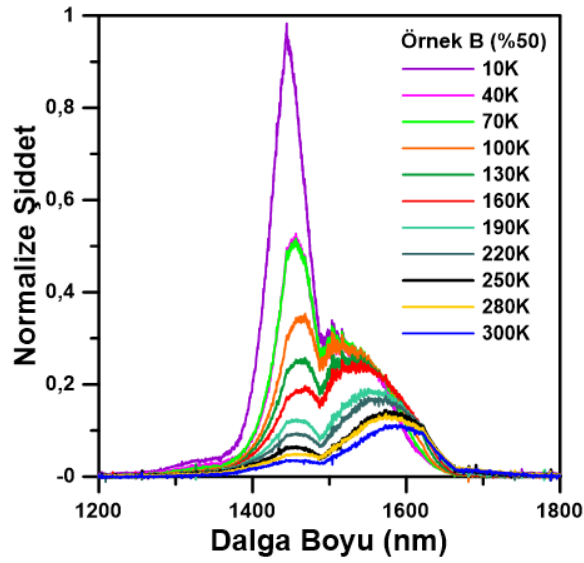
Örnek B'nin PL piklerinin davranışı diğer örneklerden daha farklı bir davranış göstermektedir. 220 K ve 300 K sıcaklıklardaki PL ölçümlerinde şiddeti daha az olan e_1-lh_1 eksitonik geçişine atfedilen pik daha belirgin iken, 10 K ve 100 K sıcaklıklarda şeklin içindeki büyütülmüş bölgede gösterilen e_1-lh_1 geçişine ait olan pikin şiddetinde ciddi oranda bir azalma gözlemlenmiştir. Bu durum, diğer numunelerdeki bariyer kalınlıklarının Örnek B'ye kıyasla daha az olduğunu gösterebilmektedir. Bariyer kalınlıkları azaldıkça, elektron-ağır boşluk ve elektron-hafif boşluk geçişlerine karşılık gelen PL pik noktaları arasındaki mesafe azalmaktadır. Bu etki bariyer kalınlığının süperörgü yapılarında parçacıkların uzaysal hapsi üzerindeki etkisi ile açıklanabilmektedir. Bariyer kalınlığı azaldıkça, dalga fonksiyonları arasındaki büyük uzaysal örtüşme daha güçlü eşleşmeye yol açmaktadır ve daha büyük alt bant dağılımı

ile sonuçlanmaktadır. Bu durum da, elektron-ağır boşluk ve elektron-hafif boşluk geçişleri arasındaki enerji ayrımında bir azalmaya yol açmaktadır.

Bu sonuçlara ek olarak, Örnek B hem iyi bir kristal kaliteye hem de iyi bir optik kaliteye sahiptir. Birinci elektron seviyesi ile birinci ağır boşluk seviyesi arasındaki e_1-hh_1 geçişinden elde edilen pik dar ve keskindir. Ayrıca diğer numunelerle karşılaştırıldığında daha pürüzsüz PL pikleri elde edilmiştir.

