

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

AZ MİKTARDA AZOT EKLENMİŞ UZUN DALGA BOYLU YARIİLETKEN
KUANTUM KUYU LAZERLERİN TEORİK KARŞILAŞTIRILMASI

İsmail BİLİCAN

HAZİRAN 2012

Fizik Anabilim Dalında İsmail BİLİCAN tarafından hazırlanan “Az Miktarda Azot Eklenmiş Uzun Dalgaboylu Yarıiletken Kuantum Kuyu Lazerlerin Teorik Karşılaştırılması” adlı Yüksek Lisans Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Saffet NEZİR

Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumu ve tezin **Yüksek Lisans Tezi** olarak bütün gereklilikleri yerine getirdiğini onaylarım.

Prof. Dr. Sedat AĞAN

Danışman

Jüri Üyeleri

Başkan : Doç. Dr. Erdem Kamil YILDIRIM _____

Üye (Danışman) : Prof. Dr. Sedat AĞAN _____

Üye : Yrd. Doç. Dr. Sinan YAŞAR _____

15.06.2012

Bu tez ile Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Doç. Dr. Erdem Kamil YILDIRIM

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

AZ MİKTARDA AZOT EKLENMİŞ UZUN DALGABOYLU YARI İLETKEN KUANTUM KUYU LAZERLERİN TEORİK KARŞILAŞTIRILMASI

BİLİCAN, İsmail

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Sedat AĞAN

Haziran 2012, 88 sayfa

Günümüzde nano teknolojik uygulamalarda birçok araştırmacının dikkatlerini üzerine çeken, deneysel ve teorik çalışmalarla hızla trendi yükselen, az miktarda azot eklenen kuantum kuyu lazer sistemleri araştırıldı. Bu çalışmada, uzun dalga boylarında ve özellikle fiber optik kabloların dağılım ve kayıplarının en az olduğu bölgelerden biri olan $1.3 \mu m$ dalga boylu ışımaya yapan az miktarda azot (N) eklenmiş GaInAs alaşımının materyal parametreleri hesaplandı. Uzun dalga boylu InGaNAs/GaAs kuantum kuyu lazer sistemlerinin dalga boyuna bağlı olarak kendiliğinden ışımaya ve kazanç hesaplamaları yapıldı. Dörtlü yarıiletken alaşım (InGaNAs) için İndiyum (In) ve Azot (N) konsantrasyonlarının, sıcaklığın, taşıyıcı konsantrasyonların etkisi gibi parametrelerin kazanç üzerindeki etkileri incelendi. Bu sistemler için yapılan hesaplamalar ve sıcaklığa bağlı tepe (pik) kazanç hesaplamaları kullanılarak yüksek hız uygulamaları için gerekli N ve In oranları belirlendi. Seçilen kuantum kuyu lazer yapılar için Güç-Akım-Voltaj (L-I-V) grafikleri çizildi.

Anahtar Sözcükler: Kuantum kuyu lazerler, Fabry-Parot lazerler, Bragg yansıtıcısı (DBR), optoelektronik, kavite (oyuk), L-I-V değeri, eşik akımı, pik kazanç, kendiliğinden ışımaya

ABSTRACT

COMPARISON OF LONG WAVELENGTH - DILUTE NITRIDE SEMICONDUCTOR QUANTUM WELL LASERS

BILICAN, Ismail

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, MSc. Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Sedat AĞAN

June 2011, pages 88

The quantum well laser systems that were added dilute nitrogen which attracted many researchers studying on nanotechnological applications and whose popularity is increasing due to both theoretical and experimental researches have been investigated. In this study, material parameters of GalnAs alloy which was added a little amount of nitrogen that radiates $1.3 \mu m$ was calculated in the long wave length and particularly at a point where the network and the loss of fiber optic cables is the least. The calculations of spontaneous emission and gain of GalnNAs/GaAs quantum well laser systems with long wave were done depending on wave length. For the semiconduction alloy with four parts (GalnNAs), the Nitrogen (N) concentration and Indiyum (In), the effect of heat, and the effects of the parameters of the carrier concentrations on the gain were examined. N and In rates for these systems that are necessary for high speed applications were determined with the help of the calculations of peak gains. Also, the power, current, and voltage (L-I-V) calculations of the selected laser units were done.

Keywords : Quantum well lasers, Fabry-Parot lasers, Distributed Bragg Reflectors (DBR), optoelectronic, cavity, L-I-V value, treshould current, peak gain, spontaneous emission

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca her zaman göstermiő olduğu özveri ve sabrıyla yanımda olan, engin tecrübe ve akademik birikimleri ile desteğini esirgemeyen, emek, sabır ve azim timsali danışman hocam ve Merkezi Araőtırmalar Laboratuvarı Müdürü Sayın Prof. Dr. Sedat AĞAN' a,

Bu tez çalıőmasının konusunun belirlenmesinde, çalıőmalarımda ve yazımı esnasında yardım, öneri ve desteğini gördüğüm saygı değer hocalarım Sayın Yrd. Doç. Dr. Sinan YAŞAR ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Murat ODUNCUOĞLU' na, büyük fedakarlıklarla bana destek olan Sayın Doç. Dr. Erdem Kamil YILDIRIM' a, bu çalıőmayı bilim dünyasına kazandırmamda emeği geçmiő tüm Fizik Bölümü çalıőanlarına ve Merkezi Araştırma Laboratuvarı çalışma arkadaşlarıma özellikle Ümit ERDEM' e,

Ayrıca bütün hayatımda olduğu gibi çalıőmalarım sırasında da yanımda olan, maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen AİLEME özellikle abim Atanur BİLİCAN' a teşekkür ederim.

*Canım Annem
ve
Kıymetli Babama*

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xi
1 GİRİŞ	1
2 YARIİLETKEN YAPILAR	4
2.1. Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri	7
2.2. Yarıiletkenlerde İletim	9
2.3. Yarıiletken Eklemler	11
2.3.1. n- ve p-tipi Yarıiletken Eklemler	12
2.3.2. Aynı Tür Eklemler (Homojunction)	15
2.3.3. Farklı Tür Eklemler (Heterojunction).....	15
2.3.4. Büyütme Teknikleri	16
3 YARIİLETKEN LAZERLER	18
3.1. Lazerlerin Çalışma Prensipleri.....	18
3.2. Absorpsiyon, Kendiliğinden Ve Uyarılmış Salınım	20
3.3. Popülasyonun Terslenmesi	22
3.4. Optik Geri Besleme	22
3.5. Düşük Boyutlu Yapılar ve Lazer Uygulamaları	26
3.6. Kuantum Kuyu Lazerler	26
3.7. İki Boyutlu Yapılar	30

3.8. İki Boyutlu Durum Yoğunluğu.....	34
3.9. Sonlu Bariyer Kuantum Kuyusu.....	36
3.10. İki Boyutlu Yapılarda Taşıyıcı İstatistiği.....	40
3.11. Az Miktarda Azot Eklenmiş Kuantum Kuyu Lazerlerin Özellikleri.....	42
3.12. Materyal Parametreleri ve İnterpolasyon Metodu	43
3.13. InGaNAs Band Yapısı Ve Zıt Geçiş Band Modeli.....	44
3.14. Etkin Kütle.....	48
4 LAZER KAZANÇ HESAPLAMALARI.....	52
4.1. Durum Yoğunluğu	52
4.2. Fermi-Dirac Dağılımı	53
4.3. Momentumun Matrix Elemanı.....	55
4.4. Soğurma Katsayısı	56
4.5. Kuantum Kuyu Lazerlerde Kazanç.....	57
4.6. In _x Ga _{1-x} N _y As _{1-y} Kuantum Kuyu Lazeri Kazanç Hesapları	58
5 SONUÇ VE TARTIŞMA	68
KAYNAKLAR	70

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>ÇİZELGE</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Hesaplamalarda kullanılmış bazı ikili materyal parametreleri.....	44
3.2. Zıt Geçiş Band Modeli Parametreleri.....	47
4.1. Bazı yaygın çift yarıiletkenler için katı momentum matris elamanının hesaplanması için kullanılan E_p değerleri.....	55
4.2. Lazer Bölge Yapısı ve Parametreleri.....	60
4.3. {InGaNAs} Kuantum Kuyu Lazeri 1. Yapı için In ve N Değerleri.....	61
4.4. {InGaNAs} Kuantum Kuyu Lazeri 2. Yapı için In ve N Değerleri.....	61
4.5. {InGaNAs} Kuantum Kuyu Lazeri 3. Yapı için In ve N Değerleri.....	61

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>ŞEKİL</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. İletken, yarıiletken ve yalıtkanlara ait band şeması.....	5
2.2. a) Metalin (Fe) ve b) yarıiletkenin (Si) özdirencinin sıcaklıkla değişimi...	7
2.3. a) Direkt b) İndirekt band aralıklı yarıiletkenlerde optik geçişler.....	8
2.4. Verici ve alıcı seviyelerin a) band yapısında b) band şemasında gösterimi.....	10
2.5. Enerji band diyagramları a) saf b) n-tipi ve c) p-tipi yarıiletken.....	13
2.6. Denge durumunda p-n eklemının band sınır diyagramı.....	13
2.7. a) p-n bağıını biçimlendirmek için kullanılan p-n malzemelerinin Fermi seviyesi içinde dağılımı b) verici ve alıcı atomları c) elektrik alan oluşumu d) potansiyel diyagramı.....	14
2.8. Homojunction eklem oluşturulması.....	15
2.9. Heterojunction eklem oluşturulması.....	16
3.1. Kenar ışıklı lazerin şematik çizimi.....	17
3.2. Lazer oyuk düzeneği şematik gösterim.....	18
3.3. İki enerji seviyeli bir atomik sistemde elektron-foton etkileşimi a) foton soğurma b) kendiliğinden salınım ve c) uyarılmış salınımı göstermektedir. E1, E2 ve E2>E1 enerji seviyelerini, N1 ve N2 de elektron popülasyonunu göstermektedir.....	21
3.4. Fabry - Parot rezonatör şeması.....	23
3.5. Lazerlerin eşik akımı (voltajı) grafiği.....	24
3.6. Direkt band aralıklı bir yarıiletkende a) soğurma ve b) uyarılmış ışımaya süreçleri.....	25

3.7.	a) E_{g1} ve E_{g2} band aralıklarına sahip iki farklı yarıiletkenin oluşmuş tek kuantum kuyusu yapının üç boyutta şematik gösterimi. L_z ve L_b sırasıyla kuyu ve engel genişliği, ΔE_{CV} ise sırasıyla iletkenlik, değerlik bandı süreksizliğidir. b) Kuantum kuyusu içerisinde iletkenlik bandında E_{cl} kuşatılmış elektronlar için ve değerlik bandında E_{vl} kuşatılmış boşluklar için kuantize olmuş enerji seviyelerini, ψ elektronun dalga fonksiyonudur. c) x-y düzleminde dağılım eğrisi.....	27
3.8.	1, 2 ve 3 boyutlu yapıların durum yoğunluğu.....	28
3.9.	İkili farklı yapılarla kuantum kuyu oluşturulması.....	29
3.10.	a) Çoklu Kuantum Kuyusu Sistemi b) Süper örgü.....	32
3.11.	d periyotlu bir kuantum kuyusu süper örgünün indirgenmiş Brillouin bölgesindeki iletkenlik bandı mini band yapısı.....	33
3.12.	İki ve üç boyutlu (kesik çizgi) durum yoğunluklarının karşılaştırılması...	35
3.13.	Durum yoğunluğu a) hacimli, b) kuantum kuyusu, c) kuantum çizgisi ve d) kuantum noktası.....	36
3.14.	ilk üç dalga fonksiyonlarını gösteren, genişliği w potansiyeli V_0 olan sonlu bariyer kuyusunun şematik gösterimi.....	37
3.15.	Sonlu kuantum kuyusu için grafiksel çizim.....	39
3.16.	Azot eklenmiş yapıların Vegard Kuralı kullanarak hesaplanan örgü sabitlerinin değişen azot miktarına bağlı olarak değişimi değerleri.....	45
3.17.	InGaAs (In (x) % 35 oranında) dörtlü alaşımda zor uygulanmış (çizgi ile gösterilen) ve uygulanmamış (nokta ile gösterilen) düşük ve yüksek iletkenlik kuantize seviyeleri sonuçları.....	46
3.18.	InGaAs/GaAs yasak band aralığının sıcaklığa bağımlılığı.....	47
3.19.	Azot eklenmiş yapının hesaplanan dağılım fonksiyonunun dörtlü alaşım InGaAs için $E-(k)$ ve $E+(k)$ için enerji seviyeleri.....	48

3.20.	Etkin kütle yasak band aralığı oranları.....	50
3.21.	Hesaplanan elektronun etkin kütesinin azot oranına bağlı değişimi InGaNAs/GaAs.....	51
4.1.	Katı malzemeler ve kuantum kuyu için durum yoğunluğu.....	52
4.2.	Artan sıcaklıkla Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu.....	55
4.3.	Sabit ivme matris elemanı ve k seçimi varsayımıyla kazancın basit modeli kullanılarak GaAs tabanlı yarıiletken lazer ile taşıyıcı konsantrasyonu için kazanç spektrumu.....	57
4.4.	Fabry-Parot simülasyon planı.....	58
4.5.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Kendiliğinden Işıma Grafiği...	62
4.6.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Kendiliğinden Işıma Grafiği...	62
4.7.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri a) 77 K ve b) 300 K Sıcaklıkta Kendiliğinden Işıma Grafiği.....	63
4.8.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Malzeme Kazanç Grafiği.....	63
4.9.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri a) 77 K b) 300 K Sıcaklıkta Malzeme Kazanç Grafiği.....	64
4.10.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri a) 77 K b) 300 K Sıcaklıkta Malzeme Kazanç Grafiği.....	64
4.11.	$In_{0.35}Ga_{0.65}N_yAs_{1-y}/GaAs$ Kuantum Kuyusu Lazeri Sıcaklığa Bağlı Pik Kazanç Grafiği.....	65
4.12.	$In_xGa_{1-x}N_{0.022}As_{0.978}/GaAs$ Kuantum Kuyusu Lazeri Sıcaklığa Bağlı Pik Kazanç Grafiği.....	65
4.13.	InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Sıcaklığa Bağlı Pik Kazanç Grafiği.....	66

4.14.	$\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ /GaAs Kuantum Kuyu Lazeri N Konsantrasyonuna Bağlı a) % 1.1 ve b) % 1.7 L-I-V grafiği.....	66
4.15.	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_{0.022}\text{As}_{0.978}$ /GaAs Kuantum Kuyu Lazeri In Konsantrasyonuna Bağlı a) % 45 ve b) % 60 L-I-V grafiği.....	67

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

SİMGELER DİZİNİ

h	Planck Sabiti
k_B	Boltzmann Sabiti
c	Işık hızı
e	Elektrik yükü
m	Serbest elektron kütlesi
m_e	Etkin elektron kütlesi
m_h	Etkin boşluk kütlesi
ℓ	Kuantize enerji seviyelerini gösteren, 1, 2,değerlerini alan alt indis
L_Z	Kuyu genişliği
L_B	Engel genişliği
ΔE_C	İletkenlik bandı süreksizliği
ΔE_V	Değerlik bandı süreksizliği
k_x	x doğrultusundaki dalga vektörü
k_y	y doğrultusundaki dalga vektörü
k_z	z doğrultusundaki dalga vektörü
E_g	Yasak Enerji Band aralığı
T	Sıcaklık
α	Soğurma katsayısı
ω	Açısal frekans
ψ_k^e	Elektron için dalga fonksiyonu
ψ_k^h	Boşluk için dalga fonksiyonu
ψ_N^e	Kuantize bir seviyenin dalga fonksiyonu
t	Zaman
μ	Mobilite
E_C	İletkenlik bandı kenarı
E_V	Değerlik bandı kenarı
R_{12}	İki seviyeli bir sistemde üst seviyeye geçiş oranı
N_1	İlk seviyedeki atom sayısı

N_2	İkinci seviyedeki atom sayısı
B_{12}	Soğurma için Einstein katsayısı
τ_{21}	Taşıyıcı ömrü
A_{21}	Doğal ışıma için Einstein katsayısı
R_{21}	İki seviyeli bir sistemde üst seviyeden alt seviyeye geçiş oranı
n_r	Ortamın etkin kırılma indisi
g	Ortamın kazancı
P	Geçiş olasılığı
R	Yansıtma
n_{r2}	İkinci ortamın kırılma indisi
n_{r1}	Birinci ortamın kırılma indisi
d	Aktif bölge kalınlığı
d_m	Optik kipin yayıldığı kalınlık
J_{th}	Eşik akım yoğunluğu
L	Oyuk uzunluğu
Γ	Sınırlama faktörü
t_1	İlk ortamın geçirme katsayısı
t_2	İkinci ortamın geçirme katsayısı
r_1	İlk ortamın yansımaya katsayısı
r_2	İkinci ortamın yansımaya katsayısı
A	Kazanç genliği
p	Momentum
λ_0	Serbest uzaydaki dalgaboyu
n_s	Taşıyıcının kırılma indisi
n_0	Havanın kırılma indisi
δ	Faz farkı
θ	Geliş açısı
M	Geçiş matrisi
m_w	Kuyu malzemesini oluşturan yarıiletkende elektronun etkin kütlesi
m_e	Elektronun etkin kütlesi
m_b	Engeli oluşturan yarıiletkende elektronun etkin kütlesi
n	Kırılma indisi
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti

KISALTMALAR DİZİNİ

QWL	Kuantum Kuyu Lazer
VCEsLs	Dikey Oyuk Yüzey Işımalı Lazerler
SOA	Yarıiletken Optik Yükselteçler
MQW	Çoklu Kuantum Kuyusu
DBR	Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları

1 GİRİŞ

Birçok özelliklerinden dolayı günlük yaşantımızda önemli bir yere sahip olan yarıiletkenler 1947' li yıllarda yarıiletken transistörün ortaya çıkmasıyla önem kazanmıştır. Günümüzdeki teknolojik gelişmelerin temel ve belirleyici unsurlarından birini hala yarıiletken teknolojisi oluşturmaktadır. Yarıiletkenler, elektronik endüstrisinden, bilimsel çalışmalara, enerji üretiminden haberleşmeye ve daha birçok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır. Modern haberleşme sisteminin belkemiği olan fiber optik sistemler için yüksek hızlı ve yüksek kapasiteli optik sistemlere ihtiyaç duyulmaktadır. Hızla gelişen optik haberleşme sistemi gelişimi ile birlikte performans açısından uygun optik kaynaklara gereksinim duymaktadır. Bu gereksinim lazerlerle ilgili çalışmalar için itici bir güç olmuştur. Yarıiletken tabanlı ürünler bu ihtiyaca cevap verebilecek en umut verici olan malzemelerdir. 1960' ların başında yarıiletken lazerin keşfi optik ve fotonik teknolojilerde büyük bir adım olarak kabul edilir [1,2]. 1961 yılında N. Basov ve arkadaşları p-n eklem boyunca enjekte edilen taşıyıcıların yeniden birleşmesiyle yarıiletkenlerde uyarılmış ışımının olabileceği fikrini ortaya atmış ve böylece düşük sıcaklıklarda başarılı şekilde çalışan ilk tekli eklem (p-n eklem) lazer diyot 1962 yılında üretilmiştir [3]. Üretilen ilk yarıiletken lazer diyotlar p-n eklemde oluşan, bir kaç yüz mikron kalınlığındaki GaAs tabanlı lazerlerdir [1]. Bu türdeki lazerlerde, optik geri besleme günümüzde halen kullanılmakta olan birbirine paralel iki yansıtıcı yüzeyden oluşan Fabry-Parot rezonatörleriyle sağlanmaktaydı [4].

Yarıiletken lazerler ortaya çıktıkları günden bugüne dek günlük yaşantımızın vazgeçilmez unsurları haline gelmişlerdir. Yarıiletken optik yükselticiler (SOA) ve yarıiletken lazer tabanlı birçok farklı özelliklerdeki ürünler üzerinde yoğun olarak çalışılmaktadır. Bu çalışmalar sayesinde telekomünikasyon sektörü için gerekli olan yüksek verimli, düşük sıcaklık bağımlılığı, vb. özellikleri olan yarıiletken lazerlerin üretilmesi mümkün olmaktadır. Modern haberleşme sistemlerinin temeli olan

fiber optik sistemler için kaynak olarak, optik veri kaydı ve veri okumada, lazer yazıcılarda ve optik pompalamada geniş ölçekte kullanılmaktadır.

Gelişen optik haberleşme sistemleri ile birlikte performans açısından uygun optik kaynaklara, optik yükselteçlere, dedektörlere ve yüksek hızlı elektronik aygıtlara fiber optik kabloları ihtiyacı artmıştır. Düşük boyutlu sistemler olan kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları gibi sistemlerin üretimindeki son teknolojik ilerlemeler, bu sistemlerin üretimini kolaylaştırmıştır. Kuantum yapılar hacimsel (bulk) benzerlerinden oldukça farklı yeni fiziksel özellikler göstermektedir [5-8].

Günümüzde, yaygın olarak kullanılan III-V yarıiletkenler ile III-N-V alaşımı olan InGaAs karşılaştırıldığında farklı fiziksel özellikler sergilediği görülmüştür. III-V yarıiletkenlerinin band aralığı örgü sabitinin azalması ile artarken, III-N-V sistemlerde azalmaktadır. Bu alaşımda azot konsantrasyonunun artması kübik yapıdaki InGaAs'ın band aralığını azaltmaktadır.

Bu tezde yapılan çalışmalar indiyum ve azot oranlarına bağlı olarak III-N-V sistemlerinin, III-V sistemlerine nazaran sıra dışı özelliklere sahip olduğu gösterildi. Yapılan teorik hesaplamalarda etkin kütlelerin azot konsantrasyonunun artması ile arttığı görüldü. Bu özellik yaygın olarak kullanılan yarıiletkenlerin tam tersidir. InGaAs yarıiletkenine azot ekleyerek InGaAs elde edildiğinde, lazerler için ideal yapı olan derin iletkenlik bandı ve sığ değerlik bandı elde edilebilmektedir [9]. Bundan dolayı InGaAs aktif tabaka olarak kullanıldığında yük taşıyıcılar daha iyi hapsedilebilmekte ve bunun sonucu olarak da yüksek sıcaklıklarda yük taşıyıcı sızmaları azalmaktadır.

Özellikle $1.3 \mu m$ dalga boyunda ışımaya yapan InGaAs sistemler üretmek için gerekli In ve N oranları belirlendi. Farklı konsantrasyonlarda hazırlanan ve InGaAs sisteme

azot eklenerek elde edilen dörtlü InGaNAs sistemin materyal parametreleri üzerindeki değişiklikler incelendi. İletkenlik bandı ve azot ekleme sonucu oluşan enerji seviyesi arasındaki etkileşimlerin band yapısı ve artan etkin kütle üzerindeki etkileri incelendi.

Kazanç hesaplamaları, III-V ve III-N-V sistemlerinin tam olarak karakterize edilebilmesi için önemli bir faktördür. Yarıiletken lazerlerde kazanç mekanizması dalga boyuna bağlıdır ve band aralığı değiştirilerek incelenebilir. In ve N oranlarının değişimi sonucu değişen lazer parametreleri hesaplanarak 1.3 μm de ışımaya yapan birbirine benzer lazer sistemleri için kazanç mekanizmaları incelendi. Yaptığımız hesaplamalarda InGaNAs yapılarında In ve N oranlarının kazanç karakteristikleri üzerinde azotsuz sistemlerden farklı özellikler gösterdiği görüldü. İlk olarak, N katkılı alaşımların bu farklı özelliğinin iletkenlik bandındaki değişimden kaynaklandığını gösterdik. Yüksek In konsantrasyonu tercih edildiğinde etkin kütlede, band yapısında ve kazançta istenilen değerlere ulaştığı görüldü.

N eklenen lazer sistemlerinin yüksek hız uygulamaları için iyi birer aday olduğu belirlendi.

