$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ KUANTUM KUYULU FOTODEDEKTÖR YAPILARININ ÜRETİLMESİ VE FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ

Halit ALTUNTAŞ

DOKTORA TEZİ
FİZİK

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEMMUZ 2009
ANKARA

Halit ALTUNTAŞ tarafından hazırlanan"$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ KUANTUM KUYU FOTODEDEKTÖR YAPILARININ ÜRETİLMESİ VE FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ" adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK …….
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği / oy çokluğu ile FİZİK Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY …….
(Fizik Anabilim Dalı, Bilkent Üniversitesi)
Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK …….
(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)
Prof. Dr. Mehmet KASAP …….
(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)
Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV …….
(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)
Prof. Dr. Bora ALKAN …….
(Fizik Anabilim Dalı, Ankara Üniversitesi)

Tarih: 16/ 07/ 2009

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail ÜNSAL …….
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Halit ALTUNTAŞ

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ KUANTUM KUYULU FOTODEDEKTÖR YAPILARININ ÜRETİLMESİ VE FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ

(Doktora Tezi)

Halit ALTUNTAŞ

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Temmuz 2009

ÖZET

Bu çalışmada, iki adet $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ (x=0.20, 0.22) kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör yapısı ve bir adet AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesi moleküler demet epitaksi (MBE) yöntemiyle büyütülmüştür. AlGaAs/GaAs materyal sistemleri mükemmel örgü uyumları ve MBE yöntemiyle de yüksek kalitede büyütülebildikleri için kızılötesi dedektör teknolojilerinde oldukça geniş bir şekilde kullanılmaktadır. Büyütülen fotodedektörler yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı ve fotolüminesans ölçümleriyle yapısal olarak karakterize edilmiş, Hall etkisi ölçümleriyle kalibrasyon numunesinin ve dedektörlerin elektriksel parametreleri bulunmuş ve dedektörlerin fabrikasyonları tamamlandıktan sonra karanlık akım-voltaj karakteristikleri sıcaklığın fonksiyonu olarak elde edilmiştir. Karanlık akım değerleri yüksek sıcaklıkta termi-iyonik emisyon teorisiyle açıklanmıştır. Ölçüm sonucunda, bandtan-sürekli duruma geçişe sahip dedektörün bandtan-banda geçişe sahip dedektöre göre 10^3 kat daha düşük bir karanlık akıma sahip olduğu görülmüştür.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : AlGaAs/GaAs, fotodedektör, kuantum kuyusu, MBE
Sayfa Adedi : 114
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK

MBE GROWTH AND DETERMINATION OF PHYSICAL PROPERTIES OF $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs QUANTUM WELL PHOTODETECTOR STRUCTURES

(Ph.D. Thesis)

Halit ALTUNTAŞ

GAZİ UNIVERSITY

INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

Temmuz 2009

ABSTRACT

In this work, two $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs (x=0.20, 0.22) quantum well infrared photodetector structures and a AlGaAs/GaAs calibration sample were grown using the molecular beam epitaxy (MBE). AlGaAs/GaAs materials are used for infrared detector technologies because they have very good lattice matching and growing by MBE perfectly. Structural properties of photodetectors were carried out by high resolution x-ray diffraction and photoluminescence measurements. Electrical parameters of the detectors and calibration sample determined by using Hall effect measurements. After the fabrication of the detectors, dark current-voltage characteristics as a function of temperature were done. Dark current values at high temperature region were explained with thermionic emission theory. Measurements show that detector with band-to-continuum states transport has lower dark current than detector with band-to-band transport as 10^3 order.

Science Code : 202.1.147
Key Words : AlGaAs/GaAs, photodetector, quantum well, MBE
Page Number: 114
Adviser : Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarı direktörü hocam Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK' e teşekkürü bir borç bilirim.

Numunelerin fabrikasyonlarının yapıldığı Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) direktörü ve kendilerinin tez izleme komitemde olmasından büyük onur duyduğum Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY'a ve NANOTAM araştırma mühendislerine teşekkür ederim.

Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden, Prof. Dr. Mehmet KASAP, Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL ve Dr. Mustafa Kemal ÖZTÜRK hocalarıma desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında, numunelerin büyütülmesinde ve ölçümlerinde yardımları bulunmuş tüm hocalarıma ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Ve nihayetinde, ailemin desteği ve inancı olmadan bu çalışmayı yapamazdım. Bütün imkânlarıyla bana destek olan aileme ve annem Aysel ALTUNTAŞ' a içten teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez 2001K120590 no' lu proje ile DPT tarafından desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET iv

ABSTRACT v

TEŞEKKÜR vi

İÇİNDEKİLER vii

ÇİZELGELERİN LİSTESİ x

ŞEKİLLERİN LİSTESİ xi

RESİMLERİN LİSTESİ xiv

SİMGELER VE KISALTMALAR xv

1. GİRİŞ 1

2. KUANTUM KUYULU KIZILÖTESİ FOTODEDEKTÖRLER 9

2.1. Yarıiletken Hetero-yapılarına Giriş 9

2.1. Yarıiletken Kuantum Kuyuları 10

2.2. Kuantum Kuyusunun Elektronik Yapısı 11

2.3. Kuantum Kuyulu Kızılötesi Dedektörler Hakkında Literatür Bilgisi 17

2.4. Kuantum Kuyulu Kızılötesi Fotodedektörlerin Uygulamaları 21

3. KULLANILAN YÖNTEMLER VE DENEYSEL SİSTEMLER 23

3.1. Moleküler Demet Epitaksi Yöntemine Giriş 23

3.2. MBE Kaynak Hücreleri 27

3.3. VG-Semicon V80H-MBE sistemi 30

3.3.1. VG-V80H MBE sisteminin kaynak hücreleri 32

3.3.2. VG-V80H MBE sisteminin kaynak kesicileri 33

3.3.3. VG-V80H MBE sisteminin alttaş tutucusu 34

Sayfa

3.3.4. VG-V80H MBE sisteminde akı ölçümü 34

3.3.5. VG-V80H MBE sisteminde RHEED cihazı 35

3.3.6. VG-V80H MBE sisteminde hazırlık odası 35

3.3.7. VG-V80H MBE sisteminde yükleme odası 35

3.3.8. VG-V80H MBE sisteminde kaset asansör mekanizması 35

3.3.9. VG-V80H MBE Sisteminde alttaşı hareket ettirme mekanizması 36

3.3.10. VG-V80H MBE sisteminde alttaş transfer mekanizması 36

3.4. Kalibrasyon Numunesinin MBE Yöntemiyle Büyütülmesi 37

3.5. AlGaAs/GaAs Kuantum Kuyulu Kızılötesi Fotodedektör Yapılarının MBE Yöntem
Büyütülmesi……..…….....40

3.6. Yüksek Çözünürlüklü X-Işınları Difraksiyonu (HR-XRD) 44

3.6.1. Kullanılan x-ışınları difraktometresinin bazı özellikleri 49

3.7. Hall Etkisi Deneyi ve Hall Mobilitesi 51

3.8. Fotolüminesans Ölçümleri 57

3.9. Fotodedektör Numunelerinin Fabrikasyonu 61

3.9.1. Örnek temizliği 61

3.9.2. Birinci ohmik kontak adımı 61

3.9.3. İkinci ohmik kontak adımı 62

3.9.4. Mesa ada izolasyonu adım 63

3.9.5. Arabağlantı metallerinin kaplanması 64

3.9.6. IR Yansıtma için arka yüzeye grating aşındırması ve Yansıtıcı kaplama adımı 65

3.10. Karanlık Akım Ölçümleri 67

Sayfa

4. BULGULAR VE TARTIŞMA 68

4.1. Yüksek Çözünürlüklü X-ışınları Kırınımı 68

4.1.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin x-ışınları kırınımı..... 68

4.1.2. AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodedektörlerin x-ışınları kırınımı .. 70

4.2. Hall Ölçümleri Sonuçları 73

4.2.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin Hall etkisi sonuçları..... 73

4.2.2. AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodektörlerin Hall etkisi sonuçları .. 75

4.3. Fotolüminesans (PL) Ölçümleri..... 77

4.4. Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Karanlık Akım-Voltaj (I-V) Ölçümü 81

4.4.1. Termi-yonik emisyon..... 89

4.4.2. Termal olarak üretilen karanlık akım..... 95

5. SONUÇLAR 101

KAYNAKLAR…….103

ÖZGEÇMİŞ……..109

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge **Sayfa**

Çizelge 1.1. Bazı yarıiletkenler için yasak enerji aralıkları 4

Çizelge 3.1. Kalibrasyon numunesinin akı değerleri 38

Çizelge 3.2. GS24 fotodedektör yapısı için akı değerleri 42

Çizelge 3.3. GS25 fotodedektör yapısı için akı değerleri 42

Çizelge 3.4. X-ışınları difraktometresinin teknik özellikleri 50

Çizelge 4.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin HRXRD' den elde edilen parametreleri 68

Çizelge 4.2. GS24 fotodedektörü için HRXRD simülasyon sonuçları 72

Çizelge 4.3. GS25 fotodedektörü için HRXRD simülasyon sonuçları 73

Çizelge 4.4. Hesaplanan enerji seviyeleri 77

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil **Sayfa**

Şekil 1. 1. Elektromanyetik spektrum [1, 2] 1

Şekil 1. 2. Yarıiletken kızılötesi dedektörlerin geliştirilme evreleri, X: Ge ve Si 2