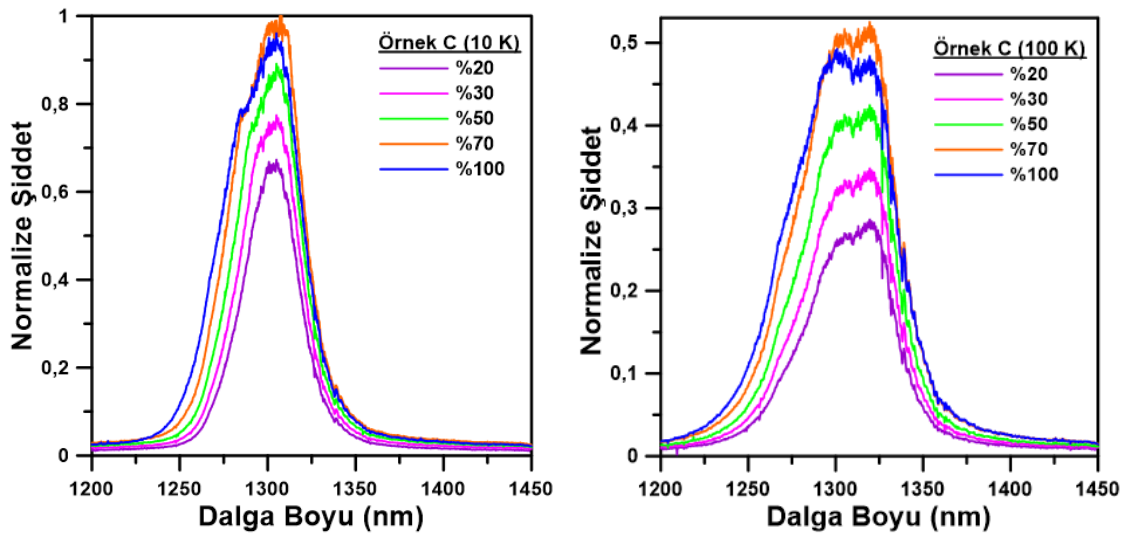


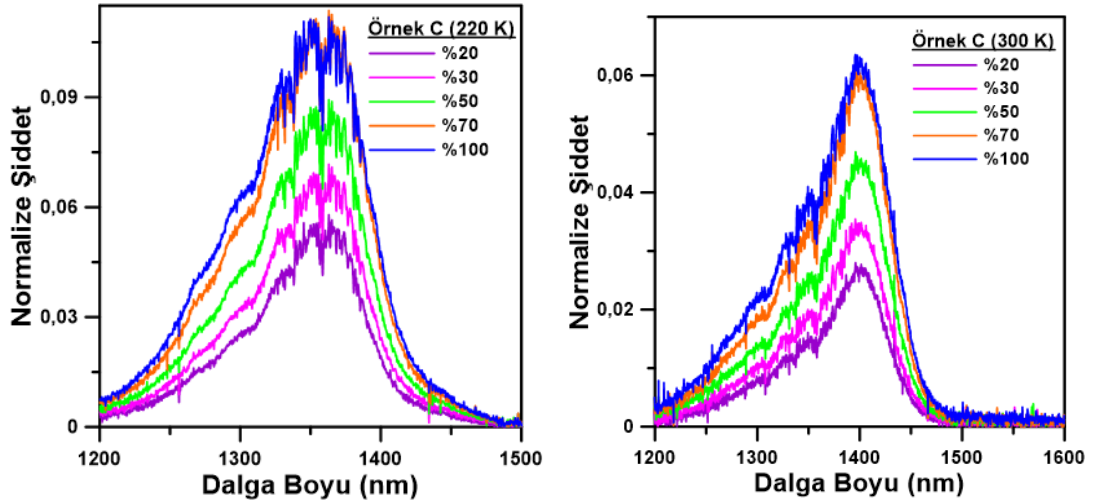
Şekil 5.14 Örnek B'nin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçleri için PL ölçümü.



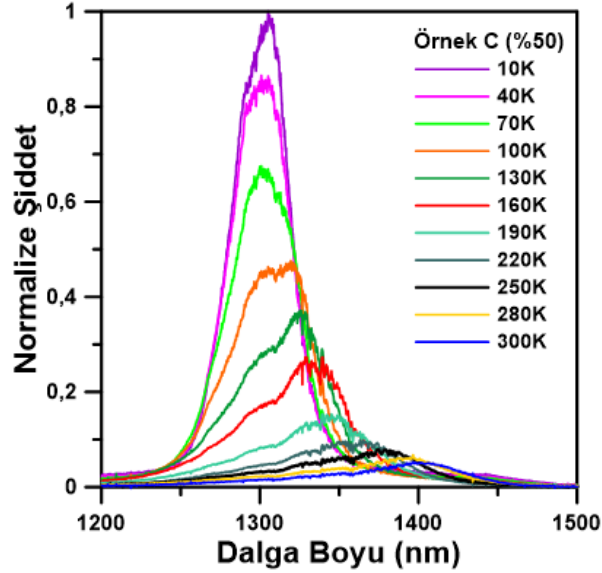
Şekil 5. 15 Örnek B'nin %50 lazer uyarım gücünde farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.

Örnek C için, Şekil 5.16 incelendiğinde lazerin uyarma gücü değiştirildiğinde pik noktalarının değişmediği ve uyarma gücünün artışı ile ışıyım şiddetinin arttığı gözlemlenmiştir. Fakat Örnek A'da olduğu gibi Örnek C'de de düşük sıcaklıklarda %70 uyarma gücü uygulandığında daha yüksek pik şiddeti gözlemlenmiştir, %100 uyarma gücünde doyma meydana gelmiştir. Şekil 5.17'de görüldüğü gibi sıcaklık değerinin 10 K'den 300 K'ye artması ile birlikte dalga boyu 1300 nm'den 1400 nm'ye kaymıştır.