2 YARIİLETKEN YAPILAR

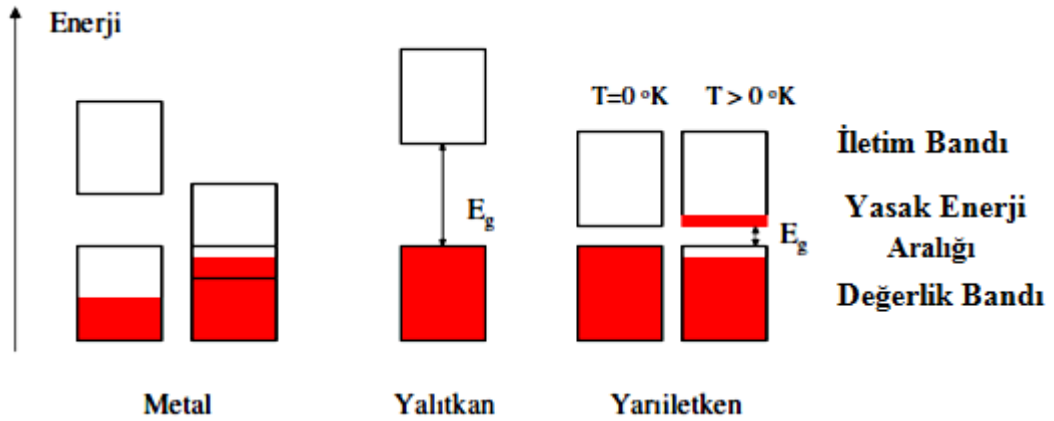
Günümüzde; yarıiletkenler elektronik endüstrisinde, bilimsel çalışmalarda, enerji üretiminde haberleşmede ve daha birçok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır. Aynı zamanda elektroniğin de temeli olan yarıiletkenler elektronik için vazgeçilmez malzemelerdir. Yarıiletken malzemelerden üretilen güneş pili, lazer ışık kaynağı, farklı dalga boyu bölgelerinde çalışan algılayıcılar ve elektronik devrelerde kullanılan entegreler her geçen gün gelişmekte ve araştırmaların temelini oluşturmaktadır.

Günlük yaşantımızda kullandığımız malzemeleri iletken olmaları, fiziksel dayanıklılıkları ve kolay şekil alabilmeleri gibi özellikleri nedeniyle sınıflandırırız. İlginç ve farklı özellikleri bulunan yarıiletken malzemeleri (kontrollü iletken de denilmektedir) ise elektriksel iletkenliklerine göre sınıflandırılmışlardır. Metaller, yarıiletkenler ve yalıtkanlar arasındaki elektriksel iletkenliğe bağlı farklar Band Teorisine göre açıklanabilir [10,11]. Kuantum Mekaniği yasalarına göre, elektronlar atoma bağlı özel ve kesikli enerji bandlarına sahiptirler. İzole atomlar birbirlerine yaklaştırılınca her atomik enerji seviyesi yaklaştırılan atom sayısı kadar yarıdır. Bir katı cisim ele alındığında birbirine örgü sabiti mesafesinde yakın N sayıda atom bir arada bulunuyor demektir. Dolayısıyla enerji düzeyleri N' ye yarılmış olacaktır. Bu enerji seviyeleri arasındaki fark o kadar küçüktür ki bu enerji grubu sürekli bir enerji bandı olarak düşünülebilir. Katıdaki her enerji seviyesine prensip olarak bir enerji bandı karşılık gelmektedir.

Pauli ilkesine göre her enerji düzeyinde, spinleri farklı en fazla iki elektron yer alabilir. Bir enerji band N sayıda enerji düzeyine yarılyorsa bu bandta en fazla $2N$ sayıda elektron bulunabilir. Elektronlar, enerjilerine göre enerji değerleri küçük olan seviyelere öncelikle yerleşirler. Elektronlar, dışarıdan enerji alarak (ısı) daha yüksek enerjili düzeylere, eğer yerleşmesi mümkün ise geçiş yapabilir. Elektronlar, kazandıkları enerjiye bağlı olarak en düşük enerji seviyesinden üstteki enerji

seviyelerine doğru yerleşirler. Herhangi bir sıcaklıkta elektron bulunan en yüksek enerji seviyesine değerlik (valance) bandı, bunu izleyen ilk boş enerji düzeyine ise iletkenlik (conduction) bandı adı verilmiştir. Mutlak sıfır sıcaklığında (0 K) elektronun sahip olduğu en yüksek enerji düzeyinin adı ise Fermi Enerji seviyesidir.

Değerlik bandında bulunan atoma bağlı bir elektron, bir dış etkiyle elektrik alan, elektromanyetik radyasyon veya termal enerji gibi enerji kazanıp daha yüksek enerjili (iletkenlik bandına) boş seviyelere geçiş yapabiliyorsa, bu elektron atomdan bağımsız olur ve serbest elektron durumuna geçer. Düşük sıcaklıklarda, değerlik bandındaki elektronlar yeterli enerji kazanamaz ve iletkenlik bandına çıkamaz, fakat sıcaklık artınca, elektronlar yeterli enerjiyi kazanarak değerlik bandından iletkenlik bandına çıkar. Elektronun katı cisim içinde serbestçe dolaşması sonucu katı cisim elektriksel olarak iletken özellik kazanır. Bu özelliğe sahip malzeme yarı iletken olarak tanımlanmıştır.



Şekil 2.1. İletken, yarıiletken ve yalıtkanlara ait band şeması [12].

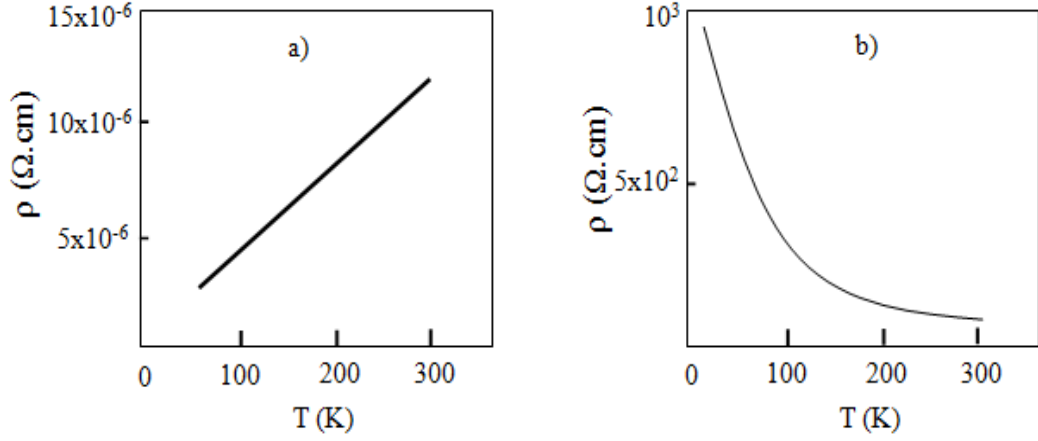
İletkenlik bandının en alt noktası iletkenlik bandı kenarı ve değerlik bandının en üst noktası ise değerlik bandı kenarıdır [10,11,13]. Malzemenin elektriksel iletkenliğini

belirleyen ana faktör, değerlik bandı ile iletkenlik bandı arasındaki genişliktir (Şekil 2.1). Elektronların enerji açısından bulunmalarının mümkün olmadığı bu bölgeye yasak enerji aralığı denir. Buna göre iletken malzemede değerlik bandı ile iletkenlik bandı arasındaki genişlik sıfırdır. Yani iletkenlerde değerlik bandı ile iletkenlik bandı üst üste binmiştir. Yalıtkanlarda ise yasak enerji aralığı oldukça geniş olup, elektron yeterli enerji kazanarak değerlik bandından iletkenlik bandına geçiş yapamaz. Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı, elektronların dışarıdan az bir enerji kazanmalarında bile değerlik bandından iletkenlik bandına çıkmalarına izin verecek darlıktadır [14]. Genellikle, yasak band aralığı < 4.5 eV olan malzemeler yarıiletken, yasak band aralığı daha büyük olan malzemeler ise yalıtkan olarak tanımlanır. Enerji bandları tamamen dolu veya tamamen boş ise kristal yalıtkan gibi davranır. Çünkü elektrik alan uygulandığında band içinde boş yerler olmadığı için elektronlar hareket edemezler (yük taşıyamazlar).

Yarıiletkenleri, metallere ayıran özelliklerden biri de negatif sıcaklık katsayısına sahip olmalarıdır. Yani sıcaklığın artmasıyla metallere öz direnci artarken, yarıiletkenlerin öz direncinin azalmasıdır. Yarıiletkenlerin yasak band genişliği sıcaklık arttıkça değişmesinin sebebi de kristaldeki atomların ısısal titreşim genliğinin ve atomlar arası uzaklığın sıcaklıkla değişmesine bağlı olmasıdır. Yarıiletkenlerin çoğunda sıcaklık arttıkça yasak band genişliği küçülmektedir. Katı cisimleri öz dirençlerine göre sınıflandırılması şöyledir:

- i. Metaller: $\rho = 10^{-6} - 10^{-4}$ ohm.cm
- ii. Yarıiletkenler: $\rho = 10^{-4} - 10^{10}$ ohm.cm
- iii. Yalıtkanlar: $\rho \geq 10^{10}$ ohm.cm

Özdirenç şartları açık değildir. Bir cisimden bir diğerine geçtiğimizde öz direnç değerleri üst üste gelebilmektedir.



Şekil 2.2. a) Metalin (Fe) ve **b)** yarıiletkenin (Si) özdirencinin sıcaklıkla değişimi

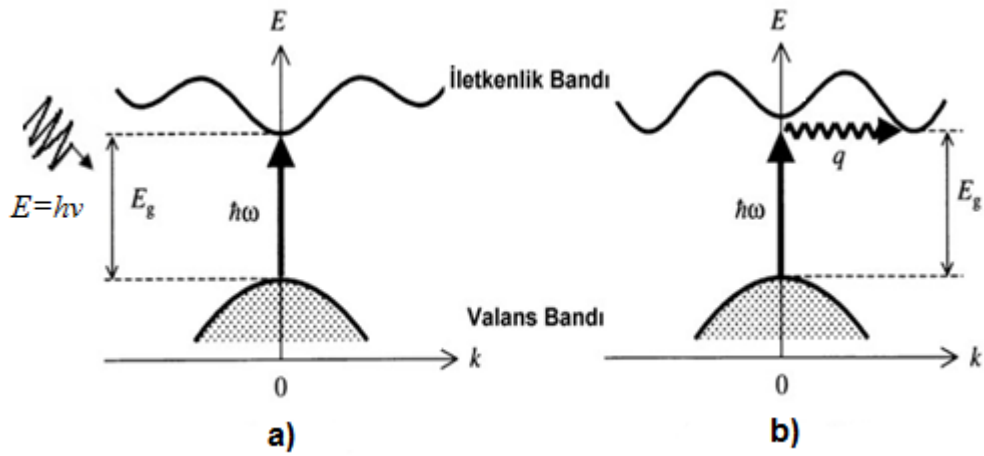
Ayrıca, üstün iletkenler de oda sıcaklığında metal özelliği göstermektedirler ve düşük sıcaklıklarda (1-120 K) üstün iletkenliğe sahiptirler. Yarıiletkenlerin özdirenci, bazı sıcaklık aralığında metallere benzer veya bazı sıcaklıklarda da (mutlak sifıra yaklaşıldığında) yalıtkanlar benzer davranış göstermektedirler. Metallerin, yarıiletkenlerin ve yalıtkanların farkı daha genel ve daha tam olarak band teorilerinin açıklanmasıyla belirlenebilir [15].

2.1. Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri

Sıcaklık 0 K olduğu sürece iletkenlik bandında elektronlar değerlik bandında holler bulunur. İletkenlik bandındaki bir elektron kristal içerisinde serbestçe dolaşabilir. Elektronun iletkenlik bandından değerlik bandına geçmesi (banddan-banda) rekombinasyon olarak adlandırılır. Bir rekombinasyon olayı gerçekleştiğinde enerjinin korunumu kanunu foton şeklinde bir enerjinin serbest bırakıldığını ifade eder. III-V grubu bileşik yarıiletken olan GaAs görünür ışığa yakın kızıl ötesi ışığa karşılık gelen 0.8 μm dalgaboylu fotonlar yayar. Bu noktada yarıiletkenlerin elektronik ve optik özelliklerini anlayabilmek için kristal içindeki taşıyıcıların band

yapılarını, dalga vektörüne (k) karşı enerji (E) grafiğini enerji ve momentum korunumu açısından incelememiz gerekir.

Yarıiletkenleri enerji bandlarının pozisyonlarına göre iki sınıfa ayırabiliriz. İletim bandı ile değerlik bandı arasındaki enerji en düşük değere (iletkenlik bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu) $k=0$ da sahip ise bu yarıiletkenlere doğrudan aralıklı (direkt band aralığına sahip) yarıiletkenler denir. GaAs, InP, GaInAs ve $Ga_xAl_{1-x}As$ ($x<0.42$) gibi yarıiletken malzemeler direkt band aralıklı yarıiletkenlerdir. Eğer iletim bandı en düşük enerjiye $k \neq 0$ de sahip ise bu yarıiletkenlere indirekt band aralıklı denir. Si, Ge, AlAs ve GaP gibi yarıiletkenler ise indirekt band aralıklı yarıiletkenlere örnek olarak verilebilir. Bir yarıiletkenin direkt veya indirekt band aralığına sahip olması optik özelliklerini belirler ve bu yarıiletkenin kullanılabileceği optoelektronik uygulamalar için en önemli kriterlerden biridir.



Şekil 2.3. a) Direkt b) İndirekt band aralıklı yarıiletkenlerde optik geçişler [16].

E_g yasak aralığına sahip olan direkt band aralıklı bir yarıiletken üzerine $E = h\nu \geq E_g$ enerjisine sahip olan bir ışık düşürüldüğünde, değerlik bandındaki bir elektron foton enerjisini soğurarak, iletkenlik bandına geçmek için gerekli olan enerjiyi sağlamış olur. İndirekt band aralıklı bir yarıiletkende ise iletkenlik bandının minimumu,

değerlik bandının maksimumu ile aynı k değerinde olmadığından, değerlik bandındaki bir elektron, hem $h\nu$ enerjili fotonu hem de kristalden bir fononu soğurarak iletkenlik bandına geçebilir. Şekil 2.3 de direkt ve indirekt bandlı yarıiletkenlerdeki geçişler gösterilmiştir [16].

2.2. Yarıiletkenlerde İletim

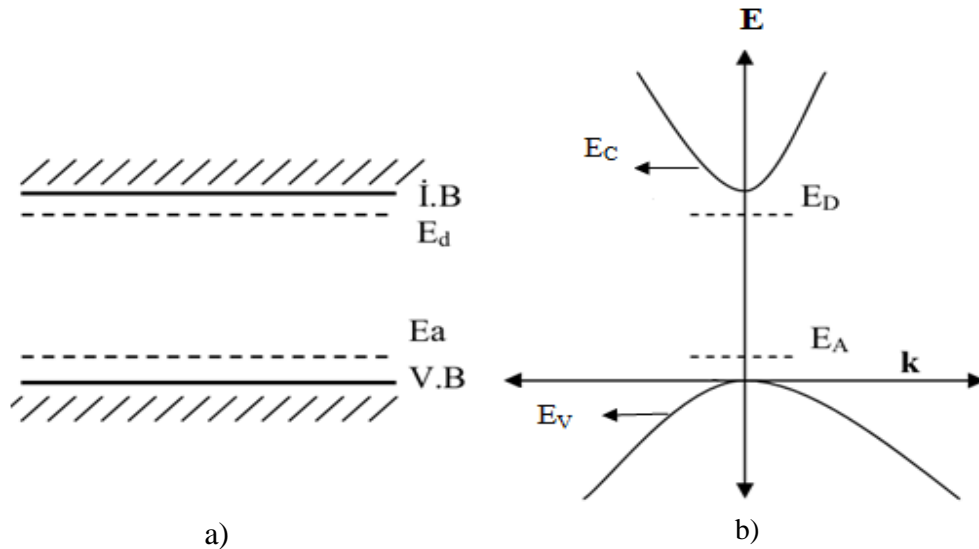
Bir yarıiletken kendi enerji bandlarında bulunan elektron ve boşluk dağılımına sahiptir. Yarıiletken maddelerin değerlik bandındaki elektronlar, yasak enerji bandını geçecek enerjiye sahip olduklarında değerlik bandından iletkenlik bandına geçerler. Değerlik bandından ayrılan elektronların, bu bandda boş bıraktıkları yerlere boşluk (hole) denilmektedir. Yükçe elektrona eşit, değeri pozitifdir. Metallerde elektriksel iletkenlik elektronlarla sağlanırken, yarıiletkenlerde ise elektronlar ve boşlukların her ikisi birden iletkenliğe katkı sağlar. Yarıiletkenlerin pratik amaçlarla kullanılabilmesi katkılanmaları ile mümkündür. Saf yarıiletkende boşluklar ve elektronlar genelde az sayıda olduklarından, az sayıda katkı atomlarının yarıiletkene katılması bile yarıiletkenin özellikleri üzerinde büyük değişikliklere neden olabilir. Kimyasal katkılar ve atomların yerleşme düzenindeki kusurlardan ortaya çıkan durumları içermeyen bir yarıiletkenin özellikleri ideal yapı durumundadır ve böyle bir yarıiletken *asal yarıiletken* olarak adlandırılır. Yarıiletken malzemelerin karakteristikleri, (band yapısı, elektriksel özellikleri) asal (saf) yarıiletken malzemeye bazı katkı atomları kontrollü olarak eklenmesiyle önemli ölçüde değiştirilebilir. Katkılama işlemi uygulanan malzemeye katkılı yarıiletken malzeme denir. Bu işlem sayesinde elektron ve boşluk sayısı değiştirilebilir. Asal yarıiletkende, iletkenlik bandındaki durumları işgal eden elektron sayısı ile değerlik bandındaki durumları işgal eden boşluk sayısı aynıdır. Böyle bir yarıiletkende elektron yoğunluğu n (elektron sayısı/cm³) ve boşluk yoğunluğu p (boşluk sayısı/cm³) birbirine eşittir.

$$n = p = n_i \quad (2.1)$$

Burada n_i yarıiletkendeki asal taşıyıcı yoğunluğudur. Katkılamayla elde edilen yarıiletkenler *katkılı yarıiletkenler* olarak adlandırılır. Asal yarıiletkende katkılama

sonucunda yasak band aralığı içerisinde de yerel enerji seviyeleri oluşur. Eğer, IV. grup elementleri Si veya Ge gibi yarıiletkenlerin içerisinde P, As, Sb gibi V. Gruptan bir atom katkılanırsa, yasak band aralığında iletkenlik bandının hemen altında yerel enerji seviyeleri oluşur. Oluşan bu seviyeye *verici (donor) seviyesi* ve yarıiletken içerisinde katkılanan atoma da *verici atom* denir. Bu atomlar iletkenlik bandındaki elektronların sayısını artırır. Bu tür katkılama ile oluşan maddeler n-tipi yarıiletkenlerdir.

IV. gruptaki bir yarıiletkene, Al, Ga ve In gibi III. gruptan atomlarla katkılanırsa yasak band aralığı içerisinde değerlik bandının hemen üstünde yerel *alıcı (akseptor) seviyesi* oluşur. Oluşan yarıiletken ise p-tipi yarıiletkendir. n-tipi veya p-tipi yarıiletkenlerde sıcaklığın artırılmasıyla elektronların, verici seviyesinden iletkenlik bandına veya değerlik bandından alıcı seviyesine geçişi mümkündür [17]. Yarıiletkenler, katkılama miktarıyla iletkenliği kontrollü olarak değiştirilebilen malzemeler olduğundan diğer malzemelere göre önemli üstünlüğe sahip olurlar. Bir yarıiletkenin verici ve alıcı seviyeleri için enerji-band diyagramı Şekil 2.4 deki gibidir.



Şekil 2.4. Verici ve alıcı seviyelerinin a) band yapısında gösterimi b) band şemasında gösterimi [17].

Bileşik yapan GaAs gibi III-V grubu bileşik yarıiletkenlerde katkılama işlemi biraz daha karışıktır. Silisyum ve Germanyum gibi IV. grup elementler de GaAs 'de kirlilik atomu olabilirler. Eğer bir Silisyum atomu Galyum atomuyla yer değiştirirse, silisyum kirliliği bir verici olarak davranacaktır, fakat eğer silisyum atomu bir arsenik atomuyla yer değiştirirse, o zaman silisyum kirliliği bir alıcı olarak davranacaktır. Aynı durum bir kirlilik atomu olarak germanyum için de doğrudur. Böyle kirlilikler *amfoterik* olarak adlandırılırlar. Deneysel olarak GaAs' de, Germanyumun genelde bir alıcı olduğu, Silisyumun genelde bir verici olduğu bulunmuştur.

Berilyum, Çinko ve Kadmiyum gibi II. grup elementler bir yer değiştirme kirliliği olarak örgüye girebilirler ve III. grup Galyum elementiyle yer değiştirerek alıcı kirliliği oluşturabilirler. Benzer olarak, Selenyum ve Telleryum gibi VI. grup elementler V. grup Arsenik elementiyle yer değiştirerek bir yerdeğiştirme kirliliği olarak örgüye girebilirler ve verici kirliliği oluşturulabilir. Bu kirliliklerin iyonizasyon enerjileri silisyumdaki kirliliklerin iyonizasyon enerjilerinden daha küçüktür. GaAs' deki verici iyonizasyon enerjileri de, holün etkin kütlesiyle karşılaştırıldığında elektronun etkin kütlesi daha küçük olduğundan dolayı, alıcıların iyonizasyon enerjilerinden daha küçüktür.

2.3. Yarıiletken Eklemler

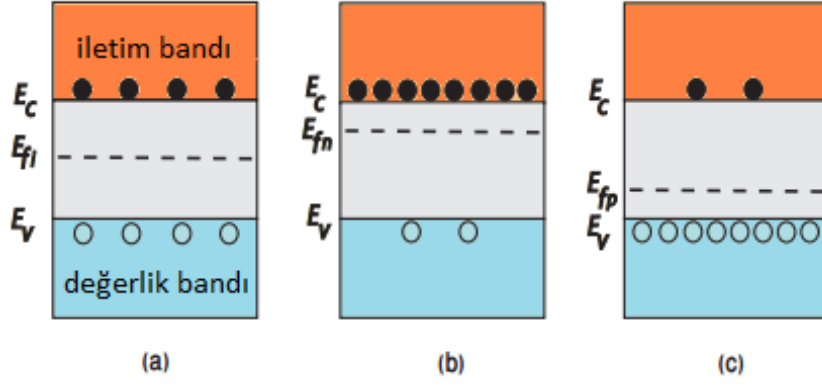
Bir elektronik devre elemanının üretimi, işletimi ve kararlılığı için yarıiletken malzeme üzerine istenilen elektriksel davranışı sağlayacak yapıların oluşturulması ve elektriksel karakterizasyonu büyük önem taşımaktadır. Yarıiletkenlerin, iletken ve optik özellikleri kolayca ve hızla değiştirilebilir. Bu değişiklikler farklı malzemeler arasında eklemler oluşturarak yapılabilir. Bu kavşakların en çok bilineni n- ve p- tipi katkılı yarıiletkenlerle yapılarıdır. Bir eklemin iki tarafında p ve n tipi yarıiletken aynı cins ise *aynı tür eklem* (homojunction) birbirinden farklı cinsten ise bu çeşit

eklemlere *hetero eklem* (heterojunction) adı verilmiştir. Ayrıca metal-yarıiletken veya yarıiletken-yarıiletken (farklı band aralığına sahip iki yarıiletken) gibi farklı malzemeler arasında yapılabilir. Ayrıca yarıiletken aygıtlar tek katlı epitaksiyel (homoepitaksiyel), çok katlı epitaksiyel (heteroepitaksiyel) yapılardan oluşabilir. Bu eklemlerden, n ve p tipi yarıiletken ekleminden elektrik akımı geçirilmesi ile elde edilen bir aktif ortama sahip olan yarıiletken lazerler oluşturulabilir.

