

**GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As HETEROYAPI VE ÇOKLU KUANTUM KUYU IR  
FOTODEDEKTÖRÜN ELEKTRO-OPTİK ÖZELLİKLERİNİN  
İNCELENMESİ**

**Aslan TÜRKOĞLU  
DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
KATIHAL FİZİĞİ PROGRAMI  
2007**

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

**GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As HETEROYAPI VE ÇOKLU KUANTUM KUYU IR**  
**FOTODEDEKTÖRÜN ELEKTRO-OPTİK ÖZELLİKLERİNİN**  
**İNCELENMESİ**

**Aslan TÜRKOĞLU**

**DOKTORA TEZİ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**  
**KATIHAL FİZİĞİ PROGRAMI**  
**2007**

**Danışman:Prof.Dr.Yüksel ERGÜN**

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ'NE**

Bu çalışma jürimiz tarafından, Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

**Başkan:**  
**Üye :**  
**Üye :**  
**Üye :**  
**Üye :**  
**Üye :**  
**Üye :**

**ONAY**

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylıyorum.

...../...../2007

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosunun 05.01.1984 tarihli toplantısında kabul edilen ve daha sonra 30.12.1993 tarihinde C.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğünce hazırlanan ve yayınlanan “Yüksek Lisans ve Doktora tez yazım kılavuzu” adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

**ÖZET**  
**Doktora Tezi**

**GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As HETEROYAPI VE ÇOKLU KUANTUM KUYU IR  
FOTODEDEKTÖRÜN ELEKTRO-OPTİK ÖZELLİKLERİNİN  
İNCELENMESİ**

**Aslan TÜRKOĞLU**

**Cumhuriyet Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Prof. Dr. Yüksel ERGÜN**

Bu çalışmanın ilk kısmında, MBE büyütme tekniği ile yurtdışında büyütülen  $n^+$ -GaAs- $n^{++}$ -AlGaAs heteroyapıya yerleştirilen tek kuantum kuyusu ile elde edilen IR dedektörün potansiyel profilleri, elektronik yoğunluk profilleri ve altband enerjileri ile altband yerleşimleri self-consistent olarak, Poisson ve Schrödinger denklemleri birlikte ele alınarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte numunenin akım-sıcaklık ve akım-gerilim eğrileri deneysel olarak ölçülmüştür. Elde edilen deneysel bulguların, yapılan teorik hesaplar ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. Çalışmanın ikinci kısmında ise,  $n^+$ -GaAs alt tabaka üzerinde Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) yöntemi ile hazırlanmış  $GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  heteroeklem yapısı fotoluminesans ölçüleriyle incelenmiştir. Düşük sıcaklık bölgesinde ve daha yüksek sıcaklıklarda yapının akım-gerilim ölçümleri yapılmış ve elde edilen akım-gerilim eğrileri yorumlanmıştır.

**Anahtar sözcükler:** MOVPE, GaAs, AlGaAs, Fotoluminesans, Akım, Gerilim.

**SUMMARY****Ph.D. Thesis****INVESTIGATION OF THE ELECTRO-OPTIC FEATURES OF  
GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As HETEROSTRUCTURE AND MULTIPLE QUANTUM  
WELL IR PHOTODETECTOR****Aslan TURKOĞLU****Cumhuriyet Univesity  
Science Institute Physics Department****Adviser:Prof.Dr.Yüksel ERGUN**

In the first part of this study, potential profiles, electron density profiles, subband energies and locations of IR detector obtained by depositing a single quantum well into the  $n^+$ -GaAs- $n^{++}$ -AlGaAs grown by using MBE technique in England are calculated self consistently using both the Poisson and Schrodinger equations. Also, I-V and I-T curvature of the sample are measured. It is seen that experimental results are in agreement with theoretical calculations. In the second part, the  $GaAs\ Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  heterostructure prepared with Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) method is investigated by photoluminescence(?) measurements. I-V curve of the sample is commented at the low temperature region and hihger temperatures.

**Key Words:** MOVPE ,GaAs, AlGaAs, Photoluminescence, Current, Voltage

## TEŞEKKÜR

Yapmış olduğum bu doktora çalışması süresince bana olan destek ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam sayın Prof. Dr Yüksel ERGÜN'e çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışmam süresince bana Bilkent Üniversitesi Optik laboratuvarını açan, destek ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Atilla Aydınli'ya çok teşekkür ederim. Ayrıca Deneyler sırasında her noktada bana yol gösteren ve her aşamada katkılarını gördüğüm değerli hocam Dr. Aykutlu Dane'ye çok teşekkür ederim. Yine deneylerimin bir kısmını yapabilmem için bana Hacettepe Üniversitesi Katıhal laboratuvarını açan Prof. Dr. Mehmet Cankurtaran ve Prof. Dr. Hüseyin Çelik'e çok teşekkür ederim.

Bununla birlikte, 6 aylık çalışma raporlarımı okuyan ve tezin ilerlemesinde önemli ve kıymetli fikirleri ile bana yön veren değerli tez izleme komitesi üyeleri, Prof. Dr. Hüseyin SARI ve Yard. Doç. Dr. Engin TIRAŞ'a çok teşekkür ederim.

Çalışmam sırasında, fikirlerinden yararlandığım ve desteklerini gördüğüm C.Ü. Fizik Bölümü Katı Hal Anabilim Dalındaki değerli hocalarıma ve çalışma arkadaşlarıma ayrıca teşekkür ederim.

Herşeyden önce, göstermiş oldukları sabır ve desteklerinden dolayı kıymetli aileme tüm kalbimle teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
SUMMARY.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ.....	1
2. YARIİLETKENLER.....	4
2.1. Yarıiletkenlerin Taşıyıcı Konsantrasyonu .....	4
2.2. Heteroyapılar.....	10
3. DÜŞÜK BOYUTLU SİSTEMLER.....	19
3.1. Giriş.....	19
3.2. Eksitonlar.....	21
3.3. Düşük Boyutlu Sistemlerde Elektrik Alan Altında Eksitonlar.....	27
4. İKİ BOYUTLU YAPILAR.....	30
4.1. GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ Külçe özellikleri.....	30
4.2. Yasak enerji aralığı.....	30
4.3. Etkin Kütle.....	32
4.4. Dielektrik sabiti.....	34
4.5. Kuantum Kuyuları ve Süperörgüler.....	36
4.6. İki Boyutta Durum Yoğunluğu.....	41
4.7. İki Boyutta Taşıyıcı İstatistiği.....	45
4.8. Dikey İletim Mekanizmaları.....	48
4.9. Yüksek Elektrik Alan Etkisi.....	49
4.10. Kızılötesi Dedektörler (QWIP).....	55
4.11. Çoklu Kuantum Kuyu (MQW).....	58



4.12. Fotolüminesans.....	67
5.n <sup>+</sup> -GaAs-n <sup>++</sup> -AlGaAs HETEROYAPIYA YERLEŞTİRİLEN TEK KUANTUM KUYUSU İLE ELDE EDİLEN IR DEDEKTÖRÜN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ.....	73
5.1. Numune Yapısı.....	73
5.2 Kuramsal Hesaplamalar.....	74
5.3. Deneysel Yöntem ve Bulgular.....	83
5.4. Kapalı Devre Soğutma Sistemi.....	83
5.5. Örnek Tutucu.....	88
5.6. Deneysel Veriler ve Analizi.....	90
5.7. Akım-Sıcaklık Ölçümleri.....	90
5.8. Akım-Gerilim Ölçümleri.....	93
6. GaAs/Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As ÇOKLU KUANTUM KUYU YAPISININ ELEKTRO-OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ.....	95
6.1. Büyütme Tekniği.....	95
6.2. Metal-Organik Kimyasal Buhar Depolama.....	95
6.3. Numune Yapısı.....	97
6.4. Akım-Voltaj Ölçümleri.....	100
6.5. Fotolüminesans Ölçümleri.....	109
7. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	140
KAYNAKLAR.....	143
ÖZGEÇMİŞ.....	148

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2-1 : Saf bir yarıiletken için temsili band profili.....	6
Şekil 2-2 : Birbirine eklenmemiş farklı iki yarıiletkenin band diyagramı.....	12
Şekil 2-3 : $GaAs - Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ n-tipi) heteroyapıda iletim bandı eğiminin gösterimi.....	15
Şekil 2-4 : Bant süreksizliğine göre heteroyapı türleri.....	16
Şekil 2-5 : Heteroyapılar için rezonans tünelleme modeli.....	18
Şekil 3-1 : Bağlı bir elektron-boşluk çifti gösterimi.....	22
Şekil 3-2 : İletkenlik ve valans bant kıyıları $\vec{k} = 0$ da olan bir bant yapısında, eksiton düzeylerinin iletkenlik bant kıyısına göre konumları.....	23
Şekil 3-3 : Doğrudan bir olayda yaratılan eksitonun enerji üzeyleri.....	24
Şekil 3-4 : 21 K sıcaklıkta $GaAs$ 'ta, $E_g$ bant aralığı civarında enerjiye sahip fotonların yarıiletkende optik soğurulmasında eksiton düzeyinin etkisi.....	25
Şekil 3-5 : Elektronun elektrik alan yardımıyla iletkenlik bandına geçiş süreci...28	
Şekil 3-6 : Elektrik alan şiddetinin kuantum kuyusundaki taşıyıcılara etkisi.....	29
Şekil 4-1 : $GaAs$ için Enerji Band Diyagramı.....	31
Şekil 4-2 : Kuantum kuyusu içerisindeki elektron ve boşlukların altband enerjileri.....	38
Şekil 4-3 : Çoklu kuantum kuyulu yapının band diyagramı.....	39
Şekil 4-4 : İletkenlik bandındaki miniband yapısı.....	41
Şekil 4-5 : Bir kuantum kuyusunda, iki boyutlu durum yoğunluğu ve enerji altbandları .....	44
Şekil 4-6 : Güçlü bir elektrik alan altında kuantum kuyusu .....	50
Şekil 4-7 : Rezonans tünellemeli yapının band diyagramı.....	51
Şekil 4-8 : Rezonant tünellemeli yapının akım-voltaj karakteristiği.....	52
Şekil 4-9 : Elektrik alan etkisi altında süperörgünün enerji spektrumu.....	53
Şekil 4-10 : Süperörgünün akım-voltaj karakteri.....	54
Şekil 4-11 : $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ kuantum kuyusunda altbandlar arası geçişlerin şematik gösterimi.....	57

<b>Şekil 4-12</b> : $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ kuantum kuyusunda altbanddan sürekli enerji düzeylerine geçişlerin şematik gösterimi.....	57
<b>Şekil 4-13</b> : $Al_xGa_{1-x}As$ iletim bandındaki $\Gamma$ , $L$ ve $X$ vadileri taban enerjilerinin $Al$ konsantrasyonu ( $x$ ) ile değişimi.....	61
<b>Şekil 4-14</b> : $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ kuantum kuyusunun şematik gösterimi.....	62
<b>Şekil 4-15</b> : $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ çoklu kuantum kuyu (MQW) yapıların şematik gösterimi.....	62
<b>Şekil 4-16</b> : Yarıiletkenlerde bazı birleşme mekanizmaları.....	69
<b>Şekil 4-17</b> : Kuantum kuyusunda enerji düzeyleri ve bandlar arası geçişler.....	72
<b>Şekil 5-1</b> : Numune yapısı.....	73
<b>Şekil 5-2</b> : Potansiyel profili.....	82
<b>Şekil 5-3</b> : Enerji düzeylerine karşılık gelen dalga fonksiyonları.....	82
<b>Şekil 5-4</b> : HS-4 Kapalı devre soğutucu sistemin blok diyagramı.....	84
<b>Şekil 5-5</b> : Kompresörlerin soğutma suyu sistemi.....	87
<b>Şekil 5-6</b> : Örnek tutucunun arka yüzeyine yerleştirilen sıcaklık sensörü ile ölçülen sıcaklığın zamanla değişimi.....	88
<b>Şekil 5-7</b> : Örnek tutucunun (a) önden ve (b) yandan görünüşü.....	89
<b>Şekil 5-8</b> : Akım-Sıcaklık ölçümü.....	90
<b>Şekil 5-9</b> : I-T ölçümlerinden engel yüksekliğinin belirlenmesi.....	92
<b>Şekil 5-10</b> : Akım-Gerilim ölçümleri.....	93
<b>Şekil 6-1</b> : Metal Organik Buhar Fazlı Epitaksi sistemi.....	96
<b>Şekil 6-2</b> : Numune yapısı.....	98
<b>Şekil 6-3</b> : 10-Kuantum kuyulu bariyerin iletkenlik bandının potansiyel enerji profili.....	99
<b>Şekil 6-4</b> : Numunenin kontak bağlantılarının şematik gösterimi.....	100
<b>Şekil 6-5</b> : 65 K sıcaklığında gözlenen akım-voltaj eğrisi.....	101
<b>Şekil 6-6</b> : Üç farklı sıcaklık değerinde gözlenen akım-voltaj eğrilerinin karşılaştırılması.....	101
<b>Şekil 6-7</b> : İki farklı sıcaklık değerlerinde gözlenen akım-voltaj eğrileri.....	102
<b>Şekil 6-8</b> : Dört adet özdeş kuantum kuyu içeren $GaA- Al_xGa_{1-x}As$ çoklu	

kuantum kuyu.....	103
<b>Şekil 6-9</b> : Deney düzeneğinin şematik gösterimi.....	110
<b>Şekil 6-10</b> : 65 K'de Elektrik alan yok iken hesaplanmış dalgafonksiyonları...	111
<b>Şekil 6-11</b> : 65 K'de Elektrik alan yok iken gözlenen Fotolüminesans spektrumu.....	112
<b>Şekil 6-12</b> : 65 K'de Elektrik alan yok iken elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.....	113
<b>Şekil 6-13</b> : 65 K'de Elektrik alan yok iken gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.....	113
<b>Şekil 6-14</b> : 65 K'de ve 200 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları.....	116
<b>Şekil 6-15</b> : 65 K'de ve 200 mV voltaj altında gözlenen Fotolüminesans spektrumu.....	117
<b>Şekil 6-16</b> : 65 K'de ve 200 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.....	118
<b>Şekil 6-17</b> : 65 K'de ve 200 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.....	118
<b>Şekil 6-18</b> : 65 K'de ve 400 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları.....	121
<b>Şekil 6-19</b> : 65 K'de ve 400 mV voltaj altında gözlenen Fotolüminesans spektrumu.....	122
<b>Şekil 6-20</b> : 65 K'de ve 400 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.....	123
<b>Şekil 6-21</b> : 65 K'de ve 400 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.....	123
<b>Şekil 6-22</b> : 65 K'de ve 600 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları.....	125
<b>Şekil 6-23</b> : 65 K'de ve 600 mV voltaj altında gözlenen Fotolüminesans spektrumu.....	126
<b>Şekil 6-24</b> : 65 K'de ve 600 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için	

hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.....	127
<b>Şekil 6-25</b> : 65 K'de ve 600 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.....	128
<b>Şekil 6-26</b> : 65 K'de ve 800 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları.....	129
<b>Şekil 6-27</b> : 65 K'de ve 800 mV voltaj altında gözlenen Fotolüminesans spektrumu.....	130
<b>Şekil 6-28</b> : 65 K'de ve 800 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.....	131
<b>Şekil 6-29</b> : 65 K'de ve 800 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.....	131
<b>Şekil 6-30</b> : 65 K'de ve 1000 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları.....	133
<b>Şekil 6-31</b> : 65 K'de ve 1000 mV voltaj altında gözlenen Fotolüminesans spektrumu.....	134
<b>Şekil 6-32</b> : 65 K'de ve 1000 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.....	135
<b>Şekil 6-33</b> : 65 K'de ve 1000 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.....	135
<b>Şekil 6-34</b> : İletim bandından valans bandına geçiş enerjilerinin, voltaj ile değişimi için gözlenen deney sonuçlarının teorik hesapla bulunan değerler ile karşılaştırılmış grafiği.....	137
<b>Şekil 6-35</b> : Farklı voltaj değerleri altında gözlenen fotolüminesans spektrumlarının karşılaştırmalı grafiği.....	137
<b>Şekil 6-36</b> : Farklı voltaj değerleri altında gözlenen fotolüminesans spektrumlarının karşılaştırmalı grafiği.....	138
<b>Şekil 6-37</b> : Sabit voltaj değerleri altında gözlenen fotolüminesans spektrumlarının sıcaklık ile değişiminin karşılaştırmalı grafiği.....	138

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<b>Çizelge 2-1</b> : Bazı önemli heteroyapılar için valans bandı süreksizliğinin deneysel ve kuramsal sonuçları.....	13
<b>Çizelge 3-1</b> : Eksiton bağlanma enerjileri.....	23
<b>Çizelge 4-1</b> : $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ için bazı deneysel ve kuramsal sonuçlar.....	35
<b>Çizelge 4-2</b> : İncelenen MQW numune parametreleri.....	67

## 1.GİRİŞ

Günümüz teknolojisinde III-V ve II-VI yarıiletken bileşikleri, lazer uygulamalarından detektör uygulamalarına ve elektronik alanında ise; diyot, varistör, transistor uygulamalarına kadar geniş bir yelpazede çalışılan yarıiletken yapılarıdır. Yarıiletken devre elemanları, önceleri sadece Si yada Ge tabanlı yarıiletken uygulamalarını içermektedir. Günümüzde ise haberleşme, sağlık ve savunma alanlarında, yukarıda anlatılan bu bileşiklerin ikili, üçlü hatta dördümlü bileşikleri literatürde ve uygulamada geniş yer bulmaktadır. Kuantum kuyu ve tel sistemleri son on senenin uygulama ve araştırma alanına girmiş ve böylece birkaç elektronla kontrol edilebilen transistor yapımı gerçekleştirilebilmiştir[1,2]. Özellikle son 20 yıl süresince, bu araştırmaların büyük bir kısmı iki boyutlu (2D), bir boyutlu ve sıfır boyutlu sistemlere kaydırılmıştır. Düşük boyutlu yapılar (Low Dimensional System,LDS) olarak adlandırılan bu sistemlerde kuantum etkileri yeni devre tasarımlarına olanak tanımaktadır. Elektronik ve opto-elektronikte çok geniş uygulamaları bulunan bu düşük boyutlu yapıların hızla gelişmesi, bunların yapısal ve fiziksel özellikleri hakkında kesin bilgilere sahip olma gerekliliğini de beraberinde getirmiştir. Moleculer Beam Epitaxy (MBE), Metal-Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) veya Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) gibi kristal büyütme tekniklerinin devreye girmesiyle, yarıiletken aygıt hazırlanmasında çok büyük gelişmeler olmuştur. Bu ileri teknikler kullanılarak, yarıiletken maddelerin aynı veya farklı cinsten atomları bir ince katman veya bir çizgi üzerinde kontrollü bir şekilde dizilebilmektedir. Birkaç örgü parametresi kalınlığındaki katmanların yapıları ve bileşenleri tam olarak kontrol edilebilmektedir. Böylece, istenen elektronik özellikleri taşıyan bir tasarımı gerçekleştirmek mümkün olmaktadır. Bu teknikler kullanılarak iki- bir- ve sıfır-boyutlu yarıiletken kristaller büyütülebilmektedir.

İki-boyutlu yarıiletkenlerde elektron momentumunu belirleyen ve sıcak elektron enerji durulması süreçlerinde etkin olan saçılma mekanizmalarının araştırılması, katıhal fiziğinde temel ve güncel problemlerden biridir. Bu problem örgü ve elektron sıcaklıklarının farklı değerlerde olduğu düşünülerek oluşturulan teori ve yapılan deneylerle ispatlanmıştır [3,5] ve teknolojik önemi vardır. Hızlı

çalışan aygıt tasarımı ve yapımı için yüksek mobiliteli iki- boyutlu yarıiletken malzemelere ihtiyaç vardır. İki-boyutlu yarıiletkenlerde elektron transport mobilitesi, külçe (bulk) yarıiletkenlere kıyasla, çok yüksek değerlere ulaşabilmektedir. İki-boyutlu yarıiletkenlerin bu özelliği, yüksek elektron mobiliteli transistörlerin (HEMT) yapımına olanak sağlamıştır. Bu tip transistörler yüksek hızlı ve düşük gürültülü olmaları nedeniyle tercih edilirler. Özellikle opto-elektronik uygulamalarda kullanılan aygıtların yapımı için direkt yasak enerjili heteroeklem yapıların( $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$  gibi) fiziğinin iyi anlaşılması gerekmektedir. İletim elektronları yoğunluğunun yüksek olması ve çok küçük bir hacimde büyük güç değişimlerine olanak sağlaması nedeniyle, iki-boyutlu yarıiletkenlerde külçe (bulk) yarıiletkenlerden farklı birçok fiziksel olay gözlenmiştir[6,8].

Yarıiletkenlerin özelliklerinin araştırılmasında optiksel yöntemler oldukça yaygın bir kullanım alanına sahiptir. Güçlü ve uygun lazer ışıklarının elde edilmesiyle birlikte optiksel yöntemler; band yapısının incelenmesi, elektron ve hollerin davranışlarının anlaşılması ve diğer pek çok yarıiletken uyarılma mekanizmalarının anlaşılmasında oldukça sık kullanılmaya başlanmıştır. Band genişliği civarındaki şiddete sahip uygun lazer ışığı kullanılmasıyla sonlu yapıların spektrumunu elde etmek mümkün olmaktadır. Elektro-optik, termo-optik, magneto-optik gibi uygulamalar, optiksel aygıtların incelenmesinde ve anlaşılmasında önemli rol oynamaktadırlar[8,10].

Bu çalışmanın ilk kısmında, MBE büyütme tekniği ile yurtdışında büyütölen  $n^+-GaAs-n^{++}-AlGaAs$  heteroyapıya yerleştirilen tek kuantum kuyusu ile elde edilen IR dedektörün potansiyel profilleri, elektronik yoğunluk profilleri ve altband enerjileri ile altband yerleşimleri self-consistent olarak, Poisson ve Schrödinger denklemleri birlikte ele alınarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte Hacettepe Üniversitesi Katihal laboratuvarında, numunenin akım-sıcaklık ve akım-gerilim eğrileri deneysel olarak ölçölmüştür. Elde edilen deneysel bulguların, yapılan teorik hesaplar ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. MBE tekniği ile büyütölen numunenin kontaklarının kısa devre olması nedeniyle, manyetik alan altında ölçölmesi planlanan SDH ölçömleri ve manyetik rezonans ölçömleri



yapılamamıştır. Bu nedenle yine benzer bir yapı olan ve MOCVD büyütme tekniği ile büyütülmüş çoklu kuantum kuyu yapısı üzerinde teorik hesaplar ve deneysel ölçümler yapılmıştır.

Tez çalışmasının ikinci kısmında,  $n^+$ -*GaAs* alttaşlar üzerinde Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) yöntemi ile hazırlanmış *GaAs*/ $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  çoklu kuantum kuyulu heteroeklem yapısının fotoluminesans, foto akım ve direkt I-V ölçümleriyle incelenmesi amaçlanmıştır. Oda sıcaklığında ve düşük sıcaklıklarda örnek üzerine 5145  $\text{\AA}$  dalga boyunda lazer ışığı düşürülerek, yapıdaki bandlar arası geçişler ve elektrik alan altında bu geçişlerdeki değişimler hesaplanmaya çalışılmıştır. Ayrıca teorik olarak geliştirilen Self-Consistent(öz-uyumlu) potansiyel hesapları yapılarak yapının enerji özdeğerleri ve dalga fonksiyonları elektrik alan altında ve elektrik alan olmadığı durumlarda hesaplanmıştır.

## 2.YARIİLETKENLER

### 2.1. Yarıiletkenlerin Taşıyıcı Konsantrasyonu

Yarıiletkenlerin en belirgin özelliği; iletkenliklerinin iyi iletkenlerle yalıtkanlar arasında oluşu ve sıcaklığın artışıyla artmasıdır. Diğer bir önemli özelliği ise iletkenliklerinin yabancı madde konsantrasyonu arttıkça artmasıdır. Yarıiletkenlerin önemi elektronikte kullanım alanlarının çoğalması ile hızla artmıştır. Bunlar günümüzde bir çok elektronik devrenin ve çeşitli düzeneklerin temel yapı elemanlarını oluşturarak yaşantımız içinde önemli bir yer tutarlar. Birçok elektronik yapı tasarımında yarıiletkenler hareketli yüklerin kaynağını sağlamak için kullanılır ve yüklerin aktığı denetlendiği ortamı oluşturur.

1980' li yıllara kadar yapay kristallerin büyütülmesindeki yetersizlikten dolayı yarıiletken malzemelerden elde edilen devre elemanları, Ge, Si ve benzeri temel yarıiletkenler üzerine kuruluydu. Daha sonraları geliştirilen yöntemler ile yüksek mobiliteli transistörler ve devre elemanları yapılmaya başlandı. Sözü edilen MBE ve MOCVD gibi kristal büyütme yöntemleri ile birkaç atomik tabakalı düşük boyutlu sistemlerin çok temiz olarak büyütülmesi, yeni teknolojik sonuçlar doğurmuş ve buna bağlı olarak hemen hemen bütün ülkelerin yarıiletken araştırma laboratuvarlarının ön sırasında yer alan yeni araştırma konuları ortaya çıkarmıştır[11,12]. Bu yöntemler ile elde edilebilen III-V yarıiletken bileşiklerine örnek olarak GaAs-AlGaAs, InAs-GaSb ve GaSb-AlSb bileşiklerini verebiliriz. Ge ve Si gibi temel yarıiletken malzemeler oksitlenebilme avantajının yanında indirekt yasak enerji aralıklı ve düşük elektron hareketlilikli olduklarından, yüksek elektronik performanslı (yüksek iletkenlikli, frekans yükselticili) devre elemanlarının yapılmasına olanak tanımamaktadırlar. GaAs, InP ve GaSb gibi direkt yasak enerji aralıklı materyaller ise yüksek hareketlilikli yarıiletken yapılarıdır.

Saf bir yarıiletkende elektriksel bir iletimin gerçekleşmesi, elektronların valans bandından herhangi bir etkenle (ışık, sıcaklık, basınç vb.) iletkenlik bandına geçmesi ile mümkün olacaktır. Yarıiletkenlerde, elektronların valans

bandından  $E_g$  kadar enerji kazanarak iletkenlik bandına geçmeleri sonucunda, valans bandında elektronların bıraktıkları boş yerlere “boşluk” (hole) adı verilir. Boşluklar pozitif yüklü tanecikler gibi davranırlar ve alan altında elektronlara zıt yönde hareket ederler. Böylece yarıiletkenlerde elektronlar ve boşluklar olmak üzere iki tür taşıyıcının varlığından bahsedilebilir.

Bilindiği gibi düşük sıcaklıklarda saf yarıiletkenlerin iletkenliği yok denecek kadar azdır. Çünkü 0 K’ de yarıiletkenlerin valans bandı tamamen dolu ve iletim bandı tamamen boştur ve iletimi sağlayacak taşıyıcılar yoktur. Fakat sıcaklık arttıkça iletim bandına geçen elektronlar ve valans bandında oluşan boşluklar iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bu taşıyıcılar sıcaklığın artışıyla ortaya çıktıkları için, asli(asıl) taşıyıcılar olarak tanımlanırlar. Fakat asli taşıyıcılar işlemler sırasında genelde sorunlara neden olurlar. Bu duruma örnek olarak, sıcaklık arttıkça fonon saçılmalarının artmasını gösterebiliriz. Ayrıca, elektrik alan etkisi ile tam olarak kontrol edilemedikleri için yüksek sıcaklıklarda işlem yapan yarıiletken aletlerde performansın belirli bir limitin üzerine çıkamayışını da örnek olarak gösterebiliriz. Bu nedenle saf bir yarıiletkene yabancı madde katkılanması kristalin iletkenliğinin artmasına neden olur.

Tamamen dolu bir band iletme katkıda bulunmadığı için düşük sıcaklıklarda saf yarıiletkenler akım iletimine çok yüksek direnç gösterirler. Sonlu sıcaklıklar da elektron ve boşlukların durumlarda bulunma olasılığı,

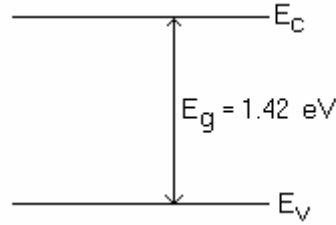
$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (2.1)$$

şeklinde tanımlı **Fermi dağılım fonksiyonu** ile verilir.

Sıcaklığın artışıyla bazı elektronların valans bandından iletim bandına geçmeleri ile Fermi dağılım fonksiyonunda bükülmeler oluşur. Asli taşıyıcı konsantrasyonu band sınırlarında etkin kütle farklı değerler aldığı için yasak band aralığına ve sıcaklığa bağlıdır. İletim bandındaki elektronların konsantrasyonu,

$$n = \int_{E_c}^{\infty} Ne(E) f(E) dE \quad (2.2)$$

ile verilir. Burada,  $Ne(E)$  iletim bandı sınırlarındaki durum yoğunluğu,  $f(E)$  ise fermi dağılım fonksiyonudur. Saf yarıiletkenlerde, Şekil 2-1' de temsili olarak gösterildiği gibi yasak band aralığı  $E_g$  *GaAs* için yaklaşık olarak 1.42 eV' tur. Oda sıcaklığında  $kT$ 'nin değeri ise yaklaşık 0.025 eV'tur.



**Şekil 2-1.** Saf bir yarıiletken için temsili band profili.

O halde,  $E - E_F \gg kT$  yaklaşımı kullanılabilir ve iletim bandının üstündeki durumlar dikkate alınırsa,

$$f(e) \cong e^{-(E-E_F)/kT} \quad (2.3)$$

ve

$$Ne(E) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} m^{*3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.4)$$

olmak üzere,

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} m^{*3/2} (E - E_c)^{1/2} e^{-(E-E_F)/kT} dE \quad (2.5)$$

eşitliğinde,

$$Xc = \frac{E - Ec}{kT} \text{ de\u0131\u015fen de\u0131\u015ftirmesi yap\u0131lır ise,}$$

$$n = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} m^*{}^{3/2} e^{(E_F - Ec)/kT} (kT)^{3/2} \int_0^\infty Xc^{1/2} e^{-Xc} dXc \quad (2.6)$$

sonucu elde edilir. Burada,

$\int_0^\infty Xc^{1/2} e^{-Xc} dXc$  integrali \u00f6zel bir integraldir ve  $\Gamma(3/2)$  integrali olarak bilinir; de\u011feri ise  $\sqrt{\pi/2}$  dir. Buradan hareketle,

$$n = 2 \left( \frac{m^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{(E_F - Ec)/kT}$$

ve

$$Nc = 2 \left( \frac{m^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \text{ olarak tanımlanır ve denklem yeniden d\u00fczenlenir ise,}$$

$$n = Nc e^{(E_F - Ec)/kT} \quad (2.7)$$

sonucuna ulaşılr.

Band sınırından \u00e7ok uzaklardaki kimyasal potansiyel (Fermi enerjisi) ise ihmal edilemeyecek boyuttadır.  $n$ 'nin k\u00fc\u00e7\u00fck de\u011ferleri i\u00e7in (yaklaşık  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  den daha k\u00fc\u00e7\u00fck) bu yaklaşım Boltzmann yaklaşımı adını alır ve genelde asli taşıyıcılar i\u00e7in ge\u00e7erlidir.  $Nc$  ise iletim bandı sınırındaki etkin durum yo\u011funlu\u011fudur.  $N(E)$  durum yo\u011funlu\u011funun birimi  $\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ,  $Nc$  etkin durum yo\u011funlu\u011funun

birimi ise  $\text{cm}^{-3}$  dür. Eğer  $E_F$  hesaplanır ise taşıyıcı konsantrasyonu bulunabilir fakat asli taşıyıcı konsantrasyonunun bulunabilmesi için boşluk konsantrasyonunun da bilinmesi gereklidir. Boşluk dağılım fonksiyonu ise ,

$$f(h) = 1 - f(E) \quad (2.8)$$

şeklinde verilir. Dolayısıyla ,

$$f(h) = \frac{1}{1 + e^{(E_F - E_V)/kT}} \quad (2.9)$$

şekline dönüşür ve  $E_F - E_V \gg kT$  yaklaşıklığı kullanılır ise,

$$f(h) \cong e^{-(E_F - E)/kT} \quad (2.10)$$

olur. Yapılan yaklaşım altında boşluk dağılım fonksiyonu kullanılarak boşluk konsantrasyonu hesaplanacak olursa, elektron konsantrasyonu hesaplanırken izlenilen yolun aynısı izlenilerek,

$$p = 2 \left( \frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{(E_V - E_F)/kT} \quad (2.11)$$

elde edilir ve

$$N_v = 2 \left( \frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad \text{şeklinde tanımlanarak,}$$

$$p = N_v e^{(E_V - E_F)/kT} \quad (2.12)$$

sonucu elde edilir.

Saf yarıiletkenlerde bir elektron ayrıldığı zaman yerine valans bandında bir boşluk bıraktığı için, elektron konsantrasyonu boşluk konsantrasyonuna eşittir ( $n=p$ ) ve saf yarıiletkenlerle çalışırken ,

$$n = p = n_i = p_i \quad (2.13)$$

yazabiliriz. Burada  $n_i$  ve  $p_i$  saf bir yarıiletken için sırasıyla elektron ve boşluk konsantrasyonunu göstermektedir ve herhangi bir p-n eklemi için Fermi enerjisi seviyesinin valans bandı sınırına göre konumunu hesaplamak istersek bu son eşitliği kullanabiliriz. Şöyleki ,

$$n = p \Rightarrow N_c e^{(E_F - E_c)/kT} = N_v e^{(E_v - E_F)/kT}$$

yazılır ve denklem düzenlenir ise,

$$\frac{N_c}{N_v} = \frac{e^{(E_F - E_c)/kT}}{e^{(E_v - E_F)/kT}} = e^{E_v + E_c - 2E_F / kT}$$

her iki tarafın doğal logaritması alınarak ara işlemler yapılır ise,

$$E_F = \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) + \left(\frac{E_v + E_c}{2}\right)$$

elde edilir ve  $N_v$  ile  $N_c$  değerleri açık olarak yazılarak gerekli sadeleştirmeler yapılırsa,

$$E_F = \left(\frac{E_v + E_c}{2}\right) + \frac{3}{4}kT \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right) \quad (2.14)$$

olarak Fermi enerjisinin konumu bulunmuş olur.

## 2.2 Heteroyapılar

Birbirinden farklı iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile oluşan yapıya yarıiletken literatüründe heteroyapı (heterostructure) adı verilir. İki farklı yarıiletkenin birbirine eklenmesi sonucunda,  $p$  ve  $n$  tipi katkı malzemelerin eklemlerinde görülen band bükülmeleri meydana gelmez. İletim ve valans bandlarının birbirlerine göre konumları sonucu bu bandlarda süreksizlikler oluşur. Bu süreksizlikler yük taşıyıcılarının belli bölgelerde kuşatılmalarına yol açar. Heteroyapıyı oluşturan külçelerin benzer yapıda olmaları, uygulamada önemli sonuçların alınmasını sağlar. Aynı zamanda bu koşul ile elektron dalga vektörünün ara yüzeyde değişmemesi de sağlanmış olur. Heteroyapıyı oluşturan bir yarıiletkenin kristal potansiyeli ile elektronik yapısının ara yüzey düzlemine kadar değişmediği kabul edilir. Ara yüzeyde elektronik yapı ve kristal potansiyel aniden diğer külçenin özelliklerini sergileyecek biçimde değişir. Zaten teknolojik uygulamada önemli olan yarıiletkenlerin çoğu aynı simetri grubuna sahip olduklarından, heteroyapı için kabul edilen koşullar sağlanmış olur. Genel olarak, külçelerin örgü sabiti heteroyapı oluşumu için uygunluk sabiti olarak değerlendirilir.

Heteroyapıyı oluşturan külçelerin dağılım bağıntılarının ayrıntılarına bakmaksızın, ara yüzeyin her iki yanında band yapısının yapıyı oluşturan külçelerin band yapıları ile benzer olduğunu kabul ederek, heteroyapının elektronik dağılımını oluşturabiliriz. Başka bir anlatım ile, sistemimizin band yapısını elde etmek için külçelerin enerji bandlarını bir araya getirebiliriz. Burada en önemli nokta ise, heteroyapıyı oluşturan külçelerin band yapılarının konumlarıdır. Çünkü, iletim ve valans bandlarındaki kesiklilikler bu konumlara bağlı olacaktır. Ara yüzeyin her iki kenarında ortalama elektron yoğunluğunun aynı olduğu kabul edilirse, serbest elektron modeline göre Fermi enerjisi aynı zamanda her iki külçenin yasak band aralığının ortasını temsil edecektir. Örgü sabitlerinin farklılığından kaynaklanan elektron yoğunluğundaki küçük fark, ara yüzeyden yük transferine neden olur. Sözü edilen yük transferi önemsiz büyüklükte olduğu için ihmal edilebilir. Böylece saf yarıiletkenler için yük

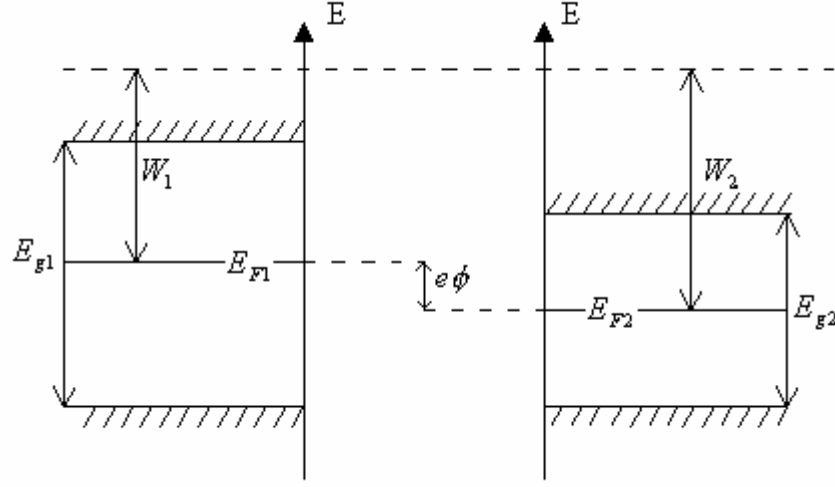


transferinin neden olduğu çift yüklü tabaka olgusu ara yüzey için ihmal edilir. Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin band yapılarının toplamı Şekil 2-2'de şematik olarak gösterilmiştir. Burada külçelerin band yapıları birbirlerine göre kaydırılarak Fermi düzeyleri eşit kılınmıştır.

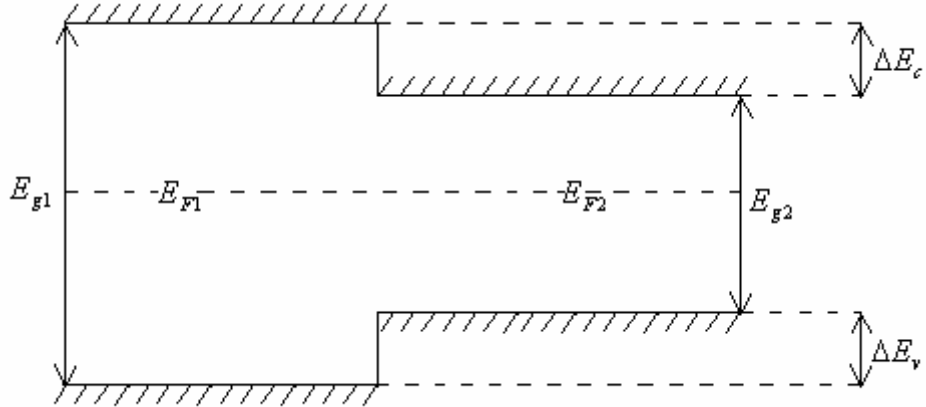
Heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin özdeş veya birbirine yakın örgü sabitine sahip olmaları durumunda, külçelerin Fermi enerjileri zamanla aynı düzeye ulaşırlar. Bunun sonucu olarak valans bandında oluşan kesiklilik ise  $\Delta E_v = \frac{(E_{g1} - E_{g2})}{2}$  eşitliği ile verilir. Çizelge 2-1'de önemli birkaç heteroyapı için  $\Delta E_v$  değerleri verilmiştir. Kuramsal sonuçların deneysel sonuçlar ile kıyaslanabilir büyüklükte olduğu açıkça görülmektedir. İletim bandının karmaşık yapısından dolayı aynı yöntem ile iletim bandındaki kesiklilik sağlıklı bir biçimde elde edilemez. Fakat iletim bandındaki kesikliliği

$$\Delta E_c = |E_{g1}^f - E_{g2}^f| - |\Delta E_v|$$

eşitliği ile verme şansımız vardır. Burada  $E_{g1}^f$  ve  $E_{g2}^f$  külçelerin deneysel temel band aralıklarıdır.



(a)



(b)

**Şekil 2-2.** (a) Birbirine eklenmemiş farklı iki yarıiletkenin band diyagramı. (b) Örgü sabitleri özdeş 1 ve 2 yarıiletkenlerinin bandlarının eklenmesi ile heteroyapının oluşturulması.

Eğer heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin ikisi de direkt band aralıklı ise,  $\Delta E_c$  yukarıda verilen bağıntı ile kolayca hesaplanır. Fakat, eğer her iki yarıiletken direkt band aralığı özelliğini taşıyorsa, iletim bandındaki kesiklilik hesaplanırken aynı iletim bandı minimumlarının farkı alınmalıdır. Yani külçe

band diyagramında aynı  $k$  dalga vektörü ile tanımlı olmalıdır. Heteroyapılarda kullanılan süreklilik koşulu, elektronun ara yüzeyden geçerken  $k$  dalga vektörü ile kütesinin değişmemesi olarak ifade edilebilir. *GaAs-ALAs* örneğinde olduğu gibi farklı band aralığına sahip materyallerin oluşturduğu heteroyapılarda süreklilik koşulu, *GaAs* katmanının  $\Gamma$  bandında olan bir elektronun ara yüzeye yaklaşırken  $X$  bandı minimumunu (vadisini) görme olasılığının çok az olması durumunda sağlanmış olur.

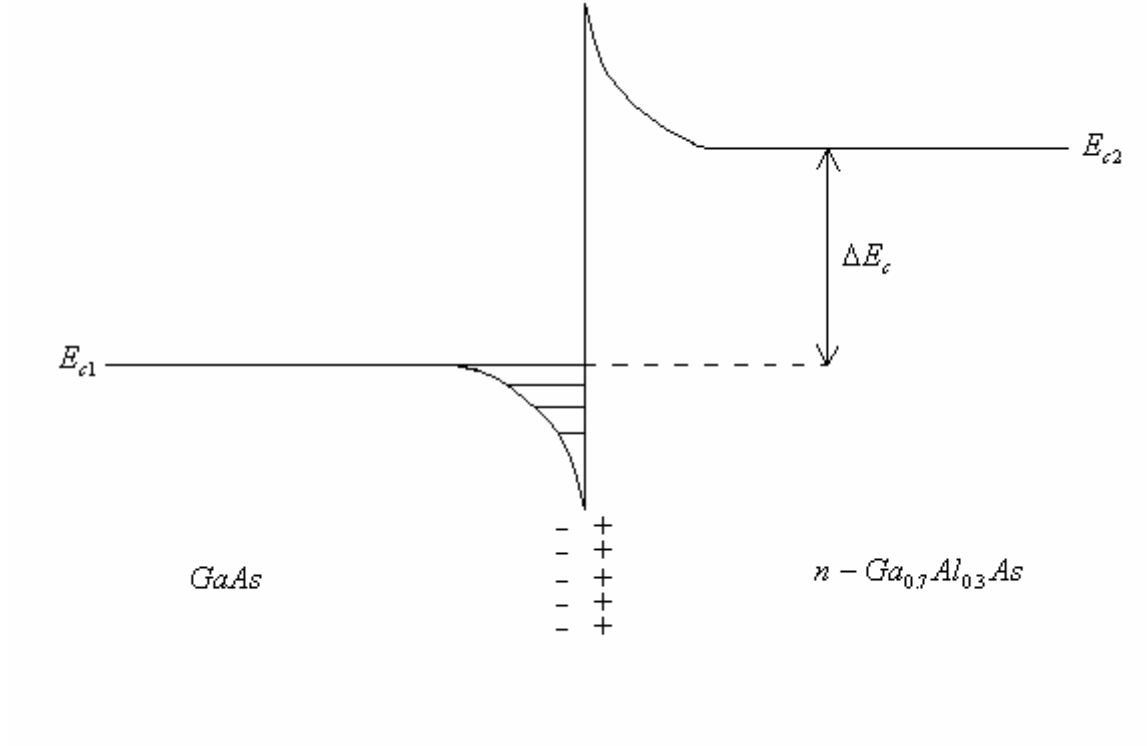
Heteroyapı	$\delta a(\text{\AA})$	$\Delta E_v(\text{eV})$	Deneysel $\Delta E_v(\text{eV})$
<i>GaAs-Ge</i>	0.00	0.47	0.56
<i>GaP-Si</i>	0.01	0.41	0.80
<i>ALAs-GaAs</i>	0.01	0.43	0.45
<i>ALAs-Ge</i>	0.01	0.89	0.95
<i>ZnSe-Ge</i>	0.00	1.51	1.52
<i>ZnSe-GaAs</i>	0.00	1.04	0.96
<i>CdTe-<math>\alpha</math>-Sn</i>	0.01	1.22	1.00
<i>CdTe-InSb</i>	0.01	0.89	0.87
<i>CdTe-HgTe</i>	0.00	0.35	0.35
<i>InAs-GaSb</i>	0.05	0.20	0.46
<i>GaAs-InAs</i>	0.40	0.37	0.17

**Çizelge 2-1.** Bazı önemli heteroyapılar için valans bandı süreksizliğinin deneysel ve kuramsal sonuçları ( $\delta a$  külçe örgü sabiti farkıdır).