Şekil 1. 3. Yarıiletkende optik uyarma işlemleri 1. Bandtan banda uyarılma 3

Şekil 1. 4. Foton ve termal dedektörün spektral tepki eğrileri 6

Şekil 1. 5. Termopil devresinin yapısı 7

Şekil 2.1. Yarıiletken hetero-yapılarının farklı tipleri..... 9

Şekil 2.2. $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs Kuantum kuyusunun band yapısı..... 11

Şekil 2.3. Kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda izinli enerji seviyeleri ve .. 12

Şekil 2.4. (a). Kuantum kuyusunun büyütme yönündeki enerji seviyeleri (b). 15

Şekil 2.5. AlGaAs/GaAs kuantum kuyusunun (a). fiziksel yapısı (b). basitçe 16

Şekil 2.6. Izgaralar aracılığıyla gelen ışımanın büyütme yönünde bileşene sahip..... 16

Şekil 2.7. Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün iletkenlik bandının (a). Sıfır.. 19

Şekil 2.8. Bağlı durumdan sürekli duruma geçişe sahip kuantum kuyu yapısı [38].. 20

Şekil 2.9. Bağlı durumdan bağlı duruma geçişe sahip kuantum kuyu yapısı [38]..... 20

Şekil 2.10. Atmosferin geçirgenliği ve moleküllerin absorbladıkları dalgaboyları ... 22

Şekil 3.1. MBE işleminin şematik diyagramı [Vg-Semicon V80H Manüel] 24

Şekil 3.2. 300 K' de azot molekülleri için ortalama serbest yol 26

Şekil 3.3. (a). GaAs RHEED deseni (b). ve (c). salınım eğrilerinin periyotu ve 27

Şekil 3.4. Konik bir kaynak hücresinin geometrik konfigürasyonu..... 29

Şekil 3.5. VG-Semicon V80H-MBE Sistemi [Vg-Semicon Manual]..... 30

Şekil 3.6. Knudsen hücresi [Vg-Semicon Manual]..... 33

Şekil 3.7. V80H MBE sisteminde bulunan kaynak kesici [Vg-Semicon Manual] 33

Şekil **Sayfa**

Şekil 3.8. V80H MBE sisteminin alttaş tutucusu [Vg-Semicon Manual]..... 34

Şekil 3.9. V80H MBE sisteminde alttaş hareketini sağlayan dingil sistemi [Vg..... 36

Şekil 3.10. V80H MBE sisteminde alttaş transfer mekanizması 36

Şekil 3.11. GS24 ve GS25 kuantum kuyulu fotodedektörlerin yapısı 41

Şekil 3.12. Kristal düzlemlerinden X-ışınlarının saçılması..... 44

Şekil 3.13. Si ve SiGe arasındaki örgü uyumsuzluğu 46

Şekil 3.14. Yönelim bozukluğu..... 47

Şekil 3.15. Dislokasyon yoğunluğu 47

Şekil 3.16. Mozaik yayılımı 48

Şekil 3.17. Çift kristal x-ışını kırınım düzeneği [35] 49

Şekil 3.18. Manyetik alan altında elektronların hareketi 52

Şekil 3.19. Van der Pauw ölçüm tekniği..... 53

Şekil 4.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin (002) YÇXK eğrisi..... 69

Şekil 4.2. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin (004) YÇXK eğrisi..... 70

Şekil 4.3. GS24 kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün HRXRD eğrisi 71

Şekil 4.4. GS24 kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün HRXRD eğrisi 72

Şekil 4.5. Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi 74

Şekil 4.6. Katman taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi 74

Şekil 4.7. GS24 için Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi 75

Şekil 4.8. GS25 için Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi 76

Şekil 4.9. Oda sıcaklığında GS24 nolu numunenin PL spektrumu..... 78

Şekil 4.10. Oda sıcaklığında GS25 nolu numunenin PL spektrumu..... 79

Şekil 4.11. GS24 sıcaklık bağımlı PL spektrumu 80

Şekil **Sayfa**

Şekil 4.12. GS25 sıcaklık bağımlı PL spektrumu 80

Şekil 4.13. GS24 nolu dedektörün 80 -300 K aralığında *I-V* eğrisi 82

Şekil 4.14. GS25 nolu dedektörün 80 -300 K aralığında *I-V* eğrisi 83

Şekil 4.15. GS24 için değişik voltajlarda sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülen 84

Şekil 4.16. GS25 için değişik voltajlarda sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülen 85