Telekomünikasyonda kolay monte edilebilir olması ve fiber optik iletişim ile kolaylıkla etkileşebilen ışık kaynakları olduğundan dolayı tercih edilirler. Doğru yönde polarlandığında görülebilir ışık yayan yarı iletken bir devre elemanıdır. Bilindiği gibi Germanyum veya Silisyumdan yapılan p-n eklemleri doğru polarlama altında üzerlerinden bir akım akmasına izin verir. Akım akışı esnasında bir enerji açığa çıkar. Bu enerjinin bir miktarı ısı, küçük bir miktarı ise ışık (foton) dır. Lazerin çalışması için gerekli olan ileri yönde besleme de engel alçalması olayı, Sze ve arkadaşları tarafından doğrulanmıştır [18]. p-n eklemleri yapılırken eklem ileri besleme durumunda elektronlarla deşikler aynı bölgede birleşmeye hazır duruma gelirler. Yük taşıyıcılarının iyi bir termodinamik kontak sağlanması durumunda eklem boyunca hareketleri mümkündür.

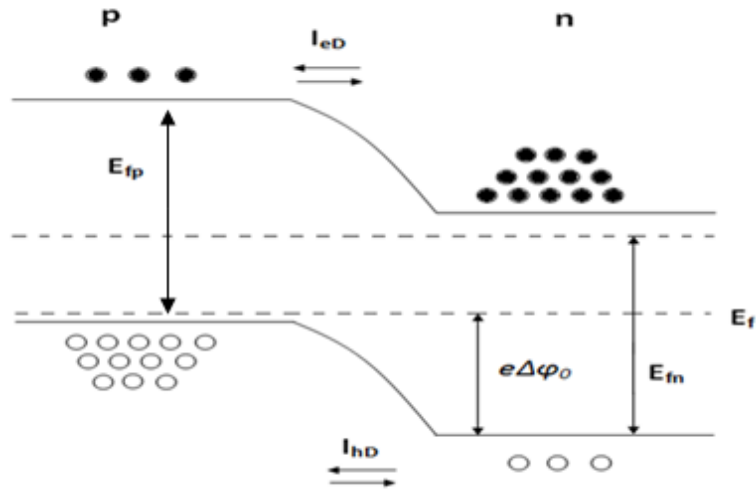
2.3.1. n- ve p-tipi Yarıiletken Eklemler

Bu eklem türü katıhal elektroniği için en önemli eklemlerden birisidir. Tasarlanan aygıtlarda doğrultucularda, dalga şekillendiricilerde, lazerler ve dedektörler gibi önemli elektronik uygulamalarda kullanılmaktadır.



Şekil 2.5. Enerji band diyagramları a) saf b) n-tipi ve c) p-tipi yarıiletken [19].

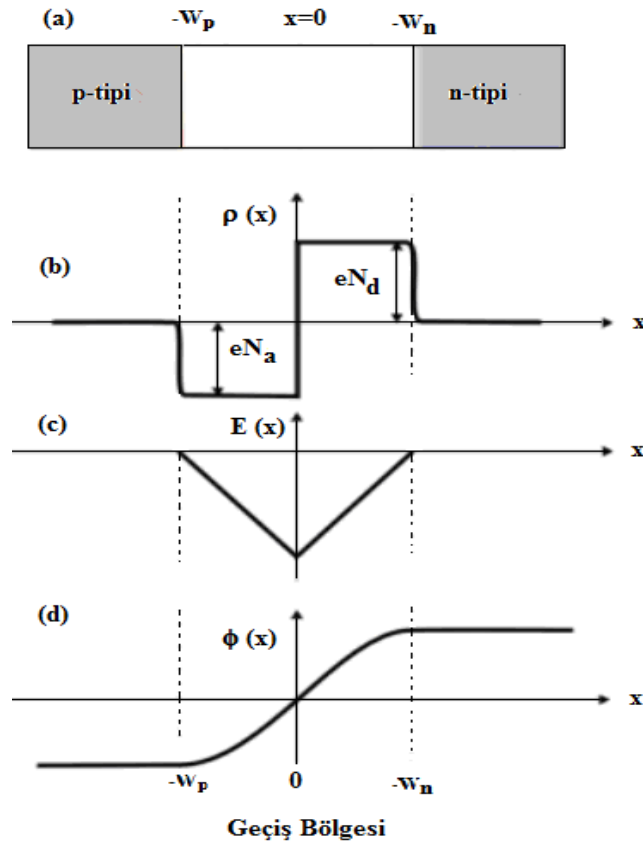
İlk yarıiletken lazer diyotlar GaAs p-n eklemlerinden oluşturulmuştur. p-n eklemi yapmanın en eski yöntemi difüzyondur.



Şekil 2.6. Denge durumunda p-n ekleminin band sınır diyagramı.

Katkı maddeleri ısı altında yayılırlar. Böylece alıcı yüzey konsantrasyonu verici yüzey konsantrasyonunu aşar. Bir dış sapma yoksa, termodinamik denge halinde p-n eklemini içinde Fermi enerji seviyesi eklem boyunca sabit olmalıdır. Çünkü Fermi

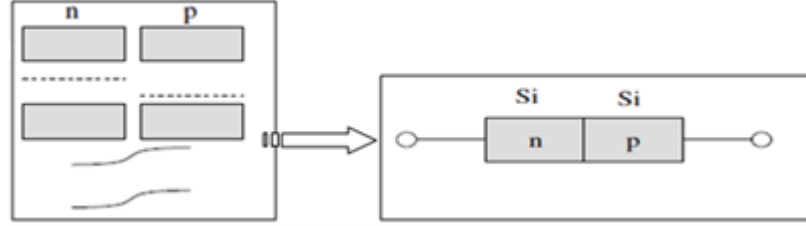
enerji seviyesi değerlik band sınırında p-tipi bölgesinde ve iletim bandı civarında n-tipi bölgesinde mevcuttur [20]. Bandlar bir eklemeye doğru eğilmelidir (Şekil 2.6). Bandların eğildiği bu bölgede Fermi enerji seviyesi enerji boşluğunun ortasındadır ve dolayısıyla elektron $n < n_0$ ve boşluk konsantrasyonları $p < p_0$ olur. Dolayısıyla bu bölge fakir bölge olarak adlandırılır. N_a ve N_d iyonize olmuş verici ve alıcı iyonların yoğunluğu olduğunda bu eklemeye p-tipi tarafında negatif yük ve n-tipi tarafından da net bir pozitif yük olduğunu gösterir. Bu ayrık yükler bir elektrik alan oluştururlar. Bu band bükülmesinin fiziksel sebebidir [21].



Şekil 2.7. a) p-n bağımlılığını biçimlendirmek için kullanılan p-n malzemelerinin Fermi seviyesi içinde dağılımı b) verici ve alıcı atomları c) elektrik alan oluşumu d) potansiyel diyagramı.

2.3.2. Aynı Tür Eklemler (Homojunction)

Aynı tür yarıiletkenden oluşturulmuş n ve p tipi yarıiletkeni birleştirerek oluşturulan eklemlerdir (örneğin Si/Si, Ge/Ge vb.). Bu durum Şekil 2.8 de basitçe gösterilmiştir.

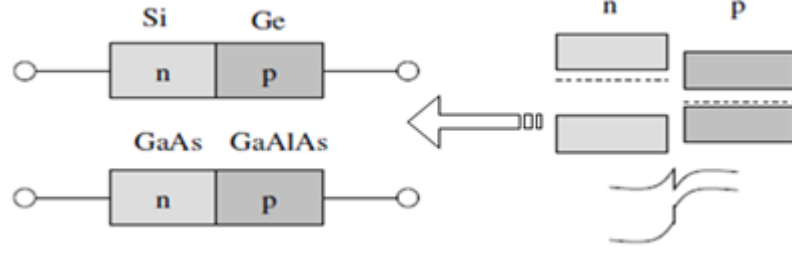


Şekil 2.8. Homojunction eklem oluşturulması [22].

Şekil 2.8 de gösterildiği gibi Silikondan (Si) yapılmış n-tipi ve p-tipi katkılanmış yarıiletken malzemeler düşünülürse; bunlar aynı olduğu için (Silikon) n- ve p- tipi malzemenin band aralığı da aynı olacaktır.

2.3.3. Farklı Tür Eklemler (Heterojunction)

Farklı tür yarıiletkenleri birleştirerek oluşturulan hetero eklemlerin ilginç elektrik ve optik özelliklerini vardır. Heteroeklem yapılabilmesi için kullanılacak yarıiletkenlerin kristal yapısı, örgü sabiti ve ısıl uzama katsayıları arasında uyuma olmalıdır. Genellikle kullanılan yarıiletkenler Si/Ge, GaAs/GaAlAs kristaller elmas yapısında (iç içe iki ymk örgü) olanlardır. Bu sınırlılığın nedeni eklem bölgesinde mümkün olduğu kadar sürekli bir kristal düzeni olması zorunluluğudur. Bu süreklilik sıcaklık değişimlerinden etkilenmemelidir. İki tarafın örgü sabitleri arasında yüzde bire varmayan farklılıklar hetero-eklem yapılabilmesi için yeterli sayılmaktadır [22]. Bu durum Şekil 2.9 da görülebilir.



Şekil 2.9. Heterojunction eklem oluşturulması [22].

Farklı yarıiletkenlerden yapılmış n-tipi ve p-tipi katkılanmış yarıiletken malzemeler kullanıldığı için yasak band aralıkları da farklı olacaktır. Farklı eklemlerdeki yapılar AlGaAs, InGaAs, InGaAsP ve InGaNAs gibi yapılardan oluşursa bu durumda farklı yapı (heterostructure) formunda yapılar elde edilir. Bu yarıiletken aygıtlar bir yüzeyde üretildiklerinden dolayı yarıiletken film üretiminde kullanılan altlıkların yüzey özellikleri, aygıtların karakteristiğini etkilerler. Çünkü birçok depozit altlıkların yöneliminde büyür.

2.3.4. Büyütme Teknikleri

Günümüzde, epitaksi esasına dayanan yöntemlerle tek kristal altlıklar üzerinde tek bir kristal yönelime sahip yarıiletken ince filmler oluşturulabilir [23]. Epitaksiyel büyüme, bulk kristal yapısından daha üstün özelliklere sahip materyalleri oluşturmak için kullanılır. “Üzerinde” anlamına gelen “epi” ve “düzenleme” anlamına gelen “taxis” Latince kelimelerinden türetilen epitaksi, ince ve tek kristal forma sahip materyalin yine tek bir kristal forma sahip bir altlık yüzeyinde büyütülmesidir [24]. Bu yöntemle üretilen yarıiletkenler de altlık ile üzerinde büyütülen materyal aynı türden kimyasal bileşime sahip ise homoepitaksi, aynı örgü sabitlerine sahip olmak şartıyla farklı türden ise heteroepitaksi olarak adlandırılır. InP altlık üzerinde büyütülen ve bir diyot lazer materyali olan InGaAsP, GaAs altlık üzerinde büyütülen InGaNAs ve Si, GaAs ve SiC altlıkları üzerinde depozit edilen SiGe, AlAs ve GaN tabakaları gibi epitaksiyel materyaller tüm yarıiletken cihazların üretiminde merkezdir [25]. Aynı zamanda bu sistem içerisinde InP/InGaAsP ikilisi hemen

hemen aynı örgü sabitine sahip bir heteroepitaksi örneğini oluştururken elektronik teknolojisinde kullanılan ve Silisyum altlık üzerinde büyütülen yarıiletken Silisyum ince filmi ise homoepitaksiye örnek olarak verilebilir.

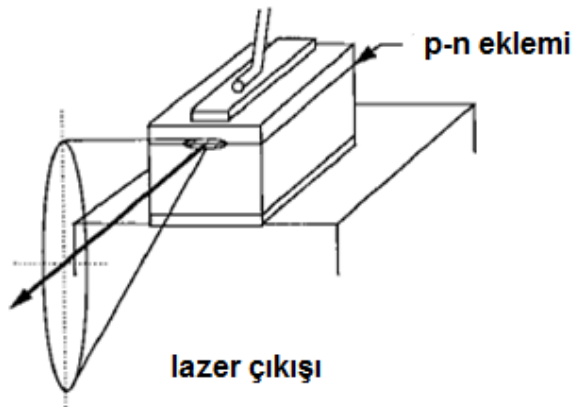
Yarıiletkenlerin elektronik ve optik özellikleri, boyutlarının yanı sıra bu materyallerin kristal yapısına bağlı olarak da belirlenebildiğinden dolayı altlığa bağlı olarak kristal yapısı değişen epitaksiyel ince filmleri üretme teknikleri araştırmacıların dikkatini çekmiştir. Yetmişli yılların ortalarından beri bu fikir, Esaki ve Tsu' nun öncü çalışmaları ile temel kazanmıştır [26]. Epitaksi yöntemi günümüzde bir katı altlık üzerinde kristal yapısının değişimi ile temel özelliklerinin değiştirildiği epitaksiyel yapıdaki bu yarıiletken yapıları büyütme için kullanılmaktadır. Epitaksiyel büyütme teknikleri çok önemlidir ve bu teknikler, büyüme doğrultusundaki boyutları tam olarak kontrol etmeyi mümkün kılacak şekilde çok küçük büyüme hızına sahiptirler.

3 YARIİLETKEN LAZERLER

Bu lazerlerin üretilebilmesi için öncelikle ihtiyacımız olan dalgaboyundaki ışığı yayabilecek direkt band aralığına sahip uygun yarıiletken malzemenin seçilmesi gerekir. Direkt enerji aralığına sahip GaAs, InP gibi ikili, InGaAs gibi üçlü, InGaAsP gibi dördü yarıiletkenler ancak ileri teknoloji gerektiren MBE (Molecular Beam Epitaxy) gibi yapay tekniklerle büyütülebilmektedir.

3.1. Lazerlerin Çalışma Prensipleri

Lazer; optik frekanslarda uyarılmış ışınla kazanç (İngilizce “laser” Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ifadesi ile tanımlanır. Lazerlerin keşfi ile ışığın kuantumlu yapısı, birçok malzemede elektrik ve optik süreçlerin anlaşılmasında önemli bir rol oynamıştır. Bu bölümde lazerlerin çalışma prensipleri, yarıiletkenlerde iletim ve değerlik bandlarında bulunan elektronlarla fotonların etkileşimine dayalı kendiliğinden yayılma (spontaneous emission), uyarılmış emisyon (stimulated emission), absorpsiyon gibi optik geçişler ile popülasyon terslenmesi ve geri besleme konularında bilgilere yer verildi.

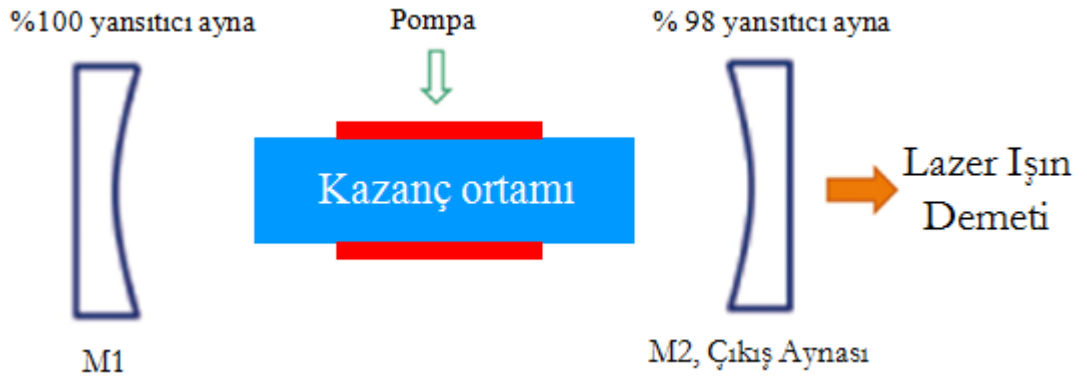


Şekil 3.1. Kenar ışıklı lazerin şematik çizimi

Lazer ışığının özelliği zaman ve uzayda eş fazlılık, yönlülük ve yüksek parlaklıktır. Bu farklar lazerlerin beyaz ışıktan ve güneş ışığında meydana gelen kendiliğinden salınım mekanizmasından farklı bir mekanizmaya sahip olmalarından, radyasyon yayılımının uyarılmış salınım nedeniyle aynı anda gerçekleşmesinden kaynaklanmaktadır. Lazer, optik frekanslarda eş fazlı ışınım üretimi için kullanılan bir salınmaçtır (osilatör) ve dört ana öğeden oluşur. Bunlar;

- 1) Optik kazanç ortamı,
- 2) Optik oyuk veya diğer adıyla rezonatör,
- 3) Uyarı (pompa) kaynağı,
- 4) Çıkış aynasıdır.

Dolayısıyla, çalışma prensibi, her salınmaçta olduğu gibi, salınım elde etmek için kazanç ile artı geri beslemenin birleştirilmesi gerekir. Bunun optik dalgaboylarında sağlanması için, Şekil 3.2 de gösterilen lazer düzeneği kullanılmaktadır.



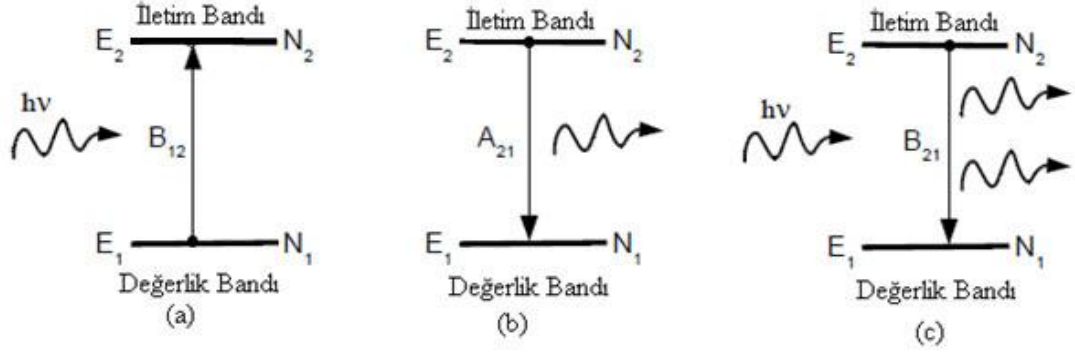
Şekil 3.2. Lazer oyuk düzeneği şematik gösterimi

Optik kazanç ortamı, yüksek yansımaya katsayısı olan aynalardan (M_1 ve M_2) kurulu optik kavite içerisine yerleştirilir. Optik kazanç elde etmek için, kazanç ortamını dışardan bir enerji kaynağı (Şekil 3.2 de pompa olarak gösterilmiş) ile uyararak gerekir. Bu uyarı çeşitli şekillerde (elektriksel, optik veya diğer) yapılabilir. Kazanç ortamından geçerken güçlenen sinyalin bir kısmı, aynalar tarafından ortama tekrar gönderilir. Kavite içerisindeki ışık, aynalar arasında birçok kez yansıtılarak güçlenir. Eğer bir döngüdeki optik kazanç, kayıplardan daha fazla ise, optik salınım başlar ve yüksek parlaklığa sahip, lazer ışığı üretilebilir. Kısacası lazer, optik kazanç ve artı geri beslemenin birleşimi sonucunda çalışan bir optik salınım yani diğer adıyla osilatördür.

Bu çalışma prensibi temel olarak bütün lazerler için aynıdır. Yarıiletken lazerlerde ışığa aldıkları enerji ile taban enerji seviyesinden uyarılmış enerji seviyesine çıkan elektronların, bu enerji seviyeleri arasında da optik geçişleri sırasında ortaya çıkmaktadır. Bu geçişler, soğurma, kendiliğinden salınım (spontaneous emission) ve uyarılmış salınım (stimulated emission) dır.

3.2. Absorpsiyon, Kendiliğinden Ve Uyarılmış Salınım

Uyarılmış ışığa kavramı ilk kez 1917 yılında A. Einstein tarafından önerilmiş ve bu fikir ilk defa 1951 yılında C.H. Townes tarafından lazerlerin (ışımının uyarılmış salınımıyla mikrodalganın kuvvetlendirilmesi) geliştirilmesi için kullanılmıştır. Uyarılı ışımının gerçekleşebilmesi için uyarıcı fotonun enerjisinin, üst ve alt seviyeler arasındaki enerji farkına (E_2-E_1) yakın olması gerekir. Kuantum mekaniğin temel ilkelerinden olan Planck yasasından da bilindiği gibi bir fotonun enerjisi (E) soğurulan veya yayılan ışık fotonunun rengini, enerji seviyeleri arasındaki enerji farkı belirleyecektir.



Şekil 3.3. İki enerji seviyeli bir atomik sistemde elektron-foton etkileşimi **a)** foton soğurma **b)** kendiliğinden salınım ve **c)** uyarılmış salınımı göstermektedir. E_1 , E_2 ve $E_2 > E_1$ enerji seviyelerini, N_1 ve N_2 de elektron popülasyonunu göstermektedir.

Şekil 3.3 de iki enerji seviyeli bir sistemde oda sıcaklığında (≈ 300 K), kT termal enerjisi çok küçük olduğu için, üst enerji seviyesinde bulunan elektronların sayısı (N_2) taban durumuna (N_1) göre oldukça küçüktür; yani termal denge durumunda elektronlar taban durumunda yer almaktadır. İki seviyeli bir sistemde toplam elektron nüfusu sabittir. Alt seviyede yer alan elektronun enerjisine sahip bir foton soğurarak üst enerji seviyesine geçmesi veya tam tersi, üst enerji seviyesinde yer alan elektronun $h\nu \geq E_2 - E_1$ enerjisine sahip bir foton salarak alt enerji seviyesine geçmesi olasıdır. Fotonla malzemenin etkileşimi uyarılmış soğurma, kendiliğinden salınım ve uyarılmış salınım olmak üzere üç farklı mekanizma ile açıklanır. Uyarılmış soğurma alt seviyede yer alan elektron $h\nu \geq E_2 - E_1$ enerjisine sahip bir foton soğurduğu zaman üst enerji seviyesine çıkar (Şekil 3.3.a). Kendiliğinden salınım da ise uyarılmış soğurma mekanizması sonucunda üst seviyeye çıkan elektron, bir süre sonra ($\approx 10^{-9}$ s) hiç bir dış etki olmaksızın, radyasyon salarak kendiliğinden taban durumuna döner (Şekil 3.3.b). Uyarılmış salınım da ise taban durumunda yer alırken, fotonla etkileşerek üst enerji seviyesine uyarılan elektron, ortamda bulunan uygun frekanslı elektromanyetik dalga ile etkileşir. Elektromanyetik uyarma nedeniyle, elektron foton salınımı yaparak taban durumuna dönmeye zorlanır (Şekil 3.3.c). Salınan foton ile sistemi uyarın foton eş fazlı ve aynı enerjili olduğu için, açığa çıkan radyasyon gelen ve salınan fotonun toplamıdır. Bu

şekilde, salınan fotonun genliği artırılmış olur. Uyarılmış soğurma da kendiliğinden salınımın aksine ortamda elektromanyetik dalganın bulunması gerekmektedir. Uyarılı ışımaya sonucunda yayılan fotonların frekansı ve yönü uyarıcı foton ile aynı olduğundan, ortamdaki geçen ışın genliği artmış olur. Bu etkiye “uyarılı ışımaya ile optik kazanç” adı verilmektedir [27].

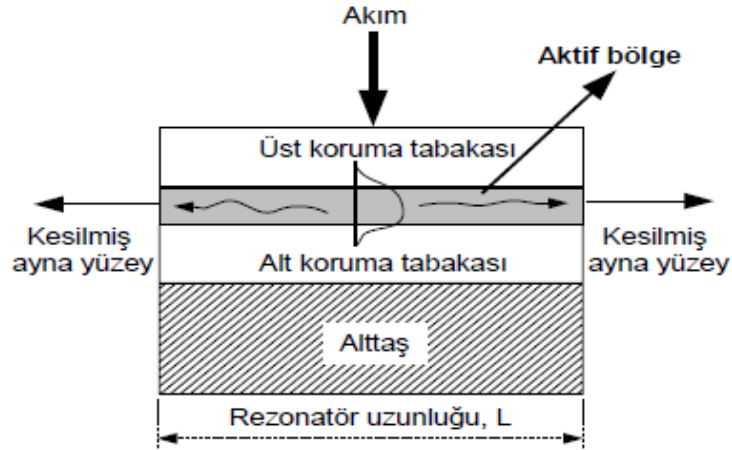
3.3. Popülasyonun Terslenmesi

Lazer olayının gerçekleşmesi için sistemde uyarılmış salınımın baskın olması gerekmektedir. Uyarılmış salınımın gerçekleşmesi için üst enerji seviyesinden taban durumuna sürekli olarak bir elektron geçişi olmalıdır. Termal denge durumunda, üst enerji seviyesinde çok az sayıda elektron olduğu ve elektronların her zaman minimum enerjili durum olan taban durumunda bulunma isteğinde olduğu bilinmektedir. Üst enerji (iletim bandı) seviyesinde herhangi bir andaki elektron popülasyonu (N_2), taban enerji (değerlik bandı) seviyesinden (N_1) fazla olması durumu popülasyon terslenmesi olarak adlandırılır. Bu durumda artık uyarılmış soğurma mekanizması yerini uyarılmış salınım mekanizmasına bırakır. Bu sayede gelen radyasyon kuvvetlendirilmiş olur. Lazerlerde uyarılmış salınım mekanizmasının sürekli olması için üst seviye nüfusunun sürekli olarak alt seviye nüfusundan fazla olması gerekmektedir. Bu sebeple, lazer ortamına sürekli bir enerjinin verilerek taban durumunda bulunan elektronların üst enerji seviyesine uyarılması gerekmektedir. Lazer ortamına enerji aktarılması işlemine “pompalama” adı verilmektedir [27].