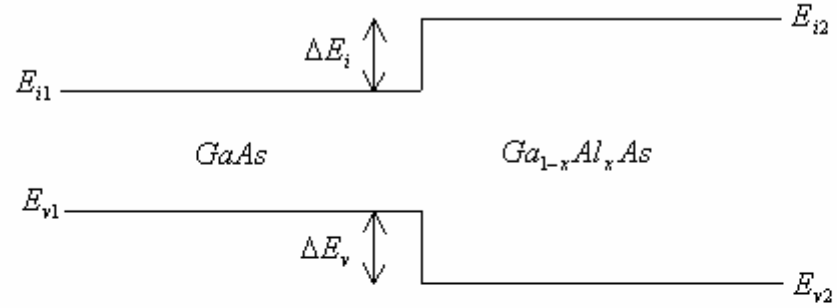
Aynı momentum dalga vektörüne karşılık gelen enerji düzeyleri arasında oluşan süreksizliğin heteroyapıda elektronların davranışı üzerindeki etkisini elektronların potansiyel engelinden geri yansımaları biçiminde tanımlayabiliriz. Bu basit model ile heteroeklem mikro yapılarda buna benzer etkileşmeler için yarı-nicel bir açıklama getirilebilir.

Heteroyapı bileşenlerinde katkı maddelerinin olması durumunda heteroyapıda bir uzay yükü bölgesi oluşur ve band bükülmesine neden olur. Heteroyapı iki yarıiletkenin olduğu için, ara yüzeyin her iki yanında da uzay yükü potansiyeli sıfırdan farklıdır. Çift yüklü tabakanın neden olduğu potansiyeldeki uzamsal değişim iletim bandı kesikliliği üzerine eklenir(Şekil 2-3).  $GaAs$  ve  $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$  iletim bandlarını ayıran heteroeklem engeli oldukça düşük olduğundan, parçacığın engel içine sızma olasılığı fazladır. Burada iki-boyutlu elektron gazı tabakası MOS yapıdakine göre oldukça büyüktür.

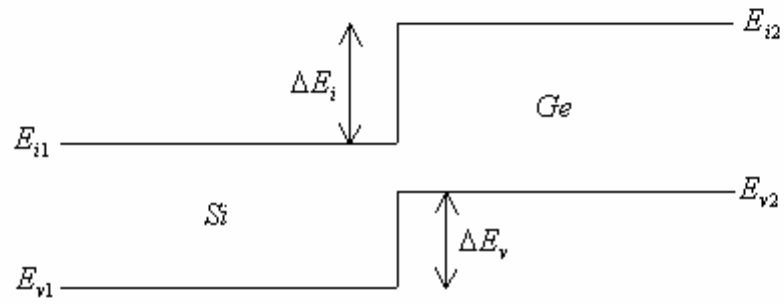
Heteroyapılar mikroyapıların yapımında temel eleman niteliğindedir. Düşük boyutlu yapılarda oluşan fiziğin dayandığı anahtar parametre heteroyapıdaki band süreksizliğidir. Yarıiletken heteroyapılar band süreksizliğine göre üç gruba ayrılırlar. Bunlar I-tip (Straddling), II-tip (Staggered) ve III-tip (Misaligned) heteroyapılar olarak adlandırılırlar (Şekil 2-4).



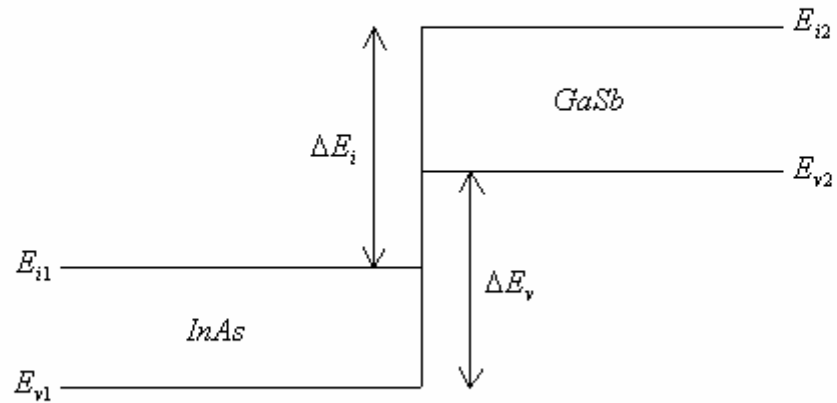
**Şekil 2-3.**  $GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As$  (n-tipi) heteroyapıda iletim bandı eğiminin gösterimi.  $\Delta E_c$  saf yapının band süreksizliğidir.



I-tip ( Straddling)



II-tip (Staggered)



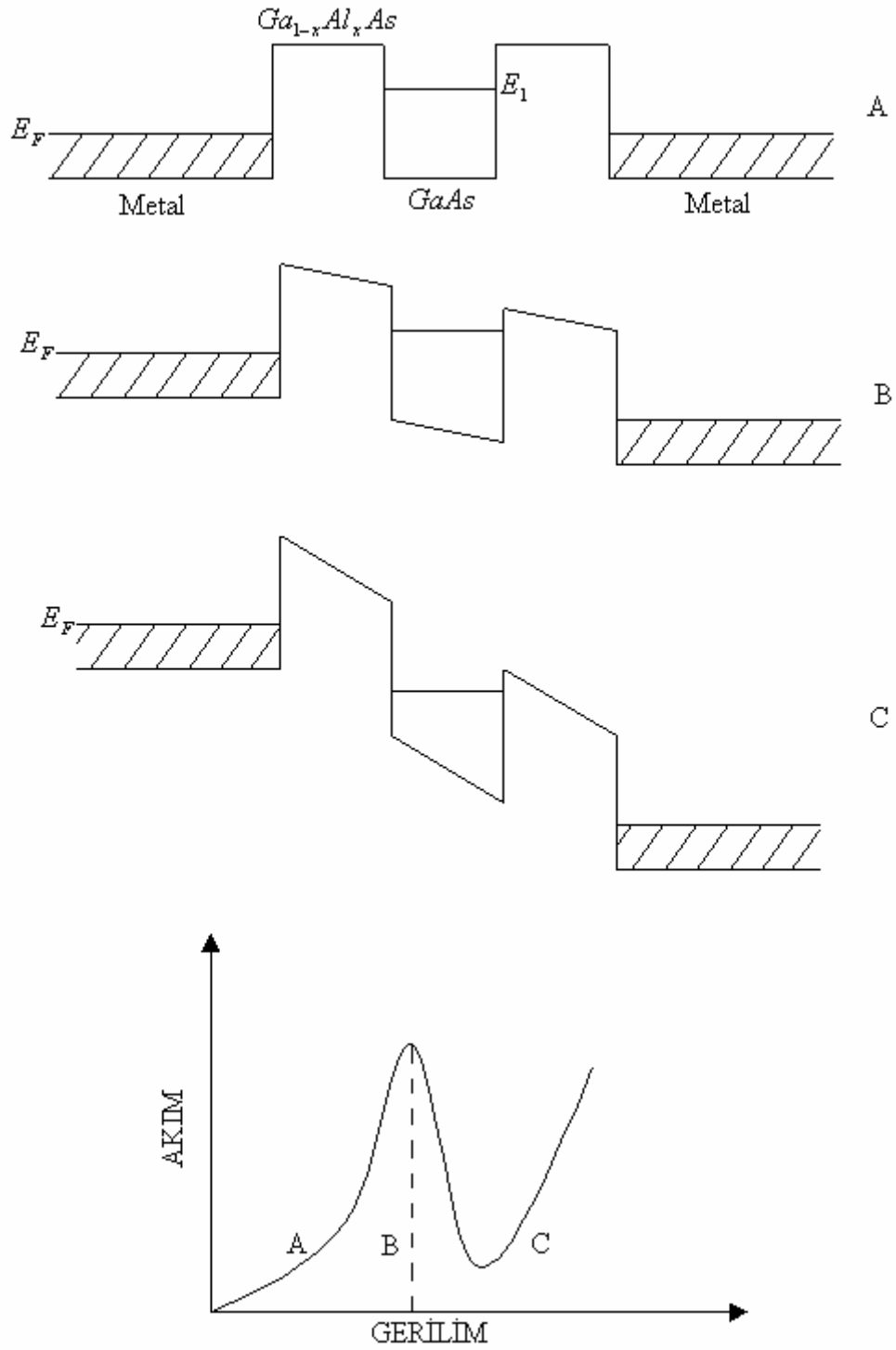
III-tip (Misaligned)

Şekil 2-4. Band süreksizliğine göre heteroyapı türleri.

$GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  I-tip heteroyapıya örnek verilebilir. Bu yapıda elektron ve boşluk  $GaAs$  katmanında bulunurlar. II-tip (Staggered) heteroyapılarda, örneğin Si-Ge, elektronlar Si katmanında, boşluklar ise Ge katmanında kuşatılmışlardır (confined). III-tip (Misaligned) heteroyapıya örnek olarak verebileceğimiz InAs-GaSb yapıda ise, II-tip (Staggered) deki kuşatmaya (yerleşikliğe) benzer bir durum ortaya çıkar fakat, bu süper örgülerde periyodun artması ile enerji band aralığı azalır ve yarıiletken yarımetale geçiş gözlenir.

Katkılanan yarıiletken heteroyapılar uygulama alanında yeni olanaklar sağlarlar. Heteroyapılarda mobilite, modülasyon katkılama ile artırılabilir [13-15]. Bu yöntem ile engel karakterinde olan bölge katkılanır, engeldeki donörler iyonlaşarak bu bölgeden çukura doğru hareket ederler ve orada kuşatılırlar.

İki boyutlu sistemlerde ilginç bir uygulama rezonans tünelleme olayıdır [16-17]. Şekil 2-5'de verilen katkısız sisteme küçük bir alan uygulandığında, düşük tünelleme olasılığı ve elektrotlar arası zayıf bir akım gözlenir. Alan şiddeti artırılır,  $E_n$  enerji durumu elektrotların  $E_F$  düzeyi ile çakışırsa tünelleme ve akım miktarı hızla artar (A bölgesi). Yüksek alanlarda ise, bu çakışma bozulur ve tünelleme normal değerine döner (B bölgesi). Aşırı alan altında ise, engel tümüyle ortadan kalkar ve akım tekrar artar (C bölgesi). Heteroyapıların bu özelliği teknolojik uygulamada önemli bir yer tutar.



Şekil 2-5. Heteroyapılar için rezonans tünelleme modeli.



### 3. DÜŞÜK BOYUTLU SİSTEMLER

#### 3.1 Giriş

Kristal katıların fiziksel özellikleri, normal olarak örneklerin biçim ve büyüklüklerinden bağımsız katsayılar cinsinden belirlenebilir. Örneğin, özgül ısı sığası (birim kütle başına ısı sığası) katının kütlesi ile çarpıldığında o katının ısı sığasını veren bir katsayıdır. Katının boyutlarından biri veya birkaçı yeterince azaltılırsa katının özellikleri artık bu katsayılar cinsinden verilemez. Düşük boyutlu sistemler fizikte indirgenen boyut sayısına göre sınıflandırılırlar. Örneğin; ince filmler iki boyutludur, çünkü sadece filmin kalınlığı küçültülmüştür, ince teller bir boyutludur, çünkü sadece uzunluğu büyüktür, noktalar sıfır boyutludur, çünkü bu durumda üç boyutta kuşatma sağlanmıştır.

Düşük boyutlu sistemlerde örgü sabiti birbirine yakın farklı türde yarıiletkenler bir araya getirilerek yük taşıyıcılarının hareketleri uzamsal olarak sınırlandırılır. Bu sınırlamalar sonucu külçe materyalin sürekli enerji durumları yerine kuantum etkileri sonucu kesikli enerji değerleri elde edilir.

Üç boyutlu yapılarda yük taşıyıcı yoğunluğunu arttırabilmek için; sıcaklık arttırılabilir (ısısal uyarma), katıya ışık gönderilebilir veya yabancı atomlarla katkılama yapılabilir. Fakat bu yöntemlerin önemli dezavantajları vardır. Sıcaklık arttırıldığında iki tür yük taşıyıcısı oluşur (elektron, boşluk) fakat sıcaklık yükseldikçe fonon saçılmaları artar. Kristal katıya ışık gönderilirse yine iki tür yük taşıyıcısı oluşur ama oluşan fonon sayısı azdır. Burada ise ışığın madde tarafından homojen soğurulması sağlanamaz. Katkılamada ise tek tip yük taşıyıcısı oluşur. Bu yöntemde Coulomb merkezlerinin oluşması, eşit yük ve eşit sayıdaki dengeleme yükünün mobilitayı azaltması istenmeyen durumlardır.

Oysa yarıiletkenlerde, yük taşıyıcılarının hareket ettiği boyut azaltılırsa yük taşıyıcıları ve dengeleme yükü uzayın farklı bölgesinde lokalize olacağından yukarıdaki sorunlar çıkmaz. Ayrıca düşük boyutlu sistemlerde taşıyıcıların yaşam süresi ve yoğunluklarını değiştirmek daha kolaydır. Düşük boyutlu sistemlerde boyut azaldıkça taşıyıcıların yaşam süreleri artar. Bunun nedeni saçılmaların

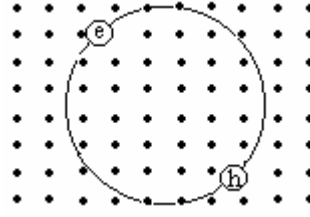
azalmasıdır. Üç boyutlu sistemlerde fonon saçılmaları enerji kaybının temel nedenidir. Durum yoğunluğu fonksiyonu sürekli olduğu için  $\hbar\omega_0$  'dan yüksek enerjili elektronlar saçılmaya uğrarlar. Taşıyıcıların yaşam süresi 1-2 *ps* kadardır. İki ve üç boyutlu yapılar arasındaki temel fark durum yoğunlukları arasındaki farktır. Boyut azaldıkça taşıyıcıların saçılmaya uğrama olasılıkları azalır ve bunun sonucunda taşıyıcıların yaşam süreleri artar. İki boyutlu yapılardaki taşıyıcıların yaşam süresi 10 *ps* civarındadır. Bir boyutlu yapılardaki taşıyıcıların yaşam süresi ise 100 *ps* civarındadır. Yük taşıyıcı yoğunluğu arttıkça yaşam süresi artar. Çünkü, taşıyıcı konsantrasyonu arttıkça saçılma potansiyeline karşı perdeleme etkisi gösterir. Düşük boyutlu sistemlerde parçacığın bulunduğu kuantum çukurundan tünelleme süresi yaşam süresine göre daha uzun olduğu için tünelleme olayı ihmal edilebilir.

Düşük boyutlu sistemlerin önemi sistemin fiziksel parametrelerinin ayarlanabilir olmasındandır. Örneğin, iki boyutlu sistemlerde optik özellikler kuşatılmış durumlara duyarlı bir biçimde bağlıdır. Sözü edilen bu durumlar ise, kuantum kuyusunun ayarlanabilir parametreleri olan kuyu genişliği ve engel yüksekliğinin değiştirilmesi ile istenildiği biçimde elde edilirler. Heteroyapılarda yasak band genişliği de ayarlanabilir olduğu için, sonuçta bu sistemlerde optiksel özelliklerin değiştirilmesi mümkündür. İki boyutlu sistemlerde kuantum kuyusunun fiziksel parametreleri değiştirilerek sistemin optik özellikleri istenilen biçimde ayarlanabilir. Aynı şekilde bir boyutlu sistemlerde kuantum telinin ayarlanabilir fiziksel parametreleri kullanılarak sistemin optik özellikleri daha hassas bir biçimde ayarlanabilir. Çünkü, kuantum tellerinde sistemin kuşatma boyutu arttırıldığından ayarlanabilir parametrelerin sayısı daha fazladır. Ayarlanabilir parametrelerin artması da optik özelliklerin daha hassas bir biçimde ayarlanabilmesi anlamına gelir.

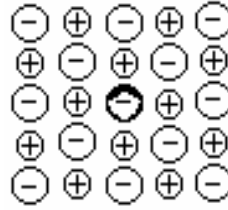
### 3.2 Eksitonlar

Yasak enerji aralığı  $E_g$  olan bir yarıiletken üzerine  $E > E_g$  olan bir foton gönderilirse valans bandından iletkenlik bandına bir elektron uyarılır ve valans bandında bir boşluk (hole) yaratılır. Böylece elektron-boşluk çifti oluşturulmuş olur. Foton enerjisi band aralığı enerjisinin hemen altında olduğu yani kristalin saydam olmasını beklediğimiz durumda, yansıma ve soğurulma spektrumları beklenenden farklı bir yapı gösterir. Bu yapı, soğurulan bir fotonun bağlı bir elektron-boşluk çifti yaratmasından kaynaklanır. Elektron ve boşluk, aralarındaki Coulomb etkileşmesi nedeniyle, tıpkı hidrojen atomundaki elektron ve proton gibi bağlı duruma geçebilir. Aralarındaki Coulombic etkileşim sonucu birbirini etrafında yörüngesel hareket eden elektron-boşluk çiftinin oluşturduğu sisteme eksiton denir. Bağlı elektron-boşluk çiftinin oluşturduğu eksiton Şekil 3-1'de gösterilmiştir. Bir eksiton kristal içinde dolaşıp enerji iletir. Ancak, nötr olduğu için elektrik yükü iletmez. Bir elektron ve pozitrondan oluşan pozitronyum parçacığının bir benzeridir.

Yasak band aralığı  $E_g$  olan direkt band aralıklı bir malzemeye  $E_g \geq \hbar\omega$  enerjili bir ışın düşürüldüğünde elektron-boşluk çifti oluşturulmuş olur. Soğurma sınırı  $E_g$ 'dir, ama elektron ve boşluk arası Coulombic etkileşim bu durumu değiştirir. Soğurma spektrumunda  $E_g$ 'nin hemen altında gözlenen dar pik eksitonların varlığının kanıtıdır.



(a)



(b)

**Şekil 3-1.** (a) Eksiton, bağlı bir elektron-boşluk çifti olup genelde kristal içinde serbestçe dolaşabilir. Bazı yönlerden, bir pozitronla elektrondan oluşan pozitronyum atomuna benzer. Şekilde gösterilen Mott-Wannier tipi eksiton zayıf bağlı olup elektron-boşluk uzaklığı örgü sabitine kıyasla büyüktür.

(b) Alkali halojen kristalinde bir atom etrafında sıkı yerleşmiş sıkı bağlı bir Frenkel eksitonu kristal içinde, boşluk elektronun çok yakınında bir dalga gibi dolaşır.

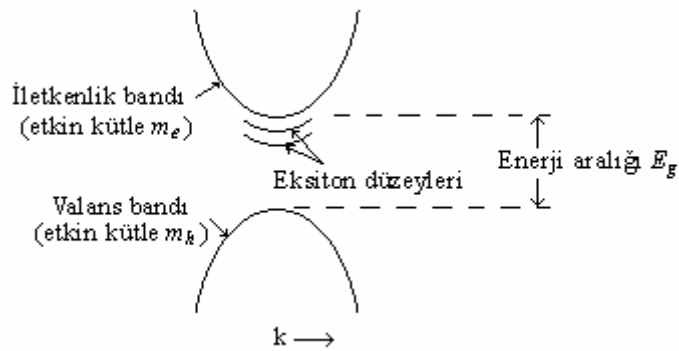
Eksitonlar bir yalıtkan kristalde oluşabilirler. Dolaylı (indirekt) bir band aralığı varsa, doğrudan bir band civarındaki eksitonların serbest elektron ve boşluğa dönüşmesi engellenmiş olabilir. Tüm eksitonlar, en son aşama olan elektronun boşluğa dönüşüp onu yok etmesi olayına karşı kararsızdırlar.

Kristal ortamında soğurulan bir fotonun enerjisi aralık enerjisinden büyükse her zaman bir elektron ve boşluk çifti oluşur. Doğrudan bir olayda bu sürecin eşik enerjisi  $\hbar\omega > E_g$  dir. Fonon yardımıyla gerçekleşen dolaylı bir olayda ise eşik enerjisi, fonon enerjisi  $\hbar\omega$  kadar daha azdır. Eksiton uyarılma eşik enerjisi, eksitonun bağlanma enerjisi nedeniyle, bu iki tür olayın eşik enerjilerinden daha düşüktür. Bu enerji değerleri bazı maddeler için Çizelge 3-1'de gösterilmiştir.

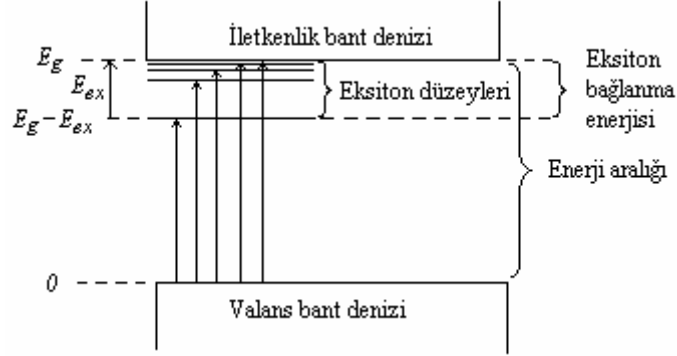
Çizelge 3-1. Eksiton bağlanma enerjileri ( $meV$ )					
Si	14.7	InP	4.0	CdS	29
Ge	4.15	InSb	0.4	CdSe	15
GaAs	4.2	KI	480	TlCl	11
GaP	3.5	KCl	400	TlBr	6

Eksitonlar, denklem 3.1'deki kritik noktalardan herhangi birinde foton soğurulmasıyla yaratılabilirler, çünkü  $\vec{\nabla}_{\vec{k}} E_v = \vec{\nabla}_{\vec{k}} E_c$  olduğunda elektron ve boşluğun grup hızları eşit olup, parçacıklar Coulomb etkileşmesiyle bağlanabilirler. Enerji aralığının altında eksiton oluşmasına yol açan geçişler Şekil 3-2 ve Şekil 3-3'te gösterilmiştir.

$$\vec{\nabla}_{\vec{k}} [E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k})] = 0 \quad (3.1)$$



**Şekil 3-2.** İletkenlik ve valans band kıyıları  $\vec{k} = 0$  da olan bir band yapısında, eksiton düzeylerinin iletkenlik band kısmına göre konumları.

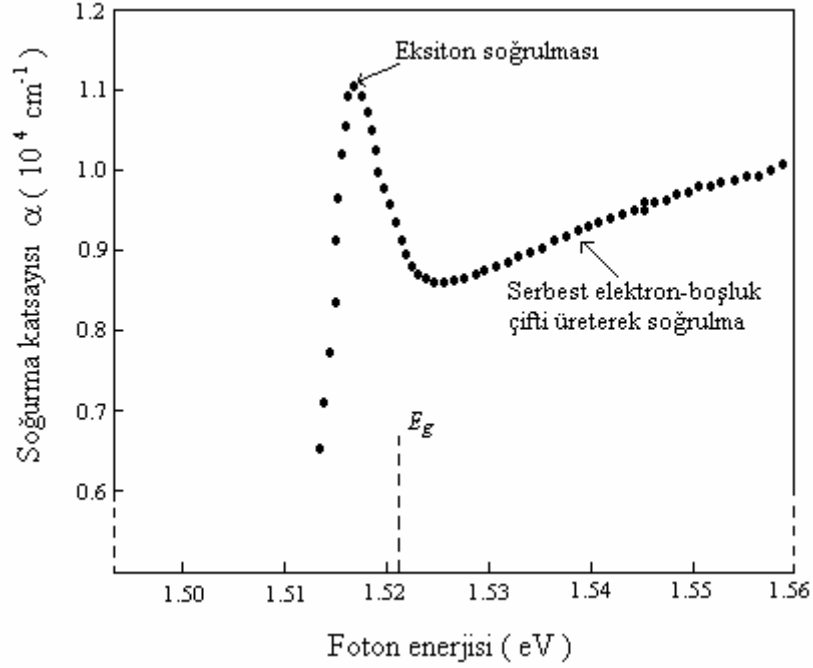


**Şekil 3-3.** Doğrudan bir olayda yaratılan eksitonun enerji düzeyleri. Valans bandının üst ucundan olan geçişler oklarla gösterilmiş olup en uzun ok aralık enerjisine karşılık gelir.

Serbest bir elektron ve boşluk çifti referans alınırsa eksitonun bağlanma enerjisi  $E_{ex}$  olur. Mutlak sıfırda kristalin soğurma spektrumunda en düşük enerji  $E_{ex}$  değil  $E_g - E_{ex}$  olur.

#### **Eksitonların bağlanma enerjisi üç yolla ölçülebilir:**

- Valans bandından optik geçişlerde, eksiton yaratılması için gerekli enerji ile, bir serbest elektron ve bir serbest boşluk yaratılması için gerekli enerjiler arasındaki fark karşılaştırılır (Şekil 3-4).
- Kombinasyon lüminesans deneylerinde, serbest elektron-boşluk yok olması enerjisi ile eksiton yok olma enerjisi karşılaştırılır.
- Foto-iyonlaşma yoluyla eksitonların serbest taşıyıcı durumuna geçişleri. Bu deney yüksek yoğunlukta eksitonlar gerektirir.



**Şekil 3-4.** 21 K sıcaklıkta  $GaAs$ 'ta,  $E_g$  band aralığı civarında enerjiye sahip fotonların yarıiletkende optik soğurulmasında eksiton düzeyinin etkisi. Düşey ölçek  $I(x) = I_0 \cdot \exp(-\alpha x)$  ifadesindeki  $\alpha$  soğurma katsayısıdır. Soğurulma eğrisinin biçiminden aralık enerjisi ve eksiton bağlanma enerjisi elde edilebilir.  $E_g$  aralığı 1.521 eV ve eksiton bağlanma enerjisi 0.0034 eV bulunur.

$GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$  kuantum çukurlarında soğurma ve ışıma spektrumlarında eksitonik etkiler etkilidir. Özellikle saf yarıiletkenlerin düşük sıcaklıktaki soğurma band sınırı eksiton rezonans soğurmasına bağlıdır. Eksitonlar elektron ve boşlukların kuşatıldığı  $GaAs$  katmanlarında oluşurlar.  $GaAs$  ve birçok külçe yarıiletkeninde oda sıcaklığında eksiton rezonansı gözlenmezken kuantum çukurlarında oda sıcaklığında bile eksiton rezonansı gözlenebilir. Külçe yarıiletkenlerin optik spektrumunda eksitonların gözlenebilmesi için yarıiletkenin çok saf olması gereklidir. Çünkü, eksiton piki safsızlık potansiyelleri etkisiyle

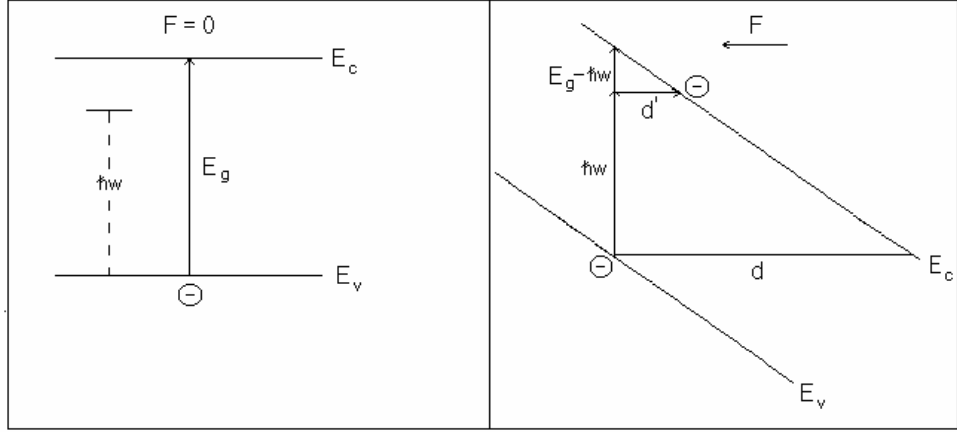
yayvanlaşır ve geçişlerin gözlenmesi için çok saf bir yarıiletken ve düşük sıcaklıklar gerekir. Dar yasak band aralığına sahip yarıiletkenlerde eksitonların belirlenmesi daha zordur. Çünkü, eksiton bağlanma enerjisi çok küçüktür. Kuantum kuyularında eksiton bağlanma enerjisi külçe malzemedeki bağlanma enerjisine göre kuşatılma etkisiyle daha fazla artar. Bu nedenle eksiton rezonansı külçe malzemedeki görülmediği halde kuantum etkili bir kuşatılma yapılsa görülebilir. Külçe malzemelerde eksitonların enerjileri Coulombic etkileşme nedeniyle yasak band aralığından  $2-6 \text{ meV}$  kadar azdır. Eksiton problemi farklı durumlar altında hidrojen atomunun incelenmesine benzerdir. Hidrojen atomunun yörünge yarıçapı yaklaşık  $0.5 \text{ \AA}$  iken külçe eksiton yörünge yarıçapı  $300 \text{ \AA}$ 'dur. Hidrojen atomunun taban enerjisi yaklaşık  $-13.6 \text{ meV}$  iken eksitonun taban enerjisi  $-10 \text{ meV}$ 'dir. Gerçekte hidrojen atomunun yörünge yarıçapının bu oranda değişmesi söz konusu değildir. Serbest taşıyıcılar elektron ve boşluk arasındaki Coulombic etkileşimin zayıflamasına yol açarak eksiton bağlanma enerjisinin azalmasına yol açar. Yani, serbest taşıyıcılar nedeniyle elektron-boşluk etkileşimi perdelenir.



### 3.3 Düşük Boyutlu Sistemlerde Elektrik Alan Altında Eksitonlar

Düşük boyutlu sistemlerde kuşatma doğrultularında oluşturulan kuantum kuyularının elektrik alan altındaki optik özellikleri elektrik alan şiddeti ve elektrik alanın uygulanma doğrultusuna bağlı olarak değişimler gösterir[18-21]. Elektrik alan kuyu düzleminde veya büyütme doğrultusunda yani kuyulara dik olarak uygulanabilir.

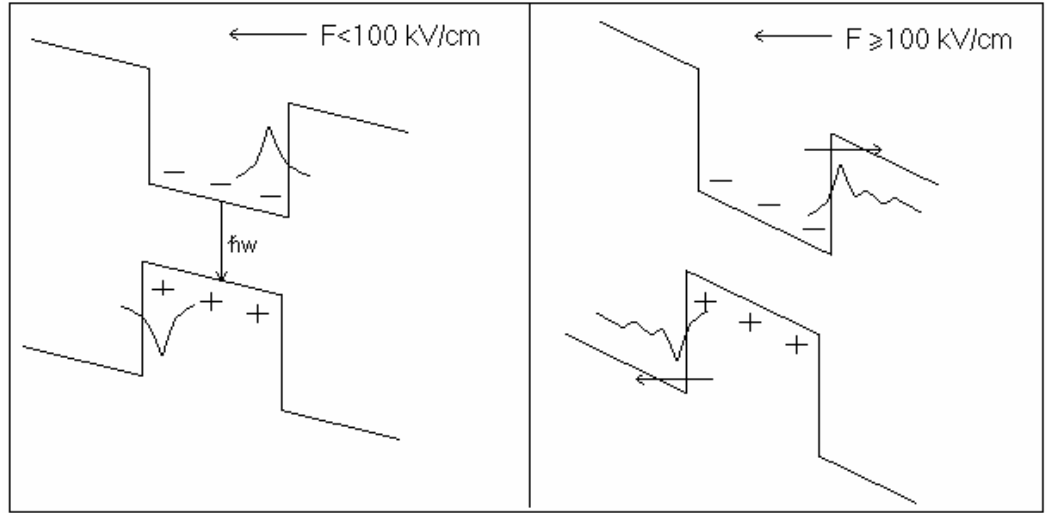
Miller ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalarda etkin kütle yaklaşımı ile  $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyusunda elektrik alanın elektrosoğurma üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bu çalışmalara göre elektrik alan kuyu düzleminde uygulandığında külçe yapı ile benzer davranışlar görülür[22]. Külçe malzemeye elektrik alan uygulandığında Hamiltonian'e  $eFz$  enerji terimi eklenir. Elektrik alan etkisiyle elektron ve boşluk zıt yönlerde kayacağından eksitonik bağlanma zayıflar. Bunun sonucunda eksiton piki yayvanlaşır ve pikte daha düşük enerjilere kayma gözlenir.  $F$ , yaklaşık  $10 \text{ kV/cm}$ 'ye ulaştığında ise külçe yapıda eksitonik geçişler son bulur. Bu kaymaya neden olan elektrik alan etkisine Stark etkisi denir. Yarıiletkenin soğurma özelliklerinde değişime neden olan bu etkiye Franz-Keldysh etkisi de denir ve ilk olarak 1958 yılında gözlenmiştir [23,24]. Soğurmanın daha küçük enerjilere kaymasının nedeni elektronun foton yardımıyla valans bandından iletkenlik bandına tünellemesidir. Şekil 3-5'te valans bandındaki elektronun iletkenlik bandına geçişinde elektrik alanın etkisi gösterilmiştir. Buradan da görüldüğü gibi elektrik alan yokken soğurulabilecek minimum foton enerjisinin  $E_g$ 'e eşit olması gerekirken, elektrik alan uygulandığında  $\hbar\omega < E_g$  enerjili bir foton elektronun iletkenlik bandına geçmesini sağlar. Böylece yarıiletkenin yasak band aralığından daha düşük enerjili fotonlar da soğurulur. Foton olmadığı durumda elektronun gördüğü engel  $E_g$  yüksekliğinde ve  $d$  kalınlığındadır ( $d=E_g/q.F$ ).  $\hbar\omega < E_g$  enerjili bir foton soğurulursa engelin kalınlığı  $d'=(E_g-\hbar\omega)/q.F$  olur ve elektron iletkenlik bandına tünelleme yapabilir. Franz-Keldysh etkisi aslında foton yardımıyla tünelleme olayıdır ve  $F \leq 10^5 \text{ V/cm}$  değerine kadar çok küçüktür[27].



**Şekil 3-5.** Elektronun elektrik alan yardımıyla iletkenlik bandına geçiş süreci.

Büyütme doğrultusunda uygulanan elektrik alan ise ilginç sonuçlar verir[22]. Çünkü elektron ve boşluk büyütme doğrultusunda potansiyel kuyularında kuşatıldığı için külçe yapıda eksitonik yapıyı iyonlaştıracak büyüklükteki alan değerlerinde düşük boyutlu sistemlerde eksitonik yapı varlığını devam ettirir. Elektrik alanın eksitonik bağlanma üzerindeki etkisi Coulombic etkileşme değerinde meydana gelen değişimle kendini gösterir. F alanının küçük değerlerinde elektron ve boşluk aynı düzlemde hareket ederken sonlu alan değerlerinde ise  $(z_e - z_h)$  kadar ayrılan farklı düzlemlerde hareket ederler. Yani artan elektrik alanla elektron ve boşluğun aynı düzlemde bulunma olasılığı azalır. Bunun sonucunda eksiton piki yayvanlaşır ve pikte kaymalar oluşur. Sıfır elektrik alan için yük taşıyıcıları en az bir bağlı durumda bulunabileceği halde elektrik alan, bağlı durumları sürekli spektruma taşıyabilir. Elektrik alan çok büyük değerler alırsa yüklü parçacıklar kuantum kuyusundan uzaklaşır ve elektrik alan etkisiyle eksiton iyonlaşarak eksitonik bağlanma bozulur. Chemla yaptığı araştırmalarda eksitonik geçişlerin 100 kV/cm'den büyük alan değerlerinde bile görülebildiğini göstermiştir[25]. Elektrik alanın düşük boyutlu sistemlerdeki bu etkisine Kuantum Stark Etkisi (Quantum Confined Stark Effect, QCSE)

denir[26]. Elektrik alanın küçük ( $F < 100$  kV/cm) ve büyük ( $F \geq 100$  kV/cm) değerleri için kuantum kuyularındaki parçacıkların davranışları Şekil 3-6'da gösterilmiştir. Şekil 3-6'da görüldüğü gibi küçük elektrik alan değerlerinde taşıyıcılar kuyu içinde yerleşmiştir ve birleşme yapılan geçişler görülebilir. Fakat elektrik alan büyük değerler aldığıında taşıyıcılar tünelleme yoluyla bariyerden geçerler. Yüksek alan değerlerinde eksitonların yaşam süresi bu nedenle kısalır ve belli bir elektrik alan değerinde eksitonik yapı bozulur. Elektrik alanın eksiton yaşam süresi üzerindeki etkisi değişik frekans aralığında çalışabilecek aletler tasarlanmasını mümkün hale getirir[25].



**Şekil 3-6.** Elektrik alan şiddetinin kuantum kuyusundaki taşıyıcılara etkisi.

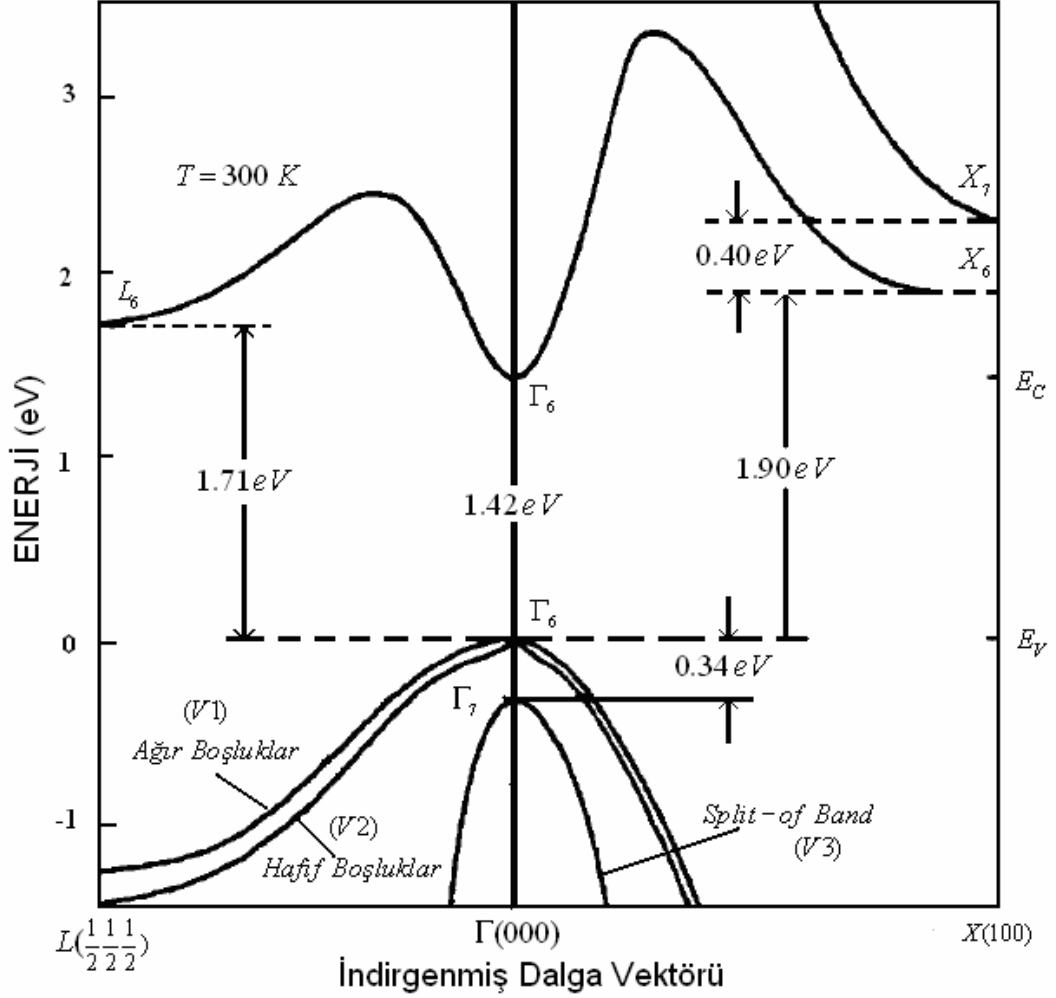
## 4. İKİ BOYUTLU YAPILAR

### 4.1. GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ Külçe Özellikleri

$GaAs$  ve  $Al_xGa_{1-x}As$  yapılarının mekanik, ısısız, optik ve geçiş (transport) özellikleri üzerine yayınlanmış pek çok çalışma vardır [28]. Bu çalışmalarda da gösterilmiştir ki  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyuları kadar  $GaAs$  ve  $Al_xGa_{1-x}As$  külçe (bulk) özelliklerinin anlaşılması da son derece önemlidir. Çünkü böyle külçe malzemelerde, taşıyıcıların ortalama serbest yolu yarıiletken kristal boyutlarından oldukça küçüktür. Bilindiği gibi yarıiletkenin boyutları, taşıyıcıların ortalama serbest yolu ile kıyaslanabilir olduğu zaman, kuantum boyut etkisi önem kazanır ve bu durum malzemenin elektronik özelliklerini etkiler. Yarıiletkenlerin anlaşılması gereken önemli özellikleri, yasak enerji aralığı, etkin kütle, dielektrik sabiti ve yasak enerji aralığının sıcaklık bağımlılığı olarak sıralanabilir.

### 4.2. Yasak Enerji Aralığı

Fotoluminesans ölçümlerinde, çeşitli ışınımsal birleşme süreçlerinin enerji değerleri band aralığına bağlı olduğu için  $GaAs$  band yapısının anlaşılması önemlidir. Örneğin, değerlik bandı maksimumunda bulunan bir boşluk (hole) ve iletim bandı minimumunda bulunan bir elektronun ışınımsal birleşme enerjisi  $GaAs$  için yasak enerji aralığı değeri olan  $E_g$  değerine eşittir ( $\hbar\omega_{PL} = E_g$ ). Diğer taraftan, iletim bandındaki bağlı bir eksitonun ışınımsal birleşmesi için fotoluminesans enerjisi  $\hbar\omega_{PL} = E_g - E_x$  ile verilir. Burada  $E_x$  eksiton bağlanma enerjisidir.  $GaAs$  için detaylı band yapısı Şekil 4-1' de gösterilmiştir [29]. Şekilden de görüldüğü gibi  $GaAs$  direkt geçişli band aralığına sahip bir yarıiletken olduğu için, değerlik bandı maksimumu ve iletim bandı minimumu Brillouin bölgesi merkezi olan  $\Gamma(000)$  noktasında çakışmıştır.



Şekil 4-1. GaAs için enerji band diyagramı

Ağır boşluk (heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) bandları  $k = 0$  noktasında dejeneredir. Spin yarılmalarından dolayı iki üst banddan daha aşağıda enerjisi  $\Delta = 341\text{ meV}$  olan üçüncü bir değerlik bandı daha vardır. İletim bandı toplam açısal momentum  $j = 1/2$  ile, değerlik bandı ise  $j = 1/2$  ve  $j = 3/2$  ile karakterize edilirler.

Oda sıcaklığında *GaAs* için yasak enerji aralığı  $1.42 \text{ eV}$  ' tur. Diğer bütün yarıiletkenler gibi *GaAs* yasak enerji aralığı da sıcaklığa bağlı olarak değişir. Yasak enerji aralığını sıcaklığın bir fonksiyonu olarak veren ve çok yaygın olarak kullanılan (Varshni tarafından türetilen) ifade [30],

$$E_g(T) = E_0 - (\alpha T^2 / (T + \beta)) \quad (4.1)$$

şeklindedir. Bu ifade de  $E_0 = 1.519 \text{ eV}$ ,  $\alpha = 5.405 \times 10^{-4}$  ve  $\beta = 204 \text{ K}$  olarak kullanılır. Bu değerler  $0 < T < 1000 \text{ K}$  sıcaklık aralığında Thurmond ve Gilliland tarafından belirlenmiştir [31,32]. Monoogian ve Leclerc tarafından önerilen başka bir ifade ise [33],

$$E_g(T) = E_B - a_B (1 + (2 / e^{\theta/T} - 1)) \quad (4.2)$$

şeklindedir. Burada  $\theta$  ortalama fonon frekansıdır.

*GaAs*, *Al* atomları ile katkılı olduğu zaman yasak enerji aralığı *Al* konsantrasyonuna bağlı olarak artacaktır. Adachi [34] tarafından verilen,  $Al_x Ga_{1-x} As$  yasak enerji aralığının *Al* konsantrasyonuna bağlı ifadesi,

$$E_g = \begin{cases} 1.424 + 1.427x & (0 \leq x \leq 0.45) \\ 1.900 + 0.125x + 0.143x^2 & (0.45 \leq x \leq 1.00) \end{cases} \quad (4.3)$$

şeklindedir.

### 4.3. Etkin Kütle

Yarıiletken kristal içindeki bir elektronun etkin kütlesi,

$$1/m_{ij}^* = (1/\hbar^2)(d^2 E(k))/dk_i dk_j \quad (4.4)$$

şeklinde verilir.

*Si* ve *Ge* gibi bazı yarıiletkenlerin enerji yüzeyleri, kristal simetri eksenini boyunca elipsoid şeklindedir. Bu nedenle *Si* ve *Ge* yarıiletkenleri içindeki bir elektron, iki etkin kütleyle sahiptir. Bunlar dan ilki kristal simetri eksenini boyunca tanımlı, boyuna etkin kütle  $m_l^*$  ve ikincisi ise kristal simetri eksenini enine tanımlı, enine etkin kütle  $m_t^*$  dir. İletim bandındaki bir elektron için etkin kütle durum yoğunluğu,

$$m_{de} = (m_1^* m_2^* m_3^*)^{1/3} \quad (4.5)$$

şeklinde verilir. Burada  $m_1^*$ ,  $m_2^*$  ve  $m_3^*$  elipsoidal yüzeyin temel eksenini boyunca etkin kütlelerdir. Bu sonuca göre örneğin, *Si* iletim bandındaki bir elektron için etkin kütle durum yoğunluğu,

$$m_{de} = (m_l^* m_t^{*2})^{1/3} \quad (4.6)$$

şeklinde yazılabilir. *Si* ve *Ge* için enerji yüzeyi Brillouin bölgesi civarında iken, *GaAs* için enerji yüzeyi Brillouin bölgesi merkezindedir. Bu nedenle *GaAs* iletim bandındaki bir elektron için etkin kütleleri tanımlarken, boyuna ve enine etkin kütlelerden bahsedemeyiz. Çünkü küresel enerji yüzeyi için  $m_1^* = m_2^* = m_3^*$  şeklindedir[35]. *GaAs* iletim bandındaki bir elektronun etkin kütlesi,  $m_0$  serbest elektronun kütlesi olmak üzere  $0.067m_0$  şeklinde hesaplanır.