Şekil 4.17. Düşük besleme voltajı altında ardışık tünelleme 86

Şekil 4.18. Yüksek besleme altında üçgen tünelleme 86

Şekil 4.19. GS24 için 80 K ve 275 K *I-V* eğrisi 87

Şekil 4.20. GS24 için 80 K ve 275 K *I-V* eğrisi 88

Şekil 4.21. Besleme altında kuantum kuyusunda tünelleme ve termi-iyonik olayları 89

Şekil 4.22. z- ekseni boyunca büyütülmüş *L* yanal boyutlu kuantum kuyu katmanı. 90

Şekil 4.23. İki boyutlu durum yoğunluğunun şematik diyagramı 92

Şekil 4.24. Kuantum kuyusunda oluşan enerji seviyeleri. 96

Şekil 4.25. GS24 dedektörü için ln[*I(T)/T*]' nin 1/*T*' eğrisi 97

Şekil 4.26. GS25 dedektörü için ln[*I(T)/T*]' nin 1/*T*' eğrisi 97

Şekil 4.27. GS24 için FTIR spektrumu 98

Şekil 4.28. GS25 için FTIR spektrumu 98

Şekil 4.29. GS24 ve GS25 için 80 K sıcaklığında ölçülen karanlık akım eğrileri 99

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim **Sayfa**

Resim 2.1. Kuantum kuyulu kızılötesi dedektör ile alınmış bir görüntü (Fraunhofer Enstitüsü) 21

Resim 2.2. Kuantum kuyulu kızılötesi dedektör kamera sistemi (Fraunhofer Enstitüsü) 22

Resim 3. 1. Gazi Üniversitesi STARLAB' ta bulunan V80H model MBE sistemi .. 31

Resim 3. 2. Bruker D8 Discover cihazının Göbel kısmı..... 50

Resim 3. 3. Bruker D8 Discover cihazının genel görünümü 51

Resim 3. 4. Lake-Shore Hall etkisi ölçüm sistemi..... 57

Resim 3.5. PL ölçümlerinde kullanılan Horiba Jobin Yvon PLuorolog-3 sistemi 61

Resim 3.6. Tek bir fotodedektörün resmi..... 65

Resim 3.7. Tek bir fotodedektörün kontakları 66

Resim 3.8. Tek bir fotodedektörün kontakları 66

Resim 3.9. Fotodedektörün Mesa yapısı..... 66

Resim 3.10. Karanlık akım-voltaj ölçüm düzeneği..... 67

SİMGELER VE KISALTMALAR

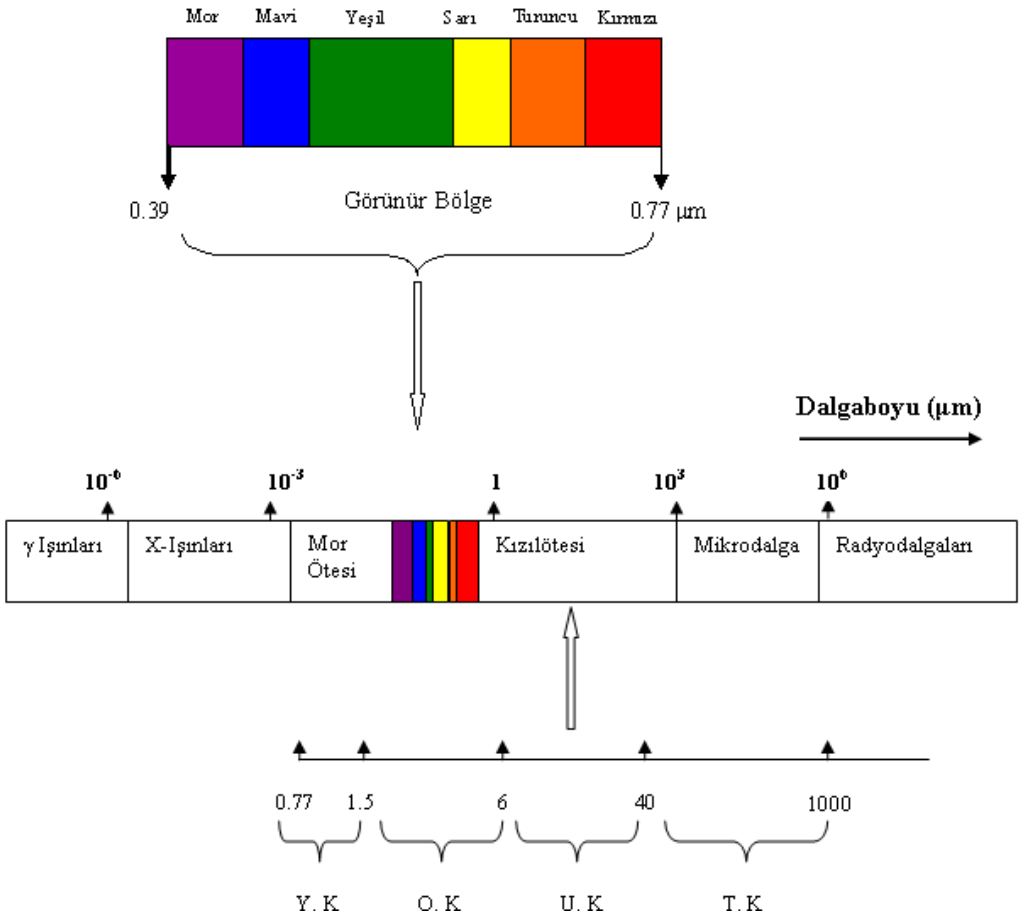
Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	**Açıklama**
a_s	Alttaş örgü sabiti
a_f	Film örgü sabiti
a.u	Keyfi birim
β	Eğim açısı
d	Numune kalınlığı
$\vec{E}$	Elektrik alan
E_0	Temel durum enerji seviyesi
E_1	Birinci uyarılmış enerji seviyesi
E_D	Verici aktivasyon enerjisi
E_g	Yasak band aralığı enerjisi
E_F	Fermi enerjisi
$\vec{F}$	Lorentz kuvveti
FTIR	Fourier transform infrared spectrometry
Γ	Moleküler demet akısı
HRXRD	Yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı
h	Planck sabiti
I	Akım
J	Akım yoğunluğu
K	Elektron dalga vektörü
k_B	Boltzmann sabiti
L_B	Bariyer genişliği
L_W	Kuantum kuyu genişliği
λ_F	Fermi dalgaboyu