3.4. Optik Geri Besleme

Lazerlerde popülasyon terslenmesinin sağlanarak uyarılmış ışımaya gerçekleşmesinden sonra açığa çıkan ışımaya (fotonların) demet halinde toplanması, yönlendirilmesi ve kuvvetlendirilmesi gerekmektedir. Bu sebepten dolayı, popülasyon terslenmesinin sağlandığı lazer ortamındaki ışımaya toplanması

için optik rezonatörler (optik kaviteler) kullanılır. Optik rezonatörler sayesinde lazer ortamında geri besleme sağlanmış olur. En basit optik rezonatör Fabry-Parot rezonatörüdür (Şekil 3.4). Bu rezonatörlerde kazanç bölgesi, birbirine paralel iki ayna arasına yerleştirilmiştir.



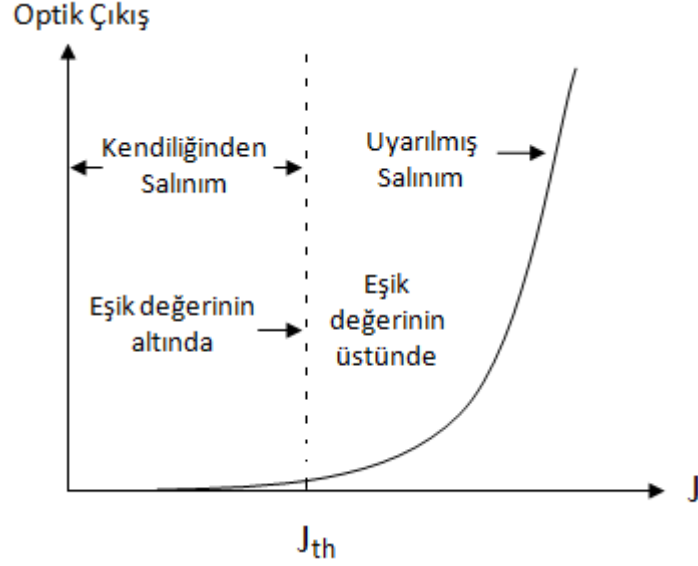
Şekil 3.4. Fabry-Parot rezonatör şeması

Kazanç bölgesinde oluşan fotonlar birbirine paralel aynalar arasında ilerlerler. Eğer aynalar arası mesafe (L), elektromanyetik dalganın dalgaboyunun yarısının tam katları ise,

$$L = \frac{m\lambda}{2n} = \frac{mc}{2nv} \quad (3.1)$$

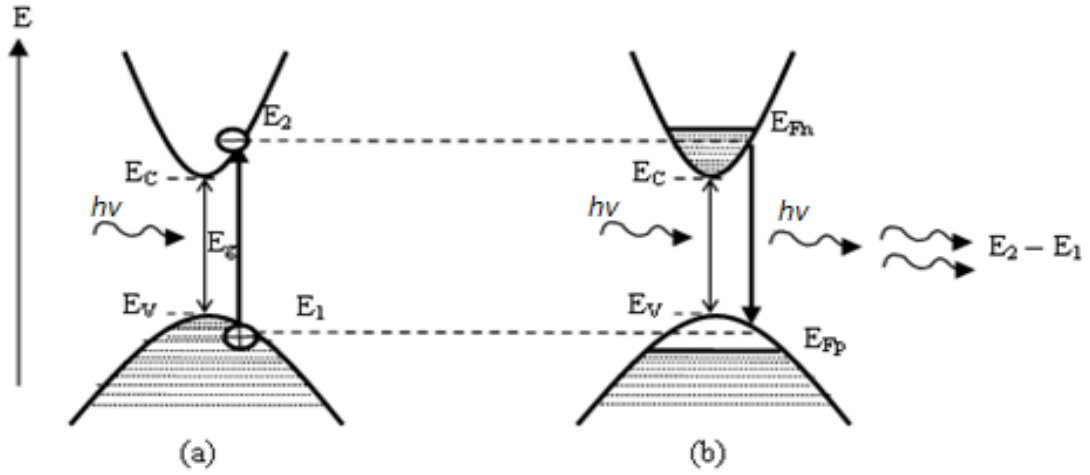
rezonans koşulu sağlanacak ve bu bölgede bulunan fotonlar güçlendirilecektir. Burada, c ışık hızı, n ise kazanç bölgesinin kırılma indisidir, V frekansıdır, m (1,2,3...) tam değer alan dalga boyu parametresidir. Bu ifade, pozitif geri besleme koşuludur. Ancak, bu rezonans koşulunu sağlayan elektromanyetik dalga rezonansa girer. Lazerde ışımaya başlaması için, lazer kazanç bölgesinde, kazancının kayıplardan büyük olduğu andaki akım değeri “eşik akımı” olarak adlandırılır. Lazerlerin önemli parametrelerinden biri olan eşik akımı değerinden itibaren, uyarılmış salınım kendiliğinden salınım ile tetiklenmiş olur ve lazer olayı başlar. Malzeme kazancı

dalgaboyu bağımlı olduğu için, rezonans koşulu sadece en yüksek kazançta sahip olan dalgaboyu için sağlanır.



Şekil 3.5. Lazerlerin eşik akımı grafiği

Buraya kadar iki seviyeli bir atomik sistemlerin çalışma prensiplerine genel olarak baktık. Yarıiletkenler ise kendi enerji bandlarında bulunan elektron ve boşluk dağılımına sahiptir. Bu nedenle nüfus terslenmesi yarıiletkenlerde diğer atom sistemlerinden biraz daha farklı olmakla birlikte çalışma prensipleri açısından aynıdır. Yarıiletkenlerde lazer davranışı ve optik kazanç bandlarda dengede olmayan taşıyıcı nüfusunun oluşturulması ile sağlanır. Şekil 3.6 da bir yarıiletkenin 0 K sıcaklığındaki band şemasında soğurma ve uyarılmış ışımaya süreçleri gösterilmiştir [27].



Şekil 3.6. Direk band aralıklı bir yarıiletkende **a)** soğurma ve **b)** uyarılmış ışımaya süreçleri

Şekil 3.6 da görüldüğü gibi başlangıçta değerlik bandı tamamen elektronlarla dolu ve iletkenlik bandı boştur. $E = hv \geq E_g$ enerjili fotonlar yarıiletkene gönderildiğinde, bu fotonlar elektron-boşluk çiftleri oluştururlar. Elektronlar E_{Fn} seviyesine kadar iletkenlik bandını işgal ederler ve eşit sayıda boşluk da E_{Fp} seviyesine kadar değerlik bandını işgal eder. E_{Fn} ve E_{Fp} sırası ile elektron ve boşluk sanki Fermi seviyeleridir. Bu durum oluştuğunda, band aralığından daha büyük fakat $\Delta E_f = E_{Fn} - E_{Fp}$ 'den daha küçük enerjili fotonlar soğurulamazlar. Gerekli enerjiye sahip olan fotonlar, dolu iletkenlik bandı durumlarından boş değerlik bandı durumlarına uyarılmış geçişler sağlayabilirler. Bu nedenle $E_{Fn} - E_{Fp} > hv > E_g$ eşitliği lazer ışımasının olduğu ortam için gerekli kazanç şartını verir. Benzer olarak, üst seviye geçişler yani soğurma da kayıplara karşılık gelir. $hv \cong E_g$ olduğu zaman kazanç pozitif değer almaya başlar ve enerjinin daha da artması ile en yüksek değerini alır ve sonrasında $hv \cong \Delta E_f = E_{Fn} - E_{Fp}$ olduğunda kazanç sıfır olur. Bir yarıiletkenin elde edilen ışımaya spektrumu, yarıiletkenin doğal ışımaya spektrumudur. Lazer ışımaya için kazanç, en azından ışımaya spektrumundaki belli bir foton enerjisinde kayıplara eşit olmalıdır.

3.5. Düşük Boyutlu Yapılar ve Lazer Uygulamaları

Katıhal fiziğinin son 30 yıldaki gelişimi, külçe kristalden ince film tabakalara ve sonra da nanoyapılar olarak adlandırılan düşük boyutlu sistemlere geçiş olarak tanımlanabilir. Külçe (hacimli) materyaller klasik fiziğin uygulanabilirlik sınırları içinde kalan materyallerdir. Bunlar Avogadro sayısı mertebesindeki atomdan oluşmuş uzaysal hareketin sınırlandırılmadığı yüksek serbestlik dereceli sistemlerdir. Bir yarıiletkenin boyutları, L_x , L_y ve L_z veya taşıyıcıların ortalama serbest yolları, de Broglie dalgaboyu ($\lambda = h / p$) mertebesinde olduğu zaman, kuantum boyut etkili olmaya başlar ve yarıiletkenin elektronik özelliklerinin çoğu bu etkiler sayesinde değişir.

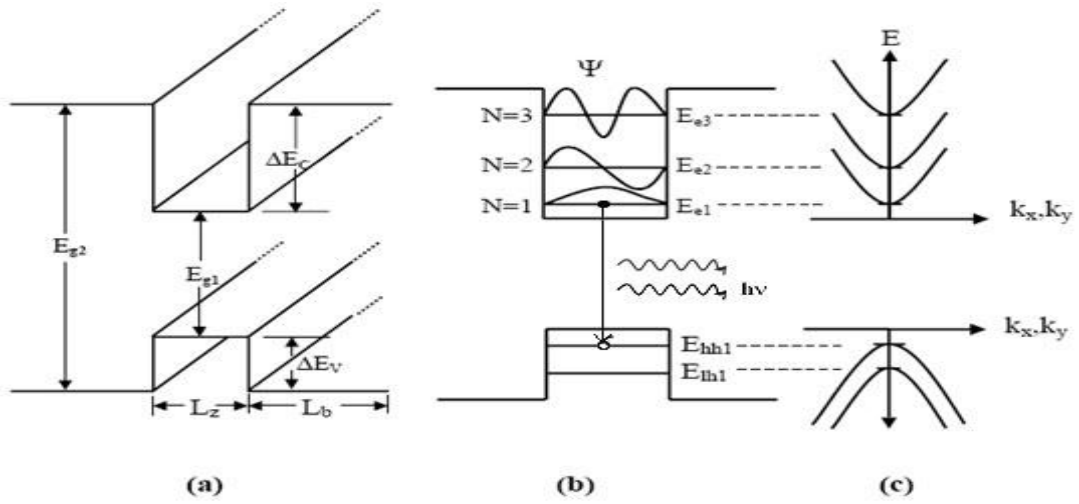
Külçe yapılarda, elektronun ortalama serbest yolu ($\sim 200 - 400 \text{ \AA}$) örnek boyutlarından çok daha küçük olduğundan, bu yapılarda kuantum boyut etkilerinin ortaya çıkması olası değildir. Bu şekilde boyutları ve taşıyıcıların hareketleri belli doğrultularda sınırlanan sistemlere “Düşük Boyutlu Sistemler” denir. Sınırlama tek doğrultuda (L_z) ise iki boyutlu (kuantum kuyusu), iki doğrultuda (L_y , L_z) ise tek boyutlu (kuantum teli), üç doğrultuda ise sıfır boyutlu (kuantum noktası) sistemler olarak adlandırılır [27].

3.6. Kuantum Kuyu Lazerler

Band aralıkları farklı iki yarıiletken ard arda büyütüldüğünde kuantum kuyusu sistemleri oluştururlar. Eğer dar band aralığına sahip olan yarıiletken tabakası yeterince inceyse, yarıiletken ara yüzeyine dik doğrultuda yani yarıiletkenin büyütme doğrultusunda taşıyıcıların hareketleri kuantize olur (sınırlanır). İki boyutlu ya da kuantum kuyusu sistemleri olarak adlandırılan bu sistemlerde taşıyıcıların hareketi

büyütme doğrultusunda kuantize olurken, büyütme doğrultusuna dik iki doğrultuda hala serbesttir.

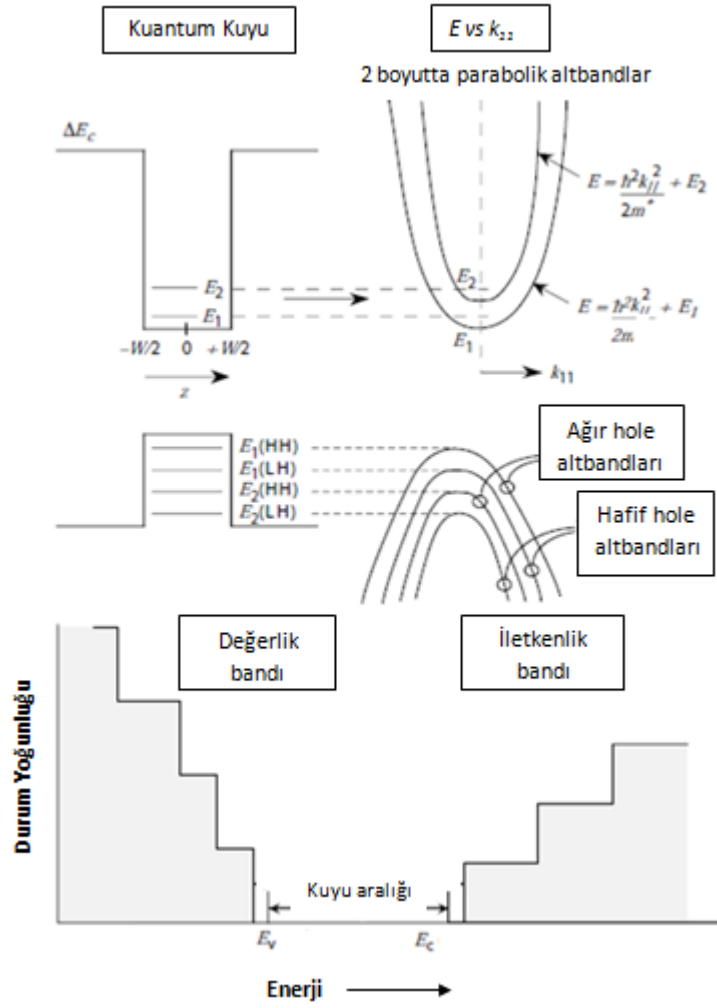
Kuantum kuyusunun yasak band aralığı kuşatılma etkilerine, seçilen konsantrasyona, iletim ve değerlik bandlarının süreksizliklerine bağlıdır. Ayrıca kuyu genişliğinin değiştirilmesi kuantum kuyusunun band aralıklarının değişmesine neden olur. Böylece kuantum kuyusu parametreleri ile sistemin optik özellikleri ayarlanabilir.



Şekil 3.7. a) E_{g1} ve E_{g2} band aralıklarına sahip iki farklı yarıiletkenden oluşmuş tek kuantum kuyusu yapının üç boyutta şematik gösterimi. L_z ve L_b sırasıyla kuyu ve engel genişliği, ΔE_{CV} ise sırasıyla iletkenlik, değerlik bandı süreksizliğidir. **b)** Kuantum kuyusu içerisinde iletkenlik bandında E_{e1} kuşatılmış elektronlar için ve değerlik bandında E_{h1} kuşatılmış boşluklar için kuantize olmuş enerji seviyelerini, ψ elektronun dalga fonksiyonudur. **c)** x-y düzleminde dağılım eğrisi.

Kuantum boyut etkisiyle oluşan enerji seviyelerinin gözlemlenebilmesi için;

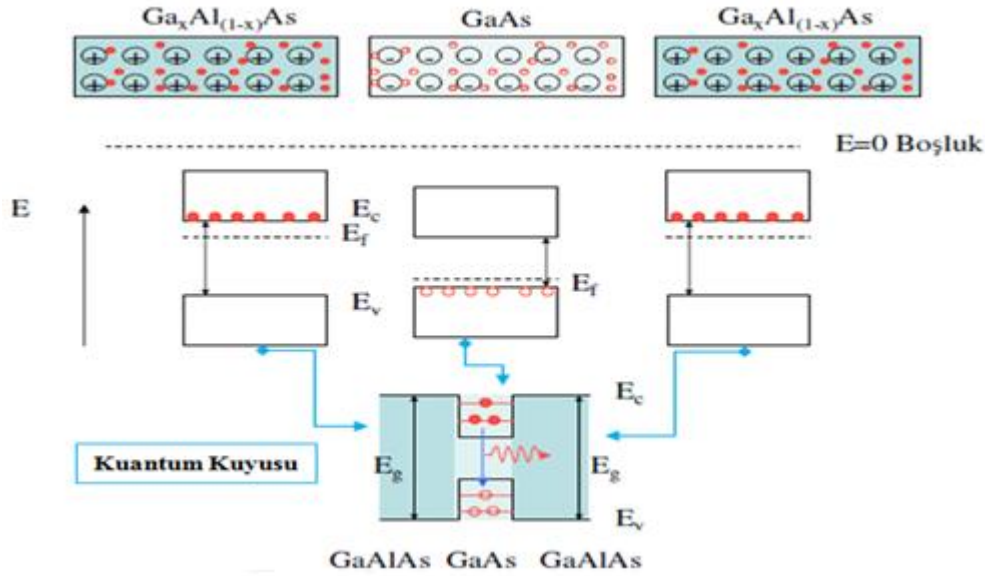
- Sıcaklığın, kuyu içerisindeki seviyeler arasındaki enerji farkı $E_{n+1} - E_n \gg k_B T$ şartını sağlaması
- Kuantum kuyusu kalınlığı olan L_z ' nin yeterince küçük olması gerekir.



Şekil 3.8. 1, 2 ve 3 boyutlu yapıların durum yoğunluğu [28].

GaAs (ikili) yarıiletkenine Al ekleyerek GaAlAs (üçlü) yarıiletkeni oluşturulabilir. GaAlAs band aralığı (E_g) içindeki Al atomlarının yüzdesine bağlı olarak GaAs band aralığı olan $E_g=1,42$ eV ile AlAs band aralığı olan $E_g=2,2$ eV arasındaki değerleri alabilir. Bu durum Şekil 3.9 da şematik olarak gösterilmiştir.

Yarıiletken lazerlerin kuantum kuyusunun kalınlıkları 10 nanometreden daha da ince olabilmektedir. Tipik olarak üst üste konulan tabakalar değişik yapıdadır (örneğin; biri GaAs ise, diğeri GaAlAs dir). Bu katmanların yasak enerji bandları ayarlanarak, elektron ve deşikler için tuzaklar (hapis-sınır bölgeleri) oluşturulabilir.



Şekil 3.9. İkili farklı yapılarla kuantum kuyu oluşturulması

Kuantum kuyulu lazerler geliştirilirken, üretim tekniğinde zor şartlar bulunmaktadır. MBE (Molecular Beam Epitaksi) yöntemi bu ihtiyaçları karşılayabilmektedir. Bu yöntem yüksek vakum ($<10^{-10}$ mbar) altında gerçekleştirilen epitaksiyel (üst üste dizerek) büyütme yöntemidir. Genellikle III-V bileşik yarıiletken yapılar (GaAlAs, InAlAsvs) bu yöntemle büyütülmektedir [22].

3.7. İki Boyutlu Yapılar

Bir yarıiletkenin boyutları, taşıyıcıların ortalama serbest yolları ya da de-Broglie dalgaboyu ile kıyaslanabilir boyutlarda olduğu zaman, kuantum boyut etkileri önemli olmaya başlar ve yarıiletkenin elektronik özelliklerinin çoğu bu etkiler sayesinde değişir. Külçe yapılarda elektronun ortalama serbest yolu ($\sim 200 - 400 \text{ \AA}$) örnek boyutlarından çok daha küçük olduğundan, bu yapılarda kuantum boyut etkilerinin ortaya çıkması olası değildir. Kuantum kuyusu yapısı, iki farklı band aralığına sahip olan yarıiletkenin atomik tabakalar halinde ard arda büyütülmesi ile oluşan bir yapıdır. Eğer dar band aralığına sahip olan yarıiletken tabakası yeterince inceyse, yarıiletken ara yüzeyine dik doğrultuda yani yarıiletkenin büyütme doğrultusunda taşıyıcıların hareketleri kuantize olur. Taşıyıcılar büyütme doğrultusuna dik olan x ve y doğrultularında serbest olarak hareket edebilirlerken, büyütme doğrultusunda enerji spektrumları sürekliliğini kaybeder ve ayrık değerler almaya başlar.

Enerji spektrumundaki bu değişim kuantum boyut etkilerinin sonucudur. Bu tip sistemler iki boyutlu ya da kuantum kuyusu sistemleri olarak adlandırılır. Çünkü taşıyıcıların hareketi büyütme doğrultusunda kuantize olurken, büyütme doğrultusuna dik iki doğrultuda hala serbesttir. Farklı band aralıklı yarıiletkenlerin ard arda büyütülmesi ile elde edilen kuantum kuyusu yapısında, kuyu bölgesinde kuantize olmuş alt band enerjileri E_N , sonsuz derin kuyudaki parçacık yaklaşımı yapılarak,

$$E_N = \frac{\pi^2 \hbar^2 N^2}{2m_e L_z^2} \quad N = 1, 2, 3 \dots \quad (3.2)$$

ifadesinden elde edilir. Bu ifadede E_N kuyu bölgesinde iletkenlik bandı kenarından ölçülen enerji ve L_Z kuantum kuyusu genişliğidir. Benzer ifade değerlik bandındaki boşluk alt bandları enerjilerini bulmak için de kullanılabilir. Tek farklılık elektron etkin kütlesi m_e yerine ağır boşluk etkin kütlesi m_{hh} (ağır boşluk alt bandları için) ya da hafif boşluk etkin kütlesi m_{lh} (hafif boşluk alt bandları için) kullanılmasıdır. x-y

düzleminde taşıyıcıların hareketi kuantum kuyusunun varlığından etkilenmez. Bu düzlemde, taşıyıcılar serbest olarak hareket ederler ve külçe yapıdaki gibi sürekli parabolik enerji spektrumuna sahiptirler [29,30].

Boyut kuantizasyonuna uğramış olan bir sistemin toplam enerjisi hem ayrık hem de sürekli spektrum karışımını içerir. Enerjinin kuantize olmuş bileşeni, kuantizasyonun olduğu doğrultudaki ve sürekli olan bileşeni ise kuyu düzlemindeki hareketle ilgilidir. Böyle bir sistemin toplam enerjisi:

$$E = E_x + E_y + E_z \quad E_z = E_N = \frac{\pi^2 \hbar^2 N^2}{2m_e L_z^2}$$

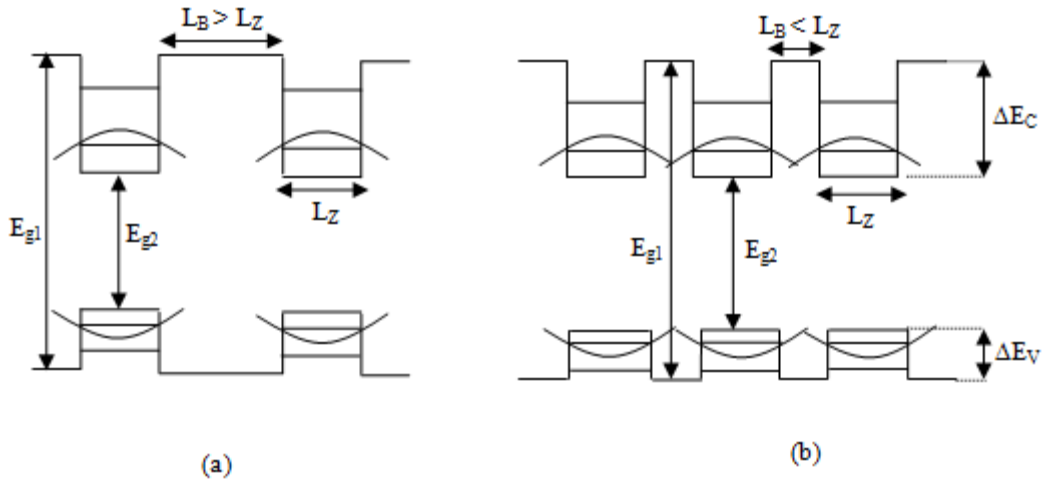
$$E = E_{N^+} \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_e} \quad (3.3)$$

dir. Bu ifadedeki k_x ve k_y sırası ile x ve y doğrultularındaki dalga vektörleridir. Enerji spektrumundaki bu tip bir değişim külçe yapı ile kıyaslandığında, yarıiletkenin bütün elektronik özelliklerinde dikkate değer değişiklikler oluşmasına neden olur. N değerlerine karşılık gelen durumlar alt bandlar olarak adlandırılır. Dalga vektörünün fonksiyonu olarak, alt bandların enerjisi en alt noktası E_{e1} 'de olan paraboller şeklinde bandlar oluştururlar.