Şimdi de değerlik bandındaki boşlukların etkin kütleleri üzerinde duralım. Değerlik bandındaki en üst bandlar farklı eğriliklere sahiptirler. Dolayısıyla etkin kütle tanımı nedeniyle bu farklı bandlarda ki boşluklar farklı etkin kütlelere sahip olacaklardır. *GaAs* için, değerlik bandının en üstündeki iki band için etkin kütleler

sırasıyla,  $m_{lh} = 0.087m_o$  ve  $m_{hh} = 0.62m_o$  şeklindedir. Değerlik bandı için boşluk durum yoğunluğu ise,

$$m_{dh} = (m_{hh}^{*3/2} + m_{lh}^{*3/2})^{2/3} \quad (4.7)$$

şeklinde tanımlanır.  $Al_xGa_{1-x}As$  için elektron ve boşlukların etkin kütleleri  $Al$  konsantrasyonuna bağlıdır. İletim bandındaki bir elektron için etkin kütle  $m_e = (0.067 + 0.083x)m_o$  şeklinde verilirken değerlik bandındaki boşluk için etkin kütleler,  $m_{lh} = (0.087 + 0.063x)m_o$  ve  $m_{hh} = (0.62 + 0.14x)m_o$  şeklinde hesaplanır.

#### 4.4. Dielektrik Sabiti

Dielektrik sabiti  $\epsilon_0$ ,  $GaAs$  ve  $Al_xGa_{1-x}As$  yarıiletkenleri içindeki eksitonların Bohr yarıçapı ve bağlanma enerjilerini belirlemek için kullanılır. Bununla birlikte dielektrik sabitinin tam olarak belirlenmesi oldukça zordur. Örnek olarak Stillman [36] tarafından yayınlanmış ayrıntılı bir çalışmada, 300 Kelvin deki dielektrik sabiti ölçüm değerleri  $\epsilon_0(300 K) \approx 11.6 - 13.3$  şeklinde bir aralıkta belirtilmiştir.  $GaAs$  için Blakemore tarafından verilen durgun dielektrik sabiti ifadesi ise,

$$\epsilon_0(T) = 12.40(1 + 1.2 \times 10^{-4} T) \quad (4.8)$$

şeklindedir. Blakemore tarafından yapılan bu analize göre oda sıcaklığında (300 K) dielektrik sabitinin değeri  $\epsilon_0 = 12.85$  olarak hesaplanırken Neidert [37] tarafından belirlenen değer,

$$\epsilon_0(300 K) = 12.9 \pm 0.07 \text{ şeklindedir.} \quad (4.9)$$

$Al_xGa_{1-x}As$  için Adachi tarafından hesaplanan dielektrik sabiti ise,



$$\varepsilon_0 = 13.18 + 3.12x \quad (4.10)$$

şeklindedir. Buradaki 13.18 değeri ise Samara [38] tarafından hesaplanmış olan GaAs için dielektrik sabitidir.

	<i>GaAs</i>	<i>Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As</i>
$E_g$	$1.519 - \frac{5.405 \times 10^{-4} T^2}{T + 204}$	$1.424 + 1.247 x$ $(0 \leq x \leq 0.45)$  $1.900 + 0.125 x + 0.143 x^2$ $(0.45 \leq x \leq 1.0)$
$m_{de}$	$0.067 m_e$	$0.067 + 0.083 x$
$m_{lh}$	$0.087 m_e$	$0.087 + 0.063 x$
$m_{hh}$	$0.62 m_e$	$0.62 + 0.14 x$
$m_{soh}$	$0.15 m_e$	$0.15 + 0.09 x$
$\varepsilon_0$	$12.40 (1 + 1.20 \times 10^{-4} T)$	$13.18 + 3.12 x$
$\varepsilon_\infty$	$10.60 (1 + 9.0 \times 10^{-5} T)$	$10.89 + 2.73 x$

**Çizelge 4.1.** *GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* için bazı deneysel ve kuramsal sonuçlar.

#### 4.5. Kuantum Kuyuları ve Süperörgüler

Çoğu zaman, külçe malzemedeki elektronik ve optik özellikler ile ilgilenilmektedir. Böyle külçe malzemelerde, elektronların ortalama serbest yolu veya de Broglie dalgaboyu (  $\sim 200-400 \text{ \AA}$  ) numune boyutlarından çok daha küçüktür. Yarıiletkenin boyutları, taşıyıcıların ortalama serbest yolu ile kıyaslanabilir olduğu zaman, Kuantum Boyut Etkisi önem kazanır ve bu da malzemenin elektronik özelliklerini etkiler [39,44].

Yarıiletken mikroyapıların çoğu, heteroeklem yapıya dayanır [40]. Bu yapılar için en çok kullanılan malzemeler de  $GaAs$  ve  $Al_xGa_{1-x}As$  'dır. İletkenlik bandındaki potansiyel bariyerinin büyük olmasını sağlamak için alüminyum konsantrasyonu genellikle %30-35 civarında seçilir, ancak alaşım malzeme  $Al_xGa_{1-x}As$  hala direk yasak band aralığına sahiptir[39,45]. Böyle yapılarda, kalınlıkları, elektronun ortalama serbest yolu ile kıyaslanabilir nitelikte olan ve farklı yasak band aralığı enerjisine sahip iki yarıiletken birbiri ardına sıralanmıştır. Çift heteroekleme sahip olan bu sistem, İki Boyutlu Yapı ya da Kuantum Kuyusu olarak adlandırılır. Böyle adlandırılmasının sebebi, dar yasak band aralığına sahip yarıiletken tabakasının yeterince ince olmasından dolayı, taşıyıcıların hareketinin büyütme doğrultusunda kuantize, diğer iki doğrultuda ise serbest oluşudur. Taşıyıcıların hareketinin büyütme doğrultusunda kuantize olmasından dolayı, bu doğrultudaki enerji spektrumları sürekliliğini kaybeder ve ayrık değerler alır. Enerji spektrumundaki bu değişim kuantum boyut etkisinden kaynaklanır. Arayüzeye paralel yönde ise, taşıyıcıların hareketi, kuantum kuyusundaki kuantizasyondan etkilenmediğinden, makroskobik kristaldeki ile aynı dispersiyon bağıntısına yani sürekli parabolik enerji spektrumuna sahip olur.

Yasak band aralığı modülasyonu ile oluşmuş böyle kuantum kuyulu yapıda, kuyu bölgesinde, z doğrultusunda kuantize olmuş altband elektron enerjileri  $\varepsilon_l$ , sonlu kuyudaki bir parçacık problemine benzer olarak,

$$\varepsilon_\ell = \frac{\pi^2 \hbar^2 \ell^2}{2m_e^* L_z^2} \quad \ell = 1, 2, 3, \dots \quad (4.11)$$

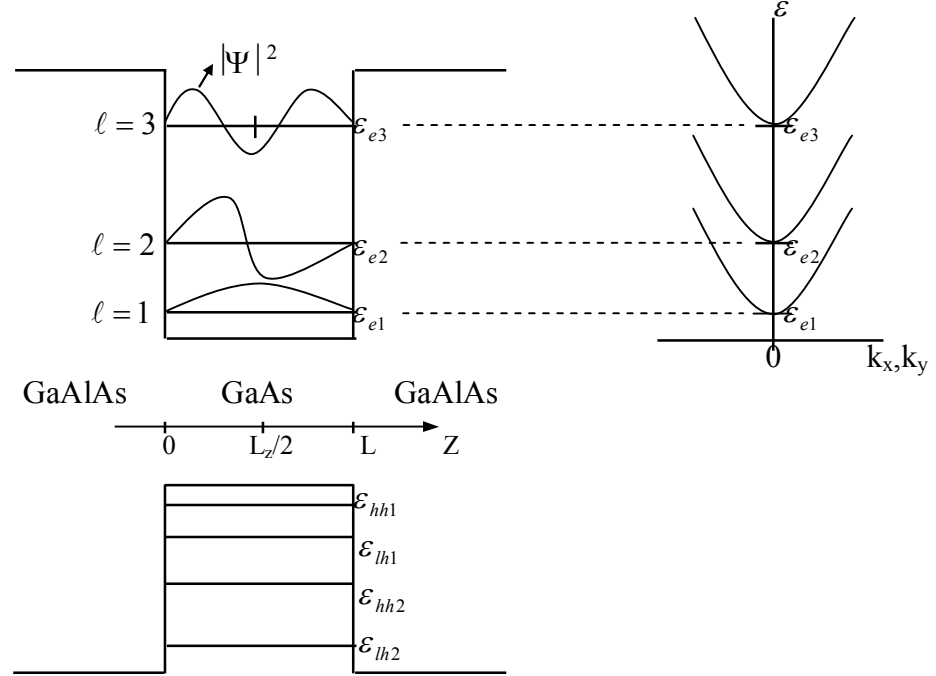
ifadesi ile verilir. Burada  $L_z$  kuyu genişliği,  $\varepsilon_\ell$  altband enerji seviyesidir ve bu seviye kuyu bölgesinde iletkenlik bandının kenarından ölçülmüştür. Benzer bağıntı, sadece elektronun etkin kütesinin yerine boşluğun etkin kütesinin konması ile valans bandındaki boşluk alt-bandları için de geçerli olur.

Kuantizasyon için kritik nokta, altbandlar arasındaki enerji farkının altband enerjisi  $k_B T$  den daha büyük olması gerektiğidir. Örneğin etkin elektron kütle  $m_e^* = 0.063m_0$  olan GaAs da seviyeler,  $L_z < 150 \text{ \AA}$  için  $T = 150 \text{ K}$  de kuantize olurlar. Başka bir deyişle,  $L_z > 150 \text{ \AA}$  ise, kuyudaki elektronlar külçe yapıdakine benzer bir özellik göstermeye başlarlar.

Böyle bir sistemin toplam enerjisi, ayrık ve sürekli enerjilerin toplamı olarak,

$$\varepsilon = \varepsilon_\ell + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (4.12)$$

ifadesi ile verilen dispersiyon bağınsına sahip 2-boyutlu Bloch fonksiyonu olarak tarif edilir. Burada  $k_x$  x doğrultusundaki ve  $k_y$  y doğrultusundaki dalga vektörleridir. Buna göre, denk.4.11 ile verilen herbir kuantum seviyesi Şekil 4-2' de görülen bir altband enerjisine karşılık gelir.

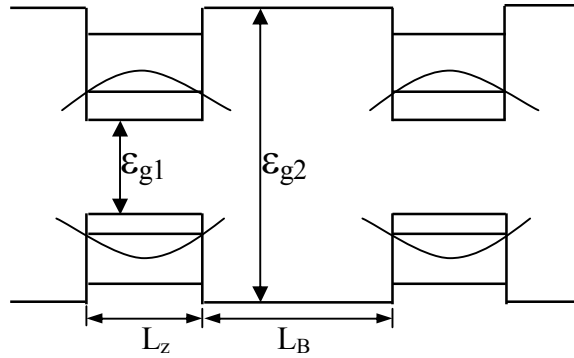


**Şekil 4-2.** Kuantum kuyusu içerisindeki elektron ve boşlukların altband enerjileri.

Şekil 4-2 de elektron ve boşlukların altband enerjilerine ilaveten elektronun dalga fonksiyonu  $\Psi$  ve x-y düzlemindeki elektron dispersiyon bağıntıları da gösterilmiştir. Kuyuyu meydana getiren malzemenin değerlik bandında oluşan kuantum kuyusunda, hafif ve ağır boşluk durumları arasındaki dejenerelik, bölge merkezinde ortadan kalkar. Örneğin,  $100 \text{ \AA}$  genişliğindeki bir GaAs- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  kuantum kuyusunda,  $k=0$  da, bunların enerji ayrımı  $\sim 10 \text{ meV}$  tur. Bu nedenle, her biri sınırlanmış ayrık ağır boşluk (hh) ve hafif boşluk (lh) durumları oluşmuştur. Denk.4.11’de, elektron durumları  $\epsilon_{e1}, \epsilon_{e2}, \epsilon_{e3}, \dots$  veya ağır boşluk ve hafif boşluk durumları  $\epsilon_{hh1}, \epsilon_{hh2}, \dots$  ve  $\epsilon_{lh1}, \epsilon_{lh2}, \dots$  dir.

Şimdiye kadar tekli kuantum kuyusu yapısından bahsedildi. Bununla beraber, çok sayıda birbiri ardına sıralanmış  $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  tabakalardan oluşan yapılar da elde edilebilir. Bu iki boyutlu yapılar, büyütülen tabaka sayısına

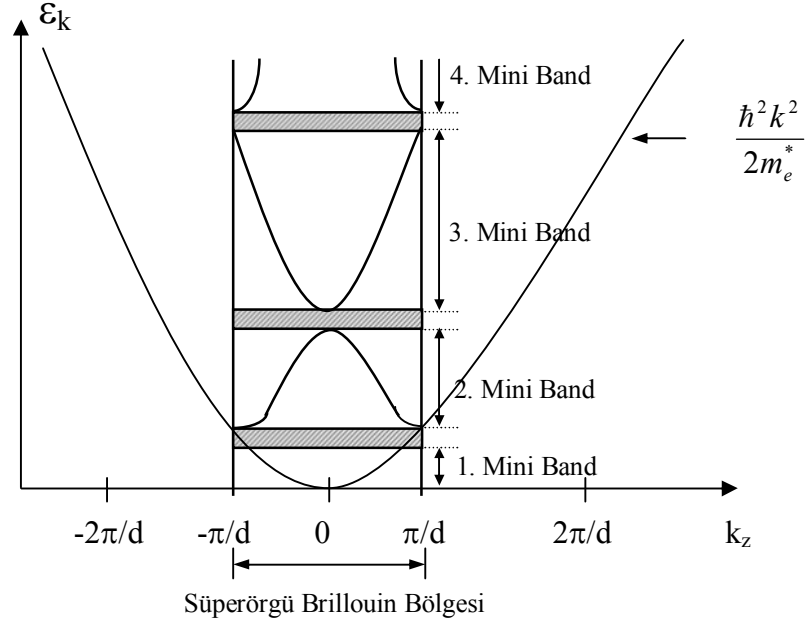
ve tabaka kalınlıklarına göre farklı isimler alırlar. Bariyer tabakalar yeteri kadar kalın ( $>100 \text{ \AA}$ ) olduğu zaman, her bir GaAs kuyusu içerisindeki taşıyıcıların dalga fonksiyonlarının kuyukları bariyerin içerisine yeteri kadar giremediğinden üst üste gelemezler ve bariyer içerisinde sönüme uğrarlar. Dalga fonksiyonunun karesi, bir elektron veya boşluğun orada bulunma olasılığını temsil ettiğinden, komşu dalga fonksiyonları arasında çakışma olmaması halinde, bu durumdaki taşıyıcılar bir kuyudan diğerine geçemeyecek, oldukları yerde kalacaklardır. Kuyular arasındaki ayırımın çok büyük olduğu yapılarda her bir kuyu bağımsız olarak ele alınabilir. Bariyer tabakanın kalınlığının kuyu genişliğinden daha büyük olduğu, birbiri ardına sıralanmış bu tip yapılara, Çoklu Kuantum Kuyulu (MQW; Multiple Quantum Well) yapılar denir [40,46]. Böyle bir yapı, Şekil 4-3'de gösterilmiştir. Bu yapıların elektronik özellikleri, tek bir kuyu için elde edilen sonuçların süperpozisyonu ile kolayca elde edilir.



**Şekil 4-3.** Çoklu kuantum kuyulu yapının band diyagramı ( $L_B > L_z$ )

Diğer taraftan, geniş band aralığına sahip bariyer tabakalar yeterince, yani taşıyıcıların tünelleme yapabilmesine müsaade edecek kadar ince ise, komşu kuyulardaki kuantize seviyelerin dalga fonksiyonları çakışır ve böyle bir sistemdeki elektron, bir kuyudan diğerine geçebilir. Bu durumda, boyuttaki sınırlamadan dolayı kuantum çukurları içerisinde oluşan ayrık enerji seviyeleri minibandlara bölünür. Böyle bir kompozisyona sahip materyal de Süperörgü

(Superlattice) olarak adlandırılır. Bariyer tabakanın çok ince olduğu bu süperörgü yapılarında, enerji değerlerinin hesaplanmasında, çoklu kuantum yapılara uygulanan sıkı-bağ modeli yerine kısmen serbest elektron modeli kullanılır. Kısmen serbest elektron modeline göre, basamak şeklinde periyodik bir potansiyel içeren özel durum için, Schrödinger denkleminin genel bir çözümü elde edilir [47]. Kronig-Penney yaklaşımı olarak adlandırılan bu modelin kullanılması ile, enerji ile dalga vektörü arasındaki dispersiyon bağıntıları için analitik bir çözüm elde edilir. Modelde, iletkenlik ve valans bandı süreksizlikleri periyodik potansiyel olarak düşünülür. Şekil 4-4' de görülen elektronik yapı bu periyodik potansiyelin etkisinden dolayı GaAs'ın iletkenlik bandı altındaki bir elektronun enerjisindeki değişimi ifade etmektedir. Bu şekilde göre, iletkenlik bandı süreksizliğinin büyüklüğüne eşit yükseklikte basamaklar içeren periyodik bir potansiyelin etkisi ile, GaAs'ın iletkenlik bandını temsil eden parabolik band Brillouin bölgesi sınırlarında (yani,  $k = \pi/d, 2\pi/d, \dots$  de) mini aralıklarla ayrılmış, mini bandlara bölünmüştür. Bu minibandlar,  $2\pi/d$  uzunluğundaki birinci Brillouin bölgesi içerisinde tutularak, süperörgünün iletkenlik bandı altındaki elektronik yapısı indirgenmiş bölgede temsil edilmiştir. Oluşan mini aralıkların büyüklüğü ile mini bandların genişliği, kuyu ve bariyer genişliklerine, etkin kütle ve iletkenlik bandı süreksizliğine bağlıdır. Eğer değerlik bandında oluşan minibandlar incelenmek istenirse, periyodik potansiyel olarak bariyer yüksekliği yani valans bandı süreksizliğinin alınması ve GaAs'ın valans bandındaki ya ağır boşlukların yada hafif boşlukların etkin kütlelerinin kullanılması ile benzer bir ifade elde edilebilir.



**Şekil 4-4.**  $d$  periyotlu kuantum kuyulu bir süperörgünün , kımın serbest elektron modeline göre, indirgenmiş Brillouin bölgesinde iletkenlik bandındaki miniband yapısı.

#### 4.6. İki Boyutta Durum Yoğunluğu

Durum yoğunluğu fonksiyonu  $N(\epsilon)d\epsilon$ ,  $\epsilon$  ile  $\epsilon+d\epsilon$  enerji aralığındaki mümkün kuantum durumlarının sayısını verir. Bu taşıyıcı istatistiğini belirlemede kullanılan dağılım fonksiyonu kadar önemlidir. İki boyutlu durumda, bir kuantum kuyusundaki her bir altband için durum yoğunluğu aşağıdaki şekilde hesaplanabilir [49]. Bunun için,

$$k_x = \frac{2\pi}{L_x}, \quad k_y = \frac{2\pi}{L_y} \quad \text{ve} \quad k_z = \frac{2\pi}{L_z} \quad (4.13)$$

ve  $L_z \ll L_x, L_y$  olduğu farz edilir. Burada  $L_z$  kuantum kuyusunun genişliğini,  $L_x, L_y$  numune boyutlarını ve  $k_x, k_y$  ve  $k_z$ 'de sırasıyla  $x, y$  ve  $z$  yönündeki dalga

vektörlerini temsil eder. Buna göre,  $k$ 'nın her bir izinli değeri veya modu,  $k$ -uzayında  $\frac{(2\pi)^3}{L_x L_y L_z}$ 'e eşit bir hacim işgal eder.  $L_z \ll L_x, L_y$  olduğu durum için,

$k_z = \frac{2\pi}{L_z}$  sabit olarak alınarak,  $k$  ile  $k+dk$  arasındaki modların sayısı bulunur.  $k$ -uzayında izinli noktaların yoğunluğu  $\frac{L_x L_y L_z}{(2\pi)^3}$  olmak üzere,  $k$ -uzayında  $k$  ile

$k+dk$  arasında kalan hacim  $2\pi k_{||} dk_{||} \left( \frac{2\pi}{L_z} \right)$  dir. Burada,  $k_{||}$  ;  $k_x$ - $k_y$  düzlemindeki

dalga vektörüdür. Bununla birlikte,

$$k^2 = \left( \frac{2\pi}{L_z} \right)^2 + k_{||}^2 \quad (4.14)$$

olduğundan

$$k dk = k_{||} dk_{||} \quad (4.15)$$

olur. Buna göre, iki mümkün spin değeri de göz önüne alınarak,  $k$  ile  $k+dk$  aralığındaki durumların toplam sayısı,

$$dN = 2 \left[ \frac{L_x L_y L_z}{(2\pi)^3} 2\pi k dk \left( \frac{2\pi}{L_z} \right) \right] \quad (4.16)$$

olur. Basitlik açısından,

$$dN = (L_x L_y L_z) \frac{1}{\pi^2} k dk \left( \frac{\pi}{L_z} \right) \quad (4.17)$$

alınırsa,



$$k^2 = \frac{2m_e(\varepsilon - \varepsilon_\ell)}{\hbar^2} \quad \ell = 1, 2, \dots \quad (4.18)$$

olur. Bu, denk.4.17 de yerine konursa,  $d\varepsilon$ ; enerji aralığındaki durumların yoğunluğu,

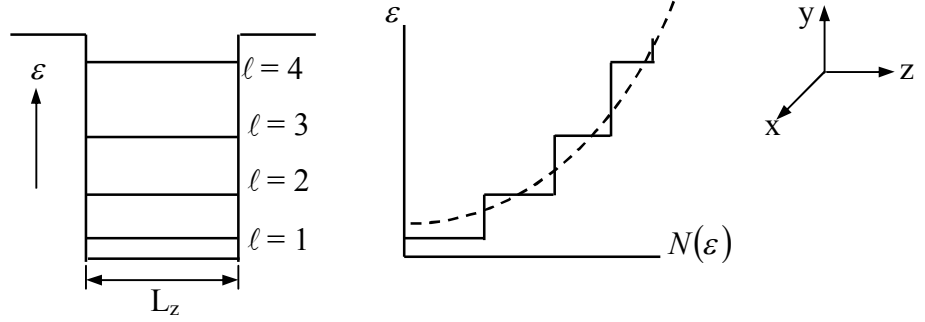
$$N(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{m_e}{\hbar^2 L_z \pi} d\varepsilon \quad (4.19)$$

olurken, iki boyutlu durum yoğunluğu için,

$$N_{2D}(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{m_e}{\hbar^2 \pi} d\varepsilon \quad (4.20)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadeden de görülmektedir ki, iki boyutlu bandların herbiri enerjiden bağımsız bir durum yoğunluğuna sahiptir.

İkinci altband seviyesinden daha yüksek enerjilerde, sadece ilk altband da değil daha yüksek altbandlarda da elektron olabilir. Bundan dolayı, herbir altband, denk.4.20'ye eşit ilave katkıda bulunacaktır. Sonuçta, Şekil 4-5' den de görüldüğü gibi, bir altband serisi için gittikçe artan durum yoğunluğu, büyüklüğü  $\frac{m_e}{\hbar^2 \pi}$  'ye eşit, basamak şeklinde bir karaktere sahip olur. Denk.4.20 aynı zamanda, etkin kütlelerin uygun seçilmesi ile ağır ve hafif boşlukların da durum yoğunluğunu verir.



**Şekil 4-5.** Bir kuantum kuyusunda, z yönünde oluşmuş iki boyutlu durum yoğunluğu ve enerji altbandları. Kesikli çizgi ile 3-boyuttaki durum yoğunluğu gösterilmiştir.

Elde edilen bu iki boyutlu durum yoğunluğu ifadesinin, üç boyutlu durum yoğunluğu ifadesi ile karşılaştırılması ilginçtir. Üç boyutta durum yoğunluğu,

$$N_{3D}(\epsilon)d\epsilon = M_c \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \left( \frac{m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\epsilon - \epsilon_c)^{1/2} d\epsilon \quad (4.21)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $M_c$ ; iletkenlik bandındaki eşdeğer minimumların sayısı ve  $\epsilon_c$ ; iletkenlik bandı enerjisidir. Üç boyuttaki durum yoğunluğu bağıntısı, birim hacim başına olan durum yoğunluğunu ifade ederken, iki boyuttaki durum yoğunluğu bağıntısı, birim alan başına olan durum yoğunluğunu ifade eder. Şekil 4-5'de,  $\epsilon_\ell$ 'ye eşit enerjilerde  $N_{3D}(\epsilon_\ell) \cdot L_z = N_{2D}(\epsilon_\ell)$ , diğer bütün noktalarda ise,  $N_{3D}(\epsilon_\ell) \cdot L_z > N_{2D}(\epsilon_\ell)$  olduğu görülmektedir. Buradan, boyuttaki kuantizasyonun durum yoğunluğunu azalttığı sonucu ortaya çıkar.

#### 4.7. İki Boyutta Taşıyıcı İstatistiği

Bir yarıiletkende, elektronların denge durumundaki özellikleri,

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right)} \quad (4.22)$$

bağıntısı ile verilen, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile belirlenir. Burada  $\mu$ ; kimyasal potansiyeli (Fermi seviyesi) ve  $k_B$ ; Boltzmann sabitini ifade etmektedir. Bu bağıntıya göre, denge durumu özellikleri, kimyasal potansiyelin pozisyonuna bağlıdır. Ancak, gerçek deneysel şartlar altında, bunların kimyasal potansiyele değil, daha ziyade, taşıyıcı konsantrasyonu “n” ’e bağlı olduğu bulunmuştur. Dolayısı ile  $\mu$  ile n arasında bir bağıntı bulunması gerekir. Bu problemin çözümü için, kuantum boyutlu bir yapıda, tüm taşıyıcıların tek bir altbandda (genellikle ilk altbandda) bulunduğu farz edilmektedir. Bu durumda, taşıyıcı konsantrasyonu, ilk altbandın tüm durumları üzerinden toplam alınarak bulunur. Diğer taraftan, bir  $d\varepsilon$  enerji aralığında, denk.4.22’ deki Fermi-Dirac fonksiyonu ile verilen işgal edilme olasılığına sahip,  $\frac{m}{\hbar^2 \pi} d\varepsilon$  durum vardır [42]. Buna göre, taşıyıcı konsantrasyonu,

$$n = \frac{m}{\hbar^2 \pi} \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\exp[(\varepsilon - \mu)/kT] + 1} = N_c \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_1}{kT}\right) \right] \quad (4.23)$$

olur. Burada,  $N_c = \frac{mkT}{\hbar^2 \pi}$  bağıntısına sahip, iletkenlik bandı etkin durum yoğunluğudur. Denk.4.13, konsantrasyonun fonksiyonu olarak,  $\mu$ ’yü ifade eden bir şekilde yeniden yazılabilir.

$$\mu = \varepsilon_1 + kT \ln[1 + \exp(n / N_c)] \quad (4.24)$$

Denk.4.23 ve 4.24 bağıntıları kullanılarak, boyutça-kuantize olmuş elektronların dejenerelik kriteri ve tamamen dejenere elektronlar ile dejenere olmamış elektronların konsantrasyonunu veren ifadeler bulunabilir. Dejenere olmayan durumda,

$$n \ll \frac{mkT}{\hbar^2 \pi} \quad (4.25)$$

dir. Buna göre, denk.4.23 basitleşerek,

$$n = N_c \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_1}{kT}\right) \quad (4.26)$$

olur. Bu ifade, enerji skalasında  $\varepsilon_1$  kadar kaymanın ve  $N_c$ 'nin sıcaklığa daha zayıf ( $N_c \propto T^{3/2}$  yerine  $N_c \propto T$ ) olması dışında, serbest elektron gazı ifadesine benzer. Dejenere durumda denk.4.25'in tersi geçerlidir. Bu durumda, kimyasal potansiyel,

$$\mu = \varepsilon_1 + \frac{\hbar^2 n \pi}{m} \quad (4.27)$$

olur. Bu ifadeye göre, kimyasal potansiyel, serbest elektronların tersine ( $\mu \propto n^{2/3}$ ), elektron konsantrasyonunun lineer bir fonksiyonudur.

Kuantum etkili sistemlerde, durum yoğunluğunun daha düşük olmasından dolayı, dejenerelik için çok yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna veya çok düşük sıcaklıklara gerek yoktur. Mesela,  $10^{12} \text{cm}^{-2}$  taşıyıcı konsantrasyonuna sahip n-GaAs'da, elektronlar, oda sıcaklığında bile dejenere olabilirler. Şimdiye kadar verilen denklemlerin türetilmesinde, taşıyıcıların sadece tek bir altbandı işgal ettikleri farz edildi. Eğer elektron gazı dejenere değilse, bu varsayımın yapılabilmesi için sadece enerji seviyeleri arasındaki ayırımın taşıyıcıların termal

enerjilerinden çok büyük, yani  $\varepsilon_{\ell+1} - \varepsilon_{\ell} \gg k_B T$  olması gerekmektedir. Dejenere durumda ise, ilave olarak, Fermi seviyesinin  $\varepsilon_2$  enerji seviyesinin altında olması gerekir. Denk.4.27'ye göre, bu

$$n < \frac{m}{\hbar^2 \pi} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (4.28)$$

demektir. Denk.4.11 ile verilen enerji spektrumuna sahip ince tabakalar için, bu şart daha basit bir ifadeye indirgenir ve

$$nL_z^2 < \frac{3\pi}{2} \quad (4.29)$$

olur.

Yukarıda bahsedilen tüm şartların sağlandığı ve taşıyıcıların çoğunun  $\varepsilon_2$ 'den daha az bir toplam enerjiye sahip olarak ilk altbandda oldukları farz edilsin. Bu durumda, elektronlar biraz daha yüksek seviyelere çıkarken elastik veya yarı-elastik süreç (yani, akustik fononlar veya katkı atomları ile saçılmalar), kuantum sayısı  $N$ 'i değiştiremez. Çünkü, böyle bir süreç fazladan enerji gerektirir. Bu demektir ki, saçılma süreçlerinde elektronların, sadece x-y düzleminde momentumları değişir ve bunlar, sanki sadece iki serbestlik derecesine sahip iki boyutlu parçacıklarımız gibi farz edilirler. Bundan dolayı da, sadece tek kuantum seviyesi işgal edilen kuantum boyutlu yapılar genellikle iki boyutlu elektron gazı yapılar (2D-structures) olarak adlandırılırlar.

#### 4.8. Dikey İletim Mekanizmaları

$Al_xGa_{1-x}As$  engel yapılarında dikey iletim, elektronların tabakadan tabakaya geçmesiyle, bu tabakalara dik doğrultuda olmaktadır. Genel olarak, dikey akımın ısısal akım ve tünelleme akımı olmak üzere iki bileşeni vardır. Isısal akım,  $n^+ - GaAs$  kontak tabakasındaki elektronların ısısal enerji kazanarak engel tabakasının iletim bandına geçmesiyle oluşmakta, yüksek sıcaklıklarda ( $T > 100$  K) ve düşük gerilimlerde ( $V < 0,1$  volt) dikey iletme başat olarak katkıda bulunmaktadır. Tünelleme akımı ise, örneğe uygulanan gerilimin etkisiyle, elektronların  $Al_xGa_{1-x}As$  engel tabakasından tünelleyerek iletim bandına geçmesiyle oluşmaktadır. Tünelleme olayı düşük sıcaklıklarda ( $T < 70$  K) ve yeterince yüksek gerilimlerde başat olmaktadır.

$Al_xGa_{1-x}As$  engel yapılarında, yüksek sıcaklıklarda ve düşük gerilimlerde, dikey akım sıcaklıkla uyarılan elektronlar tarafından gerçekleştirilir. Isısal akımın incelenmesinde genellikle iki teori kullanılmaktadır. Bunlardan birincisi Termioyonik emisyon teorisi, diğeri ise sürüklenme-difüzyon teorisidir[50,53]. Bu teoriler kapsamında türetilen bağıntılar kullanılarak, engel yapılarında ölçülen akım-gerilim (I-V) karakteristikleri değerlendirilmekte ve bazı örnek parametreleri belirlenmektedir[54,56]. Dikey iletme katkıda bulunan elektronların ortalama serbest yolu ( $l$ ), engel tabakası kalınlığından ( $L$ ) çok kısa ise sürüklenme difüzyon teorisi, değilse termioyonik emisyon teorisi geçerli olmaktadır[52,53].  $l \ll L$  olduğunda, elektronlar engel tabakası içinde sürüklenirken çok sayıda saçılmaya uğrarlar ve elektron iletimi bu saçılmalar tarafından belirlenir. Diğer bir ifadeyle, elektronların saçılma sıklığı düşük ise termioyonik emisyon teorisini, saçılma sıklığı yüksek ise sürüklenme difüzyon teorisini uygulamak gerekmektedir[52,53].

Engel tabakası kalınlığı elektron ortalama serbest yolundan çok büyük olan çeşitli  $Al_xGa_{1-x}As$  engel yapı örneklerinde, yüksek sıcaklıklarda ve düşük gerilimlerde, ölçülen dikey akım sürüklenme-difüzyon teorisi çerçevesinde açıklanabilmektedir. Bu teoriye göre, dikey akımı ısısal olarak uyarılan

elektronlar oluşturmakta ve tünelleme akımı ihmal edilmektedir. sürüklenme-difüzyon teorisinde, n-tipi katkılanmış bir yarıiletkende bir boyutta akım yoğunluğu,

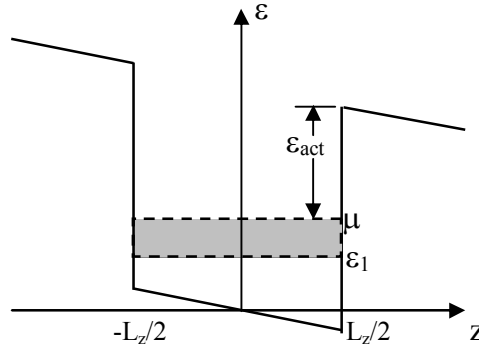
$$J = \mu n e F + e D_n \frac{dn}{dx} \quad (4.30)$$

bağıntısı ile verilmektedir[51,53]. Burada  $n$  elektron yoğunluğu,  $e$  temel yük,  $\mu$  elektron mobilitesi,  $F$  örneğe uygulanan elektrik alanının büyüklüğü,  $D_n$  elektron difüzyon katsayısı ve  $\frac{dn}{dx}$  elektron yoğunluğunun gradyentidir. Bu bağıntının sağ tarafındaki ilk terim sürüklenme akımı, ikinci terim ise difüzyon akımıdır.

#### 4.9. Yüksek Elektrik Alan Etkisi

Kuantum kuyulu sistemlere veya süperörgünlere, tabakalara dik bir elektrik alan uygulanması ile, elektronların, bir kuyudan diğer kuyuya veya geniş yasak band aralığına sahip tabakaya geçişlerinden dolayı aynı yönde bir akım gözlenecektir.

Kuyular arası tünellemenin ihmal edilebileceği kalınlıkta bariyerlerle ayrılmış kuantum kuyulu sistemde, dikey yöndeki  $j$  akımı sadece kuyudan, geniş yasak band aralıklı malzeme içerisine elektron uyarımı (quantum well ionization) ile oluşur. Oluşan bu akım böyle bir iyonizasyonun olma olasılığı ile orantılıdır. Bundan dolayı, yapının akım-voltaj karakteri, iyonizasyon olasılığının uygulanan elektrik alana bağlılığı ile belirlenir. Şekil 4-6'da, tek bir kuantum kuyusuna elektrik alan uygulandığı zamanki durum gösterilmiştir .



**Şekil 4-6.** Güçlü bir elektrik alan altında kuantum kuyusu

Şekilde, taşıyıcıların, kuyuyu terk edebilmesi için, Fermi seviyesi ile kuyunun sağ kenarı arasındaki mesafeye eşit  $\varepsilon_{act}$  enerjili potansiyel bariyeri aşması gerektiği görülmektedir. Buna göre, böyle bir yapıda oluşacak akım,  $j \sim \exp(-\varepsilon_{act}/kT)$  olur. Çok yüksek olmayan alanlarda, alanın, kuyu içerisindeki enerji seviyelerine etkisi,  $eFz$  ile verilen pertürbe edici potansiyele sahip pertürbasyon teorisi ile bulunur. Seviye enerjisi için birinci mertebeden düzeltme  $\int \Psi_1^*(z) eFz \Psi_1(z) dz$  'ye eşittir. Temel seviye dalga fonksiyonu  $\psi_1$ ,  $z$ 'nin çift fonksiyonu olduğundan, bu düzeltme sifıra eşittir. Aynı zamanda, kuyunun sağ kenarı, alanın etkisi ile,  $\Delta\varepsilon = eF(L_z/2)$  kadar lineer olarak azalacaktır. Sonuç olarak, böyle bir yaklaşımdaki akım-voltaj karakteri,

$$j \sim \exp\left(\frac{eF(L_z)}{2kT}\right) \quad (4.31)$$

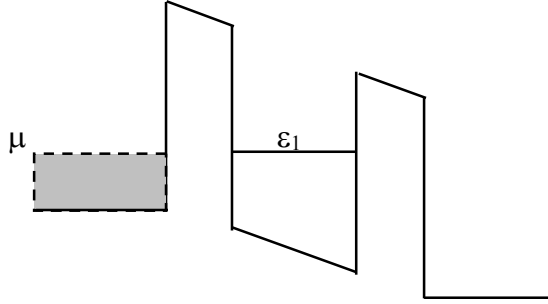
şeklinde eksponansiyel bir karaktere sahip olacaktır.

Alan daha fazla arttırıldığında veya sıcaklık düşürüldüğünde, bariyerin üstüne yakın yerlerde tünelleme olayları meydana gelir. Bu, aktivasyon enerjisinin büyük ölçüde azalmasına neden olur.

Bariyerlerin, elektronların tünelleme yapabilmesine müsaade edecek kadar ince olduğu çok tabakalı yarıiletken yapılar, rezonans tünellemeli yapılar (resonant



tunnel structures) olarak adlandırılır. Şekil 4-7, tek bir kuantum kuyulu, iki tünel bariyerli ve iki aşırı katkılanmış külçe kontaklara sahip en basit rezonans tünel yapısının band diyagramını göstermektedir



Şekil 4-7. Rezonans tünellemeli yapının band diyagramı

Eğer, merkezdeki dar yasak band aralığına sahip yarıiletken, kuantum boyut etkilerinin ortaya çıkmasına müsaade etmeyecek kadar kalın ise, her iki bariyerde meydana gelen tünelleme akımı uygulanan voltaj ile artacak ve akım-voltaj karakterizasyonu monotonik bir karaktere sahip olacaktır. Tabakadaki ayrık enerji spektrumundan dolayı, eğer  $\varepsilon_1$  enerji seviyesi, sol bariyerin işgal edilmiş durumlarından birisiyle çakışıyor ise, sol bariyerde tünelleme mümkün olur. Bu durum, eğer bu bariyer üzerine düşen voltaj  $V$  ise,

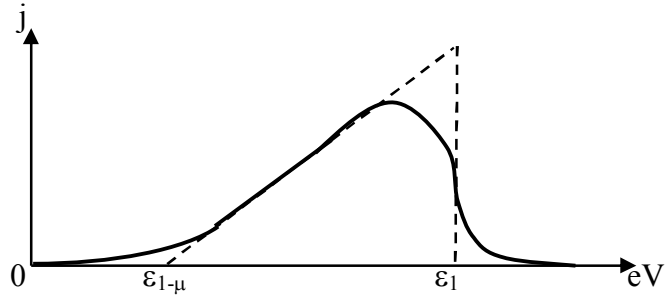
$$\varepsilon_{1-\mu} < eV < \varepsilon_1 \quad (4.32)$$

şartını yerine getirir.

Bu aralığın dışında akım sıfır olmalıdır. Denk. 4.32 ile verilen aralığın sağ sınırına yakın voltajlarda akımın olmaması demek, akımın voltajla azalması

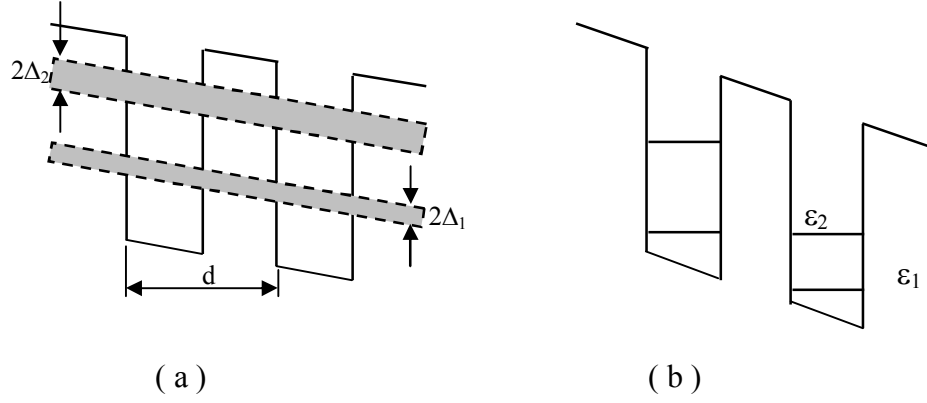
demektir. Bu durumda, akım-voltaj karakteri, negatif diferensiyel dirençli bir bölgeye sahip olur. Bu yapının akım voltaj karakteri, Şekil 4-8’de gösterilmiştir.

Bir süperörgüye, periyodik yapı boyunca (z-ekseni) bir dış elektrik alan uygulanması durumunda, elektronlar üzerine etkiyen toplam potansiyel, periyodik kuantum kuyu sistemi tarafından meydana gelen potansiyel ile dış alanın neden olduğu  $\varphi_1=Fz$  potansiyelinin toplamıdır. Dolayısı ile artık periyodik değildir.



**Şekil 4-8.** Resonans tünellemeli yapının akım-voltaj karakteristiği.

Miniband genişliği  $2\Delta_c$  olan bu süperörgüye yüksek elektrik alan uygulanması durumunda ( $eFd > 2\Delta_c$ ), iki komşu kuantum kuyusu arasındaki enerji kayması çok büyük olur. Bunun sonucunda, miniband spektrumu bozulur ve sistem, herbiri farklı enerjiye sahip bir kuantum kuyusu serisi olarak ele alınır. Bu durum, Şekil 4-9’da gösterilmiştir.



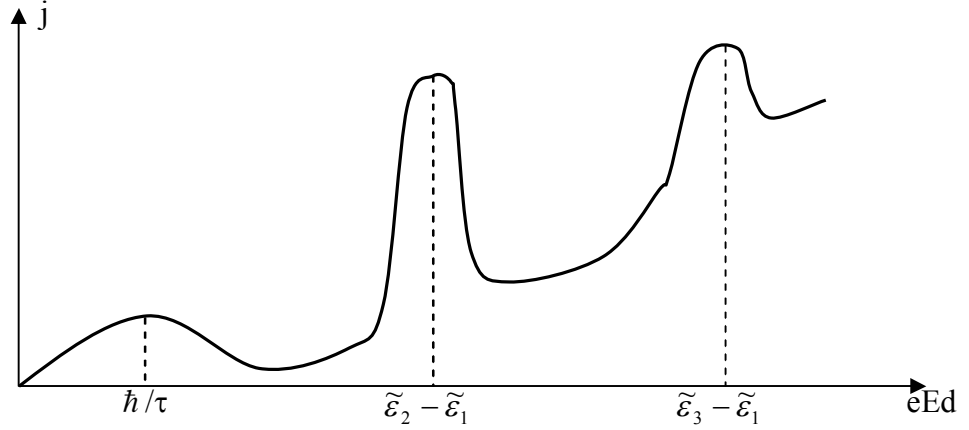
**Şekil 4-9.** Elektrik alan etkisi altında süperörgünün enerji spektrumu:

(a)  $eFd \ll \Delta_\ell$  ; (b)  $eFd > 2\Delta_\ell$

Bu yapıda da, rezonans tünellemeli yapıda tarif edildiği gibi, sadece komşu kuyulardaki enerji seviyeleri çakıştığı zaman yani,

$$\tilde{\epsilon}_2 - \tilde{\epsilon}_1 = eFd \quad (4.33)$$

olduğunda, bir akım akışı olabilir. Burada "~" sembolü, enerji seviyelerinin elektrik alana bağlı, dolayısı ile, alan olmadığı zamanki enerjilerinden farklı olduğunu ifade etmektedir. Böylece, bir süperörgünün akım-voltaj karakteristiği Şekil 4-10'daki gibi olur.



**Şekil 4-10.** Süperörgünün akım-voltaj karakteri

Şekilden de görüldüğü gibi, yapı,  $E = \hbar / (e d \tau)$ 'da, çok keskin olmayan bir maksimuma ve sonrasında keskin rezonans pikleri serisine sahiptir. Herbir pikin sağ tarafında, akım, negatif diferensiyel direçten dolayı azalır.

Akım-voltaj karakterinde, akımın azaldığı bölge, süperörgülerin en önemli özelliğidir. Bu özellik, elektromanyetik osilasyonların üretiminde ve geliştirilmesinde kullanılır. Eğer elektrik alan, rezonans değerini biraz aşarsa, her bir kuyunun ilk enerji seviyesi, sağ yandaki kuyunun ikinci seviyesinden daha yükseğe çıkar. Bu durum lazerlerdeki nüfus terslenmesine benzer ve elektrik alana bağlı olarak,  $eEd - \tilde{\epsilon}_l + \tilde{\epsilon}_1$  kadar enerjiye sahip bir foton tarafından fazla enerjinin eşzamanlı emisyonu ile, iki durum arasında tünelleme olasılığına müsaade eder.