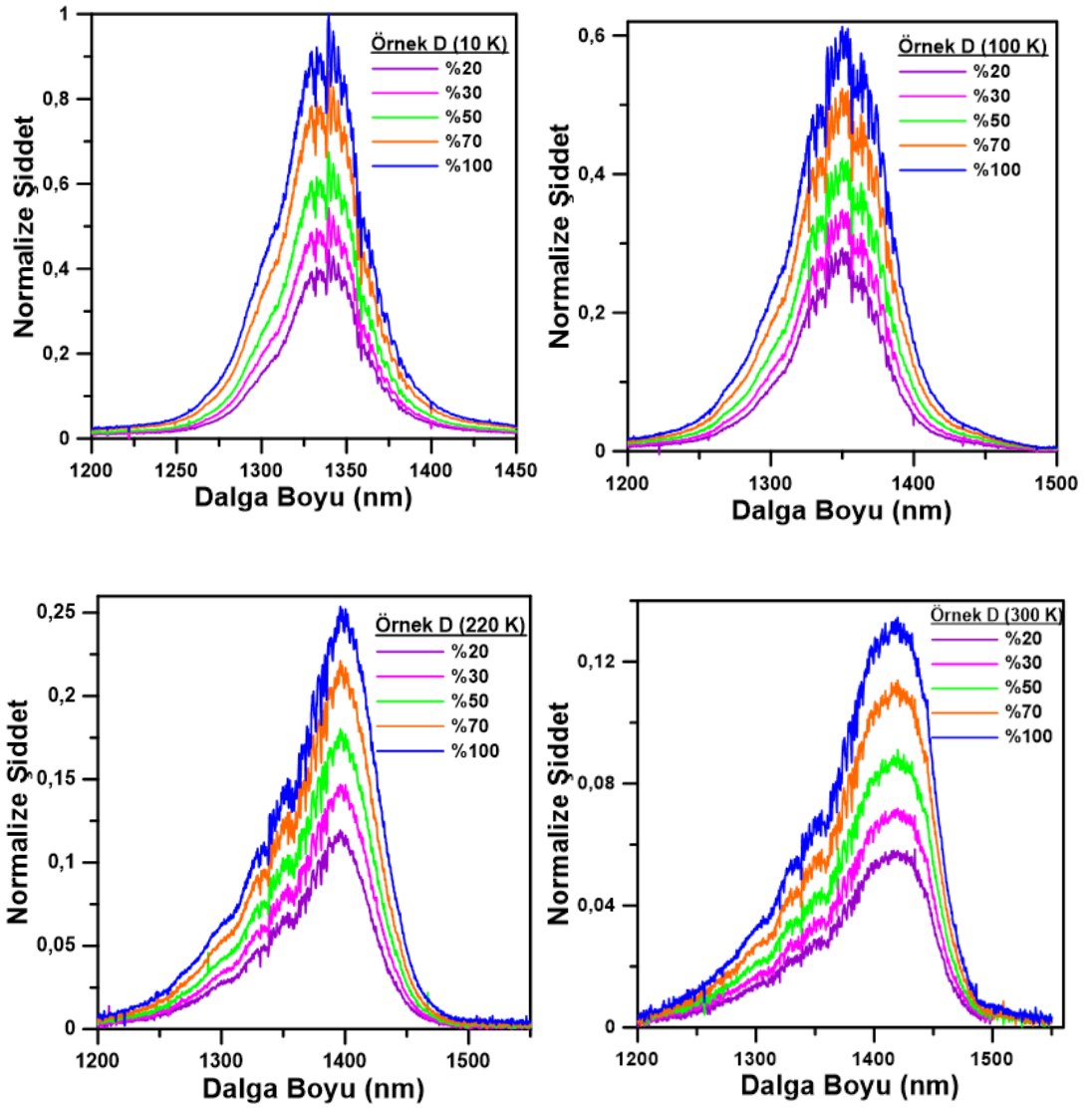
Şekil 5.16 Örnek C'nin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçleri için PL ölçümü.



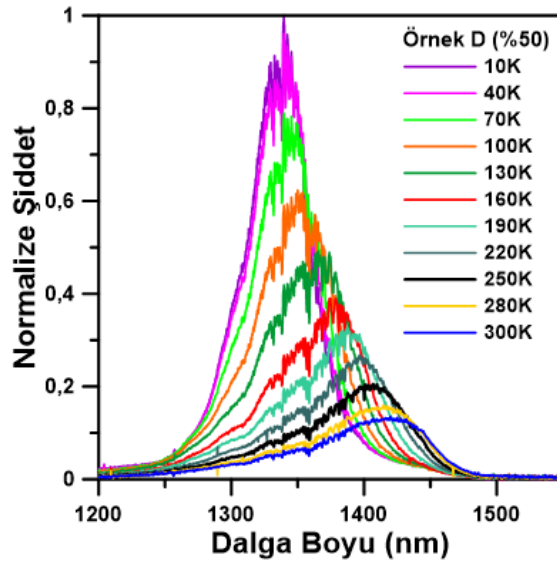
Şekil 5.17 Örnek C'nin %50 lazer uyarım gücünde farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.