$\boldsymbol{\mu}$	Mobilite
$\boldsymbol{m^*}$	Etkin kütle
Simgeler	**Açıklama**
MBE	Moleküler demet epitaksi
$\boldsymbol{L_W}$	Kuantum kuyu genişliği
$\boldsymbol{L_B}$	Bariyer genişliği
λ	Dalga boyu
$\boldsymbol{n}$	Hacim taşıyıcı yoğunluğu
$\boldsymbol{n_s}$	Katman taşıyıcı yoğunluğu
$\boldsymbol{v}$	Elektromanyetik ışımanın frekansı
O.K	Orta kızılötesi
PL	Fotolüminesans
PBN	Pyrlotic boron nitride
PR	Fotorezist
QWIP	Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör
RF	Radyo frekansı
RHEED	Yüksek enerjili elektron kırınım yansıması
RTA	Hızlı ısıl tavlama
TE	Termi-iyonik emission
U.K	Uzak kızılötesi
UYV	Ultra yüksek vakum
$\boldsymbol{V}$	Voltaj
Y.K	Yakın kızılötesi

1. GİRİŞ

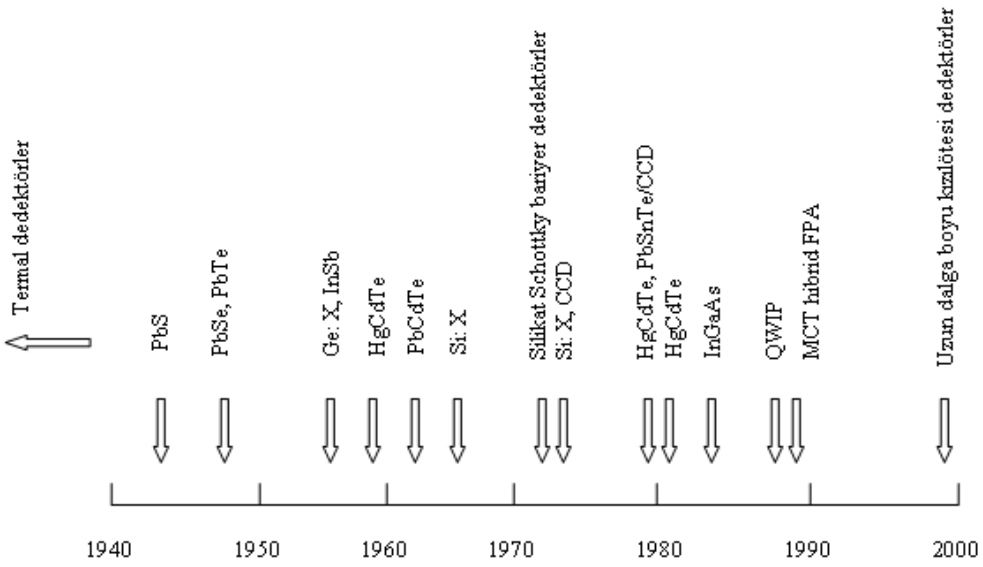
Elektromanyetik spektrum gama-ışınlarından radyo dalgalarına kadar olan tüm elektromanyetik dalgaların enerjilerine göre dalga boylarının dizilimidir. Güneşin, ayın veya herhangi bir yapay ışık kaynağının bulunmadığı ortamda insan gözünün görme yeteneği çok zayıftır. Hatta güneşli bir günde dahi, insan gözü Şekil 1.1' de verilen elektromanyetik spektrumun çok dar bir kısmı olan görünür bölgeyi görebilir [1].