#### 4.10.Kızılötesi Dedektörler (QWIP)

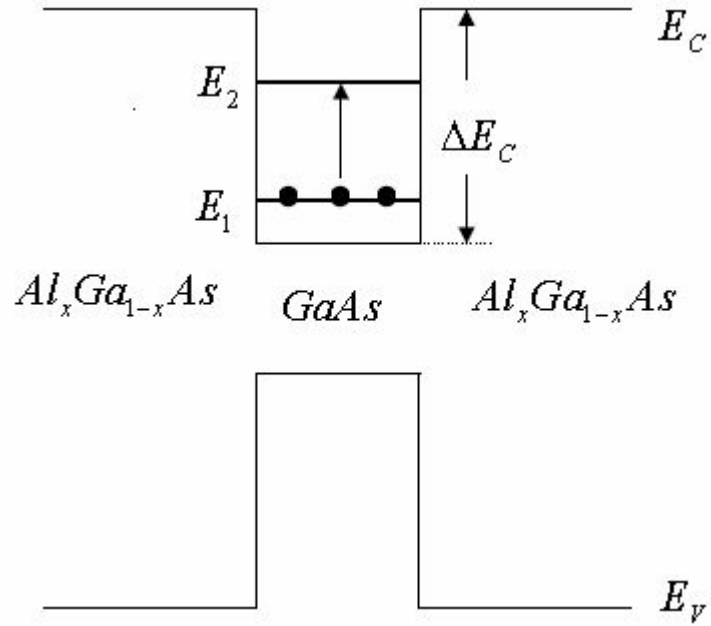
Kızılötesi (İnfrared) ışınım algılamak için geliştirilen aygıtlarda dar yasak enerji aralıklı yarıiletkenler yaygın olarak kullanılmaktadır. Son yıllarda, bu geleneksel dedektörler yerine kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörler (Quantum Well Infrared Photodetectors, QWIP) kullanılmaya başlanmıştır[57,61]. QWIP'ler sayesinde daha geniş dalgaboyu aralığında ( $1 - 28 \mu m$ ) kızılötesi ışınım yayınlamak mümkün olmuştur. QWIP'lerin temel yapı taşı  $GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$  çoklu kuantum kuyu (Multiple Quantum Well, MQW) içeren engel yapılar oluşturmaktadır[59]. Engel yapılarda elektrik akımı, yarıiletken tabakalara dik olduğundan bu süreç dikey iletim (Vertical Transport) olarak bilinmektedir. QWIP'lerin performansını belirleyen en önemli parametrelerden birisi karanlık akımıdır. Karanlık akımını azaltmak amacıyla, QWIP'ler genellikle sıvı azot sıcaklığında (77 K) kullanılmaktadır. Yarıiletken engel yapılarda dikey akım mekanizmaları ile bu akımı oluşturan elektronların saçılma süreçlerinin incelenmesi, bilimsel ve teknolojik açıdan önemlidir.

$GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$  çoklu kuantum kuyu içeren engel yapıların kızılötesi ışınım algılamak için kullanılabileceği ilk olarak Esaki ve Sakaki (1977) tarafından öngörülmüştür. Bu tarihten sonra, MQW içeren engel yapılar oldukça yoğun ve teorik çalışmalara konu olmuş, elde edilen sonuçlardan yararlanılarak, çok farklı kullanım alanları olan çeşitli elektronik cihazlar geliştirilmiştir[59,61]. Engel yapıdaki kuyu sayısı ( $N_w$ ), kuantum kuyu genişliği ( $L_w$ ), kuantum kuyuları arasındaki engel tabakası kalınlığı ( $L_B$ ) ve kuantum kuyularının katkılama miktarı gibi örnek parametrelerini değiştirerek, dikey iletim mekanizmalarını anlamak ve dolayısıyla aygıt performansını artırmak mümkün olmaktadır.

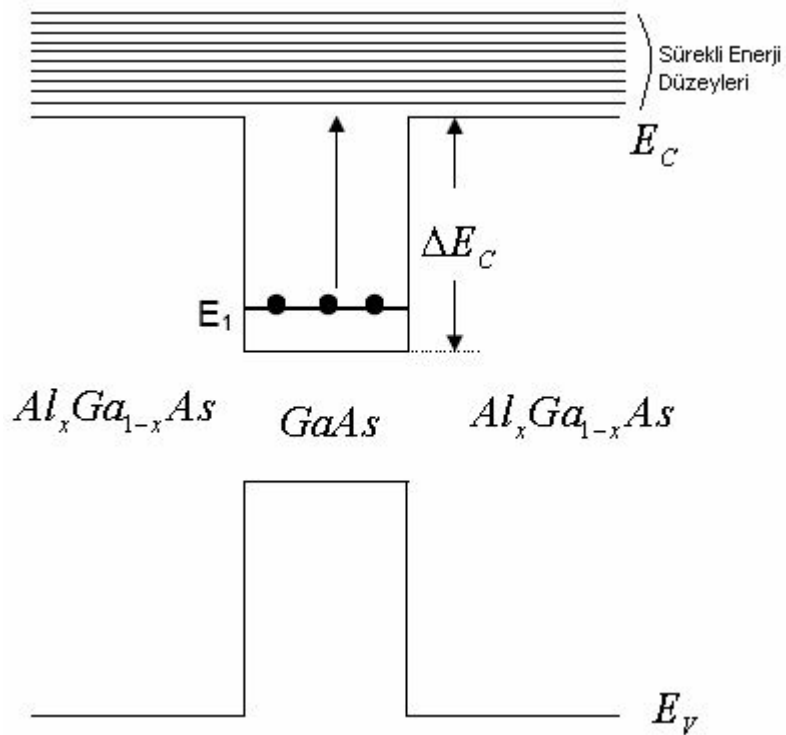
Kızılötesi dedektörler askeri ve sivil amaçlı olarak ısısal görüntüleme, yön belirleme ve iletişim sistemlerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Tabakalı yarıiletkenler büyütme tekniklerinin gelişmesiyle yeni nesil dedektörler geliştirmek mümkün olmuştur. Ayrıca bu dedektörlerde kullanılan üçlü

yarıiletken alaşımların yasak enerji aralıkları, alaşım konsantrasyonuyla kontrol edilebilmekte ve istenilen dalgaboyu aralığında algılama yapılabilmektedir.

Kızılötesi dedektörler algılama şekline bağlı olarak, kuantum kuyu içeren ve içermeyenler olarak ikiye ayrılabilir. Kuantum kuyu içermeyen kızılötesi dedektörlerin algılama aralığı yaklaşık  $6-20 \mu m$ 'dir. Bu aygıtlarda  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ve  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  gibi dar yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenler kullanılmaktadır[62,64]. Bu yarıiletken alaşımların yasak enerji aralıkları Cd ve Sn konsantrasyonuna (x) bağlıdır. Bu tip dedektörlerde algılama, kızılötesi ışınım ile uyarılan elektronların değerlik bandından iletim bandına geçişleriyle olmaktadır. Uzun dalga boylu ışınımın algılanması için kullanılacak alaşımın yasak enerji aralığı dar olmalıdır (örneğin  $\lambda = 20 \mu m$  için 60 meV olmalıdır). Bu dar yasak enerji aralıklı yarıiletken kristallerin büyütülmesi ve işlenmesi, büyük yasak enerji aralıklı (GaAs gibi) olanlara kıyasla daha zordur. Bu teknolojik zorluğun aşılması amacıyla, büyük yasak enerji aralıklı yarıiletken tabakalar içinde kuantum kuyu bulunan kızılötesi dedektörler üretilmeye başlanmıştır[65]. Bu tip dedektörlerde algılama, kuantum kuyudaki iki-boyutlu elektronların kızılötesi foton soğurarak taban altbandından uyarılmış altbandlara veya kuantum kuyu üzerindeki sürekli enerji düzeylerine geçişiyle olmaktadır(Şekil 4-11 ve 4-12). Kuantum kuyuda  $E_1$  ve  $E_2$  enerjili iki altband varsa başlangıçta  $E_1$  taban altbandında bulunan elektronlar kızılötesi fonon soğurarak  $E_2$  altbandına geçerler(Şekil 4-11). Kuantum kuyu içinde sadece bir altband varsa, uyarılan elektronlar altbanddan sürekli enerji düzeylerine geçerler (Şekil 4-12).



**Şekil 4-11.** *GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* kuantum kuyusunda altbandlar arası geçişlerin şematik gösterimi.



**Şekil 4-12.** *GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* kuantum kuyusunda altbanddan sürekli enerji düzeylerine geçişlerin şematik gösterimi.

Bu elektron geçişlerinden dolayı QWIP dedektörler genellikle iki grupta incelenmektedir.

i-) Altbandlar arası geçişlerle çalışanlara bağılıdan-bağılyya (bound-to-bound) dedektörler (Şekil 4-11)

ii-) Taban altbanddan sürekli enerji düzeylerine geçişlerle algılama yapanlara ise bağılıdan-süreliye (bound-to-continuum) dedektörler (Şekil 4-12) denilmektedir.

$GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyu içeren dedektörler ile  $28 \mu m$  [65],  $GaAs/In_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyu içerenler ile  $35 \mu m$  [66] gibi çok uzun dalga boylu kızılötesi ışınımı algılamak mümkün olmuştur. QWIP'lerin kuantum kuyu içermeyen dar yasak enerji aralıklı fotodedektörlere kıyasla birçok üstünlüğü vardır. QWIP'lerde kullanılan geniş yasak aralıklı yarıiletken tabakaların büyütülmesi, işlenmesi ve elektronik cihazlarda kullanımı daha kolaydır. Ayrıca, bu yarıiletken ve alaşımların yüksek ısıl kararlılığı, yüksek safsızlıkta üretilebilmeleri, daha ucuz olmaları, büyük boyutlarda elektronik cihazlarda kullanımı ve düşük gürültülü olmaları gibi özellikleri tercih nedeni olmaktadır. QWIP'lerin performansını gürültü seviyesi, algılamaya tepki verme hızı ve karanlık akımı gibi parameterler belirlemektedir[59,62,63].

#### 4.11 Çoklu Kuantum Kuyu (MQW)

Kuantum kuyu içeren yarıiletken engel yapılarında enerji altbandlarının ve dikey elektriksel iletimin teorik olarak incelenmesi ilk defa Esaki ve Tsu (1970) tarafından yapılmıştır. Elektronik transport özelliklerinin deneysel olarak incelendiği ilk çalışma ise 50 Adet  $GaAs/AlAs$  kuantum kuyu içeren engel yapıda Esaki ve Chang (1974) tarafından gerçekleştirilmiştir. Kuantum kuyu içeren  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  engel yapıların kızılötesi algılamada kullanılabileceği ilk olarak Esaki ve Sakaki (1977) tarafından öngörülmüştür. Bu engel yapıları Simith (1983) ve Chui (1983) deneysel olarak, Coon ve Karunasiri (1984) ise teorik olarak incelemiştir. Bound-to-bound geçişler ilk defa 50 Adet



$GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyu içeren  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  engel yapılarında West ve Eglash (1985) tarafından gözlenmiştir. Algılama dalga boyu  $10.8 \mu m$  olan ve QWIP olarak çalışan ilk aygıt Levine (1987) tarafından üretilmiştir. QWIP'lerin kullanıldığı alanlara örnek olarak lazer pulsu görüntüleme (Laser Pulse Monitoring) ve QWIP ile LED'lerin birlikte kullanılmasıyla; tıp, savunma sanayi ve astronomi gibi alanlarda kullanılan termal kameralar verilebilir. Uygun özellikte QWIP'lerin üstüste büyütülmesiyle, gerilim ayarlı çok renkli algılama gerçekleştirilebilmektedir[61,66].

Çoklu kuantum kuyu (MQW) içeren  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  engel yapılar  $1-28 \mu m$  dalgaboyu aralığında çalışan QWIP'lerde yaygın olarak kullanılmaktadır. Engel yapı, esas olarak, aşırı katkılanmış  $n^+$ -GaAs kontak tabakaları arasında bulunan ve belirli sayıda  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyusu içeren  $Al_xGa_{1-x}As$  tabakasından meydana gelmektedir. QWIP'de elektrik akımı, bu tabakaları dik doğrultuda ve tabakadan tabakaya elektron geçişleriyle gerçekleşmektedir. Bu sürece dikey iletim (Vertical Transport), oluşan elektrik akımına ise dikey akım denilmektedir.

QWIP'lerde kızılötesi algılama  $Al_xGa_{1-x}As$  engel tabakası içinde bulunan  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyularıyla sağlanmaktadır. Kuantum kuyu yasak enerji aralıkları farklı olan yarıiletken tabakaların üstüste büyütülmesiyle elde edilmektedir. Bunun için örgü sabitleri birbirlerine yakın olan yarıiletken malzemeler tercih edilir. Örgü sabitlerinin çok farklı olması durumunda yarıiletken tabakalar arasında örgü uyumsuzluğu (lattice-mismatch), zorlanma ve dolayısıyla deformasyon meydana gelir. Kuantum kuyu büyütülmesinde, III-V veya II-VI bileşiklerinin yasak enerji aralığının örgü parametresiyle değişimini veren çizelge veya grafiklerden yararlanılır ( $GaAs$  için örgü sabiti  $5.6533 A^0$ ,  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  için örgü sabiti  $5.6533 + 0.081x A^0$  dur). Kuantum kuyu yapımında kullanılan yarıiletkenler bileşik veya alaşım olabilir. Alaşım konsantrasyonu ayarlanarak örgü uyumsuzluğunun az olmasına çalışılır.

Optik uygulamalarda,  $GaAs$  ve  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $0 \leq x \leq 0.45$ ) gibi direkt yasak enerji aralıklı yarıiletkenler tercih edilmektedir.  $Al_xGa_{1-x}As$  alaşımının yasak enerji aralığı Al konsantrasyonuna ( $x$ ) bağlı olarak değişmektedir. Oda sıcaklığında  $Al_xGa_{1-x}As$  yasak enerji aralığı için,

$$E_g(x) = 1.42 + 1.45x - 0.25x^2 \quad (0 \leq x \leq 0.45) \quad (4.34)$$

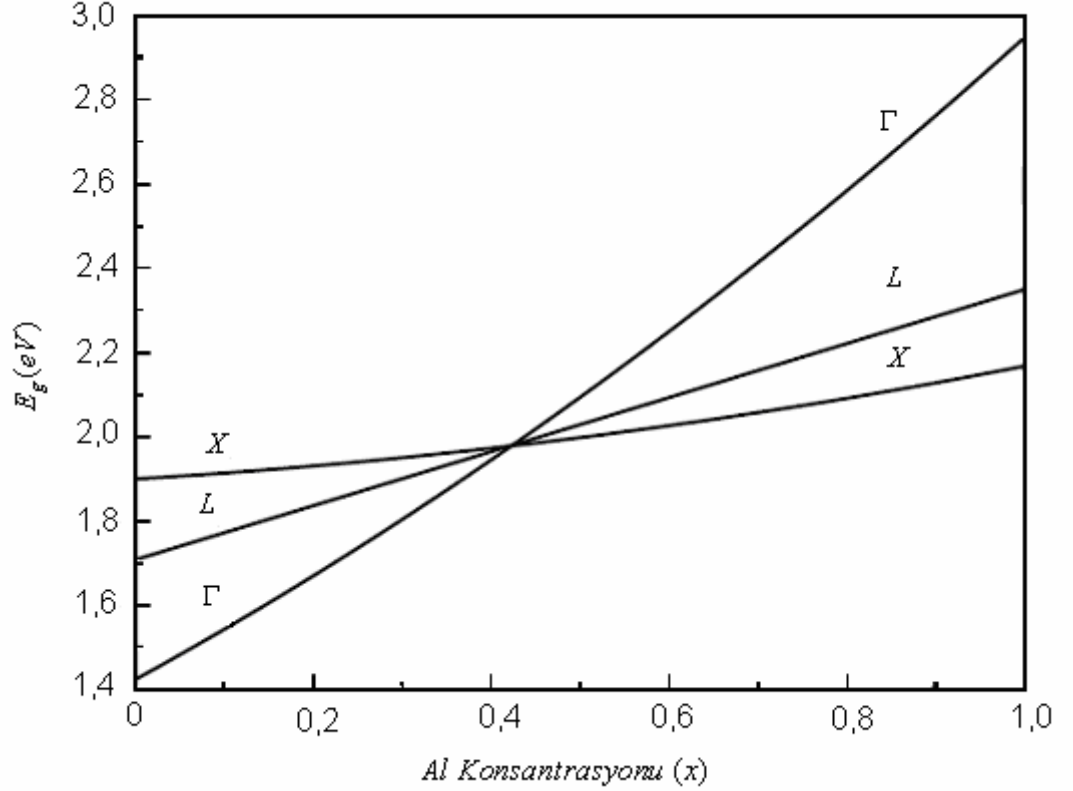
$$E_g(x) = 1.424 + 1.427x + 1.147(x - 0.45)^2 \quad (0.45 \leq x \leq 1)$$

bağıntıları verilmektedir[68,72].  $Al_xGa_{1-x}As$  iletim bandında GaAs'da olduğu gibi  $\Gamma, L, X$  vadileri bulunmaktadır. Değerlik bandı tepesine göre, bu vadilerin tabanlarının enerjileri aşağıdaki bağıntılarla verilmektedir[72].

$$E_g^\Gamma(x) = 1.424 + 1.155x + 0.37x^2$$

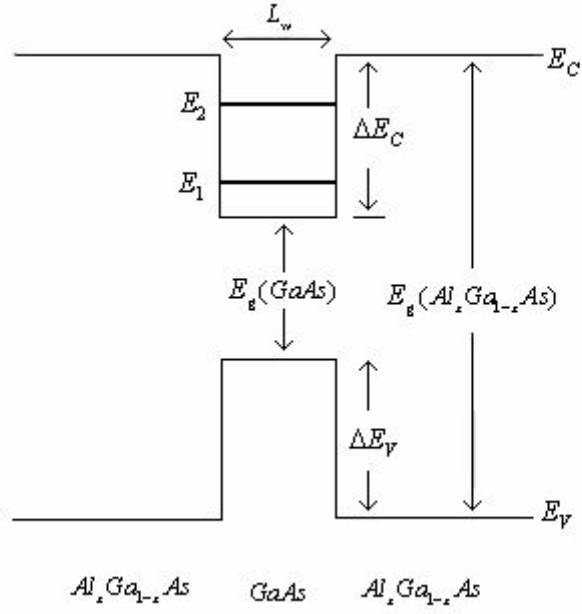
$$E_g^L(x) = 1.708 + 0.642x \quad (4.35)$$

$$E_g^X(x) = 1.900 + 0.125x + 0.143x^2$$

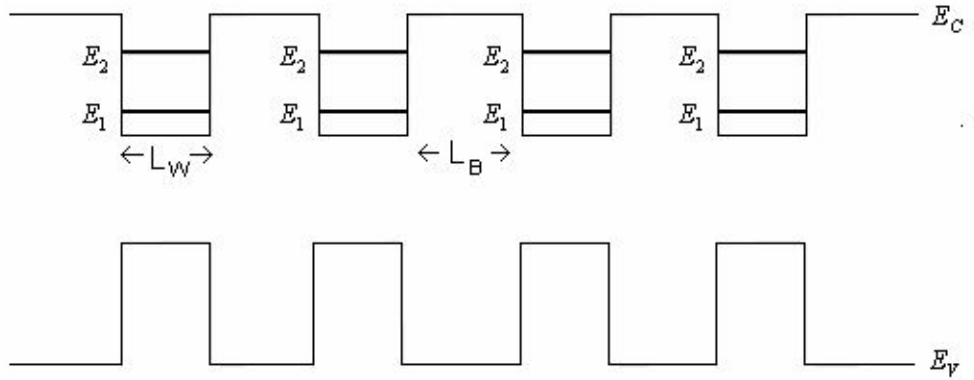


**Şekil 4-13.**  $Al_xGa_{1-x}As$  iletim bandındaki  $\Gamma$ ,  $L$  ve  $X$  vadileri taban enerjilerinin, değerlik bandı tepesine göre,  $Al$  konsantrasyonu ( $x$ ) ile değişimi.

Kuantum kuyu genişliği  $GaAs$  tabakasının kalınlığı tarafından ve kuyu derinliği ( $\Delta E_C$ ) ise,  $Al$  konsantrasyonu ( $x$ ) tarafından belirlenen  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyusu Şekil 4-14' de şematik olarak çizilmiştir. İki veya daha çok kuantum kuyunun üstüste büyütülmesiyle çoklu kuantum kuyu (MQW) elde edilmektedir (Şekil 4-15). MQW yapıda ardışık iki kuantum kuyu arasında kalınlığı  $L_B$  olan  $Al_xGa_{1-x}As$  engel tabakası vardır. Bu tabaka yeterince kalın tutularak komşu kuantum kuyulardaki elektron dalga fonksiyonlarının örtüşmesi engellenir.



**Şekil 4-14.**  $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyusunun şematik gösterimi.



**Şekil 4-15.**  $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$  çoklu kuantum kuyu (MQW) yapıların şematik gösterimi.

Kuantum kuyusunun iletkenlik bandı ve değerlik bandı kenarlarında basamak şeklinde süreksizlikler vardır. Bu basamakların yükseklikleri iletkenlik bandı süreksizliği ( $\Delta E_C$ ) ve değerlik bandı süreksizliği ( $\Delta E_V$ ) olarak adlandırılır.  $\Delta E_C$  ve  $\Delta E_V$  nicelikleri optik yöntemlerle[68,69] ve kapasitans-gerilim ölçme yöntemiyle[70] deneysel olarak ölçülebilmektedir.  $GaAs$  ve  $Al_xGa_{1-x}As$  tabakaların yasak enerji aralıkları arasındaki fark,

$$\Delta E_g = E_g(Al_xGa_{1-x}As) - E_g(GaAs) = \Delta E_C + \Delta E_V \quad (4.36)$$

olarak yazılabilir.  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  ekleminde iletkenlik bandı süreksizliği için  $\Delta E_C \cong 0.60\Delta E_V$  bağıntısı yaygın kabul görmektedir[71,72]

$GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyunun derinliği  $\Delta E_C$ ,  $Al_xGa_{1-x}As$  tabakasının yasak enerji aralığına bağlıdır.  $Al_xGa_{1-x}As$  yasak enerji aralığı ise Al konsantrasyonuna bağlı olduğundan  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyusunun derinliği isteğe göre ayarlanabilir. Kuantum kuyu genişliği ( $L_W$ ) ise GaAs tabakasının kalınlığına bağlıdır.  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyudaki elektronlar ayrık enerji altbandlarında bulunurlar[73,74]. Kuantum kuyu içinde oluşabilecek enerji altbandı sayısı kuantum kuyunun derinliğine ve genişliğine bağlıdır. Ayrıca, enerji altbandlarının iletim bandı tabanına göre konumları bu iki parametreye bağlı olarak değişmektedir. Örneğin,  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kuantum kuyu içinde iki altband ( $E_1$  ve  $E_2$ ) varsa, GaAs tabakasının kalınlığı  $L_W$ 'nin artırılması durumunda, kuantum kuyu içindeki enerji altband sayısı artarken,  $L_W$ 'nin azaltılması durumunda ise,  $E_2$  altbandı kuantum kuyu üzerindeki sürekli enerji düzeyleri (Continuous Energy States) içine yükselerek kuantum kuyu dışına çıkar.

QWIP içindeki  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  çoklu kuantum kuyunun parametreleri ayarlanarak kızılötesi algılama çok geniş bir spektrumda yapılabilmektedir. Bu spektrumlar,

-Kısa dalgaboylu kızılötesi (Short Wavelength Infrared, SWIR,  $\lambda = 1-3\mu m$ )

- Orta dalgaboylu kızılötesi (Medium Wavelength Infrared, MWIR,  $\lambda = 3 - 5 \mu m$ )
- Uzun dalgaboylu kızılötesi (Long Wavelength Infrared, LWIR,  $\lambda = 8 - 12 \mu m$ )
- Çok Uzun dalgaboylu kızılötesi (Very Long Wavelength Infrared, VLWIR,  $\lambda > 12 \mu m$ )

şeklinde sınıflandırılabilir.

Kuantum kuyularda elektronların büyütme doğrultusundaki (z-ekseni boyunca) hareketleri sınırlı ve enerjileri kuantalı olduğundan, bu elektronlara iki-boyutlu (2D) elektronlar denir. 2D elektronlar altband (subband) olarak bilinen ayırık enerji düzeylerinde bulunur.  $GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$  kuantum kuyularda altband sayısı ve enerjileri daha öncede açıklandığı gibi  $GaAs$  tabakasının kalınlığına ( $L_w$ ) ve  $Al_x Ga_{1-x} As$  engel tabakasındaki Al konsantrasyonuna bağlıdır. QWIP'lerde genellikle sadece iki alt band dolu olacak şekilde katkılama yapılmaktadır. Bu katkılamanın amacı kızılötesi uyarılmayla altbandlar arasında geçişleri sağlayacak ve fotoakımı oluşturacak 2D elektronlar yaratmaktır.

Bir kuantum kuyusunda sınırlayıcı kare potansiyel ve parabolik enerji bandı yaklaşımında, 2D elektronun enerjisi,

$$E(k_x, k_y, i) = \left( \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right) + E_i \quad (4.37)$$

bağıntısıyla verilmektedir. Burada  $\hbar$  Planck sabiti,  $m^*$  elektron etkin kütlesi ve  $i$  altband numarasıdır. Bu bağıntının sağındaki parantez içindeki terimlerin toplamı, elektronun büyütme doğrultusuna dik düzlemlerdeki (xy-düzlemi) hareketinin kinetik enerjisi, üçüncü terim ise altband enerjisidir.  $E_i$  altband enerjisi için, sonsuz derin kare kuantum kuyu ( $\Delta E_c \rightarrow \infty$ ) yaklaşımında,

$$E_i = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{i\pi}{L_w} \right)^2 \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (4.38)$$

elde edilir. Burada  $L_w$  kuantum kuyu genişliğidir ve kuantum kuyunun  $xy$ -düzlemindeki boyutları  $L_x$  ve  $L_y$  olmak üzere  $L_w \ll L_x, L_y$  varsayılmıştır. Mutlak sıfır sıcaklıkta ( $T=0$  K) birinci altbandda bulunan 2D elektron yoğunluğu,

$$N_{2D} = \frac{m^*(E_F - E_1)}{\pi \hbar^2} \quad (4.39)$$

bağıntısı ile verilmektedir.

Gerçekte ise kuantum kuyu derinliği ( $\Delta E_c$ ) sonludur. Bu durumda, çoklu kuantum kuyu veya süperörgü yapılarında altband enerjilerini hesaplamak için Kronig-Penney modeli yaygın olarak kullanılmaktadır[75,76]. Bu modelde, tek numaralı enerji alt bandlarının minimum enerjileri için,

$$\tan \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\min})^{1/2} \right] - \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( \frac{V}{E_{\min}} - 1 \right) \right]^{1/2} \cdot \tanh \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (V - E_{\min}))^{1/2} \right] = 0, \quad V > E \quad (4.40)$$

$$\tan \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\min})^{1/2} \right] + \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( 1 - \frac{V}{E_{\min}} \right) \right]^{1/2} \cdot \tan \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (E_{\min} - V))^{1/2} \right] = 0, \quad V < E$$

aynı altbandların maksimum enerjileri için,

$$\tan \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\max})^{1/2} \right] - \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( \frac{V}{E_{\max}} - 1 \right) \right]^{1/2} \cdot \coth \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (V - E_{\max}))^{1/2} \right] = 0, \quad V > E \quad (4.41)$$

$$\tan \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\max})^{1/2} \right] + \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( 1 - \frac{V}{E_{\max}} \right) \right]^{1/2} \cdot \cot \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (E_{\max} - V))^{1/2} \right] = 0, \quad V < E$$

bağıntıları verilmektedir. Çift numaralı enerji altbandlarının minimumları için,

$$\cot \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\min})^{1/2} \right] + \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( \frac{V}{E_{\min}} - 1 \right) \right]^{1/2} \cdot \tanh \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (V - E_{\min}))^{1/2} \right] = 0 \quad , \quad V > E \quad (4.42)$$

$$\cot \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\min})^{1/2} \right] - \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( 1 - \frac{V}{E_{\min}} \right) \right]^{1/2} \cdot \tan \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (E_{\min} - V))^{1/2} \right] = 0 \quad , \quad V < E$$

enerji altbandlarının maksimumları için,

$$\cot \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\max})^{1/2} \right] + \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( \frac{V}{E_{\max}} - 1 \right) \right]^{1/2} \cdot \coth \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (V - E_{\max}))^{1/2} \right] = 0 \quad , \quad V > E \quad (4.43)$$

$$\cot \left[ \frac{L_w}{2\hbar} (2m_a E_{\max})^{1/2} \right] + \left[ \frac{m_a}{m_b} \left( 1 - \frac{V}{E_{\max}} \right) \right]^{1/2} \cdot \cot \left[ \frac{L_B}{2\hbar} (2m_b (E_{\max} - V))^{1/2} \right] = 0 \quad , \quad V < E$$

bağıntıları elde edilmiştir.

Bu bağıntılarda  $V = \Delta E_C = 242 \text{ meV}$  kuantum kuyu derinliği,  $m_a$  kuantum kuyu (*GaAs* tabakası) içindeki elektron etkin kütlesi,  $m_b$   $Al_xGa_{1-x}As$  engel tabakası içindeki elektronun etkin kütlesi,  $L_w$  kuantum kuyu genişliği ve  $L_B$  engel tabaka kalınlığıdır. Bu çalışmada incelenen *GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* MQW parametreleri Çizelge 4-2’de verilmiştir.



Numune ismi	Kuantum kuyu sayısı	$L_B$ ( $\text{\AA}$ )	$L_w$ ( $\text{\AA}$ )	$E_1^{\min}$ (meV)	$E_1^{\max}$ (meV)
QT167	10	100	50	75	77

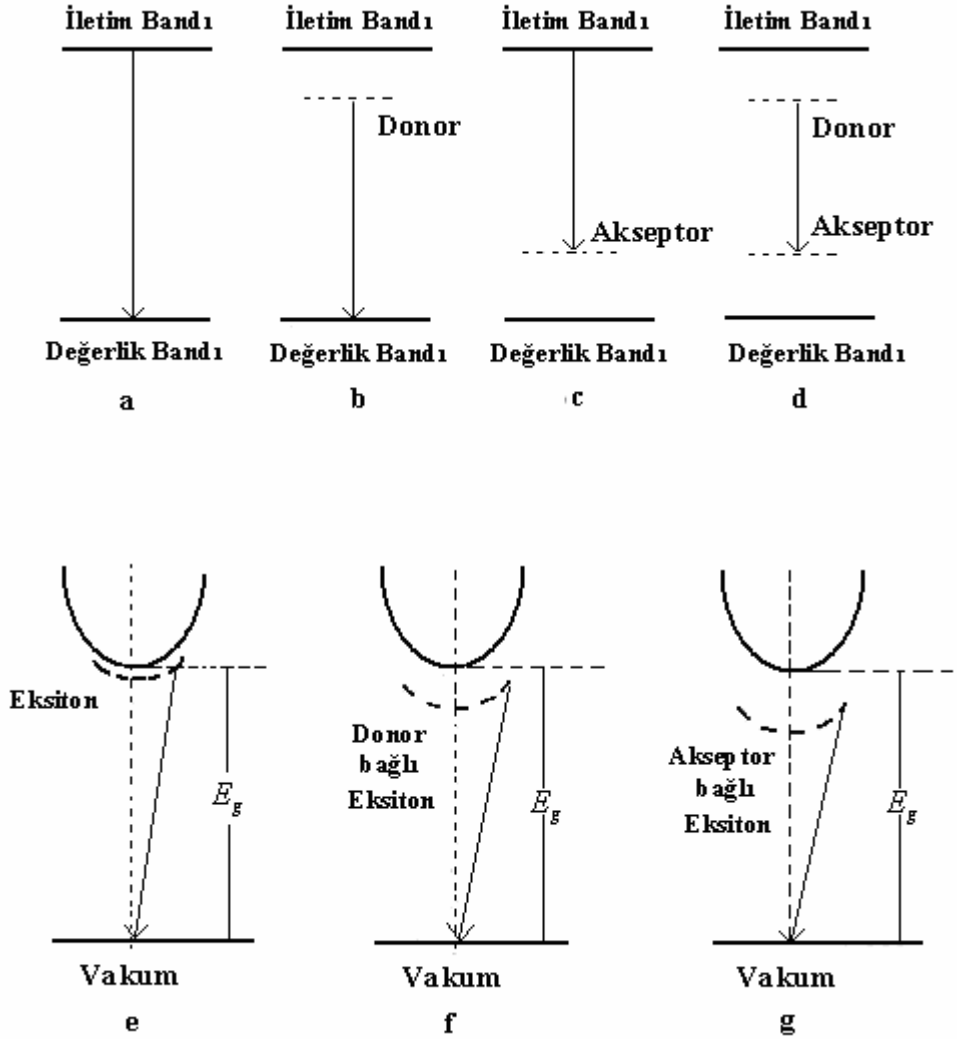
**Çizelge 4-2.** İncelenen MQW numune parametreleri.

İncelenen MQW numunesinde kuyu içinde sadece bir altband bulunmaktadır ve ( $\Delta E_1 = E_T^{\max} - E_1^{\min} = 2 \text{ meV}$ ) altband genişliği çok küçüktür. Bu nedenle, çalışılan bu engel yapı QWIP yapımında kullanılırsa, elde edilen fotodedöktörlerin Bound-To-Continuum tipi olması beklenir.

#### 4.12. Fotolüminesans

Bir yarıiletkenin değerlik bandındaki bir elektron çeşitli teknikler kullanılarak iletim bandına çıkartılabilir. Optiksel uyarma, elektriksel uyarma ve termal uyarma bunlardan bazılarıdır. Değerlik bandındaki bir elektronun buradan ayrılarak iletim bandına geçmesiyle burada bir boşluk meydana gelir. Yarıiletkenlerde oluşturulan fazlalık elektronlar ısı dengede olmadıkları için oluşturulduktan hemen sonra yeniden boşluklarla birleşmeye çalışırlar. Eski durumlarına dönerken kaybettikleri enerjiyi ışıma olarak yayarlar. Bu ışıma özelliğine en genel olarak Lüminesans denir. Elektron ve boşlukların oluşturulma mekanizmasında uyarılma ışık ile yapılıyorsa bu olaya Fotolüminesans adı verilir. Elektronlar ve boşluklar uyarıldıktan hemen sonra band aralığında bulunan herhangi bir tuzak seviyesine yakalanmadan dolaysız olarak (direk) birleşmesi ile oluşan yayılmaya Floresans denir. Bu olaydaki zaman sabiti oldukça küçüktür ( $10^{-8}$  s). Bazı yarıiletken malzemelerde bulunan tuzaklar bu süreyi uzatabilir. Bu durumda yayılan ışığa Fosforesans etki denir.

Şekil 4-16 bazı temel birleşme mekanizmalarını göstermektedir. Şekil 4-16-a değerlik bandındaki bir boşluk ile iletim bandındaki bir elektronun birleşmesini göstermektedir. Bu geçiş banddan banda geçiş olarak adlandırılır ve meydana çıkan ışığın enerjisi ile yasak enerji aralığı arasındaki ilişki  $\hbar\omega = E_g$  şeklindedir. Şekil 4-16-b verici (donör) katkı atomundan meydana gelen bir elektron ile değerlik bandındaki bir boşluğun birleşmesini göstermektedir. Bu süreçte açığa çıkan ışığın enerjisi ise  $\hbar\omega = E_g - E_D$  eşitliği ile verilir. Burada  $E_D$ , iletim bandı tabanına göre ölçülen verici (donör) iyonizasyon enerjisidir. Şekil 4-16-c alıcı(akseptör) katkı atomundan meydana gelen bir boşluk ile iletim bandındaki bir elektronun birleşmesini göstermektedir. Bu süreçte açığa çıkan ışığın enerjisi ise  $\hbar\omega = E_g - E_A$  eşitliği ile verilir. Burada  $E_A$ , değerlik bandı tepesine göre ölçülen alıcı (akseptör) iyonizasyon enerjisidir. Şekil 4-16-d , verici (donör) katkı atomundan meydana gelen bir elektron ile alıcı (akseptör) katkı atomundan meydana gelen bir boşluğun birleşmesini göstermektedir. Bu süreçte açığa çıkan ışığın enerjisi ise  $\hbar\omega = E_g - E_D - E_A$  eşitliği ile verilir. Şekil 4-16-e,f,g ise serbest ve bağlı eksiton geçişlerini göstermektedir.



Şekil 4-16. Yarıiletkenlerde bazı birleşme mekanizmaları.

Aslında bir elektron ve boşluk birleşmesinde eksiton vakum içerisinde yok olur. Şekil 4-16-e serbest eksiton geçişini göstermektedir. Bu geçişte açığa çıkan enerji  $E_x$  iletim bandı tabanına göre ölçülen eksiton bağlanma enerjisi olmak üzere,  $\hbar\omega = E_g - E_x$  şeklindedir. Şekil 4-16-f yüksüz verici bağlı eksiton geçişini göstermektedir. Bu süreçte, eksiton yarıiletken boyunca hareket ederken bir verici atomuna bağlanabilir ve böylece açığa çıkan ışığın enerjisi  $\hbar\omega = E_g - E_x - E_{XD}$  ile verilir. Burada  $E_{XD}$  verici – eksiton bağlanma enerjisidir. Şekil 4-16-g yüksüz

alıcı bağı eksiton geçişini göstermektedir. Bu süreçte, eksiton yarıiletken boyunca hareket ederken bir alıcı atomuna bağlanabilir ve böylece açığa çıkan ışığın enerjisi  $\hbar\omega = E_g - E_X - E_{XA}$  ile verilir. Burada  $E_{XA}$  alıcı - eksiton bağlanma enerjisidir.

Kuantum kuyularında değerlik bandındaki ağır boşluk ve hafif boşluk arasındaki dejenerelik ortadan kalktığı için, hafif boşluk eksiton ve ağır boşluk eksiton geçişlerinin her ikisinde gerçekleşmesi mümkün olmaktadır. Şekil 4-17 kuşatılmış bir sistemdeki bandlar arası geçişleri göstermektedir. Bu geçişler için seçim kuralları, kuyudaki parçacık dalga fonksiyonlarının overlap integrali ile belirlenir. Kuyudaki bir parçacık için dalga fonksiyonu,

$$f_n(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(ik_{\perp} \cdot r_{\perp}) \varphi_n^{(e,h)}(z) \quad (4.44)$$

$$k_{\perp} = (k_x, k_y) \quad ve \quad r_{\perp} = (x, y)$$

şeklinde yazılır. Burada,  $\varphi_n^{(e,h)}(z)$ , n. iletim bandı veya n. değerlik bandı için dalga fonksiyonudur. Overlap integrali ise,

$$\begin{aligned} \langle f_n | f_m \rangle &= \langle \varphi_n^{(h)} | \varphi_m^{(e)} \rangle \langle k_{\perp} | k_{\perp}' \rangle \\ &= \int dz \varphi_n^{(h)}(z) \varphi_m^{(e)}(z) \frac{1}{V} \int d^2 r_{\perp} \exp \left[ i(k_{\perp}' - k_{\perp}) \cdot r_{\perp} \right] \end{aligned} \quad (4.45)$$

şeklinde verilir. Düzlem dalga vektörü seçim kuralından,

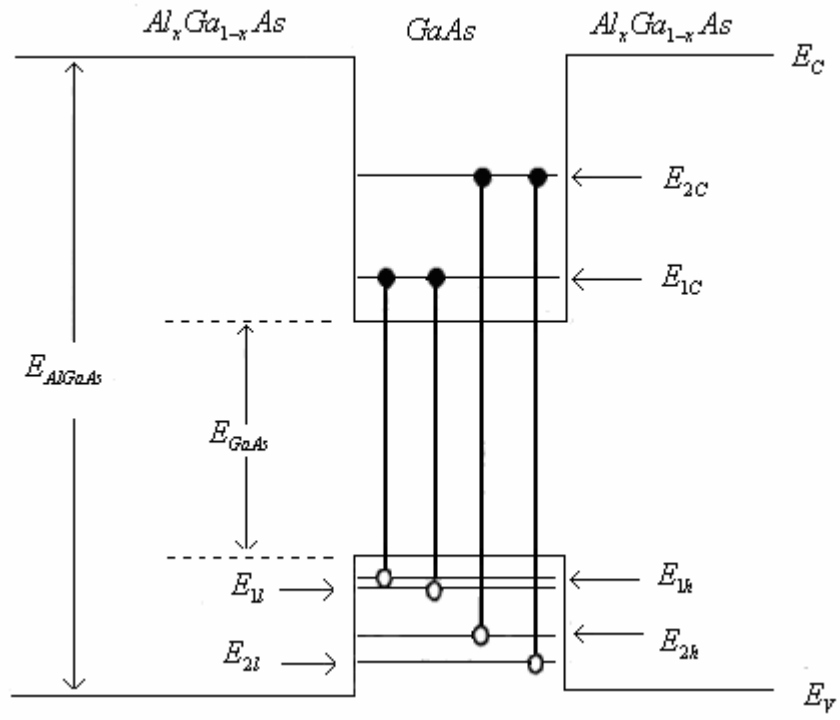
$$k_{\perp}' - k_{\perp} = 0$$

şeklinde yazılabilir. Bu seçim kuralı  $\langle \varphi_n^{(h)} | \varphi_m^{(e)} \rangle$  kullanılarak ispat edilebilir. Simetrik kuantum kuyudan oluşan bir yarı iletken için zarf fonksiyonları kuyu

merkezine göre parite tanımlıdır. Bu yüzden zarf overlap integrali  $\langle \varphi_n^{(h)} | \varphi_m^{(e)} \rangle$  sadece  $n+m$  çift olduğunda sıfırdan farklıdır[52]. Böylece altband geçişleri için seçim kuralları,

$$\Delta n = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$$

şeklindedir ve burada  $n$  altband numaralarıdır. Simetrik olmayan potansiyel kuyularında ise bu seçim kuralları devre dışı kalır ve iletim bandından değerlik bandına pek çok geçiş izinli hale gelir[58]. Buna ek olarak sonsuz kuantum kuyusunda sadece  $\Delta n = 0$  geçişi izinlidir. GaAs ve  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ta  $\Delta n = 0$  geçişi  $\Delta n \neq 0$  geçişlerinden daha güçlüdür.



Şekil 4-17. Kuantum kuyusunda enerji düzeyleri ve bandlar arası geçişler.

## 5. $n^+$ -GaAs- $n^{++}$ - AlGaAs HETEROYAPIYA YERLEŞTİRİLEN TEK KUANTUM KUYUSU İLE ELDE EDİLEN IR DEDEKTÖRÜN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ.

### 5.1. Numune Yapısı

Bu çalışmada kullanılan numune MBE (Molecular Beam Epitaxy) büyütme tekniği ile yurtdışında büyütülmüştür. Numunenin tabaka yapısı ve katkılama miktarları Şekil 5-1' deki gibidir.

GaAs (50 Å <sup>0</sup> , N=2x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> ) Si Katkılı
GaAs (400 Å <sup>0</sup> , N=1x10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup> ) Si Katkılı
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As (30 Å <sup>0</sup> , N=4.5x10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup> ) x=0.45, Si Katkılı
GaAs (50 Å <sup>0</sup> ) Katkısız Kuantum Kuyu
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As (550 Å <sup>0</sup> , N=4.5x10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup> ) x=0.33, Si Katkılı
GaAs Alttaş (N=1x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> ) Si Katkılı

Şekil 5-1. Numune yapısı

## 5.2. Kuramsal Hesaplamalar.

Katkılı yapılarda, biçimi serbest taşıyıcıların varlığına bağlı olarak ortaya çıkan dinamik potansiyel yapısının yükler üzerindeki etkisini araştırmak, sistemi anlamada önemlidir. Sözü edilen potansiyelin biçimi, bu taşıyıcıların enerji durumlarını belirler. Bir sistemdeki parçacıklar için dalga fonksiyonları ve enerji düzeyleri, Hamiltonian'a özgü Schrödinger denkleminin çözümüyle elde edilebilir. Bir kuantum kuyusu için, çok parçacıklı yapılarda elektronlar arası etkileşimin ihmal edildiği kabul edilerek, elektronların hareketini anlatmak için tek elektronlu Hamiltonian kullanılır. Katkılı yapılarda enerji durumlarının hesaplanması için, tek parçacık Hamiltonian'ı ile çok parçacıklı Poisson denkleminin birlikte ele alınıp self-consistent olarak çözülmesi gerekmektedir. Katkılı olmayan heteroyapılar da ise; yerleşik potansiyeller, önceden bilinen ve sabit potansiyeller olduğundan self-consistent zorunluluğu yoktur.

Bilindiği gibi, bir elektronun kararlı enerji durumu ve bu durumda bulunan elektronu tanımlayan dalga fonksiyonu, onun potansiyel enerjisini de içeren Schrödinger dalga denkleminin çözümüdür. Poisson denklemi ile verilen hesaplanmış elektron yoğunluğu kullanılarak doğru potansiyel profilini elde etmek için çözüm bulunur. Bu iki farklı denklem, enerji özdeğerlerini, dalga fonksiyonunu, potansiyel profilini ve altband yerleşimlerini elde etmek için self-consistent olarak birlikte çözülür.

Katkılı bir sistemde self-consistent hesabı şu şekilde yapılır:

- 1) Başlangıç potansiyeli  $V^0(z)$  tahmin edilir.
- 2)  $\psi_i(z)$  dalga fonksiyonu ve  $E_i$  enerji özdeğerlerini elde etmek için, başlangıç potansiyeli,  $H\psi_i(z) = E_i\psi_i(z)$  şeklindeki Schrödinger denkleminde yerine yazılır ve bu denklem çözülür.
- 3) Her bir iletkenlik altbandındaki elektronlar, sanki iki boyutlu (2D) elektron gazı olarak göz önüne alındığından,  $i$ . iletkenlik altbandındaki elektronların yüzey konsantrasyonu  $T$  sıcaklığında,



$$n_i = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left( 1 + e^{(E_F - E_i) / k_B T} \right) \quad (5.1)$$

ve mutlak sıfırda,

$$n_i = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_i) \quad (5.2)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $E_F$  ve  $E_i$  sırasıyla Fermi ve  $i$ . altband enerjisidir.