Örnek D için, Şekil 5.18'de görüldüğü gibi lazerin uyarma gücü arttığında pik noktalarının değişmediği ve ışınlam şiddetinin arttığı gözlemlenmiştir. Şekil 5.19'da, sıcaklık değerinin 10 K'den 300 K'ye artması ile birlikte dalga boyu 1340 nm'den 1412 nm'ye kaydığı gösterilmiştir.

Bu sonuçlara ek olarak, Örnek D iyi bir kristal kaliteye sahip olmasına rağmen, optik kalite açısından iyi değildir. Tabakalar arası geçiş süresi 15 saniyeye arttırıldığında AsH₃ akışı da bunun bir sonucu olarak arttırılmıştır. Artan As atomlarından kaynaklı olarak arayüze ışınlımsal olmayan safsızlıklar dahil edilmiştir.



Şekil 5.18 Örnek D'nin 10 K- 300 K sıcaklık aralığında farklı uyarım güçleri için PL ölçümü.



Şekil 5.19 Örnek D'nin %50 lazer uyarım gücünde farklı sıcaklıklar için PL ölçümü.

5.6 Optik Bantlar Arası Geçişlerin Teorik ve Deneysel Sonuçlarının

Karşılaştırılması

Bu bölümde, Nextnano simülasyon programı ile $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ kuantum heteroyapılarına ait hesaplanan optik bantlar arası geçişler ve PL ölçüm sonuçları karşılaştırılmıştır. Simülasyon sonuçlarına göre 10 K ve 300 K arasında elde edilen optik bantlar arası geçiş değerleri Çizelge 5.3'te gösterilmiştir.

Çizelge 5.3 Simülasyon programından hesaplanan 10 K- 300 K sıcaklık aralığındaki optik bantlar arası geçiş değerleri

Sıcaklık (K)	$E_{\text{el-hhl}}$ (nm)	$E_{\text{el-lhl}}$ (nm)
10	1428	1367
40	1433	1371
70	1442	1379
100	1454	1390
130	1466	1401
160	1480	1416
190	1496	1430
220	1514	1445
250	1531	1461
270	1548	1478
300	1562	1489

Örnek A için, 10 K'den 300 K'ye sıcaklık artışı ile $E_{\text{el-hhl}}$ değerleri sırasıyla 1317 nm-1411 nm aralığında değişim göstermektedir. $E_{\text{el-lhl}}$ değerleri ise 1300 nm-1332 nm aralığında değişim gözlemlenmiştir. Örnek B için, 10 K'den 300 K'ye sıcaklık artışı

ile E_{e1-hh1} değerleri sırasıyla 1444 nm-1574 nm aralığında değişim göstermektedir. E_{e1-lh1} değerleri ise 1325 nm-1442 nm aralığında değişim gözlemlenmiştir. Örnek C için, 10 K'den 300 K'ye sıcaklık artışı ile E_{e1-hh1} değerleri sırasıyla 1300 nm-1400 nm aralığında değişim göstermektedir. E_{e1-lh1} değerleri ise 1283 nm-1347 nm aralığında değişim gözlemlenmiştir. Örnek D için, 10 K'den 300 K'ye sıcaklık artışı ile E_{e1-hh1} değerleri sırasıyla 1340 nm-1412 nm aralığında değişim göstermektedir. E_{e1-lh1} değerleri ise 1304 nm- 1341 nm aralığında değişim gözlemlenmiştir.

Tüm örnekler için teorik ve deneysel sonuçlar karşılaştırıldığında Örnek B için en tutarlı sonuçlar elde edilmiştir. PL spektrumlarından elde edilen optik geçişlerin enerji değerleri simülasyonda belirlenen değerlerle karşılaştırıldığında, E_{e1-hh1} için 10 K sıcaklıkta 16 nm ve 300 K sıcaklıkta 12 nm daha yüksek dalga boyuna doğru hafif bir kayma bulunmuştur. E_{e1-lh1} için 10 K sıcaklıkta 42 nm ve 300 K sıcaklıkta 47 nm daha düşük dalga boyuna bir kayma bulunmuştur. Bu dalga boyu kayması, kademeli arayüzleri veya tasarlanan katmanların kalınlığında veya bileşiminde hafif bir değişikliği gösterebilmektedir.