Şekil 1. 1. Elektromanyetik spektrum [1, 2]

Bu tezde, yukarıdaki spektrumun kızılötesi bölgesiyle ilgilenilecektir. Kızılötesi ışıma, elektromanyetik spektrumun 1 mikrometre civarı ile 1 milimetre arasında kalan ışıma kısmıdır. Bu bölge, 0.7-1.5 µm yakın kızılötesi(Y.K), 2-6 µm orta kızılötesi(O.K), 6-40 µm uzun kızılötesi (U.K) ve Terahertz (10^{12} Hertz) gibi alt

bölgelere ayrılmaktadır. Eğer elektromanyetik spektrumun kızılötesi kısmına odaklanabilirsek, herhangi bir sıcaklığa sahip objelerin gözlemlenmesini sağlayabiliriz. Bu gözlemlemeye kızılötesi görüntüleme ismi verilir ve bu görüntüleme teknolojisinin uygulamaları başlıca askeri, tıp, iletişim, astronomi ve meteoroloji alanlarında oldukça geniş bir şekilde kullanılmaktadır. Kızılötesi ışımayı algılayan cihazlara kızılötesi detektörleri veya sensörleri adı verilir. Kızılötesi sensörler özellikle askeri amaçlı kullanılmak üzere ikinci dünya savaşı sırasında Alman askeri kurumları tarafından kurşun-sülfit (PbS) bileşikleri kullanılarak üretildi ve o yıllardan beri yoğun bir şekilde geliştirilmektedir Kızılötesi dedektörlerin gelişme evreleri Şekil 1.2' de verilmiştir.



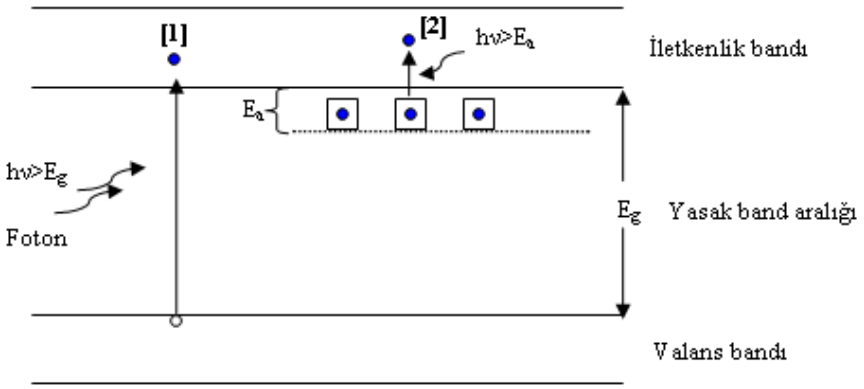
Şekil 1. 2. Yarıiletken kızılötesi dedektörlerin geliştirilme evreleri, X: Ge ve Si içindeki katkı maddelerini göstermektedir; Hg, As, Ga, In, Sb

Kızılötesi detektörlerin çalışma prensibi, gelen kızılötesi ışımayı ölçülebilecek şekilde elektrik sinyaline çevirme esasına dayanır. İki türlü detektör mekanizması vardır. Bunlar: Foton ve ısıl mekanizmalarıdır [2-4].

Foton dedektöründe, Şekil 1.3' de gösterildiği gibi kızıl ötesi ışıma iki farklı optiksel uyarılma işlemiyle emilim edilir. Bir foton dedektörünün spektral tepkisi, dedektörün üzerine düşen ışımanın dalga boyuna ve gücüne bağlıdır. Yakın kızıl ötesi bölgede

çalışan dedektörlerin dışında, foton dedektörleri yük taşıyıcılarının termal olarak üretilmesini engellemek için soğutulması gerekmektedir. Çünkü termal uyarmayla oluşan yük taşıyıcıları dedektörün önemli bir parametresi olan karanlık akım değerini yükseltirler ve bu dedektörde gürültü oluşmasını sağlar. Foton dedektörlerin soğutulması zorunluluğu, onların kızılötesi sistemlerde kullanımında ek masraflar ortaya çıkarmaktadır ve bu zorunluluk foton dedektörlerinin bir dezavantajıdır [5].