Düşük boyutlu yarıiletken yapılar, büyütülen tabaka sayısına, tabaka kalınlığına ve bu tabakaların özelliklerine göre tekli/çoklu kuantum kuyuları (Single Quantum Well-SQW / Multiple Quantum Well-MQW) ya da süperörgüler olarak sınıflandırılırlar. Şimdiye dek söz edilen yapı tekli kuantum kuyusu yapısıydı. Tekli kuantum kuyusu yapısının ard arda büyütülmesi ile MQW ve süperörgü yapıları elde edilir. Eğer bariyerleri oluşturan yarıiletken tabakaları, kuyuyu oluşturan tabakalardan kalınsa, dar band aralıklı yarıiletkenin oluşturduğu kuantum kuyusunda bulunan taşıyıcıların dalga fonksiyonları, bariyerin içinde fazla ilerleyemeden sönüme uğrarlar. Dalga fonksiyonun karesi, elektron ya da boşluk bulunma olasılığını temsil ettiğinden ard arda dalga fonksiyonlarının kuyruklarının çakışma

olasılığının olmadığı durumda, taşıyıcıların kuyudan kuyuya hareket etmeleri olası değildir. Kuyular arasındaki ayrımın büyük olduğu yani bariyer tabakasının kalın olduğu yapılarda her kuyu sanki birbirinden izole olmuş gibi davranır. Bu tip kuantum kuyusu sistemleri çoklu kuantum kuyusu sistemleridir. Bu yapıların elektronik özellikleri, tek bir kuyu için elde edilen sonuçların çoklu kuantum kuyularına uyarlanması ile kolayca elde edilebilir.

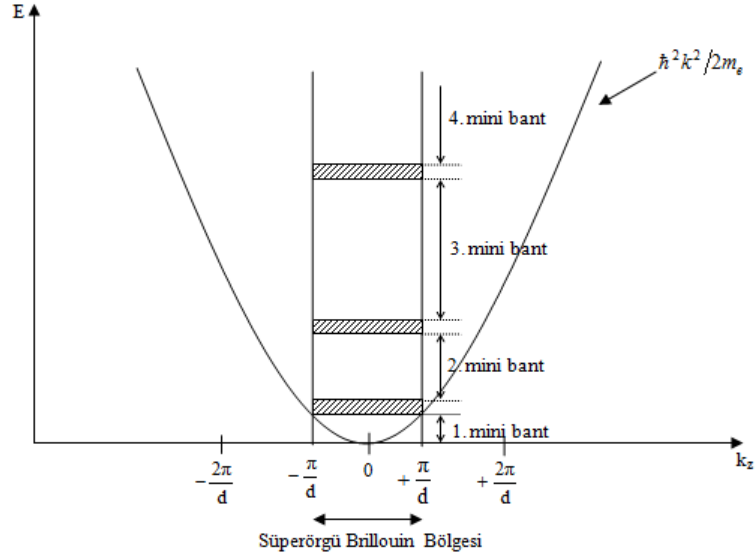
Daha ince bariyer tabakası kalınlıkları, kuantize enerji seviyelerinin dalga fonksiyonlarının bariyer tabakası içine ilerlemesine ve birbirleri ile örtüşmesine olanak tanır, yani taşıyıcılar bir kuyudan diğer kuyuya geçebilirler. Bu olay sonucunda her bir kuyudaki kuantize enerji seviyeleri mini bandlar adı verilen bandlara ayrılır. Bu tip band yapısına sahip olan kuantum kuyusu sistemleri süper örgü olarak adlandırılır. Şekil 3.10 da çoklu kuantum kuyusu ve süper örgü sistemlerinin band diyagramları verilmiştir.



Şekil 3.10. a) Çoklu Kuantum Kuyusu Sistemi b) Süper örgü

Süper örgülerdeki kuantize enerji seviyeleri SQW ya da MQW' de elde edilenden farklıdır. Süper örgülerdeki enerji değerlerinin hesaplanmasında Kronig-Penney

modelinden yararlanılmaktadır. Bu modelde, iletkenlik ve değerlik bandlarının süreksizlikleri periyodik potansiyel olarak alınmaktadır. Kronig-Penney modeli, enerji-dalga vektörü arasındaki dağılım bağıntısı için analitik bir çözüm sağlamaktadır.



Şekil 3.11. d periyotlu bir kuantum kuyusu süper örgünün indirgenmiş Brillouin bölgesindeki iletkenlik bandı mini band yapısı [10].

Birbirlerinden d kadar uzaklıkta yerleşmiş olan N tane kuyu için Kronig-Penney analizinin sonucu, bu periyodik potansiyelin etkisi ile kuyulardaki her bir enerji seviyesinin, N tane yakın seviyeye ayrıldığı göstermiştir. Şekil 3.11 de gösterilmiş olan bu elektronik yapı, periyodik potansiyelin etkisi ile kuantum kuyusundaki elektron enerjisinin değişimini göstermektedir.

Bu periyodik potansiyelin etkisi, GaAs yarıiletkeninin iletkenlik bandını temsil eden parabolik bandı, Brillouin bölgesi sınırlarında ($k = \pi/d, 2\pi/d, \dots$), mini aralıklarla birbirlerinden ayrılmış olan mini bandlara bölmüştür. Bu mini bandların hepsi I. Brillouin bölgesine düşürülürse, Şekil 3.11 de gösterilmiş olan süper örgünün iletkenlik bandı altındaki elektronik band yapısı indirgenmiş olarak elde edilir. Mini bandların genişliği ve mini aralıkların büyüklüğü; iletkenlik bandı süreksizliğine,

etkin kütle, bariyer ve kuyu genişliğine bağlıdır. Aynı şekilde, değerlik bandı süreksizliklerinin periyodik potansiyel olarak alınması ile kuantum kuyularındaki boşluk enerjileri de elde edilmektedir [31].

3.8. İki Boyutlu Durum Yoğunluğu

Bir elektron sistemi, enerji spektrumuna ek olarak diğer bir önemli özelliği olan n durum yoğunluğu, $g(E)$ ile de nitelendirilir. Durum yoğunluğu fonksiyonu $g(E)$, E ile $E+dE$ enerji aralığındaki uygun kuantum durumlarının sayısını verir. Üç boyutlu külçe yapıda yani serbest elektron sisteminde durum yoğunluğu;

$$g_{3D} = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}\sqrt{E}}{\pi^2\hbar^3} \quad (3.4)$$

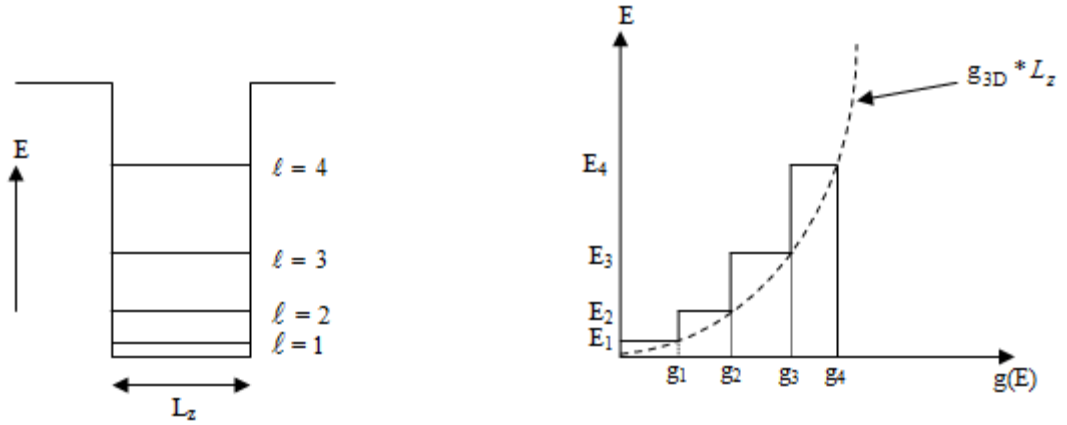
bağıntısı ile verilir. Bu denklemden görüldüğü gibi, üç boyutlu durum yoğunluğu; enerjinin kareköküne bağlı olarak değişir. Buna karşılık iki boyutlu durumda, kuantum kuyusundaki her bir alt bandın durum yoğunluğu; $E_1 < E < E_2$ (Şekil 3.13) için;

$$g_{2D}(E) = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} \quad (3.5)$$

eşitliğinden görüldüğü gibi enerjiden bağımsız olan band durum yoğunluğunu verir. E_2' yi aşan enerjiler için elektronlar yalnızca birinci alt bandta değil aynı zamanda daha yüksek enerjili bandlarda da yer alabilirler. Her bir band, durum yoğunluğuna Denklem 3.5 deki eşitliğe uyarak katkıda bulunur. Sonuç olarak durum yoğunluğu, basamak genişliği $m_e/\pi\hbar^2$ ye eşit olan ve her basamak kenarının alt band enerjisi E_N ile çakıştığı basamaklı bir yapıya sahip olur. Denklem 3.5 en genel halde;

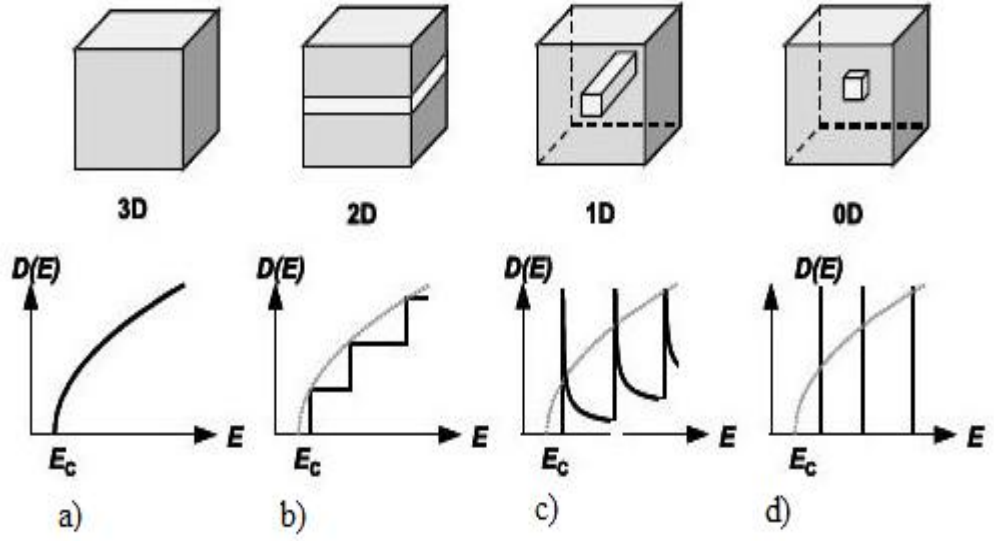
$$g(E) = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} \sum_N \Theta(E - E_N) \quad (3.6)$$

eşitliğiyle verilir. Bu eşitlikteki $\Theta(x)$; $x > 0$ değerleri için 1'e ve $x < 0$ değerleri için 0'a eşit olan birim basamak fonksiyonudur. Şekil 3.12 de durum yoğunluğunun bu değişimi gösterilmiştir. $g_{2D}(E)$ birim alan başına olan durum yoğunluğunu, $g_{3D}(E)$ ise birim hacim başına olan durum yoğunluğunu temsil eder. Şekil 3.12 den görüldüğü gibi $g_{3D}(E) * L_z = g_{2D}(E)$ ve diğer bütün noktalarda $g_{3D} * L_z > g$ 'dir.



Şekil 3.12. İki ve üç boyutlu (kesik çizgi) durum yoğunluklarının karşılaştırılması [10].

Bu ilişkiden boyut kuantizasyonunun durum yoğunluğunu azalttığı kolayca anlaşılabilir. Denklem 3.5 uygun etkin kütlelerin kullanılması ile hafif ve ağır boşluk durum yoğunluklarını bulmak için de kullanılabilir.

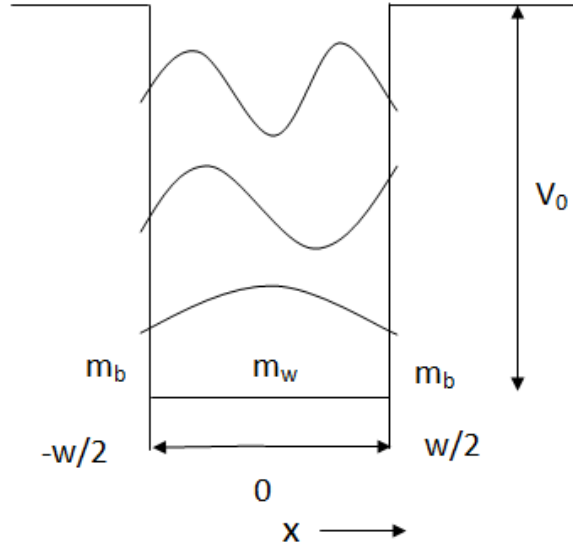


Şekil 3.13. Elektron ve deşiklerin farklı boyutlardaki hali. $d = 1, 2, 3$ için durumların yoğunluğu $\rho(E) \propto E^{d/2-1}$ formülüyle ifade edilir [32,33]. Durum yoğunluğu **a)** hacimli, **b)** kuantum kuyusu, **c)** kuantum çizgisi ve **d)** kuantum noktası.

Taşıyıcıların iki boyutlu durum yoğunluğunun bu basamaksı değişiminin lazerlerin çalışmasında önemli bir rolü vardır. İki boyutlu yapılarda belli bir enerjide taşıyıcıların büyük yoğunluğunu elde etmek, üç boyutlu yapı ile kıyaslandığında çok daha kolaydır.

3.9. Sonlu Bariyer Kuantum Kuyusu

Schrödinger denklemini sonlu potansiyel kuyusu için kuyunun enerji düzeyleri arasında çözdüğümüzde öz değerler buluruz. Orjinde yerleşmiş genişliği w bariyer yüksekliği V_0 olan bir potansiyel kuyusu düşünelim.



Şekil 3.14. ilk üç dalga fonksiyonlarını gösteren, genişliği w potansiyeli V_0 olan sonlu bariyer kuyusunun şematik gösterimi [21].

Bu kuyunun içinde potansiyel sıfır, Schrödinger denklemi ise

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + k_1\psi(x) = 0$$

$$|x| < w/2 \text{ olduğunda } k_1 = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (3.7)$$

kuyunun dışında,

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} - k_2\psi(x) = 0$$

$$|x| \geq w/2 \text{ olduğunda } k_2 = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (3.8)$$

Her iki dalga fonksiyonları için kuyunun sınırları arasında schrödinger denkleminin çözümü,

$$\psi(x) = \begin{cases} C_1 \exp(-k_2|x| - w/2) & |x| \geq w/2 \\ C_2 \cos k_1 x & |x| < w/2 \end{cases} \quad (3.9)$$

dalga fonksiyonu ve onun türevi potansiyel kuyusunun sınırlarında sürekli olmalıdır.

$$C_1 = C_2 \cos k_1 \frac{w}{2} \quad (3.10)$$

$$\frac{-k_2 C_1}{m_b} = \frac{k_1}{m_w} C_2 \cos k_1 \frac{w}{2} \quad (3.11)$$

C_1 ve C_2 yi yok ederek kuantizasyon koşulunu elde ederiz.

$$k_2 = \frac{m_b k_1}{m_w} \tan k_1 \frac{w}{2} \quad (3.12)$$

Benzer olarak tek dalga fonksiyonu için,

$$\psi(x) = \begin{cases} C_1 \exp[-k_2(x - \frac{w}{2})] & x > w/2 \\ C_2 \sin k_1 x & |x| \leq w/2 \\ -C_1 \exp[k_2(x + \frac{w}{2})] & x < -w/2 \end{cases} \quad (3.13)$$

Sınır şartları uygulandığında,

$$C_1 = C_2 \sin k_1 \frac{w}{2} \quad (3.14)$$

$$\frac{-k_1 C_1}{m_b} = \frac{k_1}{m_w} C_2 \cos k_1 \frac{w}{2} \quad (3.15)$$

Böylece özfonksiyon,

$$k_2 = -\frac{m_b k_1}{m_w} \cot k_1 \frac{w}{2} \quad (3.16)$$

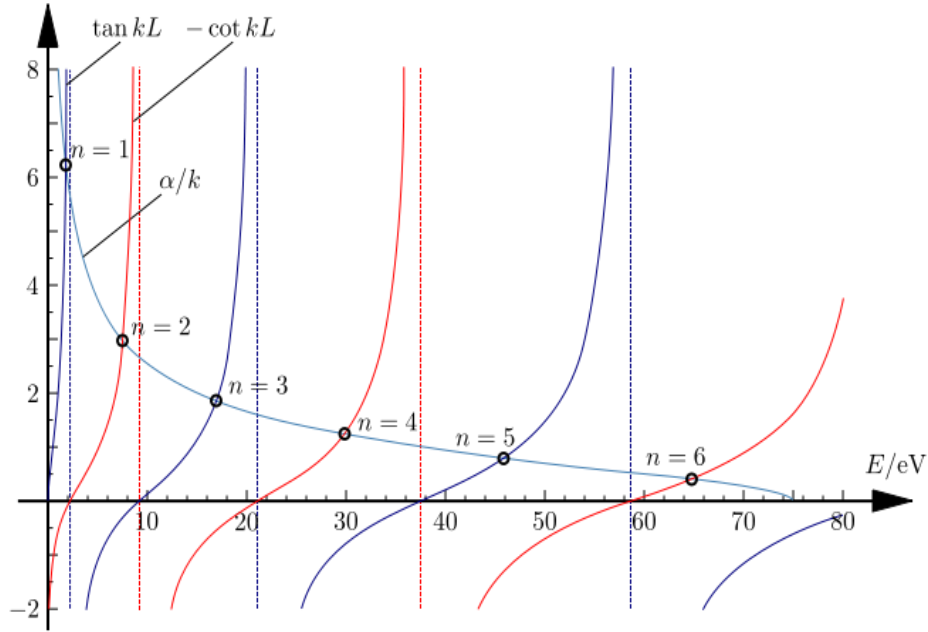
Grafiksel yaklaşımı kullanarak kuantize öz enerjileri için çözümler $k_1 w/2$ ve $k_2 w/2$ olarak elde edilir. Böylece,

$$\left(k_1 \frac{w}{2}\right)^2 + \frac{m_w}{m_b} \left(k_2 \frac{w}{2}\right)^2 = \frac{2m_w V_0}{\hbar^2} \left(\frac{w}{2}\right)^2 \quad (3.17)$$

ve

$$k_2 \sqrt{\frac{m_b}{m_w}} \frac{w}{2} = \frac{m_b k_1}{m_w} \frac{w}{2} \tan k_1 \frac{w}{2} \quad \text{çift çözümler için} \quad (3.18)$$

$$k_2 \sqrt{\frac{m_b}{m_w}} \frac{w}{2} = -\frac{m_b k_1}{m_w} \frac{w}{2} \cot k_1 \frac{w}{2} \quad \text{tek çözümler için} \quad (3.19)$$



Şekil 3.15. Sonlu kuantum kuyusu için grafiksel çizim [34].

Kuyu içerisindeki enerji seviyeleri ilk çeyrekteki tan ve cot çizgilerinin kesişimi ile bulunur.

3.10. İki Boyutlu Yapılarda Taşıyıcı İstatistiği

Yarıiletkenlerde elektronların denge durumu özellikleri Fermi dağılım fonksiyonu ile belirlenir ve bu nedenle kimyasal potansiyelin pozisyonuna bağlıdır. Buna karşın deneysel şartlar göz önüne alındığında, kimyasal potansiyele değil iki boyuttaki taşıyıcı konsantrasyonuna (n_s) bağlıdır. İki boyutlu sistemlerde konsantrasyon, birim alan başına taşıyıcı sayısıyla belirlenir. Bu nedenle birimi cm^{-2} dir ve birim hacimdeki n 'den farklı olduğunu göstermek için n_s olarak ifade edilir.

Bütün taşıyıcıların tek bir bandda bulunduğu yaklaşımı altında, taşıyıcı konsantrasyonu ilk alt bandın bütün durumları üzerinden toplam alınarak bulunabilir. Bir dE enerji aralığında $mdE / \pi\hbar^2$ kadar durum vardır. Bu durumların işgal olasılığı Fermi fonksiyonu ile verilir. Sonuç olarak taşıyıcı yoğunluğu için;

$$n_s = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} \int_{E_1}^{\infty} \frac{dE}{\exp[(E - \mu)/k_B T] + 1} = N_c \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu - E_1}{k_B T}\right) \right] \quad (3.20)$$

bağıntısı elde edilir. Eşitlikteki μ kimyasal potansiyel, $N_c = m_e k_B T / \pi\hbar^2$ iletkenlik bandındaki efektif durum yoğunluğudur. Denklem 3.20 şu şekilde yeniden yazılabilir:

$$\mu = E_1 + k_B T \ln \left[1 + \exp(n_s / N_c) \right] \quad (3.21)$$

Denklem 3.20 ve 3.21 den yararlanarak, kuantize olmuş elektronlar için dejenere olmayan ile tamamen dejenere olmuş sistemlerdeki yoğunlukların ifadeleri elde edilebilir. Dejenere olmayan durumda, taşıyıcı yoğunluğu;

$$n_s \ll \frac{m_e k_B T}{\pi\hbar^2} \quad (3.22)$$

dur. Bu durumda Denklem 3.20 basitleşir ve

$$n_s = N_c \exp\left(\frac{\mu - E_1}{k_B T}\right) \quad (3.23)$$

olarak elde edilir. Bu ifade serbest elektron gazı için olan ifade ile oldukça benzerdir. Farklılık yalnızca E_1 ile enerjideki kayma ve N_C ' nin daha zayıf sıcaklık bağımlılığına ($\sim T^{3/2}$ yerine $\sim T$) sahip olmasıdır. Dejenere durumunu içinse Denklem 3.22 nin tersi geçerlidir. Bu sınır içinde, kimyasal potansiyel;

$$\mu = E_1 + \frac{\pi \hbar^2 n_s}{m_e} \quad (3.24)$$

olarak elektron konsantrasyonunun lineer bir fonksiyonudur. Oysa ki serbest elektronlar için $\mu \sim n^{2/3}$ tür. Durum yoğunluğunun daha küçük olması nedeniyle kuantum kuyusu sistemlerinde dejenere elde etmek için yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna ya da çok düşük sıcaklıklara gerek yoktur. Örneğin $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğuna sahip olan n-GaAs' da elektronlar oda sıcaklığında bile dejenere olacaktır. Bu denklemlerin çıkarılmasında taşıyıcıların yalnızca bir bandı işgal ettikleri varsayımı yapıldı. Eğer elektron gazı dejenere değilse, gereken şart yalnızca $E_{N+1} - E_N \gg k_B T$ yani ard arda gelen iki seviye arasında farkın $k_B T$ den çok büyük olmasıdır. Dejenere durumda ise Fermi seviyesinin E_2 enerjisinin altında uzanması şartı da sağlanmalıdır. Bu durumda Denklem 3.24 e göre;

$$n_s < \frac{m_e}{\pi \hbar^2} (E_2 - E_1) \quad (3.25)$$

olmalıdır. Enerji spektrumu Denklem 3.2 ile verilen ince tabakalar için bu şart daha basit bir ifadeye indirgenir:

$$n_s L_z^2 < \frac{3\pi}{2} \quad (3.26)$$

Bu şartların yerine getirildiğini ve taşıyıcıların büyük çoğunluğunun toplam enerjilerinin E_2 'den az enerjili olarak ilk alt bandta olduklarını farz edelim. Katkı atomları ya da fononlarla çarpışmalar, elektronu biraz daha yüksek seviyelere çıkarmak için kuantum sayısı N i değiştiremez, çünkü bu tip olaylar fazladan enerji ister yani saçılma olayında elektronlar yalnızca x-y düzleminde momentumlarını değiştirebilirler ve sanki yalnızca serbestlik derecesi iki olan iki boyutlu parçacıklarımız gibi davranırlar. Bu nedenden dolayı kuantum boyutu yapılarına genellikle iki boyutlu elektron gazı (2D) adı verilmektedir.