Verilen toplam katkı konsantrasyonu için, tüm donör atomlarının iyonize olma

koşulu  $\left( \sum_i n_i = Nd \right)$  ve 2. adımda elde edilen enerji özdeğerleri kullanılarak,  $E_F$

Fermi enerji seviyesi bulunur.

4) Elektronların  $i$ . altband yüzey konsantrasyonu ile 2. adımda elde edilen dalga fonksiyonu yardımıyla, elektronların toplam yük yoğunluğu

$$N(z) = \sum_i n_i |\bar{\psi}_i(z)|^2 \quad (5.3)$$

denklemden bulunur. Burada  $id$ , dolu durum sayısı ve  $\bar{\psi}_i(z)$  ortonormal baz fonksiyonu üzerinden tanımlanmış dalga fonksiyonudur.

5) Verilen toplam donör dağılım yoğunluğu  $Nd(z)$  ve 4. adımda bulunan elektronların toplam yük yoğunluğu  $N(z)$  yardımıyla  $n$ . adıma karşılık gelen  $V^n(z)$  potansiyeli

$$\frac{d^2 V^n(z)}{dz^2} = -\frac{4\pi e^2}{\epsilon} [N(z) - Nd(z)] \quad (5.4)$$

eşitliği ile hesaplanır.

6) Eğer  $V^n(z)$ ,  $V^{n-1}(z)$  ile yakınsamıyorsa, o zaman elde edilen potansiyel başlangıç potansiyeli olarak alınır, 2. adıma dönülür ve diğer adımlar aynı şekilde tekrarlanır. Yakınsıyorsa son bulunan değerler (enerji özdeğerleri, dalga fonksiyonları, elektronların yüzey konsantrasyonu, potansiyel profili ve Fermi enerjisi) gerekli koşulları sağlayan fiziksel değerlerdir.

Bu çalışmada, katkılı yarıiletken malzemenin potansiyel profilleri, elektronik yoğunluk profilleri ve altband enerjileri ile altband yerleşimleri self-consistent olarak Poisson ve Schrödinger denklemleri birlikte ele alınarak hesaplanmıştır.

Şekil 5-1'de tabaka yapısı ve katkılama miktarları kullanılarak, her bölge için Poisson denklemleri çözülürse,

Birinci bölge için;

$$\rho(z) = 0, \alpha = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0} \text{ olmak üzere,}$$

$$\frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} = 0$$

$$V_1 = Ef_{n1} \tag{5.5}$$

elde edilir. İkinci bölge için;

$$\rho(z) = Nd_1 - ne(z)$$

$$\frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} = \alpha (Nd_1 - ne(z))$$

ve

$$c_1 = \alpha (Nd_1 Z_L - \bar{N}e Z_L)$$

Olmak üzere,

$$V_2 = Ef_{n1} + \frac{\alpha}{2} \left[ Nd_1(Z + Z_L)^2 - \bar{N}e(Z + Z_L)^2 \right] - \alpha \sum n_i \sum C_n^i C_m^i [g_{n,m}(z) - g_{n,m}(Z_L)] \quad (5.6)$$

bulunur. Üçüncü bölge için;

$$\rho(z) = Nd_2 - ne(z)$$

ve

$$\frac{\partial^2 V_3}{\partial z^2} = \alpha (Nd_2 - ne(z))$$

olmak üzere,

$$V_3 = \alpha \left( Nd_2 \left( \frac{Z^2}{2} - L_{dp}Z - L_{dm}Z \right) + \frac{Nd_2}{2} (L_{dp} + L_{dm})^2 + Nd_2 L_{dp} L_{dmw} \right) + \alpha \left( \bar{N}e Z_R Z - \frac{\bar{N}e}{2} Z^2 - \frac{\bar{N}e}{2} (L_{dm} + L_{dmw} + L_{dp})^2 \right) - \sum g_{n,m}(z) + \sum g_{n,m}(Z_R) + Ef_{n2} \quad (5.7)$$

elde edilir. Dördüncü Bölge için;

$$\rho(z) = -ne(z)$$

ve

$$\frac{\partial^2 V_4}{\partial z^2} = -\alpha ne(z)$$

olmak üzere,

$$\begin{aligned}
V_4 = & \alpha \left( Nd_2 \left( L_{dp} L_{dm} + L_{dp} L_w + \frac{L_{dp}^2}{2} - L_{dp} Z \right) \right) \\
& + \alpha \left( \bar{N}e \left( (L_{dm} + L_w + L_{dp}) Z - \frac{Z^2}{2} - \frac{(L_{dm} + L_w + L_{dp})^2}{2} \right) \right) \\
& - \sum (g_{n,m}(z) - g_{n,m}(Z_R)) + Ef_{n2}
\end{aligned} \tag{5.8}$$

bulunur. Beşinci bölge için;

$$\rho(z) = Nd_2 - ne(z)$$

ve

$$\frac{\partial^2 V_5}{\partial z^2} = \alpha (Nd_2 - ne(z))$$

Olmak üzere,

$$V_5 = \frac{\alpha}{2} (Nd_2(Z - Z_R)^2 - \bar{N}e(Z - Z_R)^2 - \alpha (\sum g_{n,m}(z) - \sum g_{n,m}(Z_R))) + Ef_{n2} \tag{5.9}$$

elde edilir. Altıncı bölge için;

$$\rho(z) = 0, \quad \alpha = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0}$$

Ve

$$\frac{\partial^2 V_6}{\partial z^2} = 0$$

Olmak üzere,

$$V_6 = Ef_{n2} \tag{5.10}$$

elde edilir. Sonsuz kare kuyu yaklaşımı altında,

$$\psi_i(z) = \sum_{n=1}^{id} C_n^i \phi_n(z) \quad (5.11)$$

$$ne(z) = \sum_{i=1}^{id} n_i |\psi_i|^2 \quad (5.12)$$

$$ne(z) = \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \phi_n \phi_m \quad (5.13)$$

ifadeleri kullanılarak, hesaplanan bu potansiyelleri Schrödinger denkleminde yerine yazarak çözümlerse,

$$\int ne(z) dz = \int \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \left( \sqrt{\frac{2}{L_d}} \operatorname{Sin} \left[ \frac{n\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \right) \left( \sqrt{\frac{2}{L_d}} \operatorname{Sin} \left[ \frac{m\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \right) dz$$

elde edilir. Gerekli ara işlemler yapılır ise, bu integralin sonucu,

$n = m$  ise,

$$\int ne(z) dz = \bar{N}e.Z + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \left( -\frac{1}{2n_i\pi} \operatorname{Sin} \left[ \frac{2n_i\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \right) \quad (5.14)$$

$n \neq m$  ise,

$$\int ne(z) dz = \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \left( \begin{array}{l} -\frac{1}{(n_i - m_i)\pi} \operatorname{Sin} \left[ \frac{(n_i - m_i)\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \\ -\frac{1}{(n_i + m_i)\pi} \operatorname{Sin} \left[ \frac{(n_i + m_i)\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \end{array} \right)$$

bulunur. Burada,

$$\bar{N}e = \sum_{i=1}^{id} \frac{n_i}{L_d} \quad (5.15)$$

olarak alınmıştır. Sadelik açısından,

$$f_{n,m}(z) = \begin{cases} -\frac{1}{2n_i\pi} \text{Sin} \left[ \frac{2n_i\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right], & n = m \\ -\frac{1}{(n_i - m_i)\pi} \text{Sin} \left[ \frac{(n_i - m_i)\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right] - \\ \frac{1}{(n_i + m_i)\pi} \text{Sin} \left[ \frac{(n_i + m_i)\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right], & n \neq m \end{cases} \quad (5.16)$$

olarak alınırsa,

$$\int ne(z)dz = \bar{N}e.Z + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i f_{n,m}(z) \quad (5.17)$$

olarak yazılabilir. Elde edilen son ifadenin birkez daha integrali alınırsa,

$$\int dz \int ne(z)dz = \int dz \bar{N}e.Z + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \int dz f_{n,m}(z) \quad (5.18)$$

ifadesi elde edilir. Bu integralde  $f_{n,m}(z)$  ifadesi yerine yazılırsa,

$n=m$  ise,

$$\int dz \int ne(z)dz = \int dz \bar{N}e.Z + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \int dz \left( -\frac{1}{2n_i\pi} \text{Sin} \left[ \frac{2n_i\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right] \right) \quad (5.19)$$

$n \neq m$  ise,

$$\int dz \int ne(z)dz = \int dz \bar{N}e.Z + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \int dz \left( -\frac{1}{(n_i - m_i)\pi} \text{Sin} \left[ \frac{(n_i - m_i)\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right] - \frac{1}{(n_i + m_i)\pi} \text{Sin} \left[ \frac{(n_i + m_i)\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right] \right)$$

sonucuna ulaşılır. Burada,

$n=m$  ise,

$$\int dz \int ne(z)dz = \bar{N}e \cdot \frac{Z^2}{2} + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \left( \frac{L_d}{(2n_i\pi)^2} \text{Cos} \left[ \frac{2n_i\pi(Z+Z_L)}{L_d} \right] \right)$$

$n \neq m$  ise,

$$\int dz \int ne(z) dz = \bar{N}e \frac{Z^2}{2} + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i \left( \frac{L_d}{[(n_i + m_i)\pi]^2} \text{Cos} \left[ \frac{(n_i + m_i)\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] - \frac{L_d}{[(n_i - m_i)\pi]^2} \text{Cos} \left[ \frac{(n_i - m_i)\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \right)$$

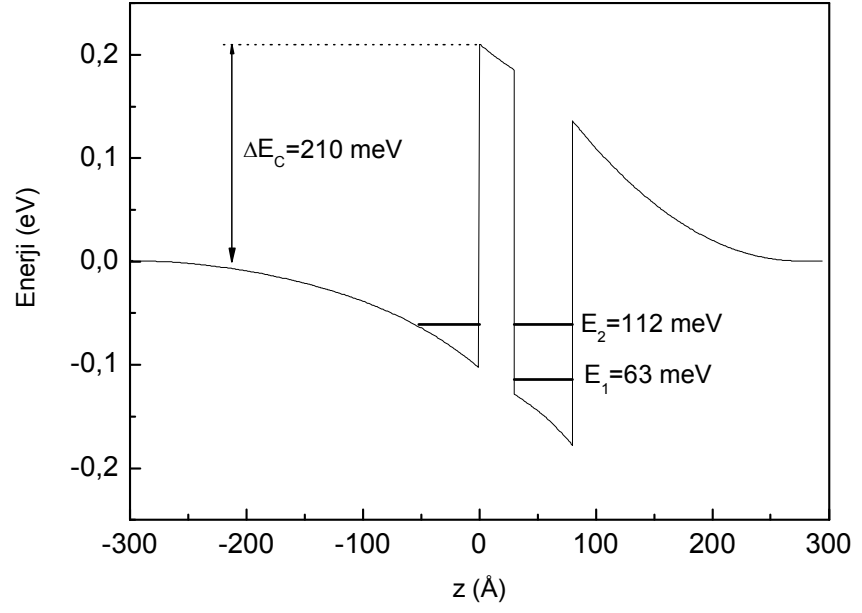
elde edilir.

$$g_{n,m}(z) = \begin{cases} \frac{L_d}{(2n_i\pi)^2} \text{Cos} \left[ \frac{2n_i\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right], & n = m \\ \left( \frac{L_d}{[(n_i + m_i)\pi]^2} \text{Cos} \left[ \frac{(n_i + m_i)\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] - \frac{L_d}{[(n_i - m_i)\pi]^2} \text{Cos} \left[ \frac{(n_i - m_i)\pi(Z + Z_L)}{L_d} \right] \right), & n \neq m \end{cases} \quad (5.20)$$

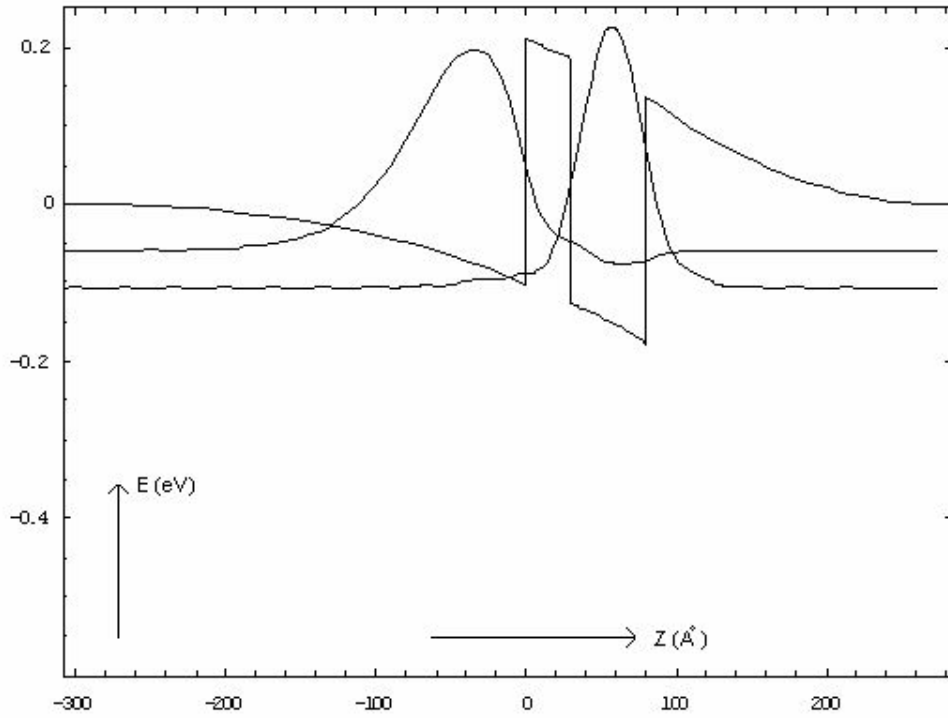
tanımlanırsa,

$$\int dz \int ne(z) dz = \bar{N}e \frac{Z^2}{2} + \sum_{i=1}^{id} n_i \sum c_n^i c_m^i g_{n,m}(z) \quad (5.21)$$

sonucuna ulaşılır. Yukarıda anlatılan yaklaşımlar altında, her bölge için elde edilen analitik denklemler bilgisayar programları yardımıyla çözülmüştür. Elde edilen potansiyel profili ve enerji özdeğerleri Şekil 5-2'de, dalga fonksiyonu ise Şekil 5-3'deki gibidir.



Şekil 5-2. Potansiyel profili.



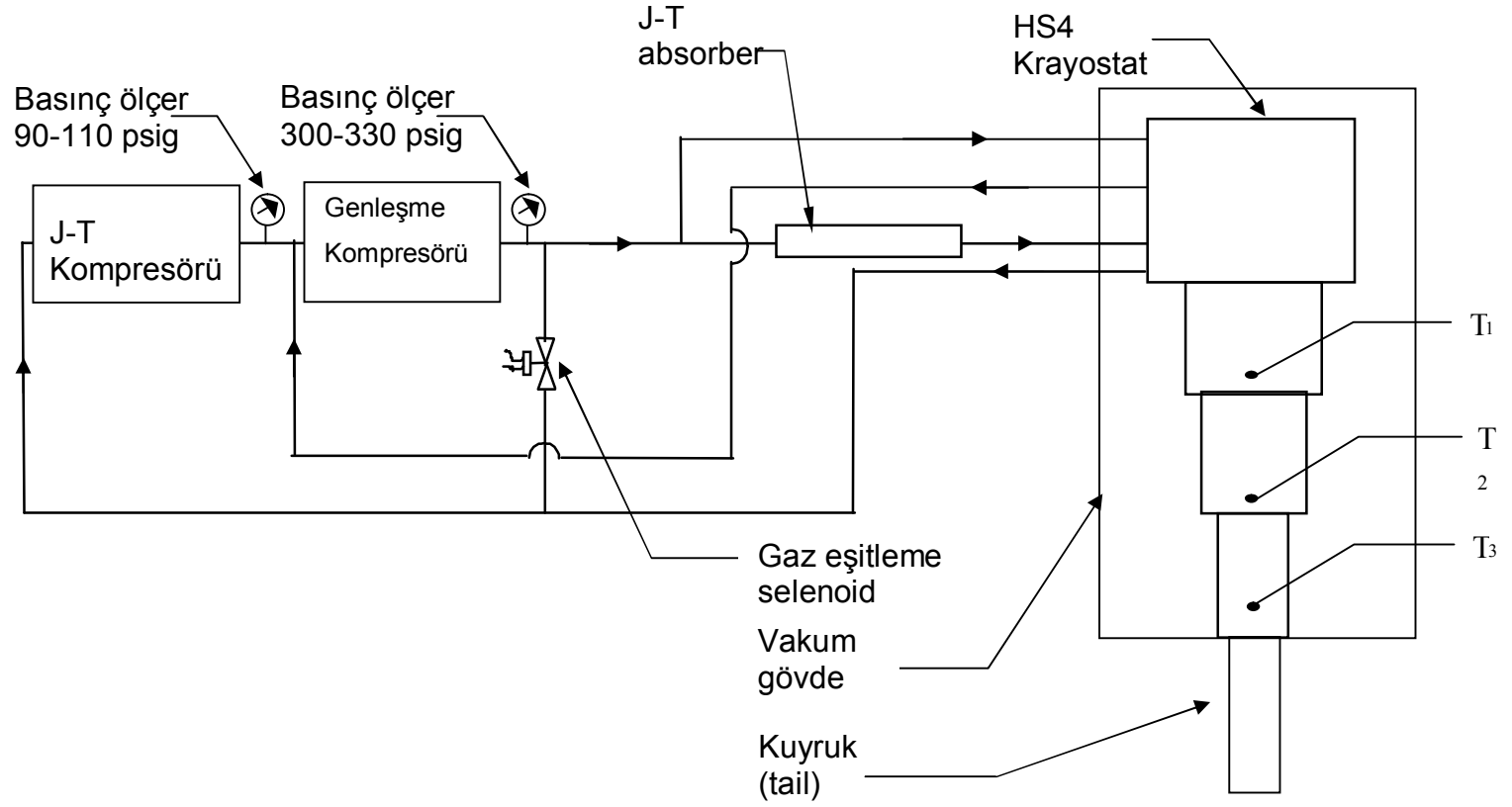
Şekil 5-3. Birinci ve ikinci enerji düzeylerine karşılık gelen dalga fonksiyonları.



### 5.3. Deneysel Yöntem ve Bulgular

#### 5.4. Kapalı Devre Soğutma Sistemi

Düşük sıcaklıklara inmek ve istenilen sıcaklıkta deney yapabilmek için, üç kademeli kapalı devre soğutucu sistem (APD Cryogenics Inc., HS-4 Heliplex®) kullanılmıştır. Bu sistemle örnek sıcaklığını 3,3-295 K aralığında istenilen bir değerde 0,01 K duyarlılıkla kontrol etmek mümkün olmaktadır. Kapalı devre soğutucu sistem: su soğutmalı iki kompresör, helyum gazı bağlantı hatları ve krayostat'dan oluşmaktadır. Krayostat, kuyruk kısmı elektromagnetin kutupları arasına girecek şekilde, yüksekliği ve düşeyliği ayarlanabilen bir mekanik sistemle asılıdır. Kapalı devre soğutucu sistemin blok diyagramı Şekil 5-4'te verilmiştir. Krayostat kısmı üç kademelidir. Su soğutmalı kompresörlerde yüksek saflıkta helyum gazı içeren birer tüp vardır. Kompresörler özdeş olup seri bağlıdır. Bu kompresörler işlevlerine ve krayostata bağlanma şekline göre Genleşme Kompresörü (Expander compressor) ve J-T kompresörü (J-T compressor) olarak adlandırılırlar. Kompresörler krayostata dört gaz hattıyla bağlıdır. Gaz hatlarından biri yüksek basınçlı helyum gazını krayostatın ilk iki kademesine iletir. İkinci gaz hattının çapı birincisine göre daha küçüktür ve daha az miktarda helyum gazını krayostata iletir. Bu hat basınçlı helyum gazını krayostatın üçüncü kademesine taşır. Helyum gazının üçüncü kademeye geçişi Joule-Thomson (J-T) vanası ile kontrol edilir. Diğer iki gaz hattı ise krayostat çıkışındaki helyum gazının kompresörlere dönüşünü sağlar. Üçüncü kademedeki inilebilen en düşük sıcaklık J-T vanasının açıklığına bağlıdır. Dolaşım sırasında helyum gazının kirlenebileceği düşünülerek, sistemde dolaşan helyum gazı bir soğurucu'dan geçirilir.



**Şekil 5-4.** HS-4 Kapalı devre soğutucu sistemin blok diyagramı. T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub> ve T<sub>3</sub> krayostatın üç kademesini göstermektedir

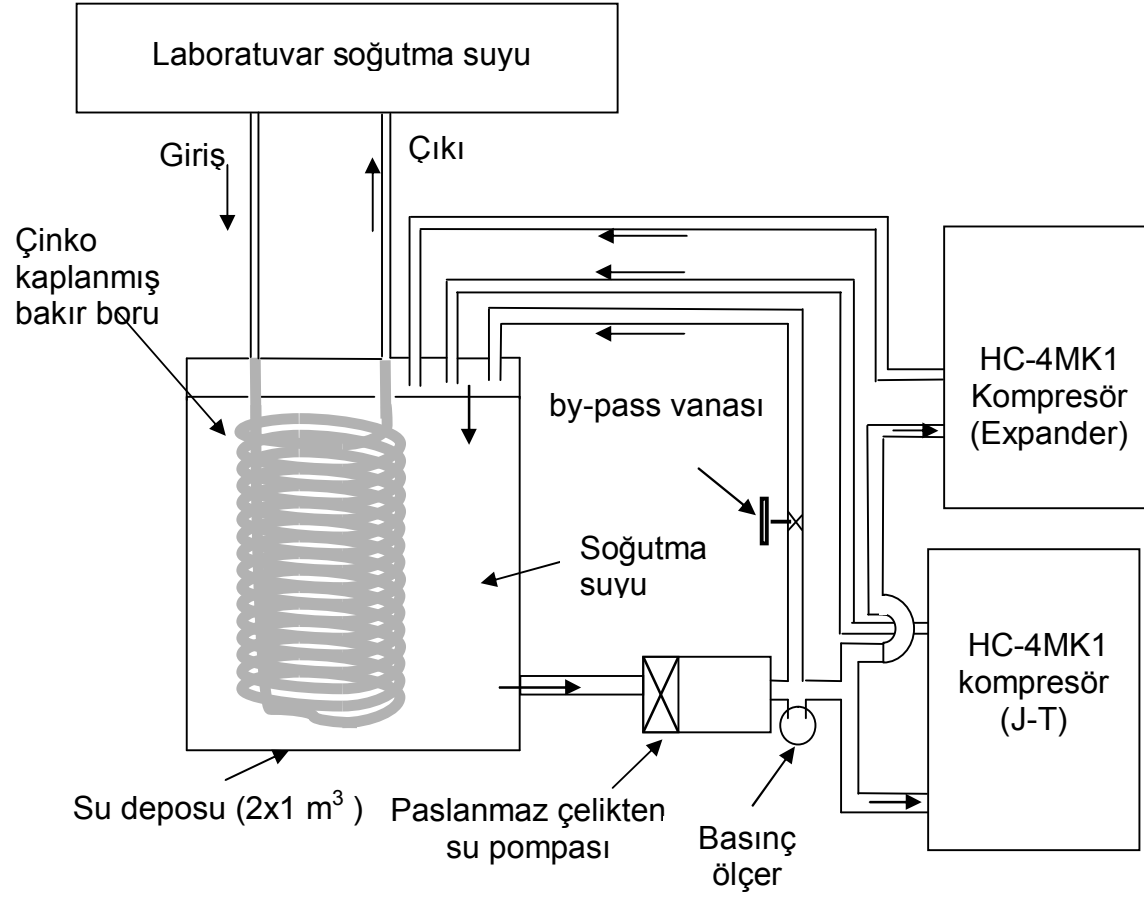
Kompresörlerin soğutma suyu sistemi Şekil 5-5’de verilmiştir (Çelik v.d. 2001). Kohezyonu ve kirlenmeyi önlemek amacıyla soğutma suyu olarak saf su kullanılmıştır. Soğutma suyu iki adet birer tonluk sert plastik su depolarının dış yüzeyi siyah renk boya ile boyanmıştır ve soğutma suyu mor ışık kaynağıyla sürekli olarak aydınlatılmıştır. Belirli bir akış hızı sağlamak için, soğutma suyu bir su pompasıyla (Wilo, MHI 205) kompresörlerin içinden geçirilmiştir.

Kompresör soğutma suyunun basıncı 6-7 atm aralığında olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu basınçta kompresörleri soğutmak için gerekli olan akış hızı (5,4 litre/dakika) sağlanmaktadır. Kompresörlerden devrederek ısınan saf suyu soğutmak için, üzeri çinko kaplanmış bir bakır boru (dış çapı 16 mm) helezon şeklinde sarılarak (dış çapı 25 cm) iki adet ısı dönüştürgeni (heat exchanger) yapılmıştır. Bu ısı dönüştürgenleri saf su depolarının içine yerleştirilerek, laboratuvarın kapalı devre su sisteminden sağlanan basınçlı su ile soğutulmuştur. Kompresörleri soğutmak için kullanılan saf suyun sıcaklığı deney süresince devamlı ölçülmektedir. Saf suyun sıcaklığı, her mevsimde, 20–28 °C aralığında kalmaktadır. Bu sıcaklık, kompresörlerin çıkış suyu sıcaklığı için üretici firma tarafından belirlenen en yüksek değerin ( $\approx 40$  °C) altındadır.

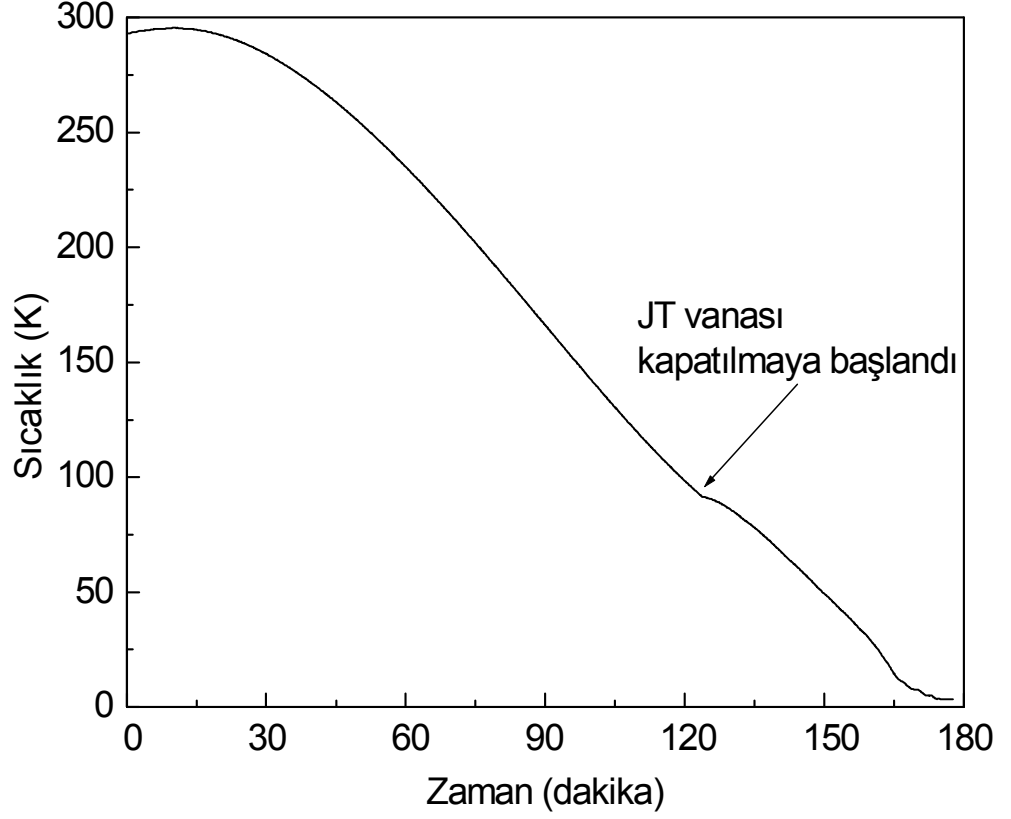
Soğutma işlemine başlamadan önce, krayostatın vakum ceketi mekanik vakum pompasıyla (Alcatel, Pascal 2010 SD) basınç 10 miliTorr’un altına düşüncüye kadar pompalanır ve J-T vanası tamamen açılır. Sıcaklık 280 K’e indiğinde pompalama işlemi durdurulur ve mekanik pompa sistemden ayrılır. Sıcaklık 90 K civarına indiğinde, başlangıçta tamamen açık olan, J-T vanası 10 tur açık olacak şekilde kapatılır. Bundan sonraki her 10 K’lik sıcaklık düşüşünde J-T vanası bir tur kapatılarak helyum gazı geçişi kontrol edilir. Yeterince düşük sıcaklığa inildiğinde helyum gazının bir kısmı krayostatın içinde sıvılaşır ve sıcaklık 4,2 K’de sabit kalır. Daha düşük sıcaklıklara inebilmek için sıvı helyum üzerindeki gaz basıncı azaltılır ve krayostatın üçüncü kademesindeki sıcaklık 4,2 K’nin altına düşer. Bu sistemle ulaşılabilen en düşük sıcaklık 3,25 K’dir (Çelik v.d., 2001a; Tıraş, 2002). En düşük sıcaklığa inildiğinde, sıcaklık sabit kalmakta

ve bu sıcaklıkta istenildiği sürece deney yapmak mümkün olmaktadır. Soğutma sırasında krayostatın üçüncü kademesinde (örneğin bulunduğu bölge) ölçülen sıcaklığın zamanla değişimi Şekil 5-6'da verilmiştir (Çelik v.d., 2001).

Belirli bir sıcaklıkta istenilen süre deney yapabilmek için sıcaklığın çok iyi kontrol edilmesi gerekmektedir. Pratikte sıcaklık kontrol işlemi seçilen sıcaklık aralığına bağlı olarak değişmektedir. Sıcaklık 3,5-6 K aralığında ise, sıcaklık kontrolü J-T vanası ile yapılmaktadır. Bu amaçla, en düşük sıcaklığa ulaşıldığında ( $T \approx 3,5$  K) J-T vanası tamamen kapalı tutulur. Sıcaklık kontrolü için, J-T vanası 1 turdan çok az miktarlarda açılarak yapılır ve ısıtıcı kullanılmaz. 6 -295 K aralığında sıcaklık kontrolü için J-T vanasının açılması yeterli olmadığından, sıcaklık ölçme ve kontrol biriminin (Lakeshore 330) ısıtıcısı kullanılır.



Şekil 5-5. Kompresörlerin soğutma suyu sistemi.

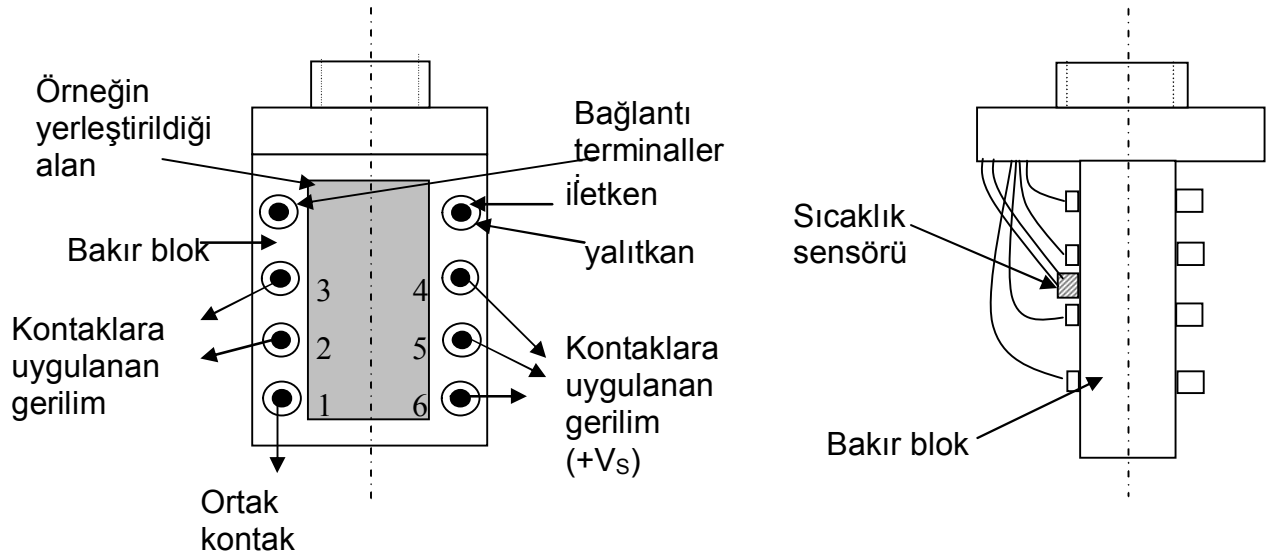


**Şekil 5-6.** Örnek tutucunun arka yüzeyine yerleştirilen sıcaklık sensörü ile ölçülen sıcaklığın zamanla değişimi. Veriler soğutma sırasında kaydedilmiştir (Çelik v.d., 2001).

### 5.5. Örnek Tutucu

Örnek tutucu (sample holder) örneklerin boyutları, bağlantı tellerinin sayısı ve elektromagnetin kutupları arasındaki uzaklık göz önünde bulundurularak tasarlanmıştır (Çelik v.d., 2001). Örnek tutucudan krayostatın dışına çıkan yalıtılmış (bakır tel) toplam on adet bağlantı hattı vardır. Bu bağlantı hatları örnekten akım sürmek ve gerilim ölçmek (veya tam tersi) için kullanılmaktadır. Bu çalışmada yapılan deneylerde başlangıçta örneğin akım-sıcaklık (I-T), akım-gerilim (I-V) ölçümleri bağlantı hattı olarak yalıtılmış bakır teller kullanılarak yapıldı.

Sıcaklık Kontrol ve Ölçme Biriminden örnek tutucu yakınına yerleştirilmiş olan ısıtıcıya ( $30 \Omega$ 'luk direnç) ve sıcaklık sensörlerine giden bağlantılar vardır. Krayostatın içinde iki adet sıcaklık sensörü yerleştirilmiştir. Bu sıcaklık sensörleri kalibrasyonu yapılmış GaAlAs yarıiletken diyotlardır (Lakeshore, TG-120-Sd-4L). Bunlardan biri örnek tutucuya (Şekil 5-7-b) diğeri ise örnek tutucunun biraz yukarısında soğuk baş'a (cold head) yerleştirilmiştir. Deney sırasında, örnek bölgesinde ısısız dengeye ulaşıldığından emin olmak için, bu sıcaklık sensörleri arasındaki sıcaklık farkı en fazla  $0,01 \text{ K}$  oluncaya kadar beklenir.

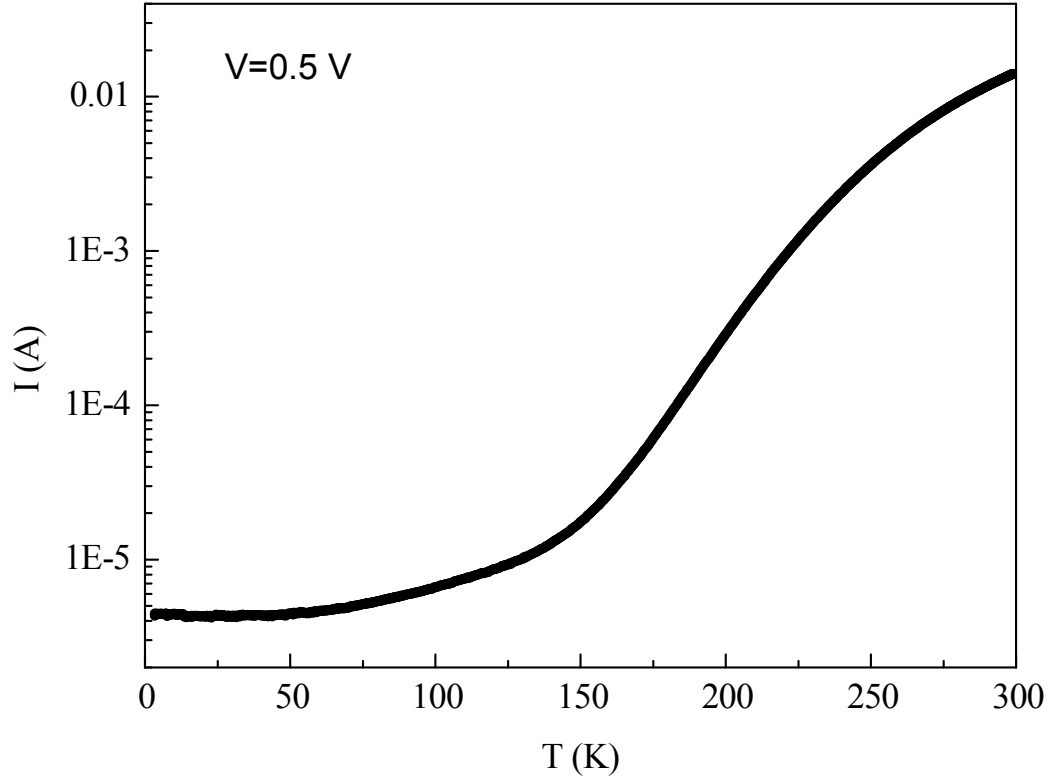


Şekil 5-7. Örnek tutucunun (a) önden ve (b) yandan görünüşü.

## 5.6. Deneysel Veriler ve Analizi

### 5.7. Akım-Sıcaklık Ölçümleri

Akım-sıcaklık (I-T) ölçümlerinden numunenin engel yüksekliğini belirlemek mümkün olmaktadır. Bu amaçla sabit bir gerilim altında 3,5-300 K sıcaklık aralığında akım-sıcaklık (I-T) ölçümü yapıldı (Şekil 5-8).



Şekil 5-8. Akım sıcaklık ölçümü

Elde edilen grafikten ısısal akımın başlatıldığı sıcaklığın, akımın hızlı artışının gözlemlendiği 150 K olduğu görülmektedir. Bu sıcaklıktan sonra elde edilen Akım-sıcaklık (I-T) eğrisi ve kuramsal olarak elde edilen ısısal akım ifadesi kullanılarak engel yüksekliği belirlenebilir.



Bunun için,

$$I_{th} = e\mu n_0 A \frac{V}{L_Z + L_B} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - E_F}{k_B T}\right) \quad (5.22)$$

şeklinde verilen ısısal akım ifadesinin, her iki tarafının logaritmik ifadesi alınırsa,

$$\ln(I_{th}) = \ln\left(e\mu n_0 A \frac{V}{L_Z + L_B}\right) - \left(\frac{\Delta E_c - E_F}{k_B}\right) \frac{1}{T} \quad (5.23)$$

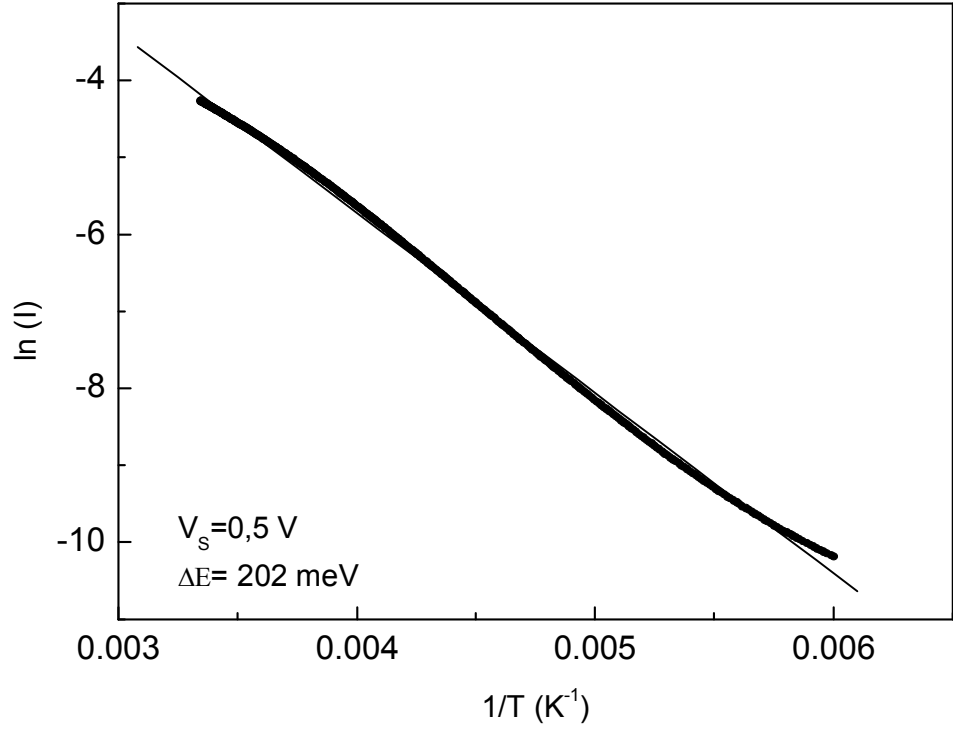
elde edilir. Denklem 5.23'ün sağ tarafına dikkat edilirse,

$$\ln(I_{th}) - \frac{1}{T}$$

eğrisi çizilirse, bu eğrinin eğimi,

$$\left(\frac{\Delta E_c - E_F}{k_B}\right)$$

değerine eşit olacaktır. Bu çalışmada kuramsal hesaplar yapılırken,  $E_F = 0$  seçilmiştir. Dolayısıyla elde edilen eğrinin eğimi bilinen  $k_b$  değeri ile çarpılırsa bu çalışmada kullanılan numune için engel yüksekliği olan  $\Delta E_c$  değeri deneysel olarak belirlenmiş olur.

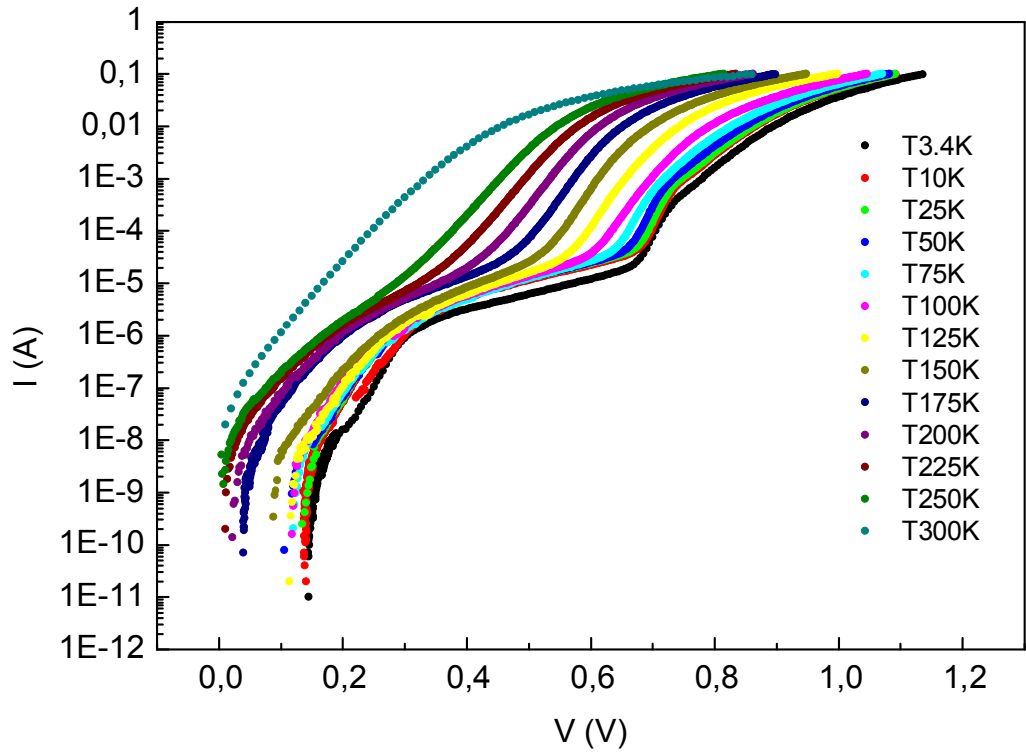


**Şekil 5-9.** I-T ölçümlerinden engel yüksekliğinin belirlenmesi

Deneysel verilere en iyi uyan doğrunun eğiminden engel yüksekliği uyum parametresi seçilerek, en küçük kareler yöntemiyle belirlenmiştir. Elde edilen sonuç ( $=202 meV$ ), kuramsal olarak elde edilen sonuç ( $=210 meV$ ) ile uyumludur.

### 5.8. Akım-Gerilim Ölçümleri

GaAs-AlGaAs heteroyapıya yerleştirilen tek kuantum kuyusu ile elde edilen numune için dikey iletim mekanizmasını incelemek amacıyla, belirli sıcaklıklarda dikey akım; uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Düşük sıcaklıklarda ölçülen dikey akım aralığı çok geniş olduğundan, grafikler çizilirken düşey eksen logaritmik seçilmiştir. Farklı sıcaklıklarda elde edilen akım-gerilim (I-V) grafikleri Şekil 5-10'daki gibidir.



Şekil 5-10. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri.