6. SONUÇ

Bu çalışmada, InP alttaş üzerine örgü uyumsuz ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapıları Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanofotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'ndeki Metal Organik Buhar Faz Epitaksi (MOVPE) sistemi ile büyütülmüştür. Büyütülen örneklerin tabakalar arası geçiş süreleri Si-katkılı ve katkısız olmak üzere iki grupta incelenmiştir. Si-katkılı InGaAs ve Si-katkılı InAlAs tabakaları için hedef olan 3×10^{17} taşıyıcı konsantrasyonunu elde edebilmek amacıyla farklı SiH_4 akış oranları kullanılmıştır. Bu akış oranı farkının yapıyı olumsuz yönde etkilememesi istenmiştir. Bu yüzden, InGaAs/InAlAs geçişinde en iyi kristal kalitesine ulaşabilmek için Si-katkılı tabakaların geçiş süresi katkısız tabakalardan ayrı olarak optimize edilmiştir.

Büyütülen örneklerin kristal kalitesini incelemek için X-ışını kırınımı (XRD) sistemi kullanılmıştır. İlk olarak, iki grup için de $2\theta = 60-66^\circ$ aralığında $2\theta/\theta$ HRXRD taraması yapılmıştır. Bu ölçüm sonuçlarında süperörgü piklerinin konumları, şiddetleri ve kalınlık saçakları dikkate alınarak karşılaştırma yapılmıştır. Katkısız tabakalar arası stabilizasyon süresi değişimini incelemek amacıyla karşılaştırılan Grup 1'in XRD sonuçlarından Örnek B'nin daha iyi kristal kalitesine sahip olduğu gözlemlenmiştir. Si-katkılı tabakalar arası stabilizasyon süresi değişimini incelemek amacıyla karşılaştırılan Grup 2'nin XRD sonuçlarından Örnek B ve Örnek D'nin kristal kalitesinin Örnek C'ye kıyasla daha iyi olduğu gösterilmiştir. Örnek B ve Örnek D'nin pik konumları ve şiddetleri hemen hemen aynıdır. Örneklerin kalınlık hassasiyetlerini daha detaylı analiz etmek için Global Fit simülasyon programı kullanılmıştır. Periyot kalınlığını elde etmek amacıyla periyodiklik analizi yöntemi ve toplam tabaka kalınlığını elde etmek için epitaksiyel ince film kalınlık analizi yöntemi olmak üzere iki adet kalınlık hesaplama yöntemi kullanılmıştır. Periyot kalınlığı sonuçlarında hedef yapıyla karşılaştırıldığında 0,03 nm'lik küçük bir fark ve toplam katman kalınlığı sonuçlarında 0,79 nm'lik bir fark ile Örnek B için en tutarlı kalınlık hassasiyeti başarılı bir şekilde sağlanmıştır.

Büyütülen örneklerin optik karakterizasyonunu incelemek için 10 K ile 300 K arasında değişen farklı sıcaklık değerlerinde ve %20 ile %100 arasında değişen farklı lazer gücü değerlerinde detaylı bir fotoluminesans (PL) çalışması yapılmıştır. PL ölçüm sonuçları, tabakalar arası stabilizasyon süreleri hariç tüm büyüme parametreleri aynı

olmasına rağmen Örnek A, Örnek B, Örnek C ve Örnek D için farklı ışınlam dalga boyları göstermiştir. Buradan tabakalar arası stabilizasyon sürelerinin yapının kalınlığını ve InGaAs/InAlAs arayüzlerini etkilediği sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca, ölçüm ve teorik sonuçları karşılaştırmak için $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarındaki optik bantlar arası geçişler Nextnano simülasyon programı ile hesaplanmıştır. Simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre Örnek B için en tutarlı sonuçlar elde edilmiştir. Simülasyon sonuçları göz önüne alındığında PL ölçümünden elde edilen E_{e1-hh1} geçişi için 10 K sıcaklıkta 16 nm ve 300 K sıcaklıkta 12 nm hafif bir kayma bulunmuştur. Bu hafif dalga boyu kayması XRD sonuçlarından da gösterildiği gibi tasarlanan katmanların kalınlığındaki hafif bir değişikliği göstermektedir.

Sonuç olarak, MOVPE ile örgü uyumsuz ($x \neq 0.53$, $y \neq 0.52$) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ kuantum heteroyapılarını büyütebilmek için sıcaklık, proses basıncı ve kullanılan malzemelerin akış oranı gibi çeşitli faktörlere ek olarak tabakalar arası stabilizasyon süresini optimize etmek de önemli bir parametredir. InGaAs/InAlAs kuantum heteroyapılarının optik özelliklerini kontrol edebilmek için daha fazla detaylı deneysel verilere ihtiyaç duyulmuştur. Bu nedenle detaylı olarak incelenen PL ölçümlerinin literatüre katkı sağlayacağı düşünülmektedir. Yarıiletken kuantum yapılarının elektronik ve optik özelliklerini geliştirmek, tasarlamak ve anlamak için güvenilir tahmine dayalı teorik yöntemleri gerçekleştirmek önemlidir. Bu amaç doğrultusunda Nextnano simülasyon programı ile optik bantlar arası geçişler hesaplanarak PL ölçümleri ile karşılaştırma yapılmıştır.