3.11. Az Miktarda Azot Eklenmiş Kuantum Kuyu Lazerlerin Özellikleri

Özellikle optik haberleşme sisteminde bilginin taşındığı ortam olan fiber optik kabloda kullanılan lazerler ve optik yükselteçler için en uygun yapı $1.3 \mu\text{m}$ ve $1.55 \mu\text{m}$ (yasak band aralığı 0.95 ve 0.78 eV) dalgaboylarında olmalıdır [35]. Çünkü bunlar dağılım ve kayıpların en az olduğu dalgaboylarıdır. $1.3 \mu\text{m}$ ve $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboylarında ışımaya yapan mevcut GaInAsP/InP lazer sistemleri üzerine araştırma ve geliştirme çalışmaları odaklanmıştır. Fakat GaInAsP sisteminin sıcaklık değişimlerine fazla duyarlı olması nedeniyle uygulamada termoelektrik soğutuculara ihtiyaç duyulmakta bu da sisteme ek maliyet gerektirmektedir. Yarıiletken lazerlerin periyodik tablonun III-V grubunda bulunan ikili sistemleri görünür, yakın ve orta kızılötesi (infrared) dalgaboyu aralığındadır.

Az miktarda azot eklenen GaInAs(Sb) yapılar azot konsantrasyonuna bağlı olarak uzun dalga boylarında ışımaya yapabilmektedir. Bu yapılar ilk olarak 1996 yılında M. Kondow tarafından önerildi. Bu tarihten itibaren $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ yapıların teknolojinin gereksinimi olan yeni aygıtların yapımında kullanılabileceği anlaşılmıştır. InGaAs/GaAs lazerde iletkenlik bandı süreksizliği büyük olduğu için sıcaklık değişimlerinden çok etkilenmemektedir.

Azot (N) atomlarının elektronegatifliğinin yüksek olması InGaAs yapıların iletkenlik bandı süreksizliğinin 350 meV gibi yüksek bir değerde olmasını sağlar, bu değer GaInAsP yapının iletkenlik bandı süreksizliğinin yaklaşık 3.5 katıdır. Bu nedenle GaInAsP yapılarla karşılaştırıldığında çok daha iyi sıcaklık performansları vardır. İletkenlik bandı süreksizliğinin büyük olması kuyu içerisindeki taşıyıcıların engel tabakasına kaçmasını yani sızıntı akımını önler ve böylece lazer ışımaya için gereken eşik akımı düşük olur. InGaAs yapıların diğer önemli özelliği de azot miktarının artmasıyla band aralığının azalmasıdır. Bu durum temelde azot atomlarının yüksek elektronegatifliğinden kaynaklanır ve III-V grubu elementlerin oluşturduğu alaşımlardan farklılık gösterir.

3.12. Materyal Parametreleri ve İnterpolasyon Metodu

Materyal parametresi hesabı için kullanışlı bir metod olan interpolasyon yöntemi Vegard Kuralı olarak da bilinir. Kuantum kuyularda kuyu ve bariyere ait parametrelerinin teorik analizler yapılabilmesi için belirlenmesi gereklidir. Bileşik yarıiletkenler direkt band aralığına sahip oldukları ve elektromanyetik ışınım yaptıkları için çalışmalarımızda kullanılmaktayız. Bu alaşımlara ait materyal parametreleri kompozisyona, oryantasyona bağlı olarak değişmektedir. Eğer materyalimiz $A_xB_{1-x}C$ şeklinde üçlü yapıda bir alaşım ise; parametrelerine ait bilgileri bulabilmemiz için Çizelge 3.1 deki ikili materyal parametrelerini bilmemiz gerekir.

$B_{A_xB_{1-x}C}$ şeklinde verilen herhangi bir materyal parametresi şu şekilde hesaplanabilir.

$$B_{A_xB_{1-x}C} = xB_{AC} + (1-x)B_{AB} + C_{ABC}x(1-x) \quad (3.27)$$

Burada B_{AB} ve B_{AC} ikili materyal parametreleri olup Çizelge 3.1 de verilmiştir. C_{ABC} ise eğilme parametresidir ve deneysel olarak hesaplanmıştır [36,37]. Bütün materyal parametreleri ve üçlü, dördü, beşli alaşımlar için bulunmayabilir.

İkinci olarak dördü yapıda $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ şeklindeki alaşımımıza ait materyal parametreleri ise

$$B_{A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}} = xyB_{AC} + (1-x)yB_{BC} + x(1-y)B_{AD} + (1-x)(1-y)B_{BD} \quad (3.28)$$

şeklindedir.

Çizelge 3.1. Hesaplamalarda kullanılmış bazı ikili materyal parametreleri

Madde	GaAs	GaN	InAs	InN
a_0 (Å)	5.6533	4.5	6.0584	4.98
E_g (eV)	1.424	3.299	0.417	0.78
Δ_0 (eV)	0.34	0.017	0.39	0.005
a_c (eV)	-7.17	-6.71	-5.08	-2.65
a_v (eV)	-1.16	-0.69	-1.0	-0.7
C_{11} (Gpa)	1221.0	293.0	832.9	187.0
C_{12} (Gpa)	566.0	159.0	452.6	125.0
b (eV)	-2.0	-2.0	-1.8	-1.2
α (meV/K)	0.5405	0.909	0.276	0.245
β (K)	204	830	93	624
m_e (m_0)	0.067	0.15	0.022	0.14
m_h (m_0)	0.35	0.855	0.333	0.833

Bu yöntem kullanılarak elektronun kütlesi, yasak enerji aralığı, spin ayrışma band uzaklığı, deformasyon potansiyelleri, örgü sabiti gibi birçok parametre hesaplanabilir.

3.13. InGaNAs Band Yapısı Ve Zıt Geçiş Band Modeli

Düşük oranlarda azot içeren III-V grubu yarıiletkenlerin band yapısı ilk olarak “Band Anticrossing Model” (BAC) olarak adlandırılan bir modelle açıklanmıştır. Çok düşük orandaki azot GaAs örgüsü içerisinde alıcı atomu gibi davranır ve E_N ile gösterilen lokalize alıcı seviyesinin oluşumuna sebep olur.

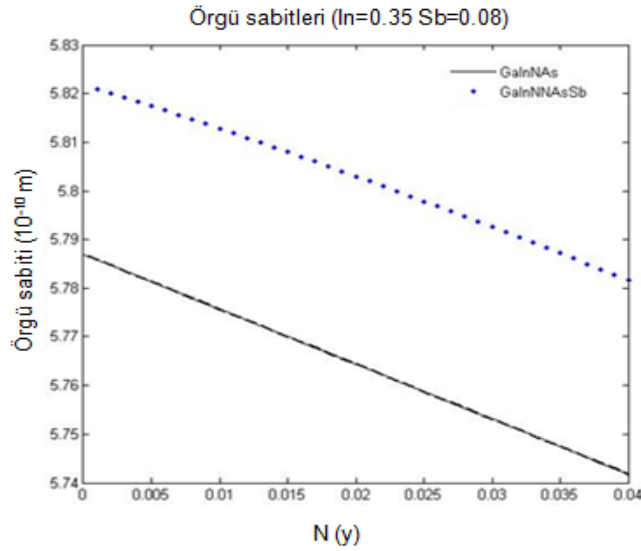
Çoğu zaman bu seviye iletkenlik bandına oldukça yakındır. GaAs için E_N seviyesi iletkenlik bandının yaklaşık 0.25 eV üzerindedir. III-N-V alaşımlarında yapı içerisindeki azot atomlarının V. grup elementiyle yer değiştirdiği ve kristal içerisinde rastgele bir dağılım gösterdiği düşünülür. Bu durumda azot seviyesi sadece evsahibi yarıiletken matrisinin genişletilmiş seviyelerine bağlıdır. N katkısı sonrasında sistemin özdeğer denklemi;

$$\begin{vmatrix} E - E_M & V_{MN} \\ V_{MN} & E - E_N \end{vmatrix} = 0 \quad (3.29)$$

şeklinde yazılır. Burada E_m evsahibi kristalin iletkenlik bandını gösterir V_{mn} matris elemanı, azot seviyesi ile evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı seviyesi arasındaki etkileşimi tanımlar. V matris elemanı;

$$V_{MN} = C_{MN} \sqrt{y} \quad (3.30)$$

şeklinde tanımlanır. İfadede C_{NM} çiftlenim sabiti ise azot konsantrasyonudur.

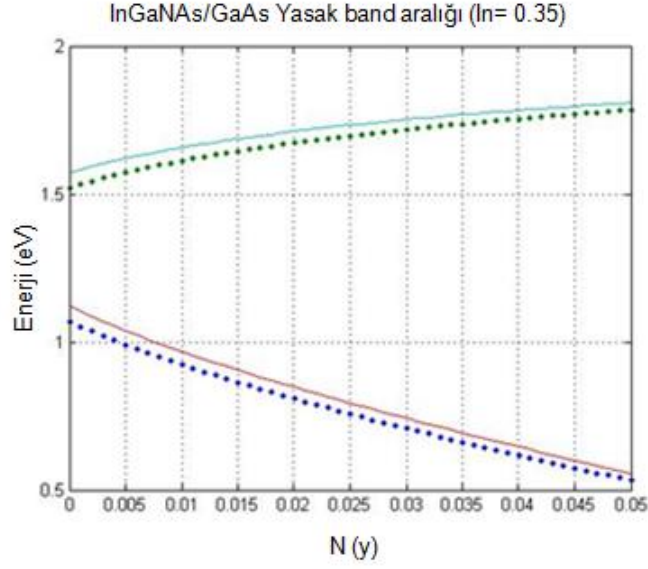


Şekil 3.16. Azot eklenmiş yapıların Vegard Kuralı kullanarak hesaplanan örgü sabitlerinin değişen azot miktarına bağlı olarak değişim değerleri.

Denklem 3.30' in çözülmesiyle;

$$E_{\pm} = \frac{E_N + E_M \pm \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2}}{2} \quad (3.31)$$

enerji ifadeleri elde edilir. İletkenlik bandının N seviyesiyle etkileşmesi sonucu iletkenlik bandı parabolik olmayan iki seviyeye ayrılır. Bunlar E_- ve E_+ seviyeleridir. Şekil 3.17 de BAC modeli kullanılarak hesaplanan InGaNAS bileşiğinin band yapısı gösterilmiştir. BAC modeli, bilinen iletkenlik bandının belli bir enerji değeri kadar üzerinde başka bir iletkenlik bandı olduğunu öne sürer.

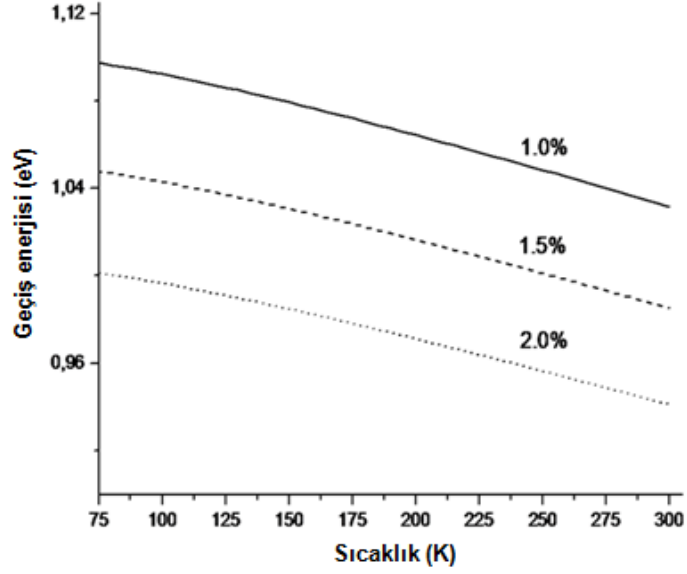


Şekil 3.17. InGaNAS (In (x) % 35 oranında) dörtlü alaşımda zor uygulanmış (çizgi ile gösterilen) ve uygulanmamış (nokta ile gösterilen) düşük ve yüksek iletkenlik kuantize seviyeleri sonuçları

InGaNAS yasak band enerjisi aralığının sıcaklığa bağımlılığı Varshni denklemi ile modellenmiştir [38]. Bu model,

$$E_g(T) = E_g(T=0K) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (3.32)$$

burada α ve β sabitleri deneysel parametrelerdir. Buna ek olarak E_n parametresinin sıcaklık bağımlılığı ise $\frac{dE_n}{dT} = 0.25$ meV/K olarak belirlenmiştir [39].

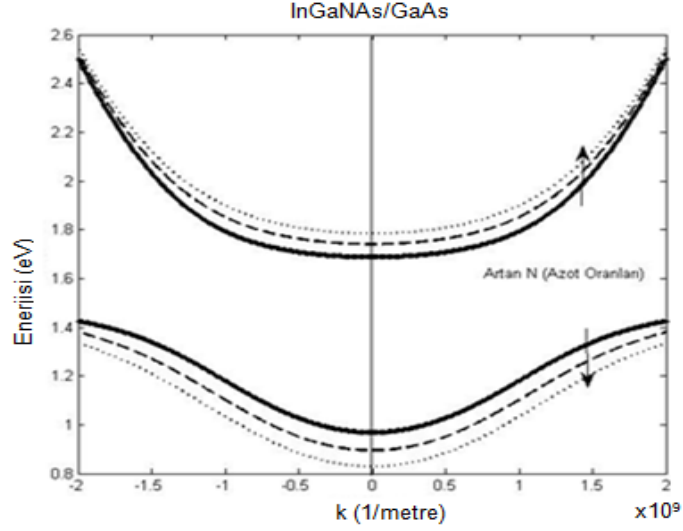


Şekil 3.18. InGaNaS/GaAs yasak band aralığının sıcaklığa bağımlılığı

InGaNaS için hesaplanan E_c enerji seviyesi Şekil 3.17 de, sıcaklık bağımlılığı ise Şekil 3.18 de verilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan parametreler aşağıdaki çizelgede verilmiştir.

Çizelge 3.2. Zıt Geçiş Band Modeli Parametreleri

Parametre	InGaNaS/GaAs
E_M	$E_{0,InGaAs} - 1.55 y$ (eV) [40]
E_N	$1.52 - 3.9 y$ (eV) [40]
C_{MN}	2.7 (eV) [41]



Şekil 3.19. Azot eklenmiş yapının hesaplanan dağılım fonksiyonunun dörtlü alaşım InGaNaNs için $E_c(k)$ ve $E_v(k)$ enerji seviyeleri

III-N-V sisteminde en fazla dikkat çeken özellik temel yasak band aralığı enerjisindeki ciddi bir düşüş ve elektron kütleindeki aşırı bir artıştır. Bu alışılmadık hareketler zıt geçiş modelinde tamamen anlaşılabilir.

3.14. Etkin Kütle

Herhangi bir m kütlesi ile ona uygulanan bir F kuvveti ve kütlelerin bu kuvvet sonucunda edineceği a ivmesi arasındaki bağıntının *Newton'un* ikinci yasası $F=ma$ olduğunu biliyoruz. Eğer bu kütlelerin çevresinden yalıtılmış olduğunu varsayabiliyorsak, kullanacağımız formül kuşkusuz budur. Ancak, periyodik bir yapıdaki bir kristalin içerisindeki bir elektron ya da boşluğun üzerine etkiyen ve bizim dışarıdan ölçemediğimiz başka birtakım yerel kuvvetler de olabilir. Ya da örneğin bir taş bir kap suya atıldığında, kabın dibine doğru inerken belirli bir ivmesi vardır, ama aynı taş bir kavanoz balın içine bırakıldığında sanki çok daha büyük bir kütlesi varmış gibi çok çok küçük bir ivmeyle (hatta düzgün hızla) kabın dibine yaklaşır. Oysa dışarıdan görüldüğü kadarıyla, her iki durumda da üzerindeki kuvvet yalnızca yerin uyguladığı

kütle çekimidir. Ama söz konusu iki durumda taşın çevresindeki akışkanın atomlarıyla girdiği etkileşim farklı olduğundan, görünürdeki ivmesi de farklılaşmakta, bunun sonucu olarak da etkin kütlesi iki durumda değişik olmaktadır [42].

Elektronun etkin kütesini (m_e^*) birtakım temel bağıntılar ve türevler aracılığıyla bulmaya çalışalım:

$$E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \Rightarrow \frac{\partial E}{\partial k} = \hbar^2 \frac{2k}{2m_e} = \hbar \left(\frac{\hbar k}{m_e} \right) \quad (3.33)$$

Öte yandan, $p = \hbar k = m_e v$ olduğundan $\frac{\hbar k}{m_e} = v$ yazılabileceğinden, $\frac{\partial E}{\partial k} = \hbar v$ olur ve

$$v = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial E}{\partial k} \right) \quad (3.34)$$

olarak gösterilebilir. Ayrıca elimizdeki örneğe bir elektrik alanı E uygulandığında elektronun ivmesinin büyüklüğü

$$a = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial t}$$

olur. Buradaki iki türevi ayrı ayrı bulalım. Bunlardan birincisi için

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right) \quad (3.35)$$

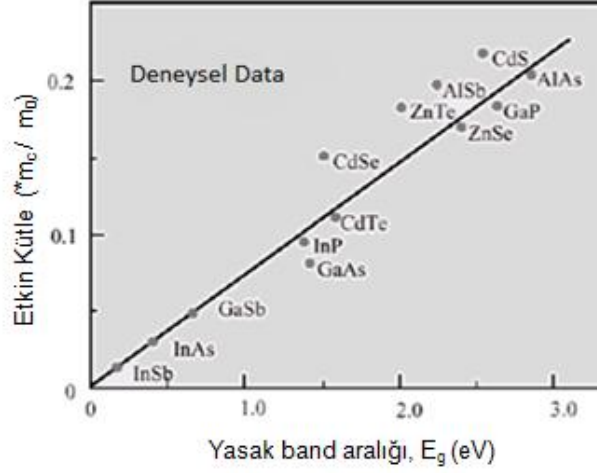
ikincisi içinse,

$$k = \frac{p}{\hbar} \Rightarrow \frac{\partial k}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) = \frac{1}{\hbar} F$$

$$a = \frac{\partial v}{\partial t} = \left(\frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right) \left(\frac{1}{\hbar} F \right) = \frac{F}{\hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1}}$$

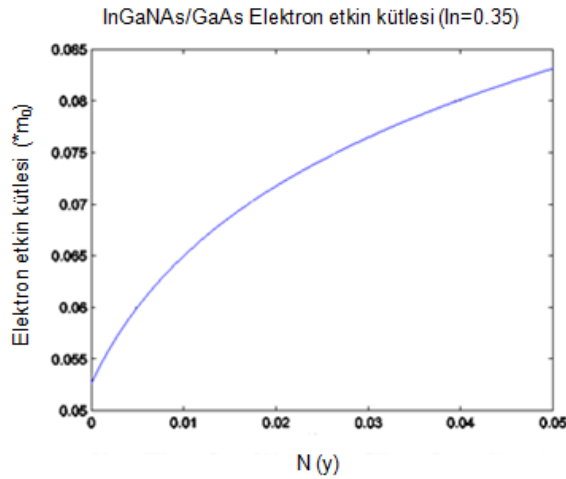
$$a = \frac{F}{m_e^*} \Rightarrow m_e^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}\right)} \quad (3.36)$$

olarak ifade edilir.



Şekil 3.20. Etkin kütle yasak band aralığı oranları [28].

Yarıiletkenlerde taşıyıcı kütesinin bilinmesi geçiş enerji seviyelerinin belirlenebilmesi için önemli ve gereklidir. Taşıyıcı hareketliliği (mobilité) doğrudan etkin kütleyle bağlıdır.



Şekil 3.21. Hesaplanan elektronun etkin kütesinin azot oranına bağlı değişimi InGaNaNs/GaAs

Diğer bilinen yarıiletken alaşımların tersine, elektronun kütlesi azot eklenmiş sistemlerde azot oranı ile artmaktadır. Az miktarda azot eklenmiş sistemler için etkin kütle,

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left. \frac{\partial^2 E_-}{\partial k^2} \right|_{k=0}} = m_M \left[1 + \left(\frac{V_{MN}}{(E_N - E_-)} \right)^2 \right] \quad (3.37)$$

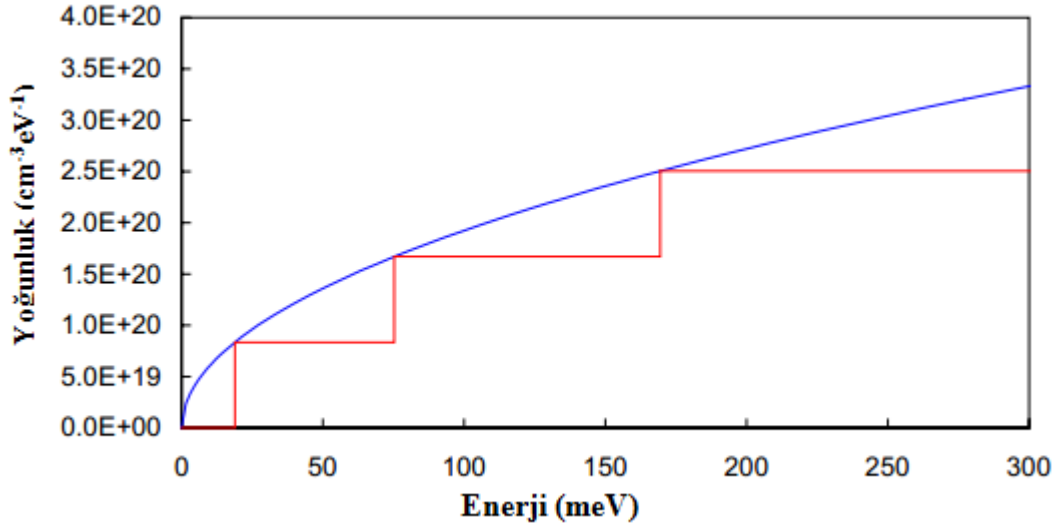
formülü ile hesaplanabilir. Burada m_M parabolik CB yapısına sahip yarıiletkenlere ait kütlelerdir. Bu etkin kütledeki azot oranına bağlı artış ve yasak band yapısındaki değişim InGaNAs sisteminin önemini arttırmakta ve ilgileri üzerine çekmektedir.

Materyal kazanç hesaplamaları, L-I-V ve diğer hesaplamalarda ve özellikle malzemenin fiziksel özelliklerinin belirlenmesi için bu bölümde anlatılan gelecek bölümde anlatılacak olan parametreler kuantum kuyu sistemleri için önemlidir. Bu çalışmada tez boyunca kullanılan bütün parametreler hakkında ayrıntılı bilgiler verilmiştir.

4 LAZER KAZANÇ HESAPLAMALARI

4.1. Durum Yoğunluğu

Lazerin uyarılmış ışımalarının baskın salınım modu olduğu duruma ulaşması için mikroskobik tanım gösterir ki; iletken ve değerlik bandında serbest durumlar vardır. Bunu oluşturabilmek için, matematiksel tanımlamalara, durum sayısının enerjisinin ve onun mevcut doluluk oranı ile nasıl dağıldığına bakmaya ihtiyaç duyarız. İlaveten ışıma, foton ve elektron arasındaki kuantum mekaniksel etkileşim ile düzenlenir. Kazanç hesaplamaları için önemli içerik, durum yoğunlukları, bir boyutlu potansiyel kuyusundaki enerji seviyesi ve aşağıda özetlediğimiz dağılım fonksiyonlarıdır. Denklem 4.1 katı malzemeler için iletim bandında E enerjisindeki birim enerji ve hacimdeki durum yoğunluğu iken, denklem 4.2 kuantum kuyusundaki durum yoğunluğudur [21].