Foton dedektörleri, kızılötesi ışımanın dedektör materyali içindeki etkileşmeye bağlı olarak birkaç sınıfa ayrılır. Bunlardan bazıları, özgül yarıiletken (band-band uyarılmasına sahip), özgül olmayan (yasak band içindeki izinli enerji seviyelerinden uyarılma) ve kuantum kuyulu dedektörlerdir.



Şekil 1. 3. Yarıiletkende optik uyarma işlemleri 1. Bandtan banda uyarılma (intrinsic) 2. Katkı seviyesinden uyarılma (extrinsic) [2].

Özgül tip dedektölerde, yasak enerji aralığından büyük enerjiye sahip fotonlar elektron-deşik çiftleri oluştururlar. Bu tip dedektörlerde kendi arasında yine iki kısma ayrılır. Bunlar fotoiletken ve fotovoltaik dedektörlerdir.

En basit formda, fotoiletken dedektörler iki kontağa sahiptirler. Elektron-deşik çiftleri dedektör materyalinin elektriksel iletkenliğinde bir değişiklik oluştururlar. İletkenlikteki değişiklik, dedektöre sabit bir voltaj uygulandığı zaman akımdaki değişiklik olarak kendini gösterir.

Fotovoltaik tipi dedektörler p-n eklem fotodiyotları olarak ta isimlendirilir. Dedektörün yüzeyine yasak enerji aralığından daha büyük enerjili fotonlar düştüğünde, p-n eklemin tüketim bölgesinde elektron-deşik çiftleri oluşturulur. Bu şekilde oluşan güçlü elektrik alan nedeniyle, elektron-deşik çiftleri fotom akım oluşturacak şekilde uzay yük bölgesinin içerisinde ayrılırlar. Fotoiletken dedektörlerin aksine fotovoltaik dedektörler için harici bir voltaj kaynağına ihtiyaç yoktur [6,7].

Çizelge 1.1. Bazı yarıiletkenler için yasak enerji aralıkları

Yarıiletken	Yasak band aralığı (eV)	Dalga boyu (μm)
Se	2.00	0.62
Si	1.12	1.10
Ge	0.67	1.80
Te	0.33	3.70
Sn	0.08	16.0
ZnS	3.60	0.34
CdS	2.40	0.52
CdSe	1.80	0.69
AlSb	1.60	0.78
CdTe	1.50	0.83
GaAs	1.42	0.86
InP	1.25	1.00
GaSb	0.80	1.60
PbS	0.37	3.40
InAs	0.35	3.50
Mg_2Sn	0.33	3.80
PbTe	0.30	4.10
PbSe	0.27	4.60
InSb	0.18	6.90

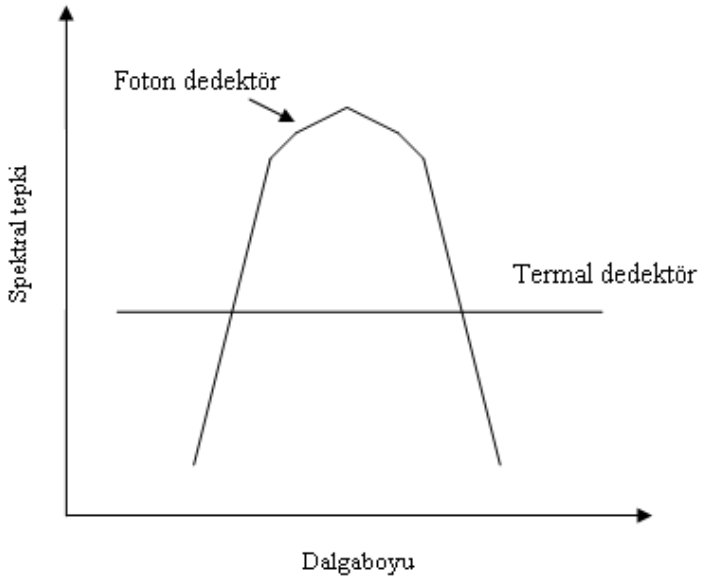
Bazı yarıiletkenlerin yasak enerji band aralıkları ve bunlara karşılık gelen dalga boyları Çizelge 1.1’ de verilmiştir. Bir yarıiletken katkılandığı zaman yarıiletkenin yasak enerji bandı içerisinde fazladan izinli enerji seviyeleri oluşur. Bu seviyeler iletkenlik bandına yakın bir seviyeye yerleşebilirler. Elektronlar kızıl ötesi ışıma ile bu seviyelerden iletkenlik bandına uyarılarak iletkenlikte bir artışa sebep olur. Daha önce fotoiletken dedektörlerde açıklandığı gibi bu tip dedektörlerde de harici bir voltaj kaynağına ihtiyaç vardır.