Şekil 5-10'daki grafik incelenirse, özellikle düşük sıcaklıklarda akım-gerilim eğrisinde osilasyonlar meydana gelmektedir. Bu tip yapılarda iki tip akım gözlenmektedir. Bunlardan birincisi düşük sıcaklıklarda ( $T < 100$  K) gözlenen tünelleme akımı, ikincisi ise daha yüksek sıcaklıklarda gözlenen ( $T > 100$  K) sıcaklıkla uyarılan dikey akımdır. Tünelleme akımı ise,

a-) Fowler-Nordheim Tünellemesi,

$$I_{FN} = \frac{e^3 F^2}{16\pi^2 \hbar (E_0 - E_F)} \exp \left[ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3e\hbar F} (E_0 - E_F)^{3/2} \right]$$

b-) Rezonans Tünelleme

$$I_{tun2} = \frac{ekTA}{\hbar L_z^2} \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_1)/kT]}{1 + \exp[(E_F - E_1 - eV_2)/kT]} \right\} \times \frac{\exp \left[ -\frac{4(2m^*)^{1/2} L_b \left[ (\phi - E_1)^{1.5} - (\phi - E_1 - eV_2)^{1.5} \right]}{3\hbar} \right]}{1 + (eV_2 / \Delta E)^2}$$

şeklinde ikiye ayrılmaktadır. Dolayısıyla 3.4 K sıcaklığında gözlenen osilasyonlu davranışın tünelleme akımının başat olmasından ve yapıda bulunan kuantum kuyusundan kaynaklandığını söyleyebiliriz. Yüksek sıcaklıklara çıkıldıkça sıcaklıkla uyarılan dikey akım başat olacağından akım-gerilim eğrilerinde gözlenen osilasyonlarda kaybolmaktadır.

## 6. GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ÇOKLU KUANTUM KUYU YAPISININ ELEKTRO-OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ.

### 6.1 Büyütme Tekniği

Epitaksi, tek kristal bir yarıiletken üzerine, kalınlık ve katkı miktarı kontrol edilerek, düzenli atomik tabakalar halinde yine tek kristal bir yapının büyütülmesidir. Bu büyütme tekniği esas olarak külçe kristallerdekinden daha üstün malzeme karakteristikleri sağlamak amacı ile kullanılır. Saflık, katkı ve kalınlık profilleri çok iyi kontrol edilebildiğinden, günümüzde, bu tekniklerden; heteroeklem yapılar, ince filmler ve çoklu kuantum kuyuları oluşturmada yararlanılmaktadır. Epitaksinin birçok şekli vardır. Bunlardan en yaygın olanları, LPE (Liquid Phase Epitaxy: Sıvı Faz Epitaksi ), MOVPE (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy: Metal Organik Buhar Faz Epitaksi) ve MBE (Molecular Beam Epitaxy: Moleküler Işın Epitaksi )'dir [41,47]. Bu çalışmada kullanılan numuneler MOVPE tekniği ile büyütüldüğünden burada sadece bu teknikten kısaca bahsedilecektir. Bu teknik, MOCVD (Metal Organik Chemical Vapor Deposition: Metal Organik Kimyasal Buhar Depolama ) tekniği olarak da adlandırılır ve kristal büyütmede kullanılan en yaygın tekniklerden birisidir.

### 6.2. Metal-Organik Kimyasal Buhar Depolama

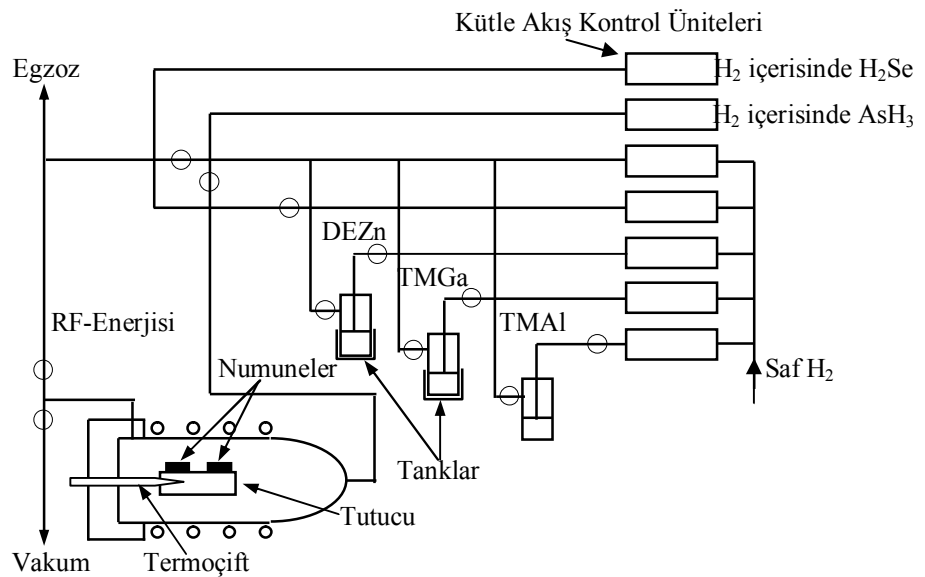
MOCVD, farklı kimyasal kompozisyonlara sahip gazlı bir ortamda yoğun bir fazın oluşumu ile ilgilidir ve yoğunlaşmanın, kimyasal yükün olmadığı bir ortamda meydana geldiği, süblimasyon veya MBE gibi fiziksel buhar depolama tekniklerinden farklıdır. MBE'den farkı, kullanılan gazların element olmayıp, kristali meydana getirecek olan elementleri içeren kompleks moleküller oluşudur. Bu teknikte, yarıiletken kristal bir tabakanın depolanması, gazlı bir ortamdaki kimyasal reaksiyonun veya ayrıştırmanın sonucunda olur.

Kimyasal transport süreçleri, MOCVD'nin özel bir sınıfını oluşturur. Bu süreçte, hem bir kaynak hem de bir taşıma maddesine gereksinim vardır. İlk önce, yoğun fazdaki (sıvı) kaynak, gaz halindeki bir taşıma maddesi ile

tepkimeye girerek kolay gaz haline gelebilecek başka bir tür üretir. Sonrasında, yoğun fazı (katı) oluşturuncaya kadar kimyasal reaksiyon devam eder.

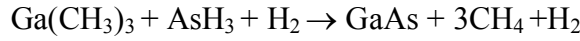
Herhangi bir MOCVD sürecinde, kimyasal süreçler ve aparatlar dikkatle seçilmiş olmalıdır. Metal organik kaynaklar, kolayca gaz haline gelebilen sıvılar veya katılardır ve bunlar 0-30 °C arasındaki sabit bir sıcaklıkta paslanmaz tanklar içerisinde tutulur. Genellikle, p-tipi katkı için Zn, n-tipi katkı için de H<sub>2</sub>S veya H<sub>2</sub>Se şeklinde S veya Se kullanılır ve bunlar kontrollü bir şekilde gaz akışı içerisinde verilir. Burada kullanılan organometalik bileşikler sıvı olduklarından bunların reaktöre taşınmasında taşıyıcı gaz olarak H<sub>2</sub>'in kullanılması oldukça caziptir. Çünkü, yüksek derecelere kadar saflaştırılması mümkündür. Kullanılan gazlar oldukça zehirli olduğundan, bunların çok ciddi güvenlik önlemleri alınarak kullanılması gerekmektedir.

Teknikte, metal organik bileşenler buharlaştırılarak taşıyıcı gaz vasıtasıyla büyütme fanusuna taşınır. Numune, fanus içerisindeki bir tutucu üzerine yerleştirilir. Epitaksiyel büyütme kimyasal reaksiyonu numune üzerinde meydana gelir. Bu esnada numune, büyütme sıcaklığında sabit tutulur. Basit bir MOCVD sistemi aşağıda Şekil 6-1'de şematik olarak gösterilmiştir.



**Şekil 6-1.** Metal Organik Buhar Faz Epitaksi sistemi

Temel reaksiyon, final bileşenin numune yüzeyinde depolandığı ara bileşenlerin de olduğu tersinmez bir reaksiyondur. Mesela, GaAs büyütme için temel reaksiyon,

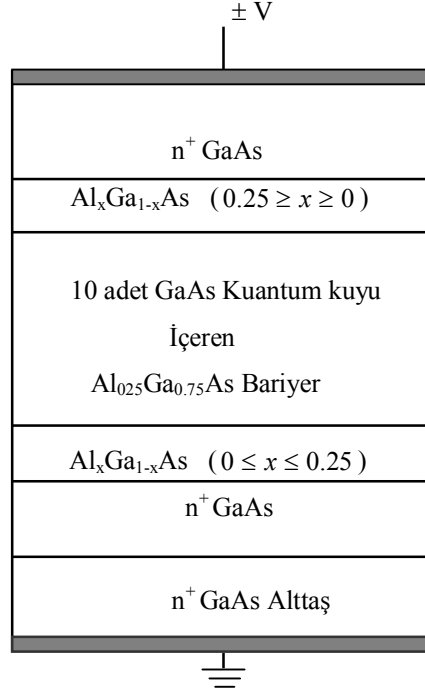


dir. GaAs gibi bileşikler, AsH<sub>3</sub> ve trimetil galyum'un (TMGa) buhar basınçlarının değiştirilmesi ile, farklı As-Ga oranlarında büyütülebilirler. Bu doğal kusurların ve tuzak durumlarının çalışılmasında önemlidir. GaAlAs bileşikleri genellikle ~700 °C'de büyütülürler. Büyütme hızları da genellikle, ~2.5 µm/saat'tir

Metod, büyük alanlı numuneler üzerinde büyütme, bölgesel büyütme ve maskelenmiş büyütme şeklinde büyük bir potansiyele sahiptir. Metodu MBE ile kıyaslayacak olursak, üstün yanı, vakumun MOCVD'de çok iyi korunuyor olmasıdır. Eğer, kimyasal malzeme birimlerinden birinde arıza çıkacak olursa, sadece o kısımdaki vana kapatılarak arızanın giderilmesi mümkündür. Oysa, MBE'de yüksek vakum hücresinin açılması gerekebilir. Bu da, sistemin bütün kalibrasyonlarının yeniden yapılması demektir. Metodun dezavantajı ise, MBE'deki gibi, büyütülen tabakaların niteliğinin büyütme sırasında belirlenememesidir. Büyütülen yapılar ancak büyütmeden sonra yapılacak ölçümler ile nitelendirilebilirler.

### 6.3. Numune Yapısı

Deneyde kullanılan numune, n<sup>+</sup>-GaAs alttaş üzerinde Metal Organik Buhar Faz Epitaksi (MOVPE) yöntemi ile hazırlanmıştır. Numune yapısı Şekil 6-2'de gösterilmiştir.



**Şekil 6-2.** Numune yapısı

İlk önce alttaş üzerine  $1\ \mu\text{m}$  kalınlığında  $n^+$ -GaAs ( $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) tabaka büyütülmüştür. Daha sonra, katkısız ve simetrik AlGaAs bariyer üç aşamada büyütülmüştür.

i)  $x$ 'in 0'dan 0.25'e kadar arttırıldığı  $500 \text{ \AA}$ 'luk eğimli bir tabaka,

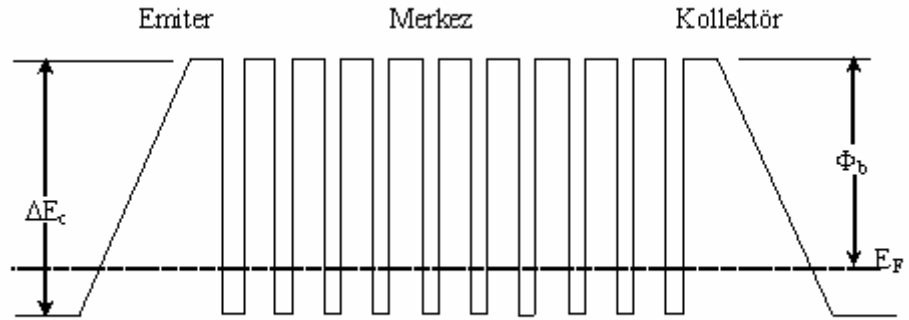
ii) GaAs kuantum kuyular içeren,  $1400 \text{ \AA}$ 'luk bir genişliğe sahip merkezi  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  bölgesi,

iii)  $x$ 'in 0.25 den 0'a kadar azaltıldığı  $500 \text{ \AA}$ 'luk ikinci bir eğimli tabaka.

Son olarak üst tarafa yine  $1\ \mu\text{m}$  kalınlığında  $n^+$ -GaAs ( $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) tabaka büyütülmüştür.



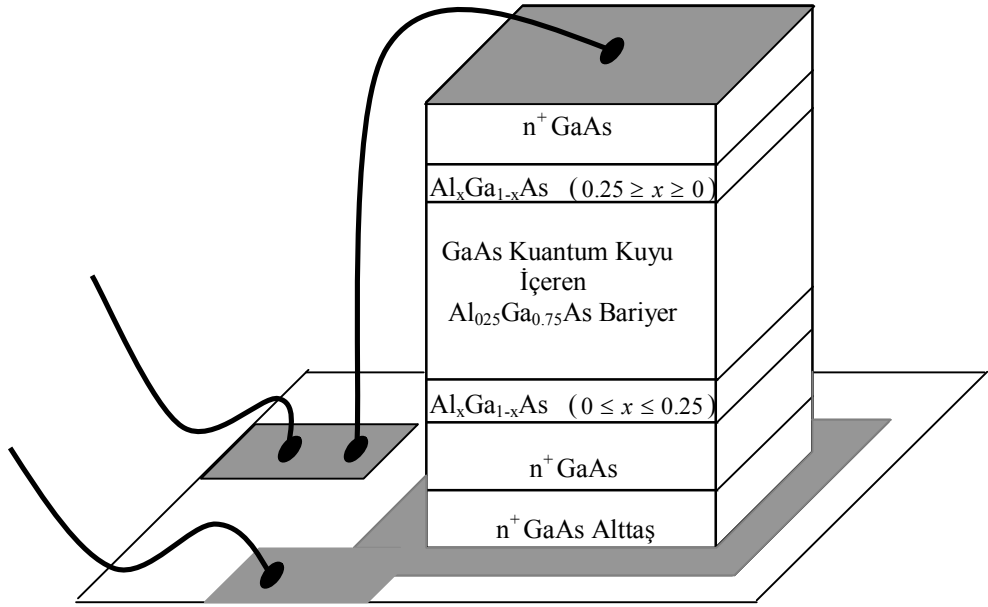
Merkezi bölgede 10 tane kuantum kuyusu içeren numunenin iletkenlik bandının potansiyel enerji profili Şekil 6-3' de verilmiştir.



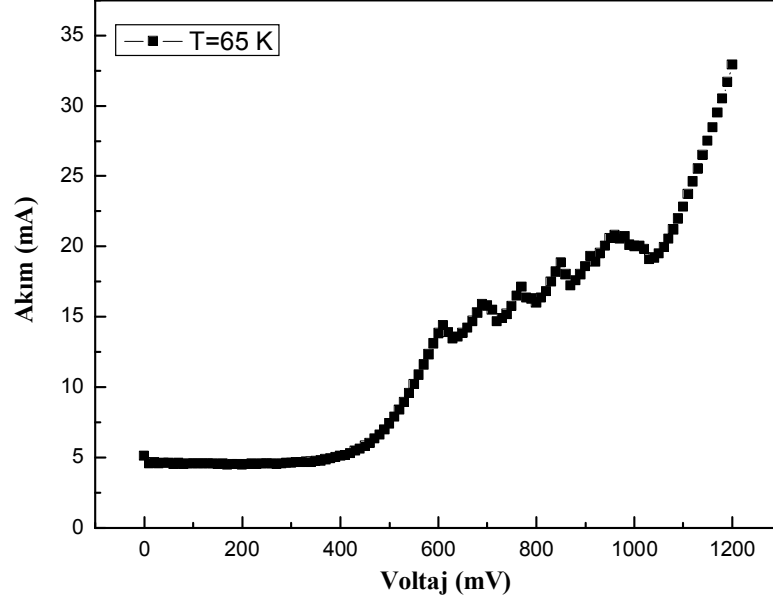
**Şekil 6-3.** 10-Kuantum kuyulu bariyerin iletkenlik bandının potansiyel enerji profili

#### 6.4. Akım-Voltaj Ölçümleri

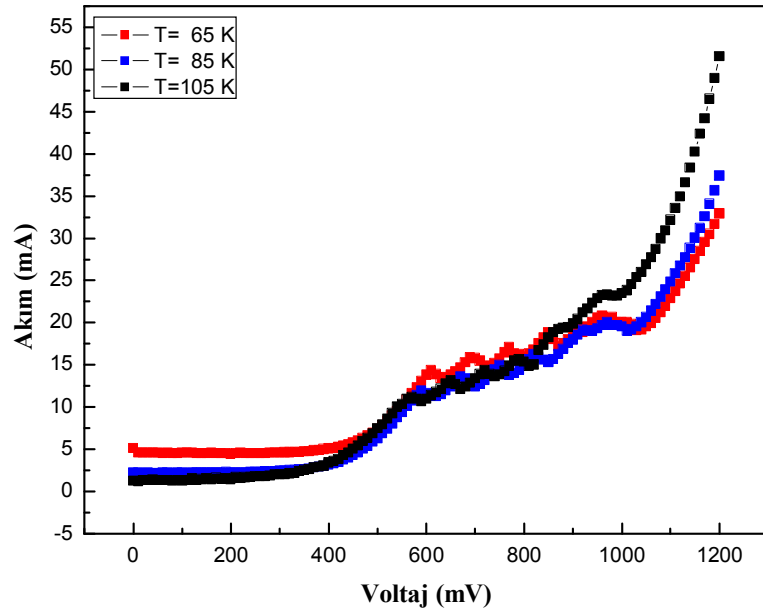
Akım-Voltaj ölçümleri, numunelerin kontaklarının kalitesini, yapı içerisindeki transport mekanizmalarını ve elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcıların sürüklenme hızını ve mobilitesini belirlemede kullanılır. Yapılan deneylerde, numunenin akım-voltaj karakteristikleri 65-125 Kelvin arasındaki sıcaklıklarda incelenmiştir. Ölçümler esnasında voltaj, Şekil 6-4'de görüldüğü gibi, numunenin üst kontağı ile alt kontağı arasına uygulanmıştır.



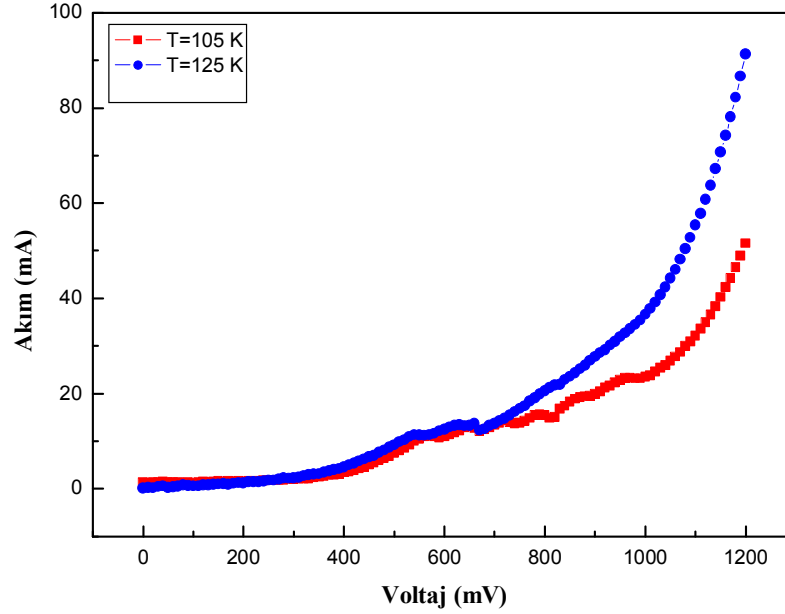
Şekil 6-4. Numunenin kontak bağlantılarının şematik gösterimi.



Şekil 6-5. 65 Kelvin sıcaklığında gözlenen akım-voltaj eğrisi.



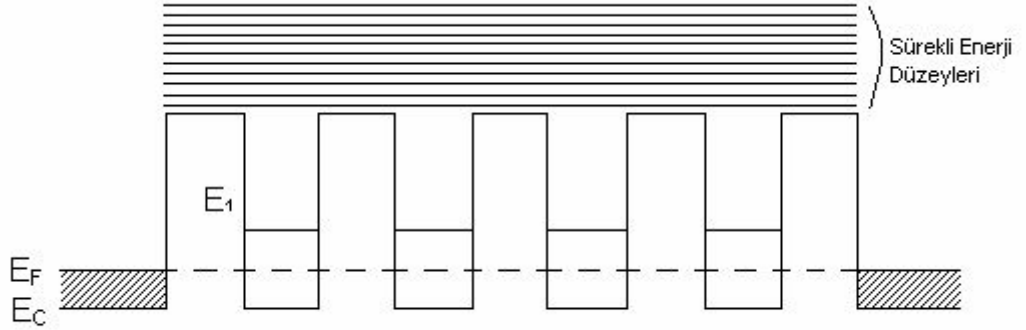
Şekil 6-6. Üç farklı sıcaklık değerinde gözlenen akım-voltaj eğrilerinin karşılaştırılması.



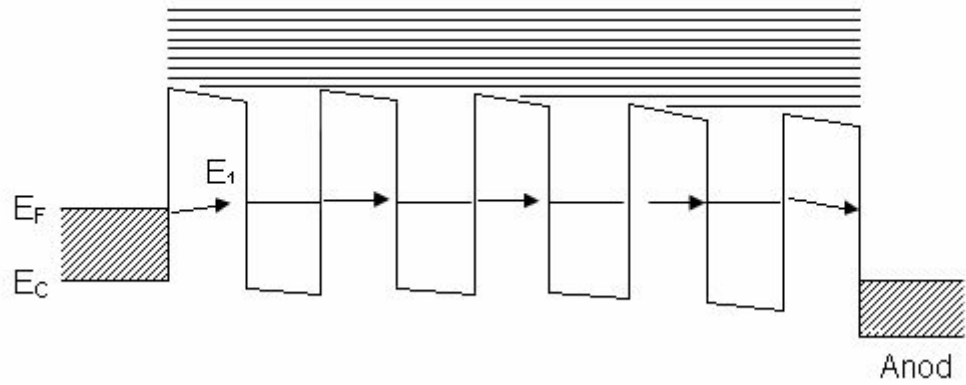
**Şekil 6-7.** İki farklı sıcaklık değerlerinde gözlenen akım-voltaaj eğrilerinin karşılaştırılması.

Çoklu kuantum kuyusu içeren  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  engel yapılarında bir kuantum kuyusunun  $E_i$  enerjili altbandında bulunan elektronların bir sonraki kuantum kuyusunun  $E_i$  enerjili altbandına veya sürekli enerji düzeylerine tünelleme yoluyla geçmesi olayına rezonans tünellemesi adı verilir. Burada rezonans kelimesi bir kuantum kuyusunda  $i$ . altbandın komşu kuyudaki  $i$ . altband ile veya aynı enerjili sürekli enerji düzeyi ile çakışması durumu için kullanılmaktadır. Literatürde, kuantum kuyularda bir, iki, üç, beş ve yedi kuşatılmış altbandları bulunan sistemler için dikey( büyütme doğrultusu) iletim çalışmaları yayımlanmış ve rezonans tünellemesi olayı incelenmiştir[77-88].

Rezonans tünellemesi olayını anlatmak için dört özdeş kuantum kuyusu içeren ve her kuantum kuyuda bir altbandı olan Şekil 6-8-a'daki engel yapı örneği olarak seçilmiştir .



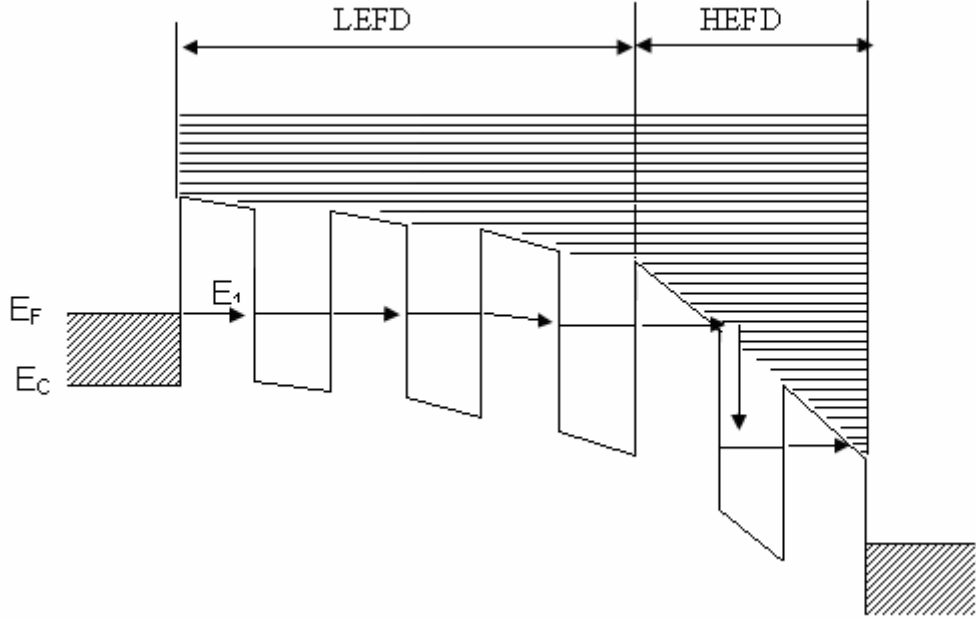
**Şekil 6-8-a.** Dört adet özdeş kuantum kuyusu içeren  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  çoklu kuantum kuyulu sistemin ısısal dengede enerji band diyagramı.  $E_F$  Fermi enerji seviyesini,  $E_c$  iletim bandı tabanını göstermektedir.



**Şekil 6-8-b.** Düşük bir voltaj altında enerji band diyagramı

Yapıya düşük bir gerilim uygulandığında, kontak tabakasından bu tabakanın Fermi seviyesiyle aynı düzeyde olan ( $\pm kT$ ) ardışık kuantum kuyularının  $E_1$  enerjili taban altbandlarına elektron geçişi olur (Şekil 6-8-b). Bu

geçişler, altbandlar arası taban durum *sıralı rezonans tünellemesi* (ground-state sequential resonant tunneling) olarak adlandırılmaktadır [76,77,81].



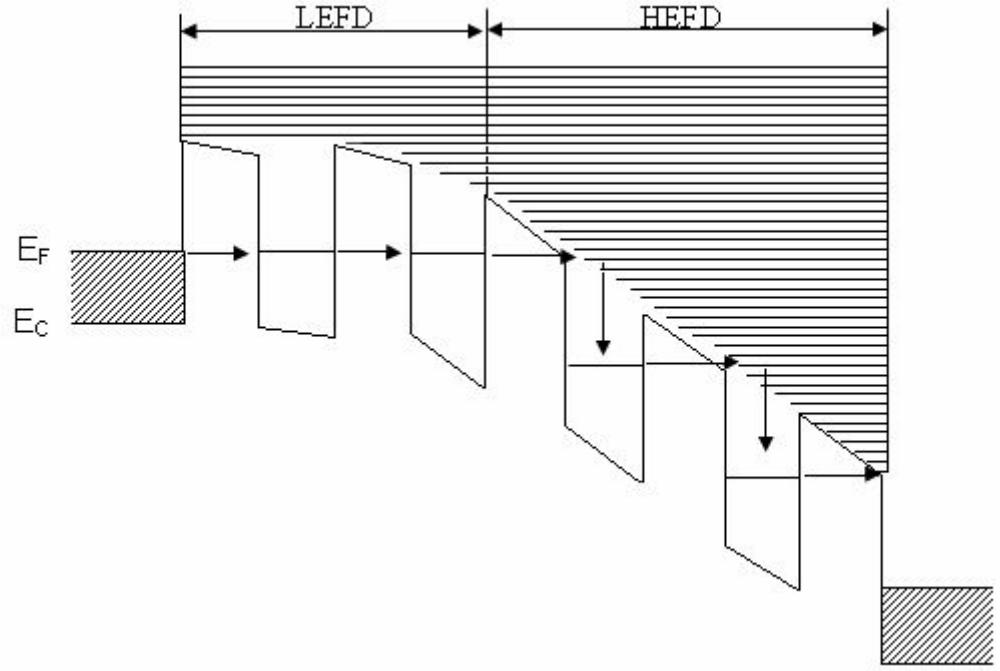
**Şekil 6-8-c.** HEFD’de bir kuantum kuyusu varken enerji band diyagramı.

Örneğe uygulanan gerilim artırıldığında, Şekil 6-8-c’ de gösterildiği gibi çoklu kuantum kuyu sisteminde periyot ( $d=L_W+L_B$ ) başına düşen gerilim,  $\Delta E_1 / e$  değerini geçtiğinde taban-altbandı sıralı rezonans durumu bozular ( $\Delta E_1$ , tünelleme yapılacak komşu altbandlar arası enerji genişliğidir) . Bu durumda tünelleme olasılığı azalır ve dikey akımda bir azalma meydana gelir [57,85,87]. Örneğe uygulanan gerilim artırılmasına rağmen dikey akımda görülen bu azalmaya negatif diferansiyel direnç (NDR) adı verilmektedir. Dikey akım bir minimumdan geçer ve gerilimin artmasıyla tekrar yükselir. Belirli bir gerilim değerinden sonra, engel yapıda elektrik alan büyüklükleri farklı olan bölgeler (electric field domain) meydana gelir [57,77].

Yapının yüksek potansiyelde tutulan kontak bölgesine (anod) en yakın kuantum kuyu ve engellerin oluşturduğu bölge, yüksek elektrik alan bölgesi (high electric field domain, HEFD), yapının geri kalan kısmına da düşük elektrik alan bölgesi (low electric field domain, LEFD) adı verilir .

Bu farklı elektrik alan bölgelerinin oluşumunu açıklamak için literatürde çeşitli yaklaşımlar vardır. Esaki ve Chang (1974) GaAs/AlAs süperörgüde farklı elektrik alan büyüklüklerine sahip bölgelerin oluşumunu yapısal düzensizliklere bağlamışlardır. Daha sonraki yıllarda Choi ve arkadaşları (1987a, 1987b) ile Levine ve arkadaşları (1987)  $Al_xGa_{1-x}As$  engel yapılarında ölçülen akım-gerilim grafiklerinde gözlenen osilasyonlu davranışı açıklamak için uzay yükü (space charge) etkisini ön plana çıkarmışlardır. Uzay yükü, engel yapıdaki kuantum kuyularının elektronlar için tuzak olarak davranması sonucunda oluşmaktadır. Bu tuzaklanma nedeniyle anoda yakın bölgede uzay yükü birikmekte ve HEFD meydana gelmektedir ve enerji bandları Şekil 6-8-c'de görüldüğü gibi bükülmektedir. Uzay yükünün kuvvetli perdeleme özelliğinden dolayı engel yapının HEFD dışında kalan bölgeleri uygulanan gerilimi daha az görmektedir ve bu kısımda LEFD meydana gelmektedir. Bu yeni durumda, LEFD içindeki kuantum kuyusunun  $E_1$  enerjili altbandı ile sürekli enerji düzeyleri aynı seviyeye gelir ve  $E_1 \rightarrow$  sürekli enerji düzeyleri geçişi meydana gelir (Şekil 6-8-c). Bu koşul sağlandığında dikey akımda bir maksimum gözlenir. Bu tip geçişler birinci altband-sürekli durumlar arası geçiş olarak adlandırılır.

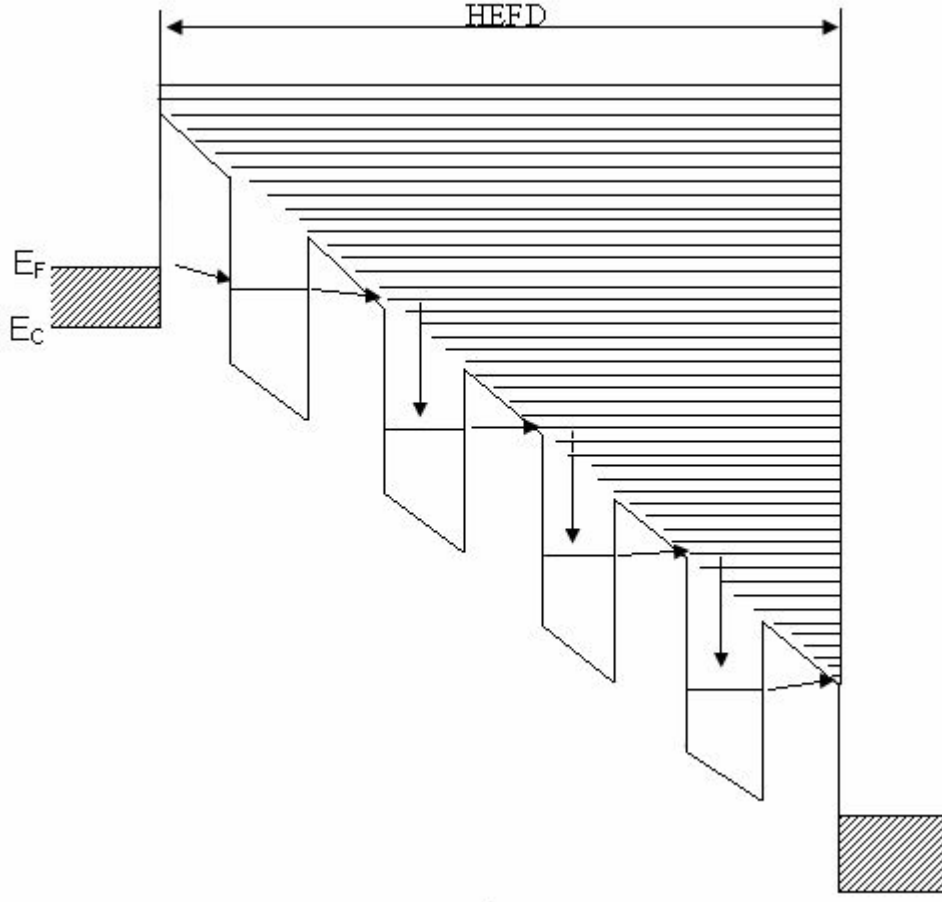
HEFD'de yer alan tek kuantum kuyusundaki  $E_1$  enerjili altbandda bulunan elektronlar, dikey iletimi sağlamak için, taban altbandı tünelleme yoluyla anoda ulaşarak gerçekleştirirler.  $E_1 \rightarrow$  sürekli enerji düzeyleri rezonans durumu, periyot başına düşen gerilimin  $\Delta E_1/e$  ( $\Delta E_1, E_1$  altbandı enerji genişliğidir) kadar artmasından sonra bozulur, yani tünelleme olasılığı tekrar azalır ve sonuç olarak, dikey akımda bir azalma meydana gelir.



**Şekil 6-8-d.** HEFD’de iki kuantum kuyusu varken enerji band diyagramı.

Örneğe uygulanan gerilim biraz daha artırıldığında, HEFD hemen yanındaki komşu kuantum kuyuyu da içine alacak şekilde genişler;  $E_1$  ile sürekli enerji düzeyleri yeniden aynı düzeye gelir (Şekil 6-8-d). Bu durumda  $E_1 \rightarrow$  sürekli enerji düzeyleri arası sıralı rezonansı olayına bir kuyu daha katılmış olur ve dikey akımda bir maksimum daha gözlenir.





**Şekil 6-8-e.** HEFD’de dört kuantum kuyusu varken enerji band diyagramı.

Bu açıklamalardan da görüldüğü üzere, örneğe uygulanan gerilimle sağlanan rezonans durumunda dikey akımda artış, rezonanstaki çıkınca ise azalış meydana gelmektedir. Rezonans (Çınlaç) durumu bozulduğunda sıralı tünelleme olasılığı azaldığından dikey akım azalmakta; sonraki ilk rezonans durumuna kadar akım bir minimumdan geçmekte ve gerilim artışı ile birlikte tünelleme olasılığı artacağı için dikey akım artmaya başlamaktadır. Bu durum ardışık rezonans ve rezonansdan uzaklaşma durumlarında kendini tekrar etmekte ve neticede dikey akımda gerilimin fonksiyonu osilasyonlar oluşmaktadır. Örneğe uygulanan gerilimin yeterince yüksek değerlerinde HEFD tüm engel yapısını kapsayabilir (Şekil 6-8-e). Bu durumda sadece  $E_1 \rightarrow$  sürekli enerji düzeyleri sıralı rezonans

tünellemesi meydana gelir ve dikey akım gerilim grafiğinde sonuncu pik (osilasyon) gözlenir.

Akımda gerilime bağlı olarak görülen osilasyonların sayısı yapıdaki periyot sayısı ile ilişkilidir. Anoda komşu ilk kuantum kuyuda HEFD oluşmasından sonra dikey akımda bir maksimum meydana gelmesi ve HEFD'nin komşu kuantum kuyuları sırayla (bire birer) içine alarak yayılması nedeniyle akım-gerilim grafiğinde MQW'de periyot sayısının bir eksiği ( $N_W-1$ ) kadar sayıda osilasyon meydana gelmesi beklenmektedir. Eğer ilk oluşan HEFD anoda yakın bölgede birden fazla kuantum kuyuyu ( $s$  sayıda) içine alacak şekilde oluşursa, ölçülen akım-gerilim grafiğindeki osilasyon sayısı, MQW'deki toplam periyot sayısı ile HEFD içindeki kuantum kuyu sayısı farkı ( $N_W-s$ ) kadar olacaktır [82,83]. Bizim örneğimizde on kuantum kuyusu bulunmaktadır. Bu noktadan hareketle ilk oluşan HEFD altı tane kuyuyu içine alacak şekilde oluşmuştur. Bu nedenle bu deneyde gözlenen akım voltaj grafiğinde osilasyon sayısı dört tane olarak gözükmektedir.

Şekil 6-6 ve Şekil 6-7' de ise akım voltaj eğrilerinin sıcaklıkla değişimleri incelenmiştir. Dikkat edilirse sıcaklık değeri arttıkça bir yandan aynı voltaj değerine karşı gelen akım değeri artarken bir yandanda akım-voltaj eğrisinde gözlenen osilasyonların genlikleri azalmaktadır. Bununla birlikte daha yüksek sıcaklıklara doğru çıkıldıkça akım-voltaj eğrisindeki osilasyonlar kaybolmaktadır. Bunun nedeni ise elektronların sahip oldukları  $kT$  enerjilerinin sıcaklıkla birlikte artmasıdır.  $kT$  enerjisi artan elektronların bu enerjileri ile sürekli enerji düzeylerine sıçrama olasılıkları tünelleme olasılığından daha fazla olmaktadır. Bu nedenle artan sıcaklıkla birlikte osilasyonlar da kaybolmaktadır.

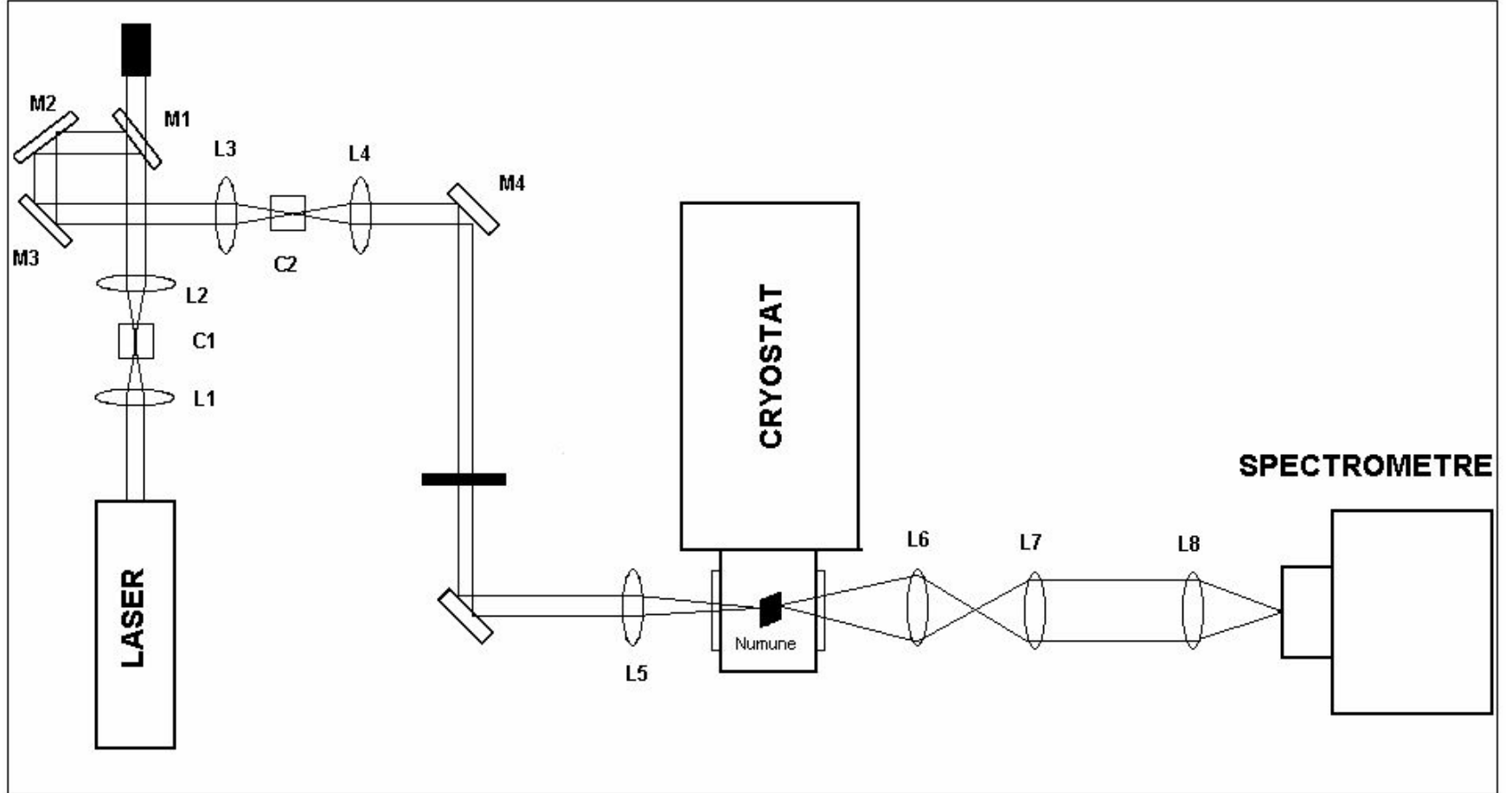
### 6.5.Fotoluminesans Ölçümleri

Yarıiletken üzerine gönderilen ışık bu maddenin elektronları tarafından emilir (absorbe edilir). Bu sayede elektronların enerjileri artar. Kararlı haldeki elektronların düşük enerjileri belirli bir seviyeye yükselir ve bunlar uyarılarak bir üst enerji seviyesine (kararsız hale) çıkarlar. Elektronlar bu kararsız yapıdan tekrar kararlı hale dönerlerken enerjilerini ışığa şeklinde yayarlar. Buna luminesans, fotonların uyarıldığı haline ise fotoluminesans denir. Fotoluminesansta enerji kristale bir fotonun soğurulmasıyla aktarılır. Yarıiletkenlerde band aralığının belirlenmesi, safsızlık seviyeleri ve kusurların belirlenmesi, birleşme mekanizmalarının anlaşılması ve malzeme kalitesi gibi niceliklerin araştırılmasında fotoluminesans oldukça geniş bir uygulama alanına sahiptir. Yarıiletkenlerde radyasyon yayıcı yeniden birleşme üç farklı şekilde gerçekleşir. Bunlar,

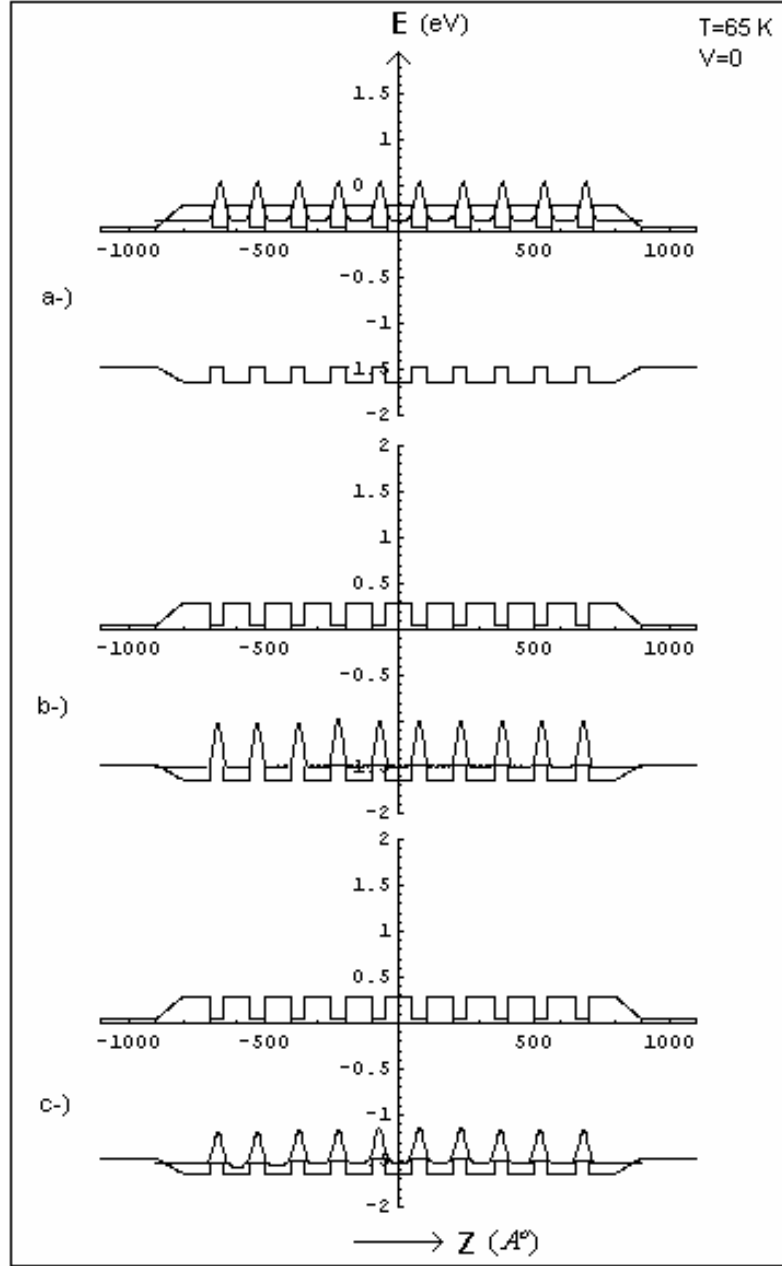
- i- Bandlar arası geçişler
- ii- Safsızlık merkezleri yoluyla yeniden birleşme
- iii- Eksiton yeniden birleşmesi

şeklinde yazılabilir.