Şekil 4.1. Katı malzemeler ve kuantum kuyu için durum yoğunluğu

$$\rho_e(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right) (E)^{1/2} \quad (4.1)$$

$$\rho_e(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum H(E - E_n) \quad (4.2)$$

Burada L_z kuantum kuyusu genişliği, H aşağıda gösterildiği gibi Heaviside fonksiyonudur.

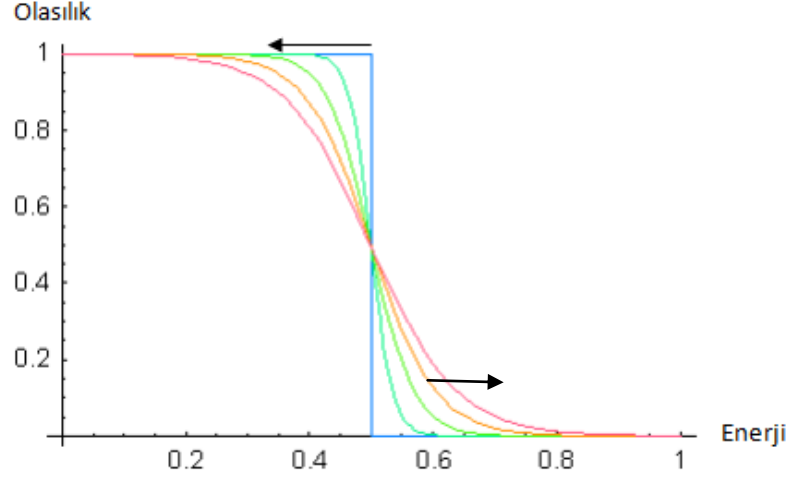
$$H(x-a) = \begin{cases} 1 & x \geq a \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (4.3)$$

4.2. Fermi-Dirac Dağılımı

Elektronlar tarafından enerji seviyelerinin işgal olasılığı, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile tanımlanır.

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right)} \quad (4.4)$$

Burada E_f Fermi enerjisidir. Bu enerji bir elektronun %50 olasılıkla bulunabileceği enerjidir veya 0 K de elektronların alabileceği en yüksek enerji düzeyidir. Durum yoğunluğu ile beraber Fermi dağılımı, durum sayısını ve onların işgal seviyesinin dağılımını verir. Fermi seviyesi yalnızca denge koşullarında anlamlıdır. Yarı iletken lazerde; taşıyıcılar aktif bölge içinde mevcuttur. Ama koşullar denge durumundan uzak olsa dahi Fermi seviyesinin içeriğini göz ardı etmeye ihtiyaç duyulmaz. Aslında, Fermi seviyesi elektronlar için iletim bandında ve holler için değerlik bandında tanımlıdır. Bunlar iletim ve değerlik bandı arasındaki geçişle dengede değildir. Ama kendi aralarında dengededirler.



Şekil 4.2. Artan sıcaklıkla Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu (sıcaklık artışı ok işaretleriyle gösterilmiştir).

Taşıyıcı yoğunluğu Fermi dağılım fonksiyonu ile durum yoğunluğunun çarpımının integrali ile tanımlıdır. Ama bu sıklıkla verilen bir taşıyıcı konsantrasyonunda Fermi seviyesini bilmek için kullanışlıdır. Joyce Dixon (Denklem 3.5) yada Nilsson (Denklem 3.6) gibi diğer metot yaklaşımları daha kullanışlıdır [43-45].

$$\frac{E_f}{k_B T} = \log r + \frac{1}{\sqrt{8}} r - \left(\frac{3}{16} - \frac{\sqrt{3}}{9}\right) r^2 + \dots \quad (4.5)$$

$$\frac{E_f}{k_B T} = \frac{\log r}{1-r} + \left(\frac{3\sqrt{\pi r}}{4}\right)^{2/3} + \frac{8\sqrt{\pi r}}{3(4+\sqrt{\pi r})^2} \quad (4.6)$$

Burada ki herbir durumda

$$r = n / N_{c,v} = \frac{n}{2 \left(\frac{m_{c,v} k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}} \quad (n = p) \quad (4.7)$$

$N_{c,v}$ etkin durum yoğunluğu ve alt indisler değerlik bandı ve iletim bandını temsil eder.

4.3. Momentumun Matrix Elemanı

Kuantum kuyusu aktif bölgeleri için momentum matrix elemanı ışımının yönelimine bağlıdır ve Sale tarafından detaylıca tanımlanmıştır [46]. Momentum matrix elemanı katı malzemeler için daha kolaydır.

$$|M_{ij}|^2 = O_{ij} \sum \sum |\langle u_v | \hat{e} \cdot \mathbf{p} | u_c \rangle|^2 \quad (4.8)$$

Burada \mathbf{e} elektrik alan polarizasyonunun birim vektörüdür ve \mathbf{p} momentum operatörü, u_v ve u_c Bloch fonksiyonları olarak bilinen periyodik dalga fonksiyonlarıdır. O_{ij} başlangıç ve bitiş hole durumlarının örtüşen integralleridir. Matrix elemanı başlangıç ve bitiş spin durumlarından bulunur. Katı malzemeler için sonuç Kare tarafından hesaplanan denklem 4.9 ile verilir. Ortalama matrix elemanı M_o^2 dir. Burada M_o

$$M_o^2 = \frac{1}{6} \left(\frac{m_0}{m_e} - 1 \right) \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3} \Delta} m_0 E_g \quad (4.9)$$

dir. Burada E_g enerji aralığı, m_e iletim bandındaki etkin kütle Δ spin-orbit bölünme enerjisidir. E_p enerji parametresi denklem 4.10 daki gibi tanımlanır [47].

$$M_o^2 = \frac{m_0}{6} E_p \quad (4.10)$$

Çizelge 4.1. Bazı yaygın çift yarıiletkenler için katı momentum matris elamanının hesaplanması için kullanılan E_p değerleri [48].

Madde	GaAs	AlAs	InAs	InP	GaP
E_p (eV)	25.7 (25.0)	21.1	22.2	20.7 (16.7)	22.2

4.4. Soğurma Katsayısı

Uyarılmış salınımın oluşması için aşağıdaki geçiş, iletim bandındaki geçiş hızını aşmalıdır.

$$B_{21}f_2(1-f_1)\rho(E_{21}) > B_{12}f_1(1-f_2)\rho(E_{21}) \quad (4.11)$$

Burada $\rho(E_{21})$, E_{21} enerjisinde fotonların yoğunluğudur. $B_{21} = B_{12}$ ile bu ifade aşağıdaki hale gelir.

$$f_2(1-f_1) > f_1(1-f_2) \quad (4.12)$$

f_1 ve f_2 Fermi dağılımı ile verilir. Böylece denklem 4.13 e indirgenmesi gösterilebilir.

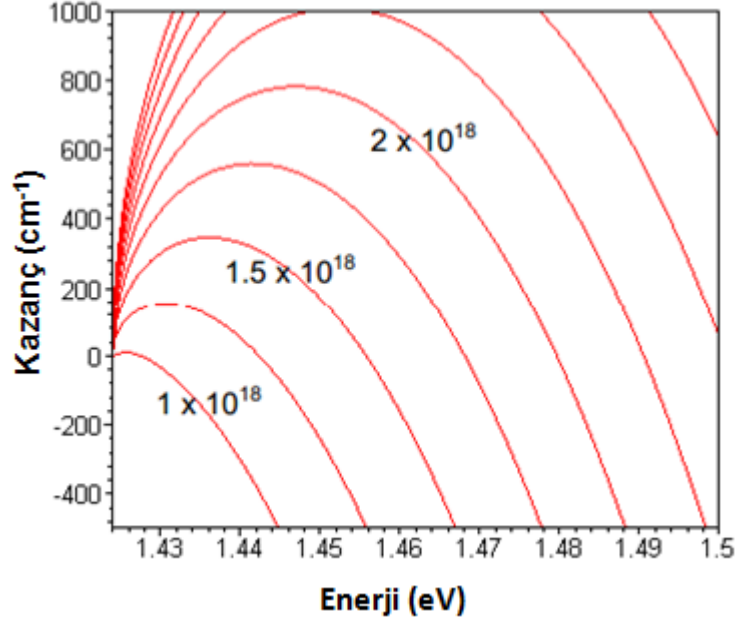
$$F_2 - F_1 > E_2 - E_1 \quad (4.13)$$

Son ifade popülasyon terslemesini oluşturan durumların olduğu Bernard-Duraffourg koşullarını verir [49]. Yarı-Fermi seviyelerinin ayrımı, yayılan ışığın enerjisinden büyük olmalıdır. Değerlik ve iletim bandında durum yoğunluğunun kombinasyonu momentum matrix elamanı ve yarı Fermi seviyesi içindeki dağılım soğurma katsayısını verir [50].

$$a(E) = \frac{\pi q^2 \hbar}{\epsilon_0 m^2 c n E} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E') \rho(E'') |M(E', E'')|^2 [f_c(E'') - f_v(E')] dE' \quad (4.14)$$

Burada $E = \hbar\omega$ foton enerjisidir. E' integral değişkenidir. $E'' = E' - \hbar\omega$ çeşitli değerlik bandları varken III-V yarıiletkenlerinde olduğu gibi soğurma katsayısı denklem 4.14 e benzer terimlerin toplamıdır. Son eşitlikte $M(E', E'')$ iletim ve değerlik bandı arasındaki geçişler için matrix elemanıdır. Geçişlerin çoğu yoğun hole bandından olduğu için bu iyi bir yaklaşımdır. İletim bandından değerlik bandına geçiş için k seçimi kullanılmaz. Kullanılmayan k seçim varsayımı için Lasher ve Stern tanımlamaları kullanılmıştır [50]. Bu tanımlamada değerlik bandı ile birleşen safsız bir durum bandının oluştuğunu varsayılmıştır. Yayılan lazer sınırında safsızlık konsantrasyonu cm^3 başına 10^{18} - 10^{19} arasındadır [51]. Kullanılmayan k seçimi etkisi kazanç spektrumlarında düşük enerji eklemek içindir. Bu hesaplamaların detayları bu tezin kapsamı dışındadır. Kazanç spektrumlarının hesabı Şekil 4.3 de gösterildi.

Uygulama için daha basit k seçimi kullanılmıştır. Bu durum düşük enerjili band uçları bulunmayan kazanç spektrumları için ilk yaklaşımı verir.



Şekil 4.3. Sabit ivme matris elemanı ve k seçimi varsayımıyla kazancın basit modeli kullanılarak GaAs tabanlı yarıiletken lazer ile taşıyıcı konsantrasyonu için kazanç spektrumu.

Soğurma katsayısı genellikle pozitifdir. Ama popülasyon terslemesi koşulları altında bu negatif kazanç gösterimi haline gelir. Buda kazanç yada yükseltgenmeyi belirtir.

4.5. Kuantum Kuyu Lazerlerde Kazanç

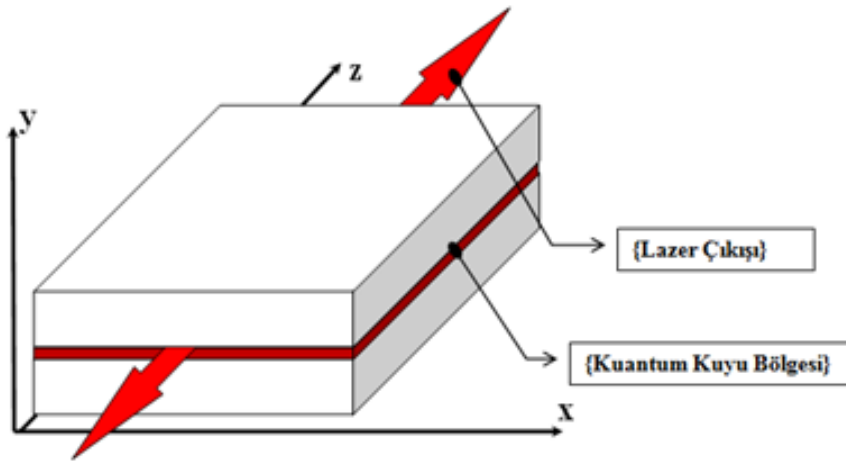
Kazanç spektrumu, katı malzemeler için benzer çizgiler boyunca çalışır, ama bazı farklar vardır. Öncelikle, kullanılan durum yoğunluğu fonksiyonları, bölüm 4.1' de tarif edildiği gibi merdiven şeklindedir ve geçiş matris elemanları oldukça karmaşıktır. Çünkü foton ve elektron arasındaki etkileşme oldukça kuvvetli bir

şekilde ışığın kutuplanmasına bağlıdır. Bu konudaki tartışma bu tezin kapsama alanının dışındadır.

Bu modifikasyonun etkisi kazanç spektrumunu ortaya çıkarır ki bu ilk iletim bandından, yoğun-hole bandına geçiş ile ilk enerji seviyesinde ani bir başlangıç yapar. Kazanç bu geçişten bir sonraki enerji seviyesine geçişe kadarki enerji (bu geçişin üstünde erişilen) ile azalarak kaybolur. Bu ikincidir, buna rağmen daha az kuvvetli pik, çoğunlukla ilk iletkenlik ve değerlik band enerji seviyelerinin yeniden birleşmesiyle meydana gelir.

4.6. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ Kuantum Kuyu Lazeri Kazanç Hesapları

Bu bölümde iki boyutta $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ kuantum kuyu lazeri teorik olarak incelenmiştir. Lazer yapısı $\text{InGaNaNs}/\text{GaAs}/\text{GaAs}$ şeklinde tasarlanarak incelenmiştir. Bu lazer aygıtı tasarlanırken Fabry-Parot tipi lazer yapısı olarak dizayn edilecektir.



Şekil 4.4. Fabry-Parot simülasyon planı

Bu yapının simülasyon planı Şekil 4.4 de x-y-z eksenlerinde 3-boyutta gösterilmiştir. Lazer oyuk uzunluğu $500 \mu m$ olarak planlanmıştır. Ortam sıcaklığı 300 K olup sağ ve sol yüzey yansıtıcıları 0.37 olarak tasarlanmıştır.

Burada alttaş-kaplama olarak GaAs kullanılmıştır. Alttaş 100 nm kalınlığında olup $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bir p-tipi katkı ile büyütülmüştür. Alttaş kırılma indisi 3.300 olup Çizelge 4.2 de gösterilmiştir. İzleyen tüm bölgelerin kırılma indisleri n ve p tipi katkı oranları ve malzeme kompozisyonları Çizelge 4.2 de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Lazer Bölge Yapısı ve Parametreleri

	Bölge	Kalınlık (nm) / Katkı ($\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	Kırılma İndisi (n)
1.	p- GaAs KAPLAMA	100 / 4	3.300
2.	(QWL) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ (BAR) GaAs 1 qwl– 2 bariyer	10-6 / katkısız	3.364 / 3.300
3.	n- GaAs KAPLAMA	100 / 4	3.300

Kuantum kuyu 2 adet 3.300 kırılma indisli GaAs bariyer arasında % 2.37 lik bir enine zorlanmaya sahiptir. İzleyen bölge 100 nm kalınlığındaki $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ n-tipi katkılı GaAs kontak-kaplama olarak büyütülerek InGaNAS/GaAs Kuantum Kuyusu Lazer yapısı tamamlanmıştır.

Çizelge 4.3. {InGaNA_s} Kuantum Kuyu Lazeri 1. Yapı için In ve N Değerleri

In	N	In	N
0.35	0	0.35	0.021
0.35	0.011	0.35	0.022
0.35	0.017	0.35	0.026

Tasarlanan InGaNA_s/GaAs/GaAs Kuantum Kuyu Lazeri In ve N değerleri değiştirilerek incelenmiştir. Öncelikle In değeri sabit tutulup N değerleri artırılarak gözlenen sonuçlar değerlendirilmiştir. Çizelge 4.3 de InGaNA_s Kuantum Kuyu Lazeri 1. yapı için In ve N değerleri verilmiştir.

Çizelge 4.4. {InGaNA_s} Kuantum Kuyu Lazeri 2. Yapı için In ve N Değerleri

In	N	In	N
0.1	0.022	0.4	0.022
0.3	0.022	0.45	0.022
0.35	0.022	0.48	0.022
0.38	0.022	0.6	0.022

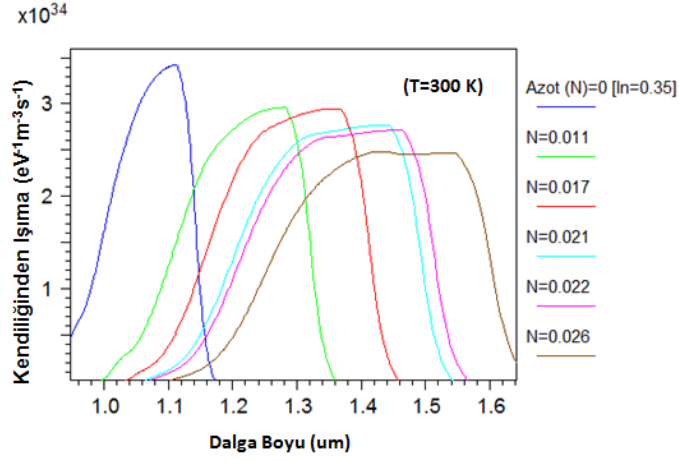
Daha sonraki yapıda N değeri sabit tutulup In değerleri artırılarak gözlenen sonuçlar değerlendirilmiştir. Çizelge 4.4 de InGaNAs Kuantum Kuyu Lazeri 2. yapı için In ve N değerleri verilmiştir.

Çizelge 4.5. {InGaNAs} Kuantum Kuyu Lazeri 3. Yapı için In ve N Değerleri

In	N	In	N
0.46	0	0.33	0.021
0.5	0.011	0.3	0.022
0.4	0.017	0.2	0.026

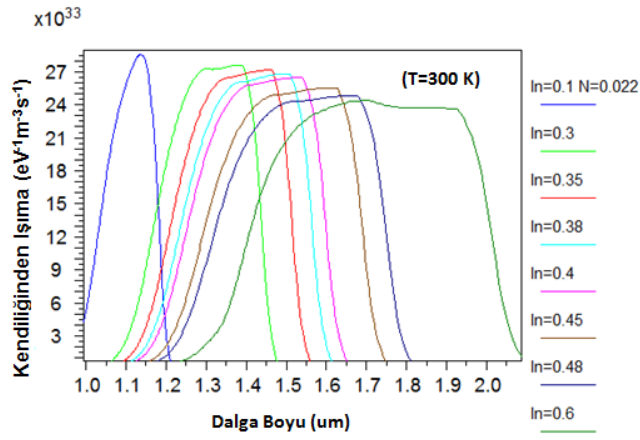
Son olarak farklı In ve N değerlerinde hesaplamalar yapılarak gözlenen sonuçlar değerlendirilmiştir. Çizelge 4.5 de InGaNAs Kuantum Kuyu Lazeri 3. yapı için In ve N değerleri verilmiştir.

InGaNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri tasarlandıktan sonra Çizelge 4.3, 4.4 ve 4.5 den görüldüğü üzere farklı In ve N konsantrasyonlarının kendiliğinden ışımaya ve lazer kazancına etkileri incelenmiştir. Ayrıca sıcaklık optimizasyonu yapılarak farklı sıcaklıklarda (77 ve 300 K de) kazanç davranışı incelenmiştir. Daha sonra bu laserlerin L-I-V karakteristikleri hesaplanmıştır.



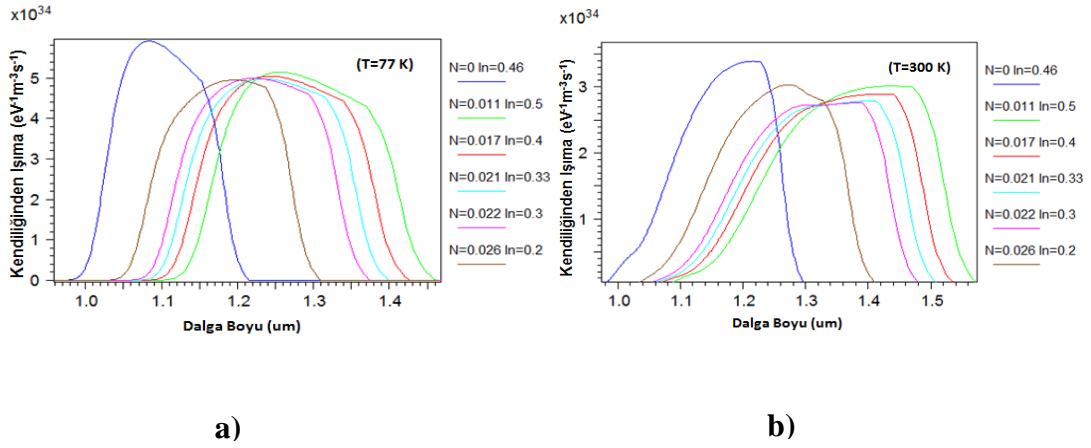
Şekil 4.5. InGaNaS/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Kendiliğinden Işıma Grafiği (In=0.35)

Şekil 4.5 de sıcaklık 300 K de iken N konsantrasyonunun artmasıyla lazerin kendiliğinden ışımaya değerinin azaldığı görülmektedir.



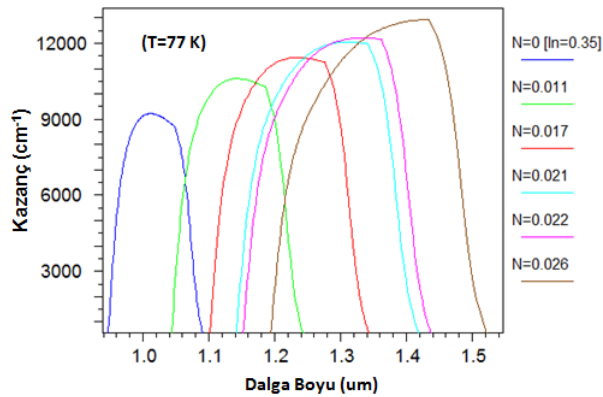
Şekil 4.6. InGaNaS/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Kendiliğinden Işıma Grafiği (N=0.022)

Şekil 4.6 da sıcaklık 300 K de iken In konsantrasyonunun artmasıyla lazerin kendiliğinden ışımaya değerinin azaldığı görülmektedir.



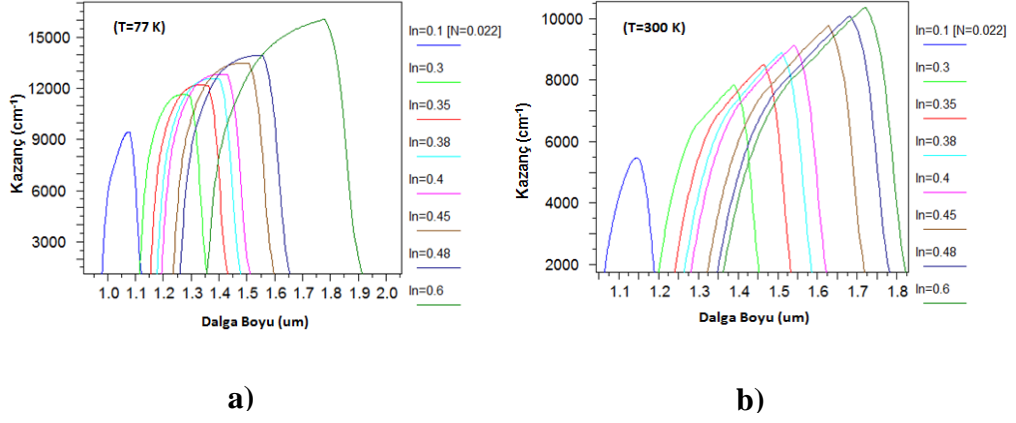
Şekil 4.7. InGaNaNs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri a) 77 K ve b) 300 K Sıcaklıkta Kendiliğinden Işıma Grafiği

Şekil 4.7 de sıcaklık 77 K ve 300 K de iken farklı In ve N konsantrasyonlarında InGaNaNs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazerinin dalgaboyuna bağlı kendiliğinden ışıma grafiği görülmektedir.