KAYNAKLAR

- Adams, M., & Nussbaum, A. (1979). A proposal for a new approach to heterojunction theory. *Solid-State Electronics*, 22(9), 783-791.
- Alferov, Z. I. (1998). The history and future of semiconductor heterostructures. *Semiconductors*, 32(1), 1-14.
- Altın, E. (2015). *GaKs/al x ga 1-x as Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedöktörlerin Optoelektronik Özelliklerinin İncelenmesi* Anadolu University (Turkey)].
- Anderson, R. (1962). *Solid State Electron*. 5, 341. *Anderson, RL*, 197(1).
- Aspnes, D. (1995). Observation and analysis of epitaxial growth with reflectance-difference spectroscopy. *Materials Science and Engineering: B*, 30(2-3), 109-119.
- Ataşer, T. (2017). İki eklemlı GaXIn1-XP/GaAs güneş hücrelerinin tasarımı, epitaksiyel büyütölmeleri ve hücre fabrikasyonu.
- Bennett, W. R. (2000). Background of an inversion: The first gas laser. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6), 869-875.
- Birner, S., Zibold, T., Andlauer, T., Kubis, T., Sabathil, M., Trellakis, A., & Vogl, P. (2007). Nextnano: general purpose 3-D simulations. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 54(9), 2137-2142.
- Blaser, S., Yarekha, D. A., Hvozdar, L., Bonetti, Y., Muller, A., Giovannini, M., & Faist, J. (2005). Room-temperature, continuous-wave, single-mode quantum-cascade lasers at $\lambda \approx 5.4 \mu\text{m}$. *Applied physics letters*, 86(4), 041109.
- Bonanni, A., Schmidegg, K., Montaigne-Ramil, A., Sitter, H., Hingerl, K., & Stifter, D. (2003). Virtual interface approximation model applied to spectroscopic ellipsometry for on-line composition determination of metalorganic chemical vapor deposition grown ternary nitrides. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 21(4), 1825-1827.
- Burns, G. (2016). *Solid state physics*. Academic press.
- Cohen, M. L., & Bergstresser, T. (1966). Band structures and pseudopotential form factors for fourteen semiconductors of the diamond and zinc-blende structures. *Physical Review*, 141(2), 789.
- Colombelli, R., Capasso, F., Gmachl, C., Hutchinson, A. L., Sivco, D. L., Tredicucci, A., Wanke, M. C., Sergent, A. M., & Cho, A. Y. (2001). Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths. *Applied physics letters*, 78(18), 2620-2622.
- DEMİR, İ. (2017). *InxGa1-xAs/InyAl1-yAs TABANLI KUANTUM ÇAĞLAYAN LAZER YAPILARININ BÜYÜTÖLMESİ VE KARAKTERİZASYONU* CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ. SİVAS.
- Demir, I., & Elagoz, S. (2016). Interruption time effects on InGaAs/InAlAs superlattices of quantum cascade laser structures grown by MOCVD. *Superlattices and Microstructures*, 100, 723-729.
- Devenson, J., Barate, D., Cathabard, O., Teissier, R., & Baranov, A. (2006). Very short wavelength ($\lambda = 3.1\text{--}3.3 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers. *Applied physics letters*, 89(19), 191115.
- Devenson, J., Cathabard, O., Teissier, R., & Baranov, A. (2007). In As/Al Sb quantum cascade lasers emitting at 2.75–2.97 μm . *Applied physics letters*, 91(25), 251102.