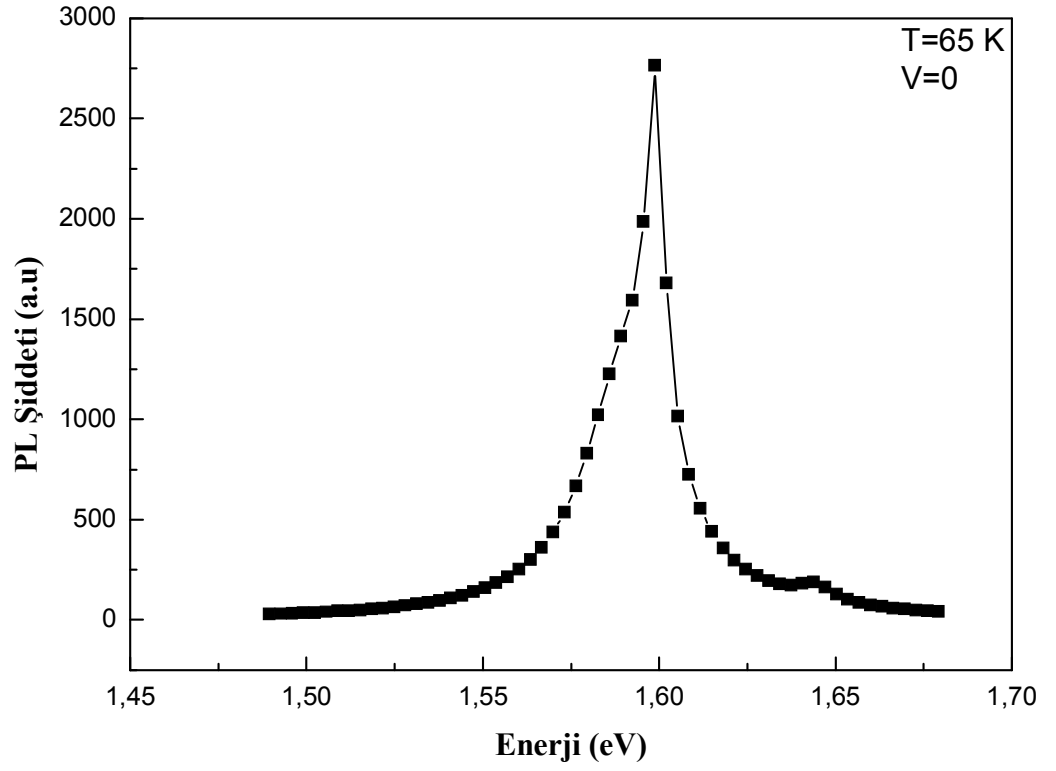
Bu çalışmada, 10'lu kuantum kuyusundan oluşan  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  örneği üzerinde Şekil 6-9' da gösterilen deney düzeneğinde 5145  $\text{\AA}$  dalga boylu Ar lazer kullanılarak fotoluminesans ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümler 65 Kelvin sıcaklığından başlayarak farklı sıcaklık değerlerinde tekrarlanmıştır. Ayrıca bu ölçümler sırasında numune üzerine farklı voltaj değerleri uygulanarak da deneyler tekrarlanmıştır. Elde edilen bulgular ve gözlenen fotoluminesans spektrumları aşağıdaki gibidir.



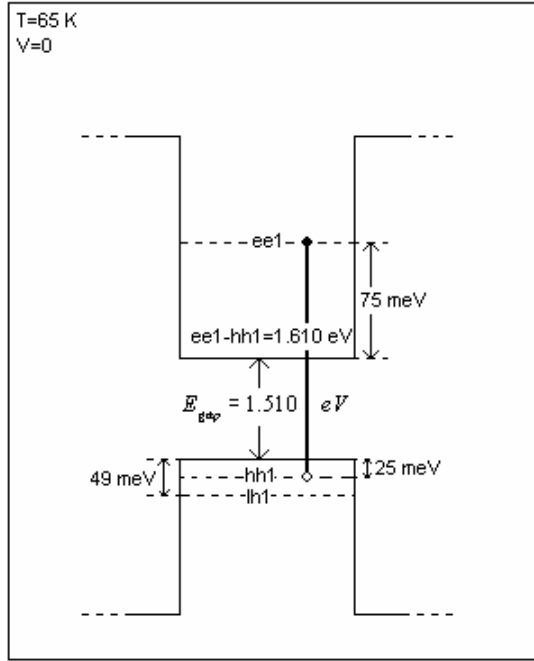
Şekil 6-9. Deney düzeneğinin şematik gösterimi.



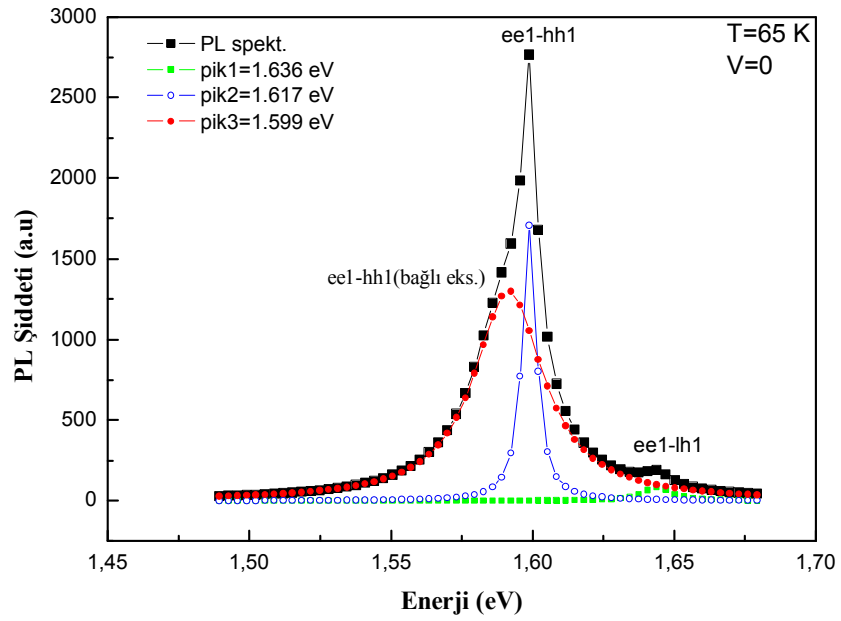
**Şekil 6-10.** 65 Kelvin sıcaklığında elektrik alanın olmadığı durumda hesaplanmış dalga fonksiyonları. **a)** Elektron için dalga fonksiyonu **b)** Ağır boşluk için dalga fonksiyonu **c)** Hafif boşluk için dalga fonksiyonu



**Şekil 6-11.** 65 Kelvin sıcaklığında elektrik alanın olmadığı durumda gözlenen fotoluminesans spektrumu.



Şekil 6-12. 65 Kelvin sıcaklığında elektrik alanının olmadığı durumda elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.



Şekil 6-13. 65 Kelvin sıcaklığında elektrik alanının olmadığı durumda gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.

Şekil 6-10'da 65K'de ve oda sıcaklığında elektron ve boşluk için teorik olarak hesaplanmış dalga fonksiyonları gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi hesaplanan enerji düzeyleri için dalga fonksiyonları kuyular içerisinde lokalize olmuştur. Aynı sıcaklıkta, onlu kuantum kuyusundan oluşan numune üzerine 5145 Å (2.41 eV) dalga boyunda lazer ışığı düşürülerek, Valans bandaki elektronların bir kısmı enerji olarak uyarılmış ve iletim bandına çıkmaları sağlanmıştır. Uyarılan bu elektronların çeşitli mekanizmalar ile yeniden birleşmeleri sonucunda gözlenen fotolüminesans spektrumu ise Şekil 6-11'de gösterilmiştir. Uyarılan elektronların yeniden birleşme süreçlerinde açığa çıkan foto-ışık, detektör aracılığı ile sayılarak görülen spektrum elde edilmiştir. Spektrumda görülen pik değerleri yapılan hesaplamalar ile beklenen geçiş enerjilerine fit edilmiştir. Yapı 50 Å'lık kuantum kuyuları ile bunları çevreleyen 100 Å'lık bariyer tabakaları içermektedir. Bu hesaplar sonucunda elde edilen elektron, ağır boşluk (heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) enerji düzeyleri Şekil 6-12'de şematik olarak gösterilmiştir.

Şekil 6-13' de ise gözlenen fotolüminesans spektrumundaki pikler ve bu piklere karşılık gelen geçiş enerjileri incelenmiştir. Şekil 6-12'de de görüleceği üzere 65K'de ve elektrik alan yok iken hesaplanmış elektron ve ağır boşluk enerji düzeyleri sırasıyla 75 meV ve 25 meV olarak bulunmuştur. Hafif boşluk için hesaplanmış enerji düzeyi ise değerlik bandı tepesine göre 49 meV'dir. Bu sıcaklık değerinde GaAs için hesaplanan yasak enerji aralığı değerinin 1.510 eV olduğu dikkate alınır, Şekil 6-12'deki 1.636 eV'a karşılık gelen geçişin ee1-lh1 (elektron-hafif boşluk) serbest eksiton geçişi olduğu anlaşılmaktadır. Bu değer örgü uyumlu  $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$  (x=0.25) için öz uyumlu hesaplamaları ile elde edilen ee1-lh1(elektron-hafif boşluk) çiftlerinin kuşatılma enerjileri ile GaAs yasak enerji aralığının aşağıda verildiği gibi toplamına eşittir.

$$E_{ee1-lh1} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{lh1} \quad (6.1)$$



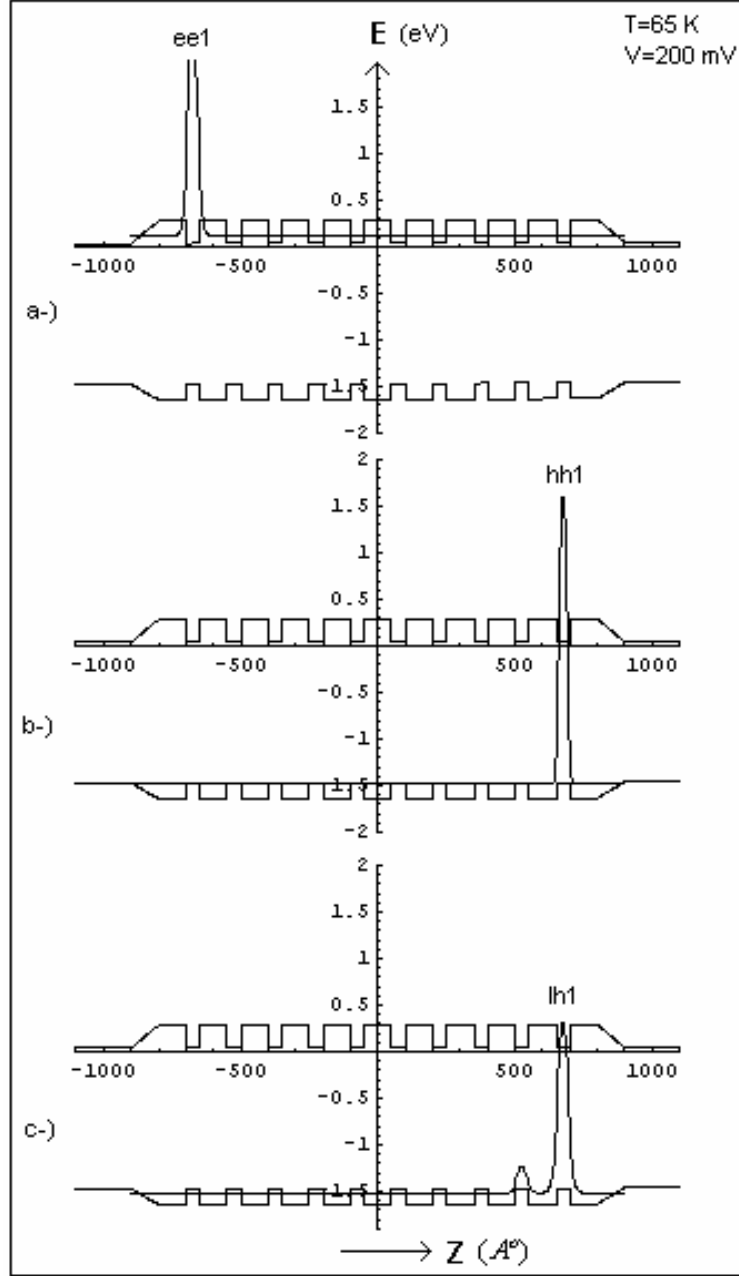
Yine Şekil 6-12 de gözlenen ve 1.617 eV'a karşılık gelen ikinci pik ise ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişine karşı gelmektedir. Aynı şekilde bu geçiş değeri, ee1-hh1(elektron-ağır boşluk) çiftlerinin kuşatılma enerjileri ile GaAs yasak enerji aralığının aşağıda verildiği gibi toplamına eşittir.

$$E_{ee1-hh1} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} \quad (6.2)$$

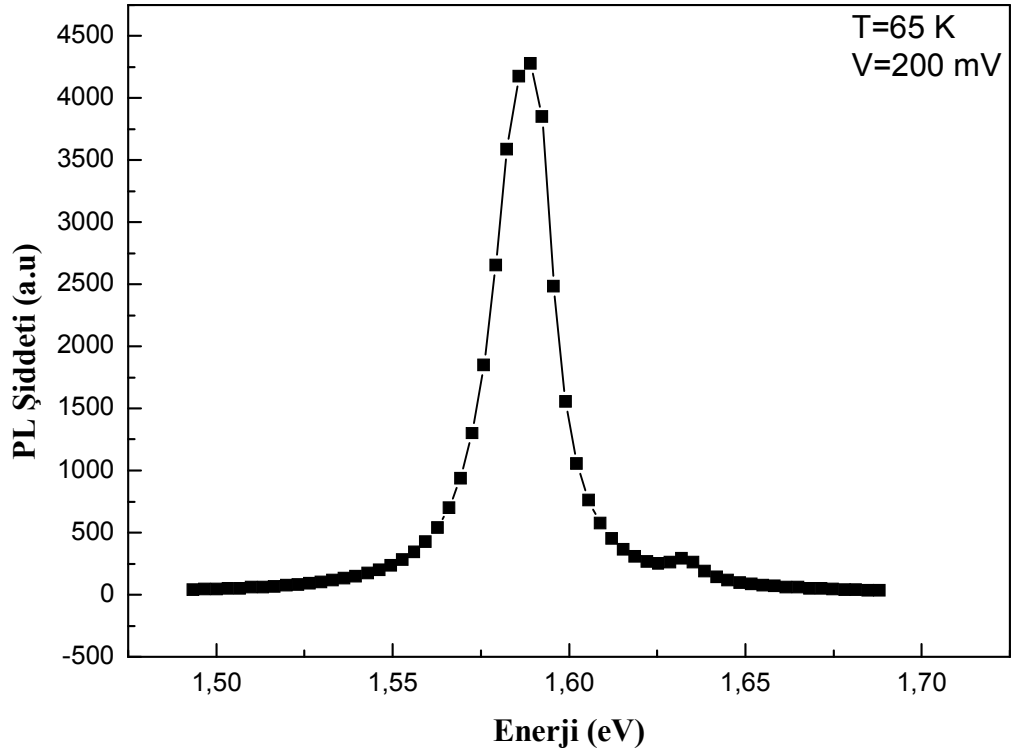
Diğer taraftan bağlı ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksitonu ise ,

$$E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{exc.}(ee1-hh1) \quad (6.3)$$

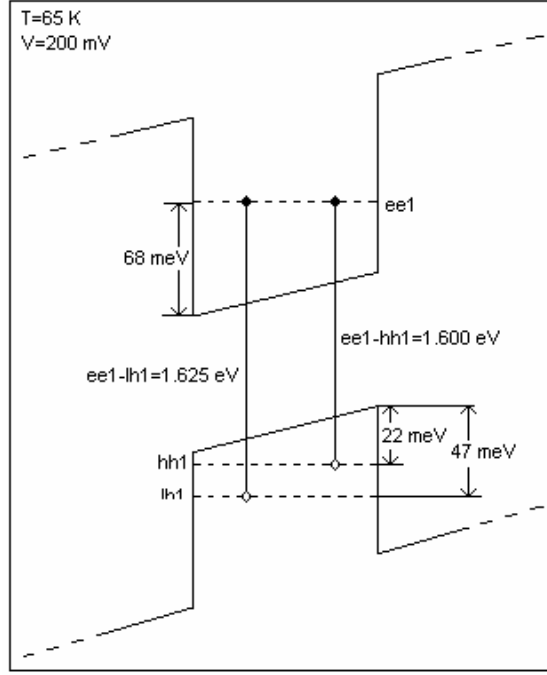
ile verilir ve bu  $E_{exc.}(ee1-hh1)$  değeri  $50 \text{ \AA}^0$  genişliğine sahip bir kuantum kuyusu için yaklaşık 15 meV civarındadır[89,90]. Bu değerler dikkate alındığında ise Şekil 6-12 de görülen üçüncü pik değerinin ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişi olduğu anlaşılmaktadır.



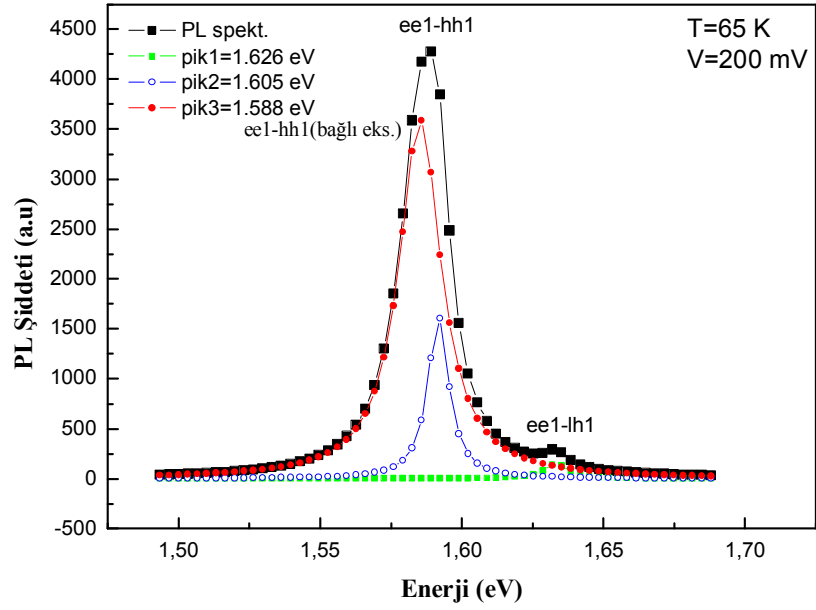
**Şekil 6-14.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 200 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları. **a)** Elektron için dalga fonksiyonu **b)** Ağır boşluk için dalga fonksiyonu **c)** Hafif boşluk için dalga fonksiyonu



**Şekil 6-15.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 200 mV voltaj altında gözlenen fotolüminesans spektrumu.



**Şekil 6-16.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 200 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.



**Şekil 6-17.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 200 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.

Şekil 6-14' de 65K ve 200 mV luk voltaj altında hesaplanan dalga fonksiyonları elektron, ağır boşluk (heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) için ayrı ayrı gösterilmiştir. Şekil 6-15' de ise 200 mV'luk voltaj altında gözlenen fotolüminesans spektrumu gösterilmiştir. Numuneye uygulanan voltaj sonucunda elde edilen elektron ve boşluk enerji düzeyi değerleri Şekil 6-16'da verildiği gibidir. Hesaplanan bu değerler aşağıdaki ifadede yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} E_{ee1-lh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{lh1} \\ &= 1.510 + 0.068 + 0.047 \\ &= 1.625 \text{ eV} \end{aligned}$$

olarak bulunur. Teorik olarak hesaplanmış bu ee1-lh1 (elektron-hafif boşluk) serbest eksiton geçiş enerjisi değeri dikkate alındığında Şekil 6-17'deki 1.626 eV' a karşılık gelen geçişin ee1-lh1 (elektron-hafif boşluk) serbest eksiton geçişi olduğunu söyleyebiliriz. Aynı şekilde,

$$E_{ee1-hh1} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1}$$

eşitliğinde gerekli değerler yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1} &= 1.510 + 0.068 + 0.022 \\ &= 1.600 \text{ eV} \end{aligned}$$

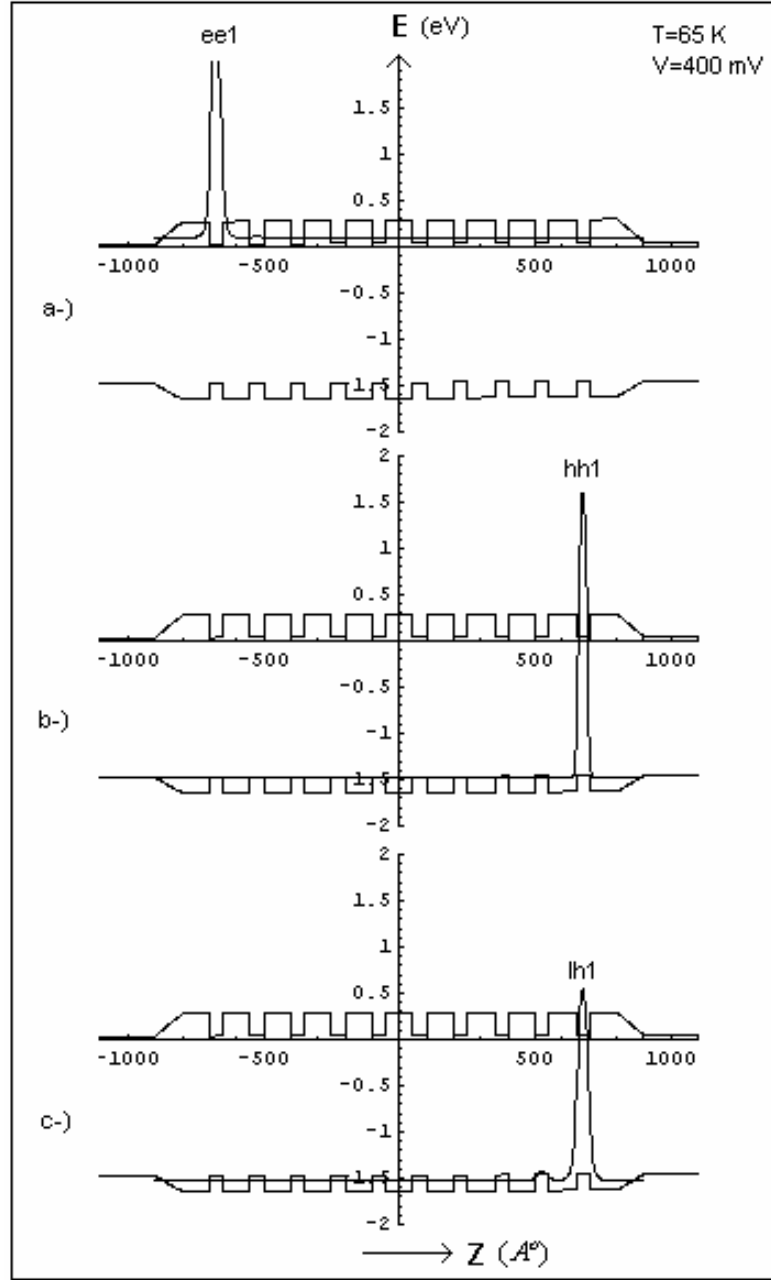
bulunur ki, bu değerde deneysel hata sınırları içerisinde kalmakla birlikte fotolüminesans spektrumundaki 1.605 eV'luk pik değerine karşı gelmektedir. Buradan hareketle, Şekil 6-17'deki 1.605 eV'a karşılık gelen geçişin ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişi olduğu anlaşılmaktadır.

$$E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{exc.}(ee1-hh1)$$

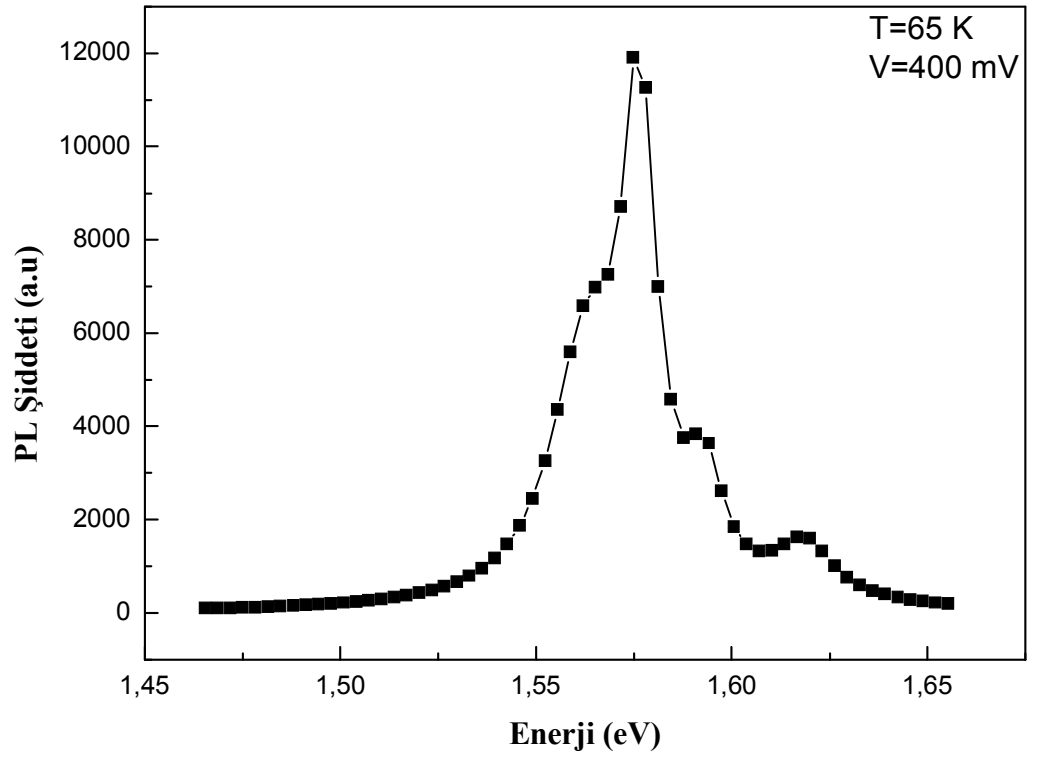
ifadesi kullanılarak,

$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) &= 1.510 + .068 + .022 - .015 \\ &= 1.585 \text{ eV} \end{aligned}$$

bulunur. Bu değer dikkate alındığında, Şekil 6-17'deki 1.588 eV'a karşılık gelen geçişin ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişi olduğunu söyleyebiliriz.

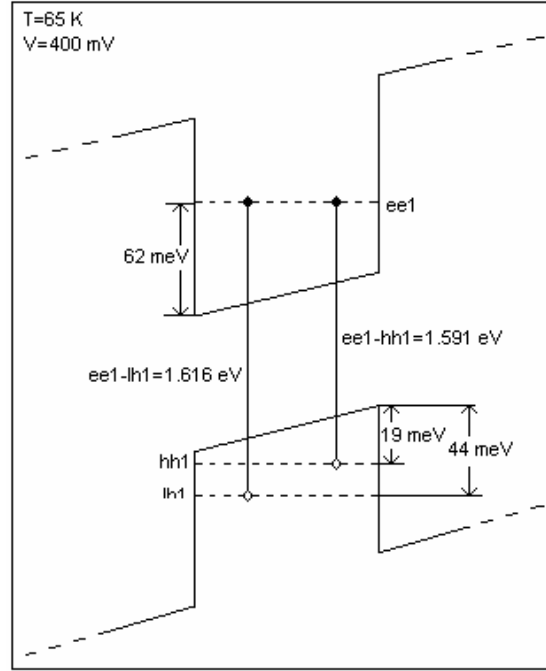


**Şekil 6-18.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 400 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları. **a)** Elektron için dalga fonksiyonu **b)** Ağır boşluk için dalga fonksiyonu **c)** Hafif boşluk için dalga fonksiyonu

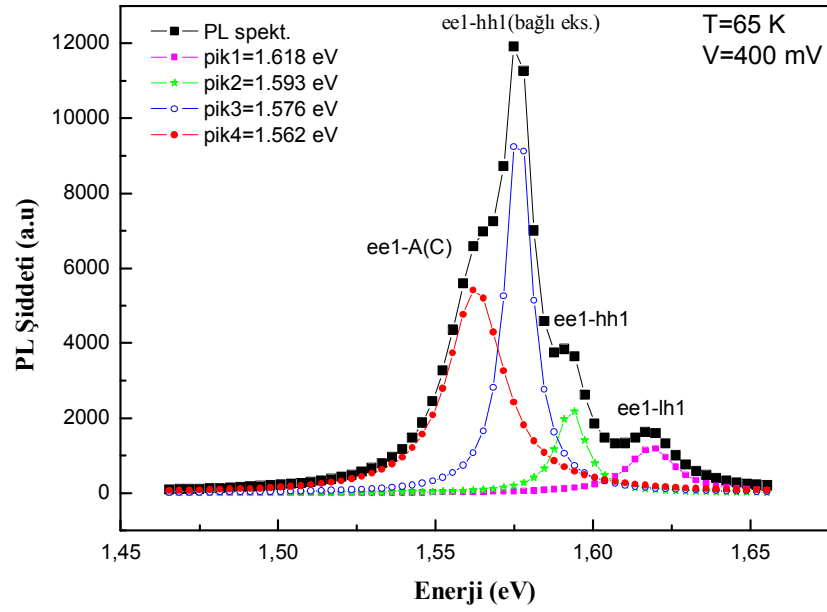


**Şekil 6-19.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 400 mV voltaj altında gözlenen fotoluminesans spektrumu.





**Şekil 6-20.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 400 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.



**Şekil 6-21.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 400 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.

Şekil 6-18' de 65K ve 400 mV luk voltaj altında hesaplanan dalga fonksiyonları elektron, ağır boşluk (heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) için ayrı ayrı gösterilmiştir. Şekil 6-19' da ise 400 mV'luk voltaj altında gözlenen fotoluminesans spektrumu gösterilmiştir. Numuneye uygulanan voltaj sonucunda elde edilen elektron ve boşluk enerji düzeyi değerleri Şekil 6-20'de verildiği gibidir. Bulunan bu değerler gerekli ifadelerde yerine yazılırsa,

$$E_{ee1-lh1} = 1.616 \text{ eV}$$

$$E_{ee1-hh1} = 1.596 \text{ eV}$$

$$E_{ee1-hh1} (\text{bağlı eks.}) = 1.581 \text{ eV}$$

elde edilir. Hesaplanan bu geçiş enerjilerine göre, Şekil 6-21'deki 1.618 eV'a karşılık gelen birinci geçişin ee1-lh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişine, 1.593 eV'a karşılık gelen ikinci geçişin ee1-lh1 (elektron hafif boşluk) serbest eksiton geçişine, 1.576 eV' karşılık gelen üçüncü geçişin ise ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişine karşı geldiği görülmektedir.

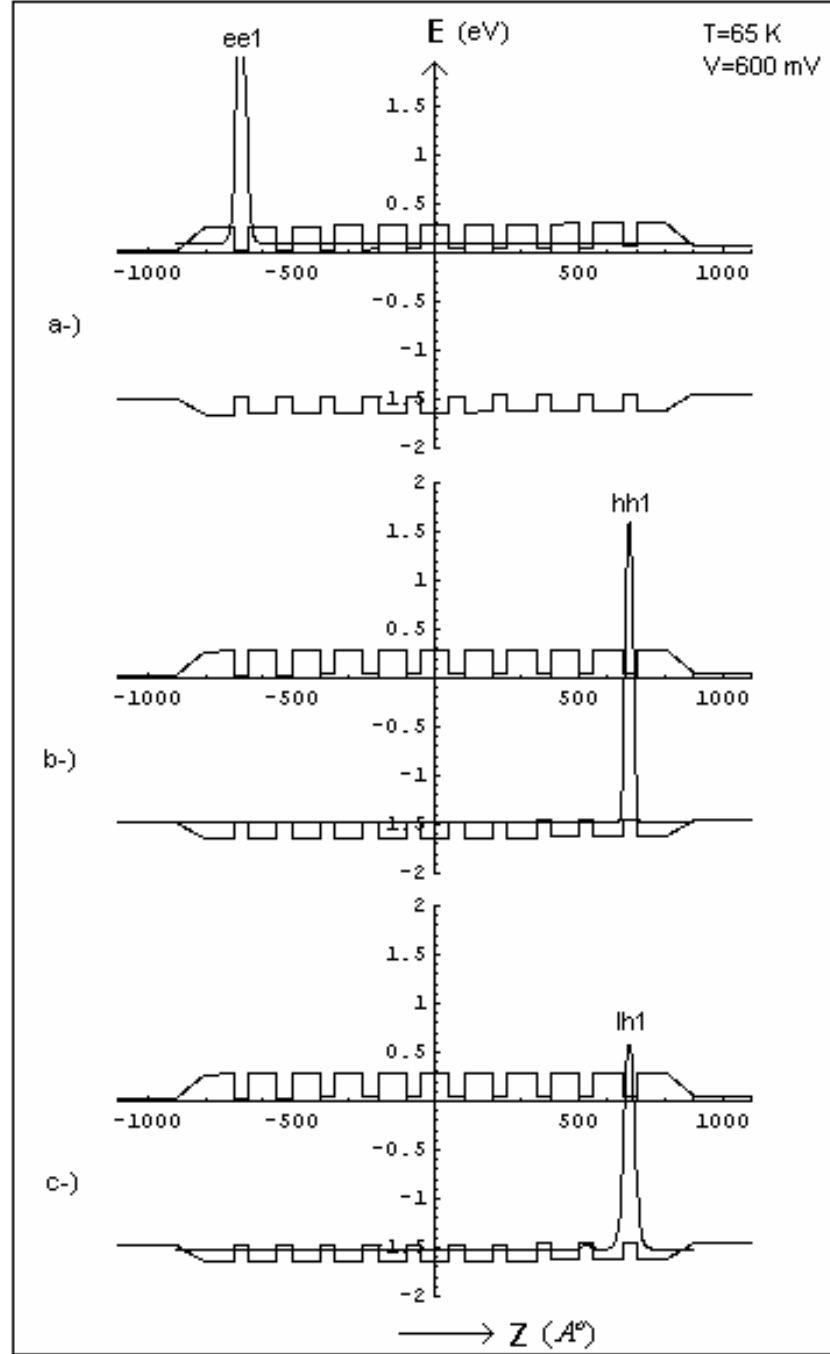
*GaAs* külçe yapıda Karbon akseptörlerinin bağlanma enerjisi yaklaşık 22 meV'dir. *GaAs* kuantum kuyularında ise bu değer yaklaşık 32 meV olarak bulunmuştur[75,76]. Ee1-A(C) (elektron-karbon akseptörü) geçiş enerjisi için aşağıdaki ifade yazılabilir.

$$E_{ee1-A(C)} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{A(C)}$$

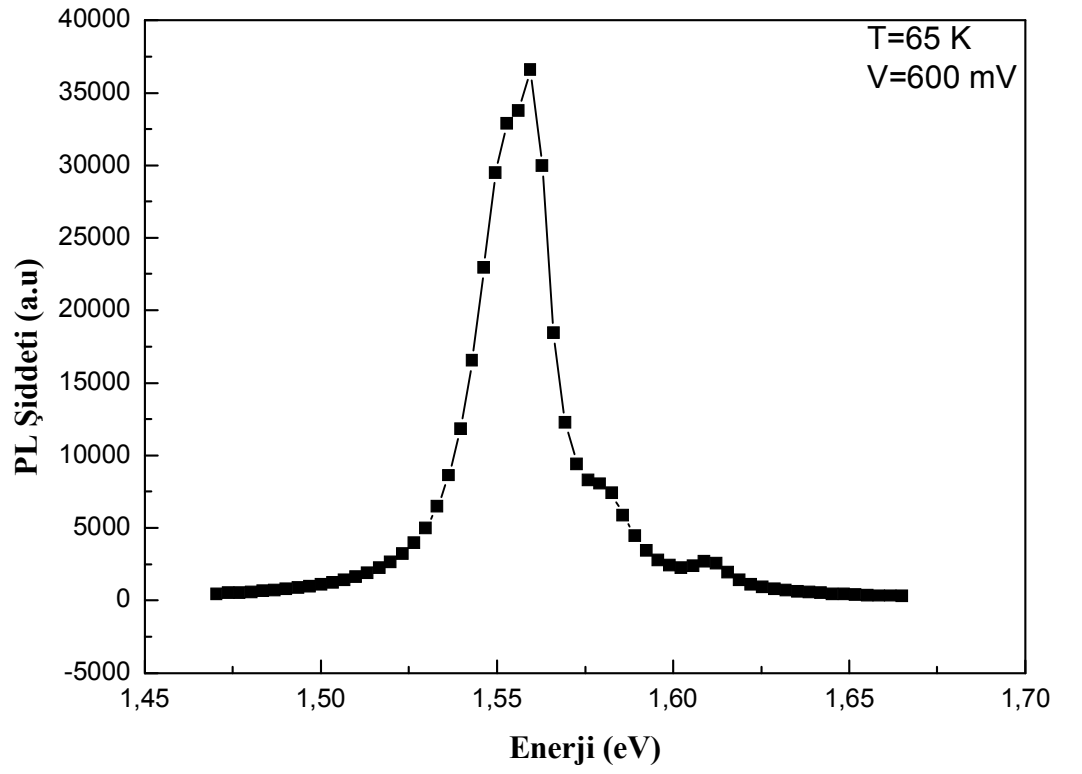
Bu ifadeye göre,

$$\begin{aligned} E_{ee1-A(C)} &= 1.510 + 0.062 + 0.019 - 0.032 \\ &= 1.559 \text{ eV} \end{aligned}$$

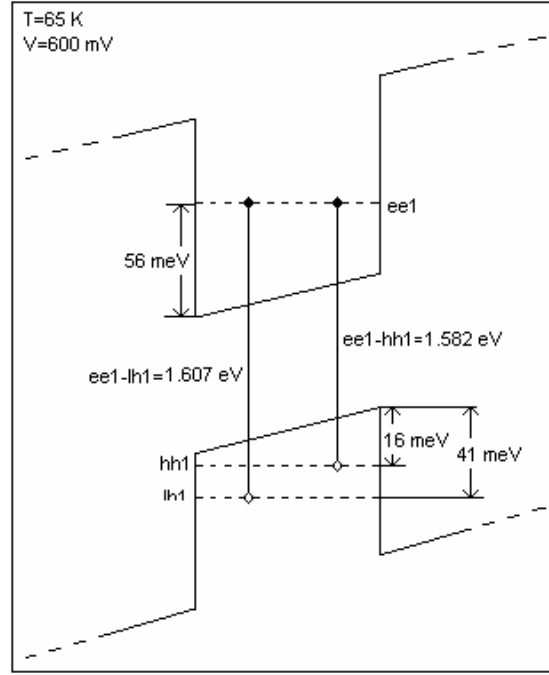
elde edilir. Bu sonuca göre Şekil 6-21' deki 1.559 eV'a karşı gelen geçişin ee1-A(C) (elektron-karbon akseptörü) geçişi olduğunu söyleyebiliriz.



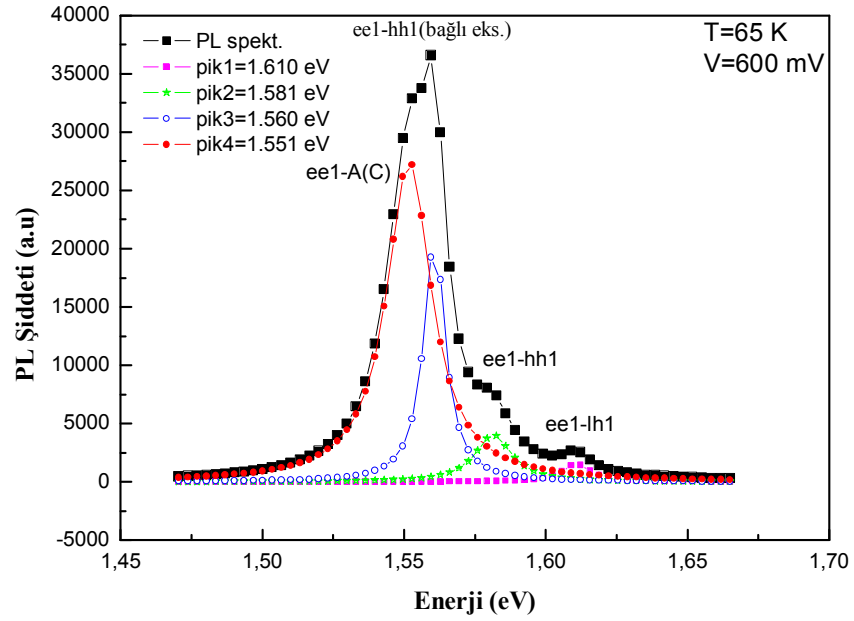
**Şekil 6-22.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 600 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları. **a)** Elektron için dalga fonksiyonu **b)** Ağır boşluk için dalga fonksiyonu **c)** Hafif boşluk için dalga fonksiyonu



**Şekil 6-23.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 600 mV voltaj altında gözlenen fotolüminesans spektrumu.



**Şekil 6-24.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 600 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.



**Şekil 6-25.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 600 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.

Şekil 6-22' de 65K ve 600 mV' luk voltaj altında hesaplanan dalga fonksiyonları elektron, ağır boşluk(heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) için ayrı ayrı gösterilmiştir. Şekil 6-23' te ise 600 mV'luk voltaj altında gözlenen fotoluminesans spektrumu gösterilmiştir. Numuneye uygulanan voltaj sonucunda elde edilen elektron ve boşluk enerji düzeyi değerleri Şekil 6-24'de verildiği gibidir. Gerekli işlemler yapılarak,

$$\begin{aligned} E_{ee1-lh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{lh1} \\ &= 1.510 + 0.056 + 0.041 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-lh1} = 1.607 \text{ eV}$$

$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} \\ &= 1.510 + 0.056 + 0.016 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-hh1} = 1.582 \text{ eV}$$

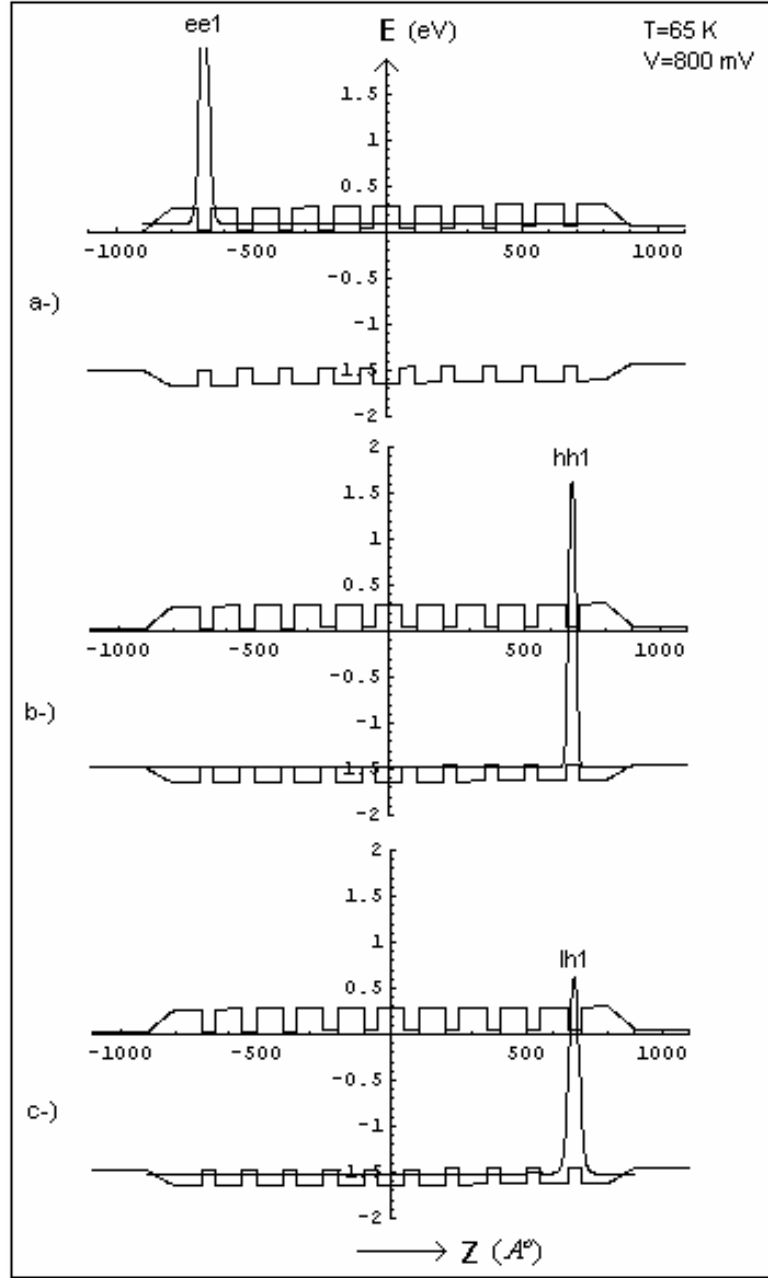
$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{exc.}(ee1-hh1) \\ &= 1.510 + 0.056 + 0.016 - 0.015 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) = 1.567 \text{ eV}$$

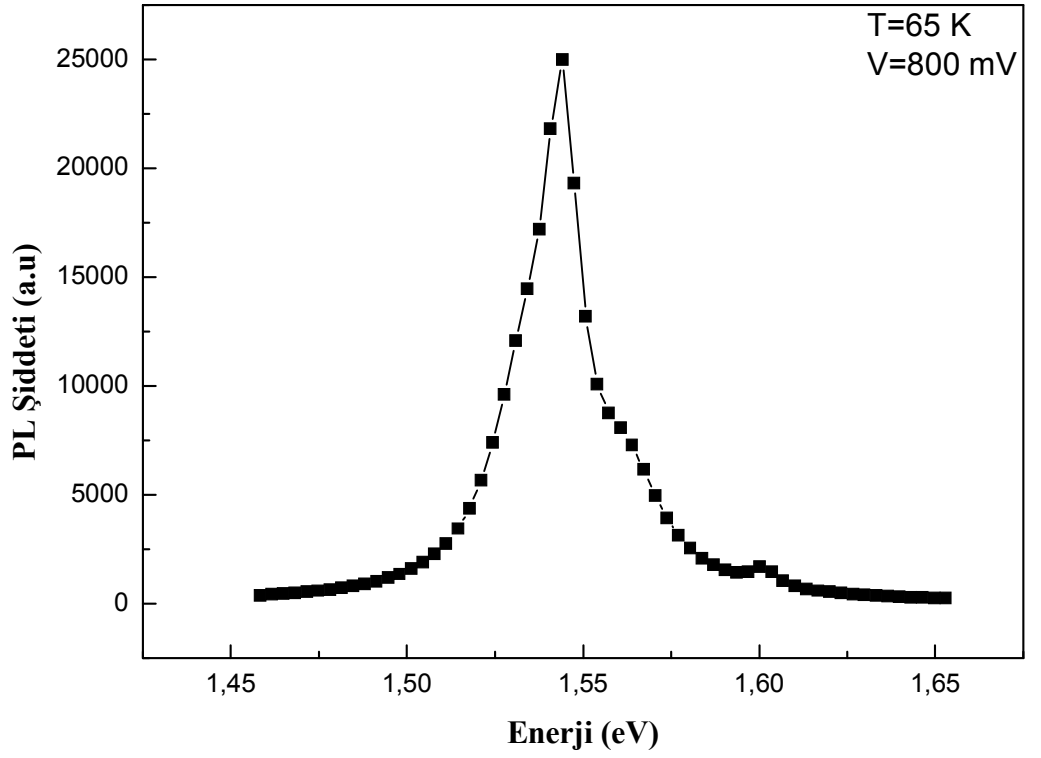
$$E_{ee1-A(C)} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{A(C)}$$

$$\begin{aligned} E_{ee1-A(C)} &= 1.510 + 0.056 + 0.016 - 0.032 \\ &= 1.550 \text{ eV} \end{aligned}$$

elde edilir. Hesaplanan bu geçiş enerjilerine göre, Şekil 6-25'deki 1.610 eV'a karşılık gelen birinci geçişin ee1-lh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişi, 1.581 eV'a karşılık gelen ikinci geçişin ee1-lh1 (elektron-hafif boşluk) serbest eksiton geçişi, 1.560 eV' karşılık gelen üçüncü geçişin ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişi ve 1.551 eV'a karşılık gelen dördüncü geçişin ise ee1-A(C) (elektron-karbon akseptörü) geçişi olduğu anlaşılmaktadır.