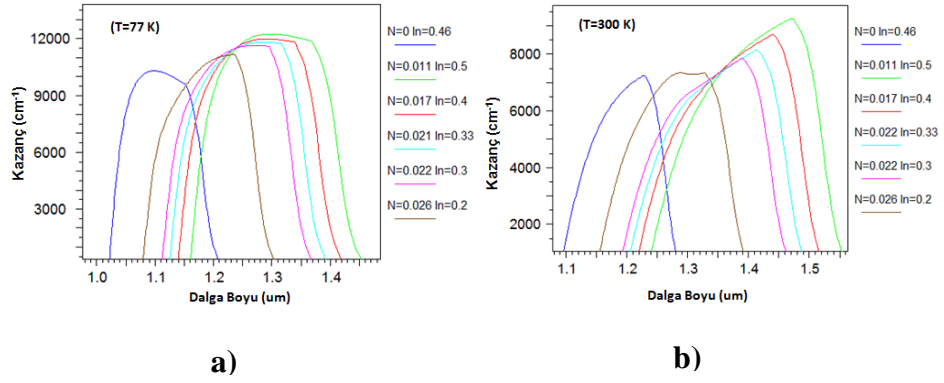
Şekil 4.8. InGaNaNs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Malzeme Kazanç Grafiği

Şekil 4.8 de sabit taşıyıcı yoğunluğu ve sıcaklıkta (77 K) N konsantrasyonuna bağlı olarak lazerin kazancına bakılmıştır. N konsantrasyonu arttıkça dalga boyunun ve malzeme kazancının arttığı gözlenmiştir.



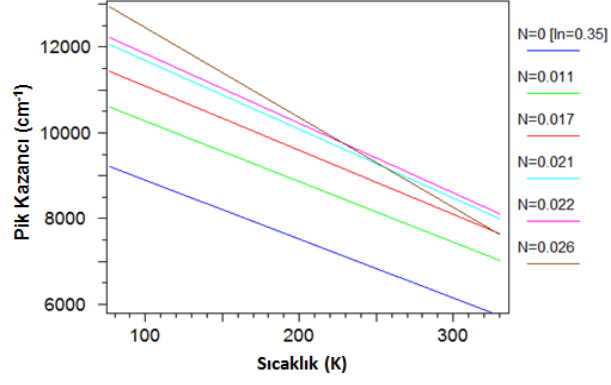
Şekil 4.9. InGaNaNs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri a) 77 K b) 300 K Sıcaklıkta Malzeme Kazanç Grafiği

Şekil 4.9 da sabit taşıyıcı yoğunluğunda, 77 ve 300 K sıcaklıklarında In konsantrasyonuna bağlı olarak lazerin kazancına bakılmıştır. In konsantrasyonu arttıkça dalga boyunun ve malzeme kazancının arttığı gözlenmiştir.



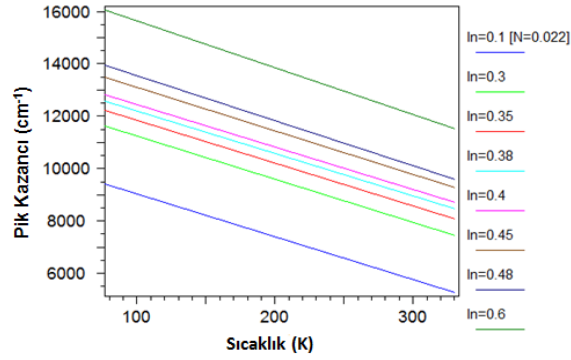
Şekil 4.10. InGaNaNs/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri a) 77 K b) 300 K Sıcaklıkta Malzeme Kazanç Grafiği

Şekil 4.10 da sabit taşıyıcı yoğunluğu, 77 ve 300 K sıcaklıklarında In ve N konsantrasyonlarına bağlı olarak lazerin kazanç değerleri gösterilmiştir.



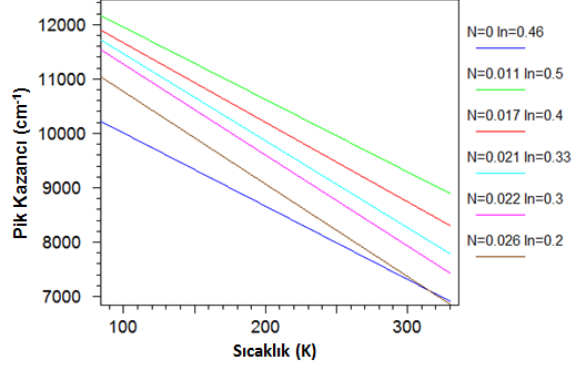
Şekil 4.11. $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ Kuantum Kuyusu Lazeri Sıcaklığa Bağlı Pik Kazanç Grafiği

Şekil 4.11 de taşıyıcı yoğunluğu olarak alınan $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ değerinde sıcaklığa ve N konsantrasyonuna bağlı malzeme kazancındaki değişiklikler görülmektedir. Şekil 4.11 den de görüleceği üzere N konsantrasyonu arttıkça malzeme kazancının arttığı ve sıcaklık arttıkça malzeme kazancının azaldığı görülmektedir.



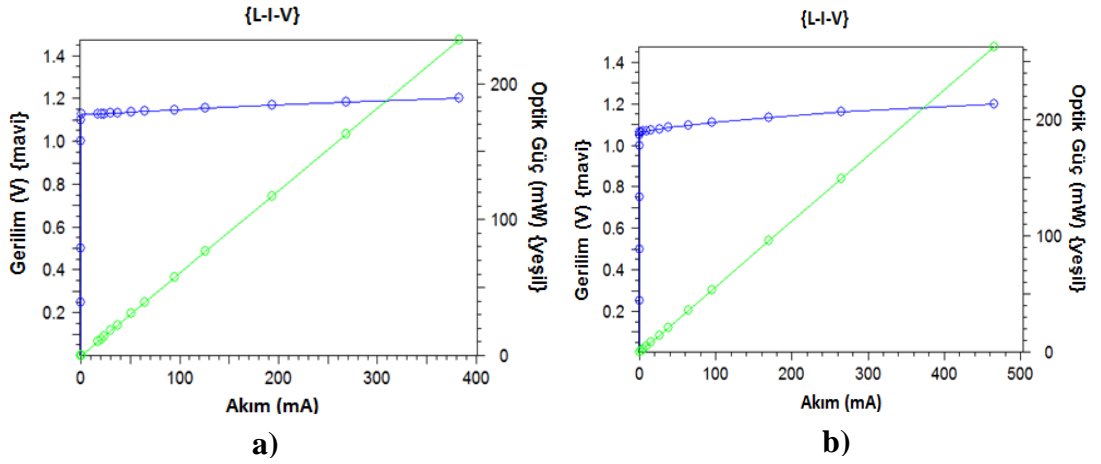
Şekil 4.12. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_{0.022}\text{As}_{0.978}/\text{GaAs}$ Kuantum Kuyusu Lazeri Sıcaklığa Bağlı Pik Kazanç Grafiği

Şekil 4.12 de taşıyıcı yoğunluğu olarak alınan $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ değerinde sıcaklığa ve In konsantrasyonuna bağlı malzeme kazancındaki değişiklikler görülmektedir. Şekil 4.12 den de görüleceği üzere In konsantrasyonu arttıkça malzeme kazancının arttığı ve sıcaklık arttıkça malzeme kazancının azaldığı görülmektedir.



Şekil 4.13. InGaNaS/GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri Sıcaklığa Bağlı Pik Kazanç Grafiği

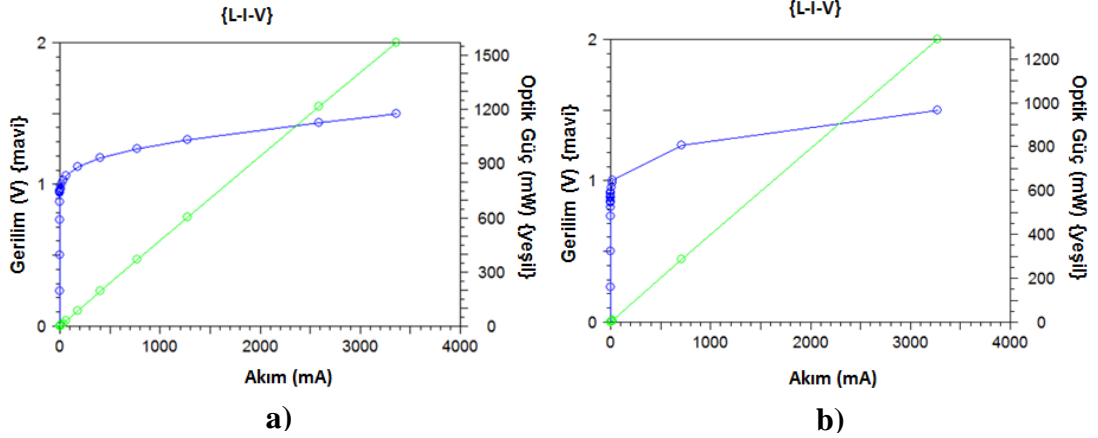
Şekil 4.11 ve Şekil 4.12 de sırasıyla N ve In konsantrasyonlarını değiştirerek malzeme kazancında ki değişiklikleri inceledik. Şekil 4.13 de görüldüğü üzere In ve N konsantrasyonlarının her ikisi de artırıldığında malzeme kazancında artış gözlenmiştir. N konsantrasyonu artırılıp In konsantrasyonu azaltıldığında ise malzeme kazancı azalmaktadır.



Şekil 4.14. In_{0.35}Ga_{0.65}N_yAs_{1-y} /GaAs Kuantum Kuyusu Lazeri N Konsantrasyonuna Bağlı a) % 1.1 ve b) % 1.7 L-I-V grafiği

Şekil 4.14 a) ve b) de In_{0.35}Ga_{0.65}N_yAs_{1-y}/GaAs kuantum kuyu sistemleri için In oranı sabit tutulup (% 35) In oranları artırılmış (% 1.1, % 1.7) L-I-V grafikleri

hesaplanmıştır. Grafikte görüldüğü üzere In konsantrasyonu arttıkça akım-voltaj değerlerinde çok büyük değişiklikler olmazken, çıkış gücünün arttığı gözlenmiştir. Ayrıca uygulanan voltaj değeride artmıştır.



Şekil 4.15. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_{0.022}\text{As}_{0.978}/\text{GaAs}$ Kuantum Kuyu Lazeri In Konsantrasyonuna Bağlı **a)** % 45 ve **b)** % 60 L-I-V grafiği

Şekil 4.15 a) ve b) de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_{0.022}\text{As}_{0.978}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu sistemleri için N oranı sabit tutulup (% 2.2) In oranları artırılmış (%45, %60) L-I-V grafikleri hesaplanmıştır. Grafikte görüldüğü üzere In konsantrasyonu arttıkça akım-voltaj değerlerinde çok büyük değişiklikler olmazken, çıkış gücünün azaldığı gözlenmiştir.

$\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ sistemleri kuantum kuyu sistemleri için yapılan hesaplamalar ve yorumlar sayesinde az miktarda azot eklenmiş bu yapıların fiziksel ve elektronik özellikleri daha iyi anlaşılmıştır. Kazanç, optik güç-akım-voltaj hesaplamaları sayesinde uzundalga boylu kuantum kuyu sistemleri optimize edilmeye ve en uygun In ve N oranları belirlenmeye çalışılmıştır.

5 SONUÇ VE TARTIŞMA

Az miktarda azot eklenerek elde edilen yapılar yüksek performansı ve fiziksel özellikleri ile bugüne kadar üretilmiş yapılara çok iyi bir alternatif olmuş ve günümüzde en çok araştırılan malzemeler arasına girmiştir. Uzun dalga boylu az miktarda azot eklenmiş InGaNAs/GaAs kuantum kuyu lazer sistemleri, yaygın olarak kullanılan III-V kuantum kuyu sistemlerine nazaran birçok sıra dışı özelliklere sahiptir. Bu yeni yapıların fiziksel ve elektronik özelliklerinin iyi anlaşılması yeni nesil elektronik cihazların tasarımı ve üretilmesi için önemlidir.

Bu tez çalışmasında az miktarda azot eklenen uzun dalgaboylu InGaNAs kuantum sistemleri bunlara ait materyal parametreleri araştırıldı. Azot eklenerek elde edilen dörtlü alaşımlara ait band aralığı zıt band geçiş metodu ile diğer materyal parametreleri ise Vegard kuralı (interpolasyon yöntemi) kullanılarak bulundu. Bu malzemeler, fiber optik kablolar içerisinde kayıpların ve dağılmanın en az olduğu dalgaboylarında ışımaya yapabilmektedir. Hesapladığımız parametrelerin azot (N) oranına bağlı değişimlerini teorik hesaplamalarla grafikler üzerinde gösterildi.

Yapılan teorik hesaplamalarda In oranı sabit tutulup N konsantrasyonu arttırıldığında etkin kütlelerin arttığı görüldü. Bu özellik yaygın olarak kullanılan yarıiletkenlerin tam tersidir. Elektron etkin kütlelerinin artması boşluk etkin kütlelerine yaklaşması anlamına gelmektedir. Bu sayede iletkenlik ve değerlik bandı dalga fonksiyonlarının üst üste gelmesi optik sınırlama faktörünü arttırmakta bu sonuç da yüksek kazanç değerlerine yol açar. Bu sonuç yapmış olduğum hesaplamalarda görülebilmektedir.

Ayrıca, 1.3 μm dalga boylu ışımaya yapan azot eklenmiş dörtlü yarıiletken alaşımların yaygın olarak kullanılan kuantum kuyu sistemlerine en büyük avantajlarından birisi de sıcaklık hassasiyetinin az olmasıdır. InGaAs yarıiletkene az miktarda azot eklenerek InGaNAs elde edildiğinde, lazerler için ideal yapı olan derin iletkenlik bandı ve sığ değerlik bandı elde edilebilmektedir [9]. Bundan dolayı InGaNAs aktif

tabaka olarak kullanıldığında yük taşıyıcılar daha iyi hapsedilebilmekte ve bunun sonucu olarak da yüksek sıcaklıklarda yük taşıyıcı sızmaları azalmaktadır. Bu özellik tasarlanacak olan aygıtların oda sıcaklığında çalışmasına olanak sağlamaktadır.

Sıcaklık arttıkça yarıiletken malzemelerde yasak band aralığı azalmaktadır. Bu çalışmada band aralığının sıcaklığa bağımlılığı Varshni Denklemi kullanılarak hesaplandı. Bu sayede kazanç grafiklerinin sıcaklığa bağımlılığı araştırıldı.

Yapılan çalışmada hesapladığımız kazanç grafiklerinde pozitif kazanç elde etmek hedeflendi. Bu amaçla sırası ile farklı In ve N konsantrasyonları ve farklı sıcaklıklar kullanılarak kazanç hesaplamaları yapıldı.

Az miktarlarda N eklenen GaAs veya InGaAs sistemleri band yapılarında ve özellikleri III-V alaşımlarla karşılaştırıldıklarında önemli farklılıklar ortaya koymaktadır. Bu alışılmadık band yapısı, iletkenlik bandı ayrılması (yarılması) uzun dalga boylu optoelektronik aygıtların tasarımı ve üretimi için önemlidir. Aygıt teknolojisi için gerekli olan yüksek hızlı, kazançlı ve performanslı 1.3 μm dalga boyunda ışımaya yapan $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu sistemlerinin optik ve elektronik özellikleri hakkında yararlı bilgiler sağlamıştır. Yüksek In ve düşük N miktarları kullanılan InGaNAs/GaAs lazer sistemlerinin performans ve kazanç grafikleri ticari olarak kullanılan sistemlere iyi bir alternatif olduğunu göstermektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Hall, R.N., Coherent light emission from p-n junctions. *Solid-State Electronics* 6(5): 405-408,1963.
- [2] Nathan, M.I., W.P. Dumke, G. Burns, J.F.H. Dill, G. Lasher, Stimulated Emission Of Radiation From Gaas p-n Junctions. *Applied Physics Letters* 1(3): 62-64,1962.
- [3] Basov, N.G., O.N. Krokhin, Y.M. Popov, Production of negative temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors. *Sov. Phys. JETP* 13: 1320-1321,1961.
- [4] Born, M., E. Wolf, A.B. Bhatia, Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. xxviii, 808 p., Pergamon. Oxford: 1980.
- [5] Liu, C.T., K. Nakamura, D.C. Tsui, K. Ismail, D.A. Antoniadis, H.I. Smith, Magneto-optics of a quasi-zero-dimensional electron gas. *Applied Physics Letters* 55(2): 168-170,1989.
- [6] Tewordt, M., V.J. Law, M.J. Kelly, R. Newbury, M. Pepper, D.C. Peacock, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, Direct experimental determination of the tunnelling time and transmission probability of electrons through a resonant tunnelling structure. *Journal of Physics: Condensed Matter* 2(45): 8969,1991.
- [7] Harrison, P., Quantum wells, wires, and dots : theoretical and computational physics. John Wiley & Sons. Chichester: 2000.
- [8] Bordone, P., M. Pascoli, R. Brunetti, A. Bertoni, C. Jacoboni, A. Abramo, Quantum transport of electrons in open nanostructures with the Wigner-function formalism. *Physical Review B* 59(4): 3060-3069,1999.
- [9] Kondow, M., T. Kitatani, S. Nakatsuka, M.C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai, K. Uomi, GaInNAs: A novel material for long-wavelength semiconductor lasers. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electronics* 3(3): 719-730,1997.
- [10] Erol, A., Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılarda Optik Olaylar. Yüksek Lisans Tezi. İstanbul Üniversitesi, İstanbul, 1997.
- [11] Orton, J., The Story of Semiconductor. Oxford Press. Great Britain: 2004.
- [12] Kittel, C., Introduction to solid state physics. 121. Wiley. New York ; Chichester: 1996a.
- [13] Köksal, F., M. Altunbaş, E. Başaran, Katıhal Fiziği. Literatür Yayıncılık. İstanbul: 1999.

- [14] Atalay, T., Katıların Enerji Band Modeli ve Elektronik İletkenlikleri. Elektronik 1. 28: 1994.
- [15] Caferov, T., Yarıiletken Fiziği-1. 200. Yıldız Teknik Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi. İstanbul: 1998.
- [16] Fox, A.M., Optical properties of solids. Oxford University Press. Oxford: 2001.
- [17] Dönmez, Ö., Kuantum Kuyulu Yarıiletken Yapıların Modülasyon Spektroskopisi ile İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. İstanbul Üniversitesi, İstanbul, 2008.
- [18] Sze, S.M., K.K. Ng, Physics of semiconductor devices. 815 p. Wiley-India. New Dehli: 2007.
- [19] Shaheen, A., W. Zia, A. Khalid, M.S. Anwar, Band Structure and Electrical Conductivity in Semiconductors. LUMS School of Science and Engineering, 2011.
- [20] Kittel, C., Introduction to solid state physics. 157-160. Wiley. New York ; Chichester: 1996b.
- [21] Hepburn, C.J., Temperature Dependent Operation of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs). University of Essex, Cholchester, England, 2001.
- [22] Yasar, S., Çift Farklı Yapı Seçiminin Kuantum İletkenlerinde Uygulanması İle Kuantum Kuyu Lazerlerin İncelenmesi. Doktora Tezi. Kırıkkale Üniversitesi, Kırıkkale, 2011.
- [23] Sze, S.M., Physics of semiconductor devices. xii, 868 p. Wiley. New York ; Chichester: 1981.
- [24] Singh, J., Optoelectronics : an introduction to materials and devices. xxxiii, 537 p. McGraw-Hill. New York ; London: 1996.
- [25] Jungbluth, E.D., Crystal-Growth Methods Shape Communications Lasers. Laser Focus World 29(2): 61-&,1993.
- [26] Esaki, L., R. Tsu, Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. IBM Journal of Research and Development 14(1): 61-65,1970.
- [27] Babaoğlu, M., Az Miktarda Azot Eklenmiş Uzun Dalgaboylu Yüzey Işınması Yapan Lazer Yapılar. Kilis 7 Aralık Üniversitesi, Gaziantep, 2011.
- [28] Singh, J., Electronic and Optoelektronik Properties of Semiconductor Structures. Cambridge University Press. New York: 2003.

- [29] Shilk, A., Quantum Wells: Physics and Electronics of Two Dimensional Systems. Scientific World Publishing Co Ltd. Singapore: 1997.
- [30] Willardson, R.K., A.C. Beer, R. Dingle, Semiconductors and semimetals. Vol.24, Applications of multiquantum wells, selective doping, and superlattices. xi, 511 p. Academic Press. San Diego ; London: 1987.
- [31] Jaros, M., Physics and applications of semiconductor microstructures. xi, 245 p. Clarendon Press. Oxford: 1989.
- [32] Gaponenko, S.V., Optical properties of semiconductor nanocrystal. Cambridge University pres. United Kingdom: 1998.
- [33] Özdemir, A., SiO₂:Si/Ge/Si/SiO₂ ince filmlerde Ge nanokristallerin elektron mikroskobu ile görüntülenmesi ve teknolojik uygulamaları. Yüksek Lisans Tezi. Kırıkkale Üniversitesi, Kırıkkale, 2011.
- [34] Jowett, C.E., Materials in electronics. Business Books. London: 1971.
- [35] Buyanova M., Physics and Applications of Dilute Nitrides. New York, London:, Taylor & Francis, 2004.
- [36] Vurgaftman, I., J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. Journal of Applied Physics 89(11): 5815-5875,2001.
- [37] Laugier, A., J. Chevallier, About the band structure of Ga_xIn_{1-x}P alloys. Solid State Communications 10(4): 353-356,1972.
- [38] Vainshtein, I., A. Zatsepin, V. Kortov, Applicability of the empirical Varshni relation for the temperature dependence of the width of the band gap. Physics of the Solid State 41(6): 905-908,1999.
- [39] Skierbiszewski, C., P. Perlin, P. Wisniewski, T. Suski, J.F. Geisz, K. Hingerl, W. Jantsch, D.E. Mars, W. Walukiewicz, Band structure and optical properties of In_yGa_{1-y}As_{1-x}N_x alloys. Physical Review B 65(3): 035207,2001.
- [40] Shan, W.A.I., J.W. Yu, K.M. Walukiewicz, W. Haller, E.E. Martin, M.C. McKinney, W.R. Yang, W. , J. Appl. Phys. 88: 443-447,1999.
- [41] Suemune, I., K. Uesugi, W. Walukiewicz, Role of nitrogen in the reduced temperature dependence of band-gap energy in GaNAs. Applied Physics Letters 77(19): 3021-3023,2000.
- [42] Akat, E., Kathal Fiziği Temelleri. 198-201. Papatya Yayıncılık. İstanbul: 2010.

- [43] Miller, R.C., W.B. Joyce, Improved heterostructure-laser light-output linearity by antireflective coating. *Applied Physics Letters* 31(11): 764-765,1977.
- [44] Dixon, R.W., R.L. Hartman, Accelerated aging and a uniform mode of degradation in (Al,Ga)As double-heterostructure lasers. *Journal of Applied Physics* 48(8): 3225-3229,1977.
- [45] Nilsson, N.G., An accurate approximation of the generalized einstein relation for degenerate semiconductors. *physica status solidi (a)* 19(1): K75-K78,1973.
- [46] Sale, T.E., *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. John Wiley and Sons INC. Research Studies Press Ltd: 1995.
- [47] Shantharama, L.G., A.R. Adams, C.N. Ahmad, R.J. Nicolas, The k.p interaction in InP and GaAs from the band-gap dependence of the effective mass. *J. Phys. Solid State* 17(25): 4429-4442,1984.
- [48] Chaung, S.L., *Physics of Optoelectronic Devices*. Wiley Series in Pure and Applied Optics.
- [49] Bernard, M.G.A., G. Duraffourg, *Physica status solidi*. Akademie-Verlag ; London : Academic Press. Berlin: 1961.
- [50] Lasher, G., F. Stern, Spontaneous and simulated recombination radiation in semiconductors. *Physical. Rev.* 133(63): A553,1964.
- [51] Schöll, E., P.T. Landsberg, Nonequilibrium kinetics of coupled photons and electrons in two-level systems of the laser type. *J. Opt. Soc. Am.* 73(9): 1197-1206,1983.