- Faist, J., Beck, M., Aellen, T., & Gini, E.** (2001). Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. *Applied physics letters*, 78(2), 147-149.
- Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y.** (1995). Continuous wave operation of a vertical transition quantum cascade laser above T= 80 K. *Applied physics letters*, 67(21), 3057-3059.
- Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., Chu, S. N. G., & Cho, A. Y.** (1994). Narrowing of the intersubband electroluminescent spectrum in coupled-quantum-well heterostructures. *Applied physics letters*, 65(1), 94-96.
- Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., Chu, S.-N. G., & Cho, A. Y.** (1998). Short wavelength ($\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs. *Applied physics letters*, 72(6), 680-682.
- Frensley, W. R.** (1994). Heterostructure and quantum well physics. In *VLSI Electronics Microstructure Science* (Vol. 24, pp. 1-24). Elsevier.
- Gao, X., Botez, D., & Knezevic, I.** (2007). X-valley leakage in GaAs-based midinfrared quantum cascade lasers: A Monte Carlo study. *Journal of applied physics*, 101(6), 063101.
- Gao, X., D'Souza, M., Botez, D., & Knezevic, I.** (2007). Design and simulation of deep-well GaAs-based quantum cascade lasers for $6.7 \mu\text{m}$ room-temperature operation. *Journal of applied physics*, 102(11), 113107.
- Hall, R. N., Fenner, G. E., Kingsley, J., Soltys, T., & Carlson, R.** (1962). Coherent light emission from GaAs junctions. *Physical Review Letters*, 9(9), 366.
- Hamade, H. T. B. A.** (2012). *DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN HETEROYAPILARDA FOTOİLETKENLİK OLAYLARI* İstanbul Üniversitesi].
- Hamakawa, A., Ishihara, K., Yamaguchi, T., Nakano, Y., Tada, K., Nishikata, K., & Irikawa, M.** (1995). $1.55 \mu\text{m}$ InGaAs/InAlAs/InP Quantum Wells with Mass-Dependent Width for Polarization-Independent Optical Modulation. *Japanese journal of applied physics*, 34(10A), L1280.
- Harrison, P., & Valavanis, A.** (2016). *Quantum wells, wires and dots: theoretical and computational physics of semiconductor nanostructures*. John Wiley & Sons.
- Hofstetter, D., Beck, M., Aellen, T., & Faist, J.** (2001). High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at $5.3 \mu\text{m}$. *Applied physics letters*, 78(4), 396-398.
- Holonyak Jr, N., & Bevacqua, S. F.** (1962). Coherent (visible) light emission from Ga (As $_{1-x}$ P $_x$) junctions. *Applied physics letters*, 1(4), 82-83.
- Hybertsen, M. S.** (1991). Band offset transitivity at the InGaAs/InAlAs/InP (001) heterointerfaces. *Applied physics letters*, 58(16), 1759-1761.
- Indjin, D., Harrison, P., Kelsall, R., & Ikonik, Z.** (2003). Scattering transport and electron temperature evaluation in terahertz GaAs/AlGaAs quantum cascade laser. CONFERENCE SERIES-INSTITUTE OF PHYSICS,
- Kincade, K., & Anderson, S. G.** (2005). Consumer applications boost laser sales 10%. *Laser Focus World*, 41(1), 83-99.
- Kroemer, H.** (1983). Critique of two recent theories of heterojunction lineups. *IEEE Electron Device Letters*, 4(2), 25-26.
- Kroemer, H.** (1986). *Research on Semiconductor Heterostructures*.
- Kuo, C., Vong, S., Cohen, R., & Stringfellow, G.** (1985). Effect of mismatch strain on band gap in III-V semiconductors. *Journal of applied physics*, 57(12), 5428-5432.
- Leadstone, G.** (1979). The discovery of the Hall effect. *Physics Education*, 14(6), 374.