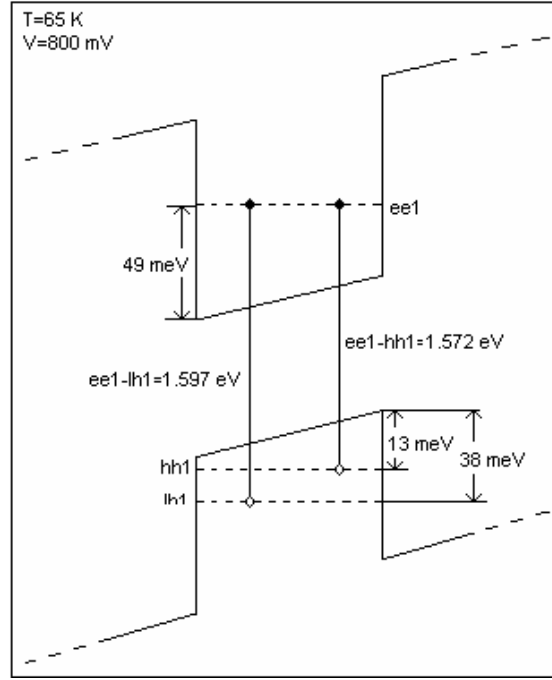


**Şekil 6-26.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 800 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları. **a)** Elektron için dalga fonksiyonu **b)** Ağır boşluk için dalga fonksiyonu **c)** Hafif boşluk için dalga fonksiyonu

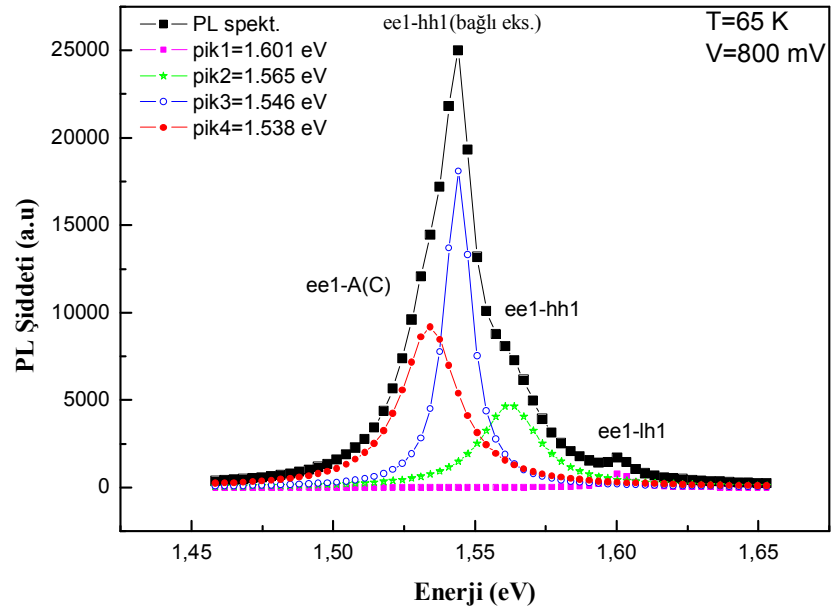


**Şekil 6-27.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 800 mV voltaj altında gözlenen fotolüminesans spektrumu.





**Şekil 6-28.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 800 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.



**Şekil 6-29.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 800 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.

Şekil 6-26' da 65K ve 800 mV' luk voltaj altında hesaplanan dalga fonksiyonları elektron, ağır boşluk (heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) için ayrı ayrı gösterilmiştir. Şekil 6-27' de ise 800 mV'luk voltaj altında gözlenen fotoluminesans spektrumu gösterilmiştir. Numuneye uygulanan voltaj sonucunda elde edilen elektron ve boşluk enerji düzeyi değerleri Şekil 6-28'de verildiği gibidir. Gerekli işlemler yapılarak,

$$\begin{aligned} E_{ee1-lh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{lh1} \\ &= 1.510 + 0.049 + 0.038 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-lh1} = 1.597 \text{ eV}$$

$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} \\ &= 1.510 + 0.049 + 0.013 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-hh1} = 1.572 \text{ eV}$$

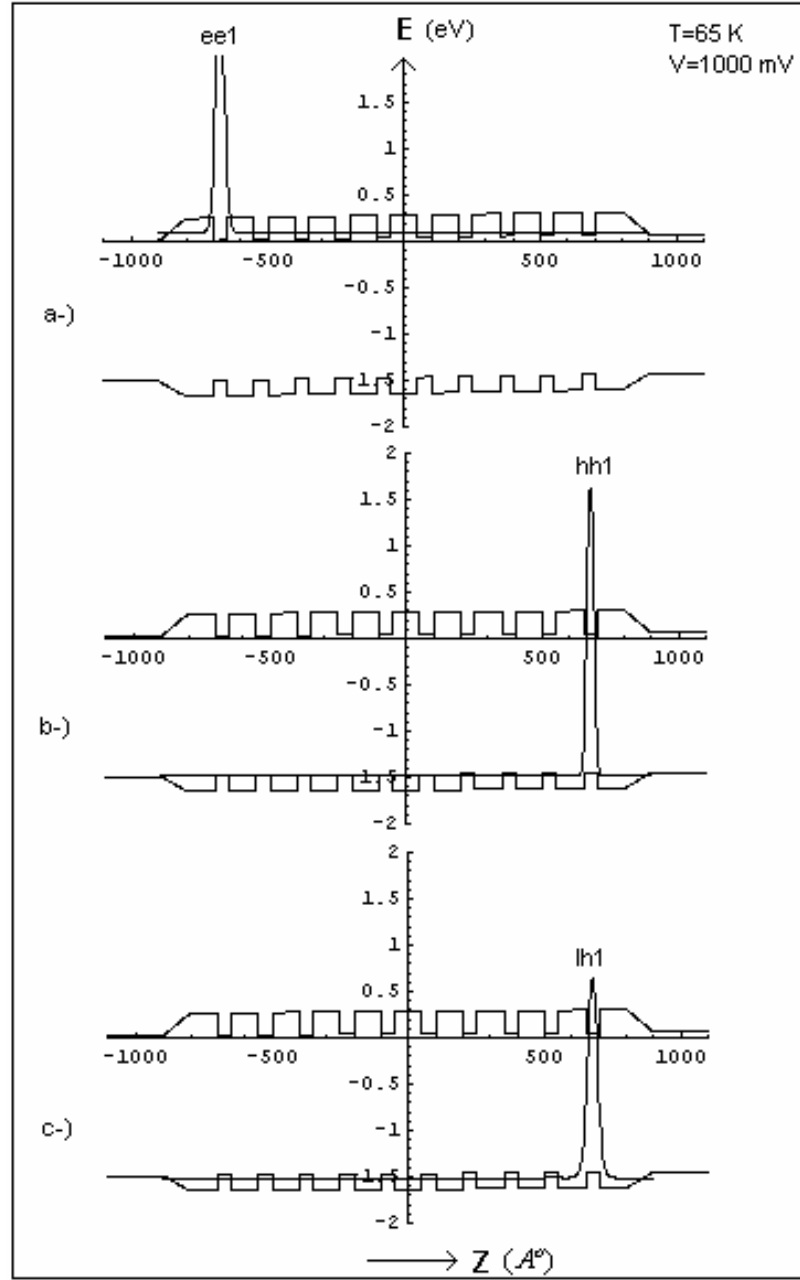
$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{exc.}(ee1-hh1) \\ &= 1.510 + 0.049 + 0.013 - 0.015 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) = 1.557 \text{ eV}$$

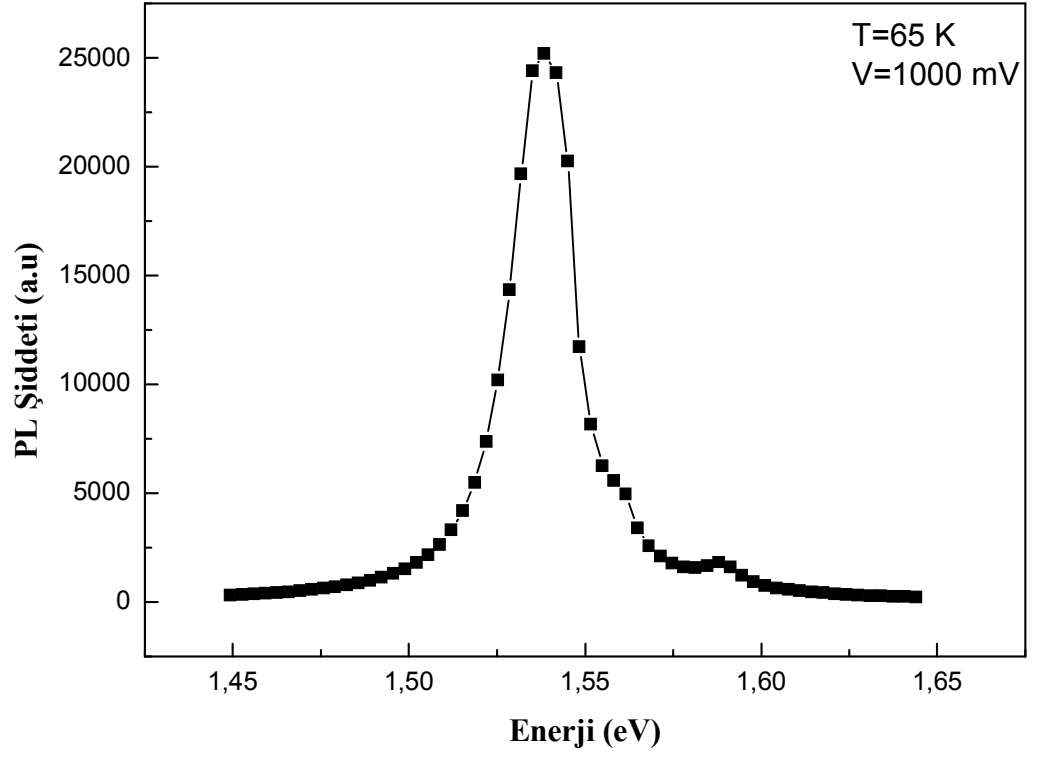
$$E_{ee1-A(C)} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{A(C)}$$

$$\begin{aligned} E_{ee1-A(C)} &= 1.510 + 0.049 + 0.013 - 0.032 \\ &= 1.540 \text{ eV} \end{aligned}$$

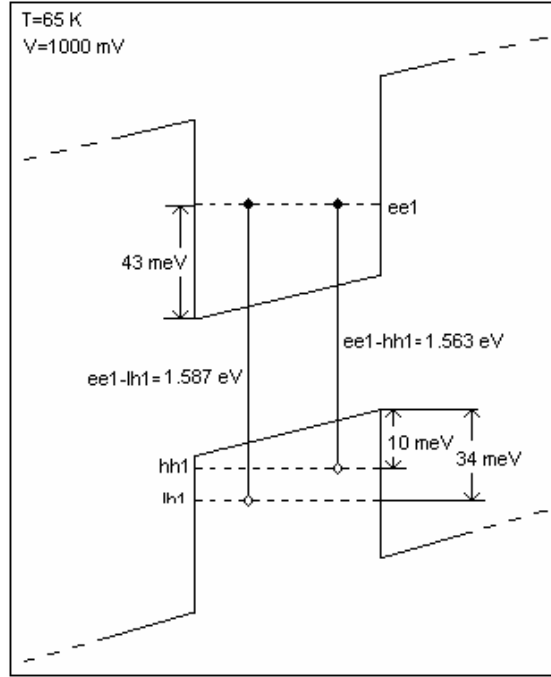
elde edilir. Hesaplanan bu geçiş enerjilerine göre, Şekil 6-29'daki 1.601 eV'a karşılık gelen birinci geçişin ee1-lh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişi, 1.565 eV'a karşılık gelen ikinci geçişin ee1-lh1 (elektron-hafif boşluk) serbest eksiton geçişi, 1.546 eV' karşılık gelen üçüncü geçişin ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişi ve 1.538 eV'a karşılık gelen dördüncü geçişin ise ee1-A(C) (elektron-karbon akseptörü) geçişi olduğu anlaşılmaktadır.



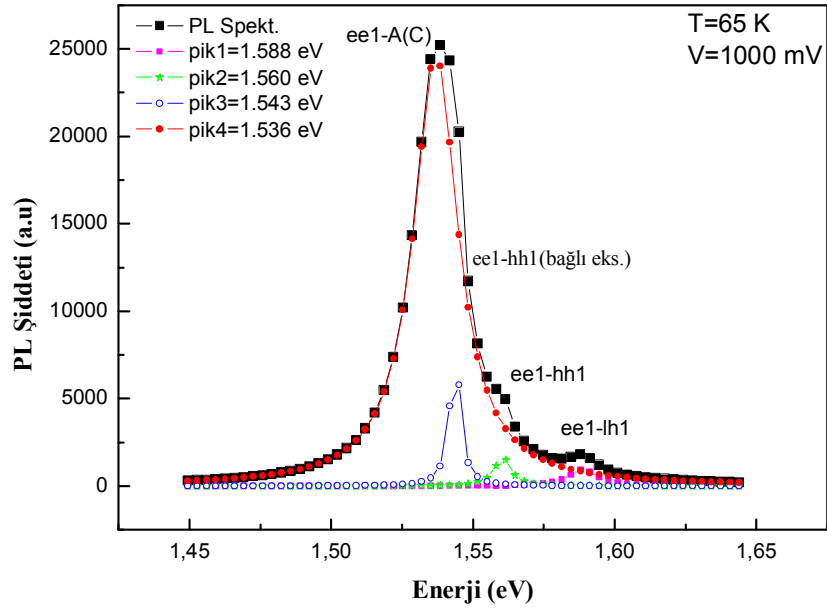
**Şekil 6-30.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 1000 mV voltaj altında hesaplanmış dalga fonksiyonları. **a)** Elektron için dalga fonksiyonu **b)** Ağır boşluk için dalga fonksiyonu **c)** Hafif boşluk için dalga fonksiyonu



**Şekil 6-31.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 1000 mV voltaj altında gözlenen fotoluminesans spektrumu.



**Şekil 6-32.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 1000 mV voltaj altında elektron ve boşluklar için hesaplanmış enerji düzeylerinin şekil üzerinde gösterimi.



**Şekil 6-33.** 65 Kelvin sıcaklığında ve 1000 mV voltaj altında gözlenen spektrum ve geçişlere karşılık gelen pik değerleri.

Şekil 6-30' da 65K ve 1000 mV' luk voltaj altında hesaplanan dalga fonksiyonları elektron, ağır boşluk (heavy hole) ve hafif boşluk (light hole) için ayrı ayrı gösterilmiştir. Şekil 6-31' de ise 1000 mV'luk voltaj altında gözlenen fotoluminesans spektrumu gösterilmiştir. Numuneye uygulanan voltaj sonucunda elde edilen elektron ve boşluk enerji düzeyi değerleri Şekil 6-32'de verildiği gibidir. Gerekli işlemler yapılarak,

$$\begin{aligned} E_{ee1-lh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{lh1} \\ &= 1.510 + 0.043 + 0.034 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-lh1} = 1.587 \text{ eV}$$

$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1} &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} \\ &= 1.510 + 0.043 + 0.010 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-hh1} = 1.563 \text{ eV}$$

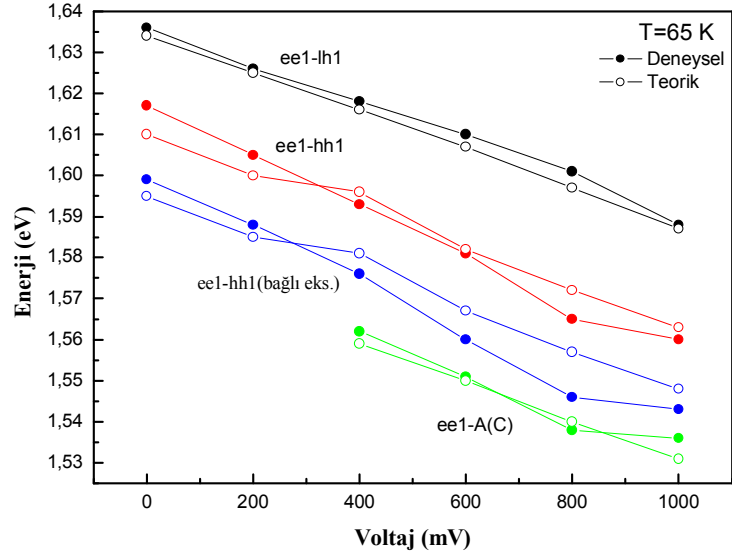
$$\begin{aligned} E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) &= E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{exc.}(ee1-hh1) \\ &= 1.510 + 0.043 + 0.010 - 0.015 \end{aligned}$$

$$E_{ee1-hh1}(\text{bağlı eks.}) = 1.548 \text{ eV}$$

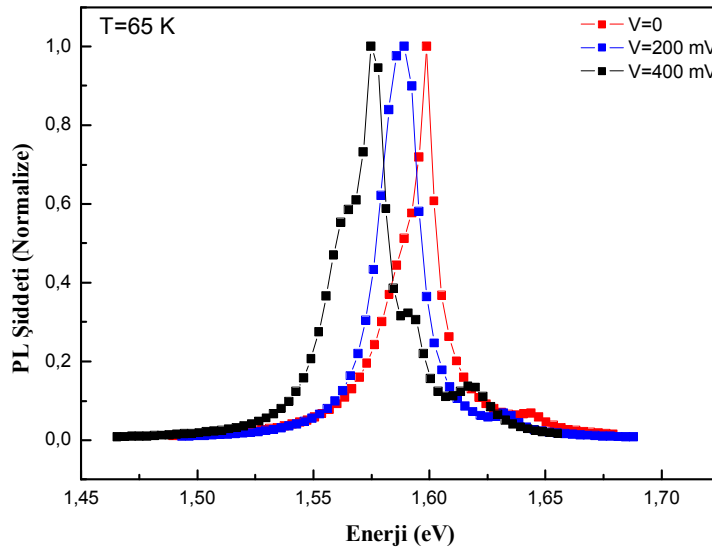
$$E_{ee1-A(C)} = E_{GaAs} + E_{ee1} + E_{hh1} - E_{A(C)}$$

$$\begin{aligned} E_{ee1-A(C)} &= 1.510 + 0.043 + 0.010 - 0.032 \\ &= 1.531 \text{ eV} \end{aligned}$$

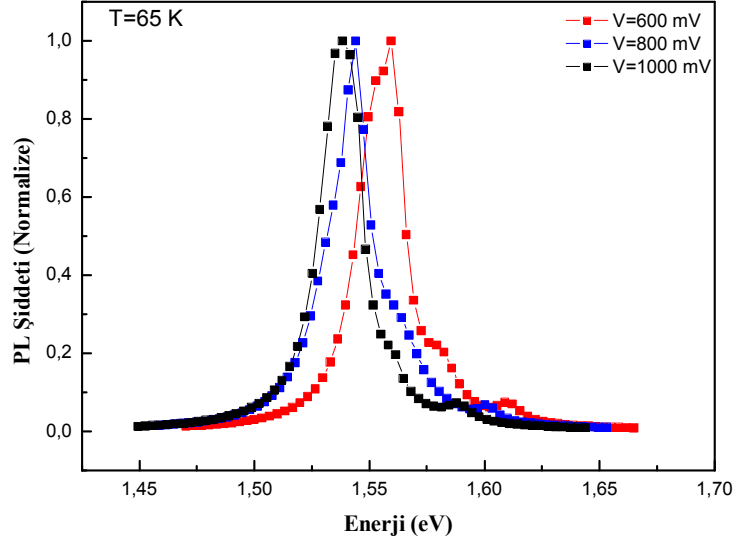
elde edilir. Hesaplanan bu geçiş enerjilerine göre, Şekil 6-33'deki 1.588 eV'a karşılık gelen birinci geçişin ee1-lh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişi, 1.560 eV'a karşılık gelen ikinci geçişin ee1-lh1 (elektron hafif boşluk) serbest eksiton geçişi, 1.543 eV' karşılık gelen üçüncü geçişin ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişi ve 1.536 eV'a karşılık gelen dördüncü geçişin ise ee1-A(C) (elektron-karbon akseptörü) geçişi olduğu anlaşılmaktadır.



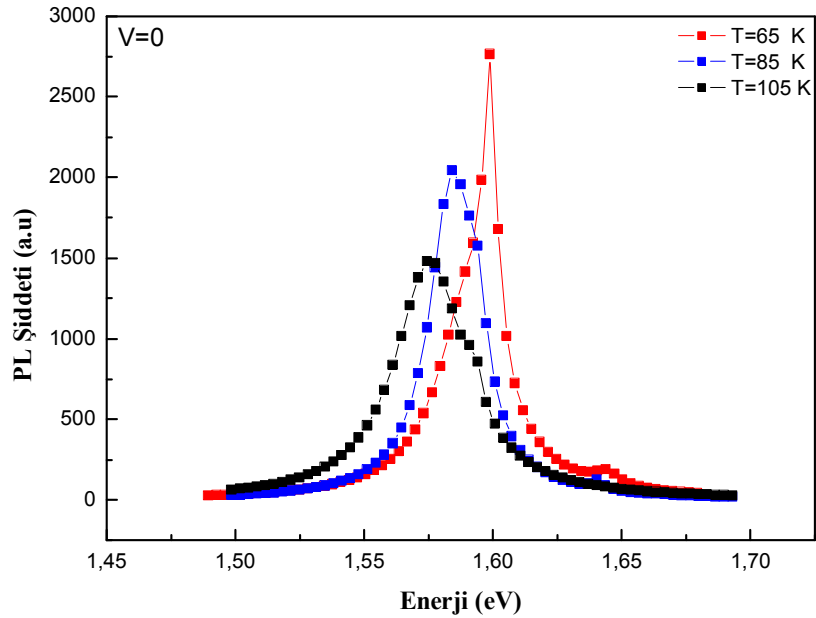
**Şekil 6-34.** İletim bandından valans bandına geçiş enerjilerinin, voltaj ile değişimi için gözlenen deney sonuçlarının teorik hesapla bulunan değerler ile karşılaştırılması.



**Şekil 6-35.** Farklı voltaj değerleri altında gözlenen fotolüminesans spektrumlarının normalize edilerek karşılaştırmalı grafiği.



**Şekil 6-36.** Farklı voltaj değerleri altında gözlenen fotoluminesans spektrumlarının normalize edilerek karşılaştırmalı grafiği.



**Şekil 6-37.** Sabit voltaj değerleri altında gözlenen fotoluminesans spektrumlarının sıcaklık ile değişiminin karşılaştırmalı grafiği.



Şekil 6-34'de fotoluminesans spektrumunda gözlenen ee1-lh1 (elektron-hafif boşluk) serbest eksiton geçişi enerjileri, ee1-hh1 (elektron-ağır boşluk) serbest eksiton geçişi enerjileri, ee1-hh1(elektron-ağır boşluk) bağlı eksiton geçişi enerjileri ve ee1-A(C) (elektron-karbon akseptörü) geçişi enerjileri, aynı grafik üzerinde teorik hesaplar sonucunda bulunan değerler ile karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Görüldüğü gibi deneysel sonuçlar ile teorik hesaplar deneysel hata sınırları içerisinde belirli bir uyum içerisindedir.

Şekil 6-35 ve Şekil 6-36'da ise aynı sıcaklıkta (65K) fakat farklı voltaj değerleri altında gözlenen fotoluminesans spektrumları aynı grafik üzerinde normalize edilerek, karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Voltaj değeri arttıkça spektrumların dolayısıyla piklerin enerji ekseninde sola doğru kaydığı gözlenmektedir. Diğer bir ifadeyle voltaj değeri arttıkça pik enerji değerleri küçülmektedir. Bunun nedeni voltaj altında kuantum kuyularındaki kuşatma potansiyelinin artmasından dolayı enerji seviyelerinin değerlerinin küçülmesi ve iletim bandından değerlik bandına geçiş enerjilerinin azalmasıdır.

Son olarak Şekil 6-37'de farklı sıcaklık değerlerinde gözlenen fotoluminesans spektrumları aynı grafik üzerinde gösterilmiştir. Burada malzemeye voltaj uygulanmamış sadece sıcaklık artırılmıştır. Görüldüğü gibi sıcaklık değeri arttıkça fotoluminesans spektrumları enerji ekseninde sola doğru kaymakta ve geçiş enerjileri azalmaktadır. Bunun yanı sıra artan sıcaklıkla birlikte fotoluminesans şiddeti azalmaktadır.  $E_g(T) = E_0 - (\alpha T^2 / (T + \beta))$  ifadesi gereğince sıcaklık arttıkça GaAs yasak enerji aralığı küçülecektir. Başka bir ifadeyle elektronlar, değerlik bandındaki enerji düzeylerinden iletim bandındaki enerji düzeyine geçerken daha küçük bir enerji kazanacaklar ve dolayısıyla yeniden birleşme için değerlik bandına geçerken daha küçük enerjili bir foton yayacaklardır. Bu nedenle geçiş enerjilerinde de bir azalma olması, beklenen bir sonuçtur. Bununla birlikte artan sıcaklıkla birlikte örgü titreşimleri ve fonon saçılmaları devreye girdiği için fotoluminesans şiddetinde de bir azalma meydana gelmektedir.

## 7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmanın ilk kısmında, MBE büyütme tekniği ile yurtdışında büyütülen  $n^+$ -GaAs- $n^{++}$ -AlGaAs heteroyapıya yerleştirilen tek kuantum kuyusu ile elde edilen IR dedektörün potansiyel profilleri, elektronik yoğunluk profilleri ve altband enerjileri ile altband yerleşimleri self-consistent olarak, Poisson ve Schrödinger denklemleri birlikte ele alınarak hesaplanmıştır. İlk kısımda incelenen tek kuyulu yapının dedektör olarak değilde ışık yayıcı olarak daha iyi çalışacağı sonucuna varılmıştır. Deneysel ölçümler sonucunda elde edilen akım-sıcaklık eğrisinden elde edilen fiziksel değerlerin kuramsal sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür.

Bu çalışmanın ikinci kısmında, merkez bölgesinde 10 adet  $GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  kuantum kuyu ve merkez bölgesi ile  $n^+$ -GaAs kontak tabakaları arasında eğimli tabakalar bulunan engel yapı örneğinde dikey iletim mekanizmaları deneysel olarak incelendi. 0-1 Volt aralığında DC gerilim uygulanarak, akımın örneğe uygulanan gerilimle değişimi (I-V karakteristiği) ölçüldü. Düşük sıcaklıklarda ( $T < 85$  K) ve yüksek gerilimlerde tünelleme akımının, yaklaşık 125 K den yüksek sıcaklıklarda ve düşük gerilimlerde ısısal akımın etkin olduğu belirlendi. Ara sıcaklık bölgesinde ise ( $65$  K  $< T < 125$  K) tünelleme ve ısısal uyarılma süreçlerinin birlikte etkin olduğu saptandı.

Çoklu kuantum kuyu içeren engel yapı örneğinin düşük sıcaklık I-V grafiklerinde, başlangıçtaki artıştan sonra, akım artış hızının aniden azaldığı ve daha yüksek gerilimlerde osilasyonlar olduğu gözlemlendi. Bu osilasyonlar, MQW'in anot (pozitif potansiyeldeki  $n^+$ -GaAs) tabakası tarafındaki kısmında yüksek elektrik alan bölgesi (High ElectricField Domain, HEFD) oluşmasına ve örneğe uygulanan gerilim arttıkça HEFD'nin en yakın kuantum kuyuyu içine alarak MQW boyunca adım adım yayılması ile açıklandı. Bu örneklerde kuantum

kuyular arasındaki  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  engel tabakası yeterince ince olduğundan, MQW' de taban altbandı sıralı rezonans tünellemesi (Sequential Resonant Tunelling, SRT) gerçekleşir. Taban altbandı SRT durumunun bozulduğu her gerilim değerinde, dikey akımda belirgin bir azalma (minimum) meydana gelir. Osilasyonların gözlemlendiği gerilim aralığında, MQW'in bir kısmı düşük elektrik alan bölgesi (LEFD) geriye kalan kısmı ise yüksek elektrik alan bölgesi (HEFD) olarak modellendi. LEFD'de son kuantum kuyunun taban altbandı ile HEFD' de ilk kuantum kuyu üzerinde bulunan sürekli enerji düzeyleri rezonans durumuna geldiğinde, dikey akımda bir maksimum gözlemlendi. HEFD yayılmasını tamamlayıp tüm MQW'i kapsadıktan sonra ise osilasyonların sona erdiği gözlemlendi.

Çalışmanın sonraki aşamasında ise  $n^+ - GaAs$  kontak tabakaları arasında eğimli engel tabakaları ve merkez bölgesinde 10 adet ( $GaAs / Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ ) kuantum kuyu bulunan örnek üzerine, Ar lazer kaynağı kullanılarak  $5145 \text{ \AA}$  dalga boylu ışık düşürüldü ve fotoluminesans ölçümleri yapıldı. 65 K sıcaklığından başlayarak farklı sıcaklık değerlerinde deneyler tekrarlanarak, sıcaklık değişiminin MQW yapıdaki yeniden birleşme mekanizmalarına ve dolayısıyla fotoluminesans spektrumuna etkisi incelendi. Artan sıcaklık değerleriyle birlikte yeniden birleşme mekanizmalarında açığa çıkan foto-ışığın enerjisinde ve şiddetinde azalma gözlemlendi. Bu durum sıcaklık artışıyla birlikte artmakta olan örgü titreşimleri ve GaAs yasak enerji aralığının küçülmesi ile açıklandı. Daha sonra sıcaklık sabit tutularak, farklı değerlerde gerilim uygulandı ve uygulanan gerilimin fotoluminesans ölçümlerine etkisi incelendi. Artan gerilimle birlikte açığa çıkan foto-ışığın enerjisinde azalma gözlenirken şiddetinde ise artma gözlemlendi. Foto-ışığın enerjisindeki bu azalma, uygulanan gerilimle birlikte MQW deki enerji seviyelerindeki küçülme ile açıklandı. Işığın şiddetindeki artma ise uyarılan elektron sayısındaki artış ile açıklandı. Elde edilen bütün bu deneysel veriler, yapılan teorik hesaplarla karşılaştırıldı ve bilimsel literatür ile desteklenerek yorumlandı.

Bildiğimiz kadarıyla şu ana kadar bu tip engel yapıda fotoluminesans ölçümleri üzerine bir çalışma yapılmamıştır. Bu çalışmada kullanılan yöntem ile  $n^+ - GaAs$  kontak tabakaları arasında eğimli engel tabakaları ve merkez bölgesinde 10 adet ( $GaAs / Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ ) kuantum kuyu bulunan örneğin optik özelliklerinin incelenme olanağı sağlanmıştır. MOVPE büyütme tekniği kullanılarak büyütülen ve bu çalışmada incelenen on periyotlu çoklu kuantum kuyu sisteminin, daha sonra MBE tekniği ile büyütülen sistemlerle karşılaştırılması uygun olacaktır. Eğimli engel bölgeleri büyütülürken Al konsantrasyonu değiştirilerek, yapıya uygulanan gerilimle birlikte HEFD'e ilk önce sadece bir kuantum kuyu girmesi ve ardışık olarak yayılması sağlanabilir ve böylece detektör yapımı için organize edilebilir.

**KAYNAKLAR**

- 1- JiaR, Kasasi S, Wang Q, Long S.B and Liu M Appl. Phys. Lett. **90** 13 (2007)
- 2- Gibert M.J and Banerjee S.K, Journal of Vacuum Sci&Tech. B **25** 1 (2007)
- 3- Çelik H, Cankurtaran M, Tıraş E and Balkan N Semicond. Sci. Technol. **12** 389 (1997)
- 4- Çelik H, Cankurtaran M, Tıraş E ,Altınöz S and Balkan N Tubitak TBAG-1676 (2001)
- 5- Tıraş E, Altınöz S, Cankurtaran M, Çelik H and Balkan N. Journal of Material Science **40** , 6391 (2005)
- 6- M.Hjiri and A.Cornet, Microelektronik Engineering **51**, 461 (2000).
- 7- Xiang Chang and Chao Chen, Solid State Electronics **51**, 423 (2007).
- 8- K.Volz and W.Stolz, Journal of Crystal Growth **298**, 126 (2007).
- 9- Zs.J.Horvoth, Current Applied Physics, **6**, 145(2006).
- 10- C.Rajesh and V.M.Nandakumaran, Physica D **213**, 113(2006).
- 11- K. T. Kim, S.S. Lee, S.L. Chuang, J. Appl. Phys. Lett., **69** , 9(1991).
- 12- R. C. Newman, F. Thomson , Journal of Physics C : Solid State Physics, **3**, 1999(1972).
- 13- L. Esaki, and R. Tsu, Superlattices and Negative Conductivity in Semiconductors, Res. Note, **RC-2414**, (1969).
- 14- R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
- 15- S. Mori, T. Ando, Surface Science **98**, 101 (1980).
- 16- L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
- 17- E.E. Mendez, Physics of Resonant Tunneling in Semiconductors (Plenum Press, Erice,Sicily) (1987).
- 18-T. Iskibaski, S. Tarucha, and H. Okamoto, Inst. Phys. Conf. Ser.**63**, 587 (1981).
- 19- S. W. Kirchofer, N. Holonyak, K. Hess, D. A. Gulino, H. G. Drickamer, J. J. Coleman, P. D. Daphus, Appl. Phys. Lett. **40**, 821 (1984).
- 20- J. A. Brum, and G. Bastard, Phys. Rev. B **31**, 3893 (1985).

- 21- A. D'Andrea, R. Del Sole, K. Cho, *Europhys. Lett.* **11**, 169 (1990).
- 22- H. J. Lee, L. Y. Juravel, J. C. Wolley, and A. J. Springthorpe, *Phys. Rev.* **B 21**, 659 (1980).
- 23- A. Balandin and S. Bandyopadhyay, *Superlattices Microstruct.* **19**, 2 (1996).
- 24- F. L. Madarasz, F. Szmulowichz, F. K. Hopkins, and D. L. Dorsey, *Phys. Rev.* **B 49**, 13528 (1994).
- 25- H. Sari, I. Sokmen, Y. Ergun, S. Elagoz, E. Kasapoglu, and M. Tomak, *Superlatt. Microstruct.* **23**, 5 (1998).
- 26- L.V. Keldysh, *Sov. Phys.- JETP* **7**, 788 (1958)
- 27- D.S. Chemla and D.A.B. Miller in 'Heterojunction Band Discontinuities; Physics and Device Applications' Edited by F. Capasso and G. Margeritondo, Amsterdam (1987)
- 28- J.S. Blakemore, *Gallium Arsenide* (American Institute of Physics, New York) (1987)
- 29- J.R. Chelikowsky and M.L. Cohen, *Phys. Rev. B.* **14**, 556 (1976).
- 30- Y.P. Varshni, *Physica* **34**, 149 (1967)
- 31- C.D. Thurmond, *J. Electrochem. Soc.* **122**, 1133 (1975).
- 32- G.D. Gilliland, *Photoluminescence Spectroscopy of Crystalline Semiconductors.*
- 33- Manoogian and A. Leclerc, *Phys. Stat. Sol B.* **93**, K23 (1979).
- 34- S. Adachi, in *Gallium Arsenide*, edited by J.S. Blakemore (American Institute of Physics, New York) (1987)
- 35- S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, (1981).
- 36- G.E. Stillman, C.M. Wolfe and J.O. Dimmock, in *Semiconductors and Semimetals*, (1977).
- 37- R.E. Neidert, *Electron. Lett.* **16**, 244 (1980).
- 38- G.A. Samara, *Phys. Rev. B.* **27**, 3494 (1983).
- 39- Bhattacharya, P, 1994, *Semiconductor Optoelectronic Devices*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 0-13-489766-8

- 40- Jaros M, Physics and Applications of Semiconductor Microstructures, Clarendon Press, Oxford, 0-19-851994-X (1990)
- 41- Kelly M.J, Low Dimensional Semiconductors, Clarendon Press, Oxford, 0-19-851780-7(1995)
- 42-Shik A, Quantum Wells; Physics and Electronics of Two-Dimensional Systems, Scientific World Publishing Co. Ltd., Singapore, 981-02-3279-9 (1998)
- 43-Shah J, Hot Carriers in Quasi-2-D Polar Semiconductors, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.QE-22, No.9, 1728-1743 (1986)
- 44-Cardona M and Peter Y.Y, Fundamental of Semiconductors, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 3-540-65352-X (1999)
- 45-Butcher P. March N.H and Tosi M.p, Physics of Low Dimensional Semiconductor Structures, Plenum Press, New York, 0-306-44170-5 (1993)
- 46- Bube R.H, Photoelectronic Properties of semiconductors, Cambridge University Press,Great Britain, 0-521-40681-1 (1992)
- 47-Singh J, Physics of Semiconductors and Their Heterostructures, McGraw-Hill,Inc.,United State of America, 0-07-057607-6 (1993)
- 48-Singh J, Semiconductor Devices, McGraw-Hill Book Co., Singapore, 0-07-113906-0 (1994)
- 49- Singh J, Semiconductor Optoelectronics, McGraw-Hill Book Co., Singapore, 0-07-113577-4 (1995)
- 50- Murphy E.L. and Good J.R.H, Phys.Rev. **102** 1464 (1956).
- 51- Sze S.M, Semiconductor Devices:Physics and Techonology (1985).
- 52- Wolfe C.M,Holonyak N. and Stillman G.E, Physical Properties of Semiconductors (1989)
- 53- Daniels M.E., Bishop P.J and Ridley B.K, J.Appl.Phys. **74** 5606 (1993).
- 54- Solomon P.M and Fischer R, Phys. Lett. **42** 821 (1983)
- 55- Hickmott T.W , Solomon P.M and Markoç H, Appl.Phys.Lett. **44** 90 (1984)
- 56- Batey J, Wright S and Dimaria D.J, J.Appl.Phys. **57** 484 (1985)

- 57- Choi K.K, Levine B.F and Bethea C.g, Phys.Rev.B **35** 4172 (1987)
- 58- Choi K.K, Levine B.F and Malik R.J, Appl Phys.Lett. **50** 1814 (1987)
- 59- Levine B.F, J.Appl.Phys. **74** R1-R81 (1993)
- 60- Gunapala S.D and Bandara, Semiconductors and Semimetals **62** 197 (2000)
- 61- Liu H.C, Semiconductors and Semimetals **62** 3 (2000)
- 62- Rogalski A, Infrared Phys.and Tech. **38** 29 (1997)
- 63- Henini M III-V Review **11** 30 (1998)
- 64- Razeghi M and Park Y.S, Infrared Phys.and Tech. **42** 135 (2001)
- 65- Perera A.G.U and Schaff W.J, Appl.Phys.Lett. **72** 1596 (1998)
- 66- Perera A.G.U , Schaff W.J and Yeo W, Infrared Phys.and Tech. **42** 157 (2001)
- 67- Cohen N and Sarusi G, Infrared Phys.and Tech. **42** 391 (2001)
- 68- Miller R.C and Gossard A.C, Phys. Rev. B **29** 7085 (1984)
- 69- Heiblum M and Eizenberg M, Appl. Phys. Lett. **47** 503 (1985)
- 70- Miyoko Oku Watanebe and Akimichi H, J.Appl. Phys. Lett. **57** 5340 (1985)
- 71- Ando T and Stern F, Rev.Mod.Phys. **54** 437 (1982)
- 72- Adachi S J.Appl.Phys. **58** R1-R29 (1985)
- 73- Bastard G. Phys.Rev.B. **24** 5693 (1981)
- 74- Weisberg L.R, J.Appl. Phys. **33** 1817 (1962)
- 75- Pelve E and Abbot R.R, J.Appl. Phys. **66** 5656 (1989)
- 76- Helgesen P and :Johannessen K, J.Appl. Phys. **69** 2689 (1991)
- 77- Levine B.F and Naresh Chand, Appl.Phys.Lett. **54** 2704 (1989)
- 78- Andrews S.R and Miller B.A, J.Appl. Phys. **70** 993 (1991)
- 79- Williams G.M and Anderson R.J, Appl.Phys.Lett. **60** 1324 (1992)



- 80-** Bishop P.J and Ridley B.K Semicond. Sci. Technol. **13** 482 (1998)
- 81-** Levine B.F and Malik R.J, Appl.Phys.Lett. **50** 1092 (1987)
- 82-** Vuong T.H and Tsang W.T, J.Appl. Phys. **66** 3688 (1989)
- 83-** Choi K.K and Saunders M.L, Appl.Phys.Lett. **57** 1384 (1990)
- 84-** Grahn H.T and Ploog K, Phys. Rev. Lett. **67** 1618 (1991)
- 85-** Han Z.Y and Radhakrishnan K, Journal of Crystal Growth **51** 141 (1994)
- 86-** Copasso F and Alfred Y, Appl.Phys.Lett. **48** 478 (1986)
- 87-** Helm M and Allen Jr, Phys. Rev. Lett. **63** 74(1989)
- 88-** Mityagin Yu A and Rasulova G.K, Superlattices and Mirostruc. **24** 449 (1998)
- 89-** P.O. Holtz and M.Sundaram Physical Rev.B **39** 18 (1989)
- 90-** Jia-Lin Zhu J.Phys.Condens.Matter **1** 1539 (1989)

## ÖZGEÇMİŞ

- Adı Soyadı** : Aslan Türkoğlu
- Doğum Yeri ve Tarihi** : Şarkışla, 02/08/1976
- Medeni durumu** : Evli ve iki çocuk babası.
- E-mail** : [aslan.turkoglu@gmail.com](mailto:aslan.turkoglu@gmail.com)
- Lisans** : Cumhuriyet Üniv. Fizik Böl. (1994-1998)
- Yüksek Lisans** : Cumhuriyet Üniv. Fizik Böl. (1999-2002)
- Doktora** : Cumhuriyet Üniv. Fizik Böl. (2002-2007)

## Yayımlar

- 1- Tilted Magnetic Field Effect on the Subband of a GaAlAs Diode with a GaAs Quantum Well: A.Turkoglu, R. Amca, Y.Ergun, I.Sökmen and N.Balkan  
(Superlattices and Microstructures **33** 235 (2003))
- 2- Effect of Exchange-Correlation Potential on the Plasmon Dispersions in a Doped Symmetrical Double Quantum Well:E.S.Tüzemen, A.Turkoglu, Y.Ergün, I. Sökmen and B. Tanatar.  
(Physica Solidi B **244** 635 (2007))

## Katıldığı Çalıştaylar

- 1-Yoğun Madde Fiziği Çalıştayı-1 (Feza Gürsey Enstitüsü-2004)
- 2-Yoğun Madde Fiziği Çalıştayı-2 (İlgaz -Orsem -2005)
- 3-Yoğun Madde Fiziği Çalıştayı-3 (Bilkent Üniversitesi-2005)