- Lin, C.-F., Chen, M.-J., & Lee, B.-L.** (1998). Wide-range tunable dual-wavelength semiconductor laser using asymmetric dual quantum wells. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(9), 1208-1210.
- Luttinger, J. M., & Kohn, W.** (1955). Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields. *Physical Review*, 97(4), 869.
- Manasevit, H. M.** (1968). Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates. *Applied physics letters*, 12(4), 156-159.
- Marcadet, X., Renard, C., Carras, M., Garcia, M., & Massies, J.** (2007). In As/Al As Sb based quantum cascade lasers. *Applied physics letters*, 91(16), 161104.
- Matthews, J., & Blakeslee, A.** (1974). Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations. *Journal of crystal growth*, 27, 118-125.
- Perkitel, I., & Demir, I.** (2023). Effect of Si-doped and undoped inter-layer transition time on the strain-compensated InGaAs/InAlAs QCL active region grown with MOVPE. *Journal of Molecular Structure*, 1272, 134203.
- Revin, D., Cockburn, J., Steer, M., Airey, R., Hopkinson, M., Krysa, A., Wilson, L., & Menzel, S.** (2007). Improved performance of In 0.6 Ga 0.4 As/Al As 0.67 Sb 0.33/InP quantum cascade lasers by introduction of AlAs barriers in the active regions. *Applied physics letters*, 91(5), 051123.
- Robotti, N.** (2013). The discovery of X-ray diffraction. *Rendiconti Lincei*, 24(1), 7-18.
- Semtsiv, M., Wienold, M., Dressler, S., & Masselink, W.** (2007). Short-wavelength ($\lambda \approx 3.05 \mu\text{m}$) InP-based strain-compensated quantum-cascade laser. *Applied physics letters*, 90(5), 051111.
- Semtsiv, M., Ziegler, M., Dressler, S., Masselink, W., Georgiev, N., Dekorsy, T., & Helm, M.** (2004). Above room temperature operation of short wavelength ($\lambda = 3.8 \mu\text{m}$) strain-compensated In 0.73 Ga 0.27 As–AlAs quantum-cascade lasers. *Applied physics letters*, 85(9), 1478-1480.
- Semtsiv, M. P., Dressler, S., & Masselink, W. T.** (2007). Short-Wavelength $(\lambda \approx 3.6 \mu\text{m})$ $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As-AlAs-InP}$ Quantum-Cascade Laser. *IEEE journal of quantum electronics*, 43(1), 42-46.
- Shen, W., Shen, S., Chang, Y., Tang, W., Chen, J., & Li, A.** (1996). Photoluminescence studies of InGaAs/InAlAs strained double quantum wells. *Journal of applied physics*, 80(9), 5348-5351.
- Singh, J.** (2007). *Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*. Cambridge University Press.
- Sirtori, C., Page, H., Becker, C., & Ortiz, V.** (2002). GaAs-AlGaAs quantum cascade lasers: physics, technology, and prospects. *IEEE journal of quantum electronics*, 38(6), 547-558.
- Slivken, S., Huang, Z., Evans, A., & Razeghi, M.** (2002). High-power ($\lambda \sim 9 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers. *Applied physics letters*, 80(22), 4091-4093.
- Teissier, R., Barate, D., Vicet, A., Alibert, C., & Baranov, A.** (2004). X. Marcadet, C. Renard, M. Garcia, and C. Sirtori, D. Revin and J. Cockburn. *Appl. Phys. Lett*, 85, 167.
- Temkin, H., Alavi, K., Wagner, W., Pearsall, T., & Cho, A.** (1983). 1.5–1.6- μm Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As multiquantum well lasers grown by molecular beam epitaxy. *Applied physics letters*, 42(10), 845-847.
- Tredicucci, A., Gmachl, C., Capasso, F., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y.** (1999). Long wavelength superlattice quantum cascade lasers at $\lambda \approx 17 \mu\text{m}$. *Applied physics letters*, 74(5), 638-640.

- Ulutaş, C.** (2009). KİMYASAL DEPOLAMA YÖNTEMİYLE ELDE EDİLMİŞ MnS İNCE FİLMLEİN ÖZELLİKLERİNE ISISAL TAVLAMANN ETKİSİ ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ. ADANA.
- Url-1**<<https://www.mechtechguru.com/2021/09/x-ray-diffraction-system-principles-of.html>> alındığı tarih:30.11.2022
- Url-2**<<https://www.nextnano.de/index.php>> alındığı tarih:30.11.2022
- Url-3**<<https://www.zhinst.com/others/en/applications/opticsphotonics/photoluminescence>> alındığı tarih:30.11.2022
- Van de Walle, C. G.** (1989). Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory. *Physical review B*, 39(3), 1871.
- Varshni, Y. P.** (1967). Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *physica*, 34(1), 149-154.
- Von Ross, O.** (1980). Theory of extrinsic and intrinsic heterojunctions in thermal equilibrium. *Solid-State Electronics*, 23(10), 1069-1075.
- Wang, Y., Sheng, X., Guo, Q., Li, X., Wang, S., Fu, G., Mazur, Y. I., Maidaniuk, Y., Ware, M. E., & Salamo, G. J.** (2017). Photoluminescence study of the interface fluctuation effect for InGaAs/InAlAs/InP single quantum well with different thickness. *Nanoscale Research Letters*, 12(1), 1-9.
- Wang, Y., Sheng, X., Guo, Q., & Liang, B.** (2017). Bandgap control for the lattice-matched InGaAs/InAlAs/InP single quantum wells. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering,
- Weber, E. R., Willardson, R. K., Liu, H., & Capasso, F.** (1999). *Intersubband transitions in quantum wells: physics and device applications*. Academic press.
- Xu, D., Mirabedini, A., D'Souza, M., Li, S., & Botez, D.** (2004). A. Lyakh, YJ. Shen, P. Zory, C. Gmachl, "Room-temperature, midinfrared ($\lambda = 4.7 \mu\text{m}$) electroluminescence from single-stage intersubband GaAs-based edge emitters". *Appl. Phys. Lett*, 85(20), 4573.
- Yan, J.** (2007). *Novel indium phosphide based broadband bipolar cascade lasers and broadband gain materials: Designs, MOCVD growth studies, and fabrications* University of Maryland, Baltimore County].
- Zhang, J., Li, X., Neave, J., Norris, D., Cullis, A., Kelsall, R., Lynch, S., Townsend, P., Paul, D., & Fewster, P.** (2005). SiGe quantum cascade structures for light emitting devices. *Journal of crystal growth*, 278(1-4), 488-494.