Elektronları iletkenlik bandına uyarmak için gerekli olan enerjinin küçük olması nedeniyle, elektronlar yüksek sıcaklıklarda termal yani ısıl olarak kolayca uyarılabilirler. Eğer elektronların tamamı iletkenlik bandına termal olarak uyarılırsa, optik olarak bir uyarılmaya yer kalmayacağı için ışıma altında dedektör akımında herhangi bir değişiklik meydana gelmeyecektir. Yani termal uyarılma optik uyarılmaya göre çok daha baskın olacaktır. Bu yüzden, dedektör sıvı helyum sıcaklığı gibi oldukça düşük sıcaklıklara kadar soğultmalıdır. Bu işlem özgül dedektörlere göre özgül olmayan dedektörlerin bir dezavantaja olarak görülmektedir.

Kuantum kuyulu dedektörlerin çalışma prensibi ve teorisi bir sonraki bölümde ayrıntılarıyla tartışılacaktır. Bell Laboratuarları 1980’ lerin ortalarında kuantun kuyulu dedektör dizilimlerin yapımında önderlik etmiştir. Acreo şirketi 1986 yılında kuantum kuyulu dedektörler üzerinde büyük araştırmalar yapmaya başlamış ve çalışmalar sonucunda kuantum kuyulu dedektörlerin verimliliğini büyük oranda artıran iki önemli patentle sonuçlandırmışlardır. Şuan itibariyle Acreo şirketi kızılötesi sistemlerde dünyadaki üç büyük şirketten birisidir. Amerikan savunma ve havacılık şirketi Lockheed Martin şirketi de bu büyük pazarda bulunan diğer önemli bir şirkettir. Ülkemizde ise Aselsan kızılötesi dedektör üretiminde önder olarak yer almaktadır.

Termal dedektörde, dedektör materyali devrenin sabit bir sıcaklıkta kalmasını sağlayan bir ısı yalıtıcısının üzerine iki kontakla bağlanır [4]. Kızılötesi ışıma devrenin yüzeyine çarptığında, devrenin sıcaklığında bir artış meydana getirir ve ve dedektörün çıkış sinyalinde değişiklik oluşturur. Çıkış sinyali, termoelektrik etki,

direnç ve pyroelektrik etki gibi sıcaklığa bağımlı olarak değişen mekanizmalardan elde edilir. Termal dedektörün spektral tepkisi foton dedektörünün tersine dfalga boyundan bağımsızdır. Şekil 1.4' te foton ve termal dedektörlerin spektral tepkileri gösterilmiştir. Termal dedektörler aşağıda belirtilen bazı ticari uygulamalarda kullanılmaktadır.

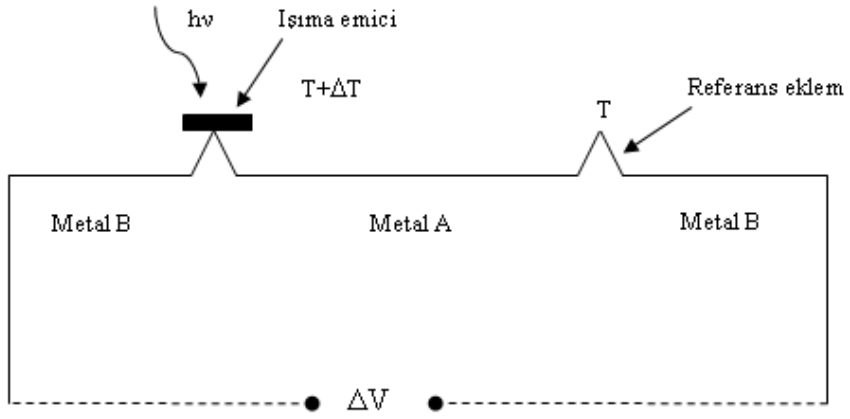


Şekil 1. 4. Foton ve termal dedektörün spektral tepki eğrileri

Bolometre, üzerine kızıl ötesi ışıma düştüğünde direnç değerinde büyük değişimi sağlayabilmesi için oldukça küçük bir ısı kapasitesine sahip bir materyalden oluşur. Gelen ışımanın gücü dedektör elementinde ısı üretir ve bu ısı devrenin direncinde değişikliğe yol açar. Dirençteki değişim fotoiletken dedektördeki gibidir fakat dedekte etme mekanizmaları farklıdır.

Bir termoelektrik devresi (termoçift veya termopil) iki farklı iletken veya yarıiletkenin Şekil1.5' te gösterildiği gibi seri bağlanmasından oluşur [4]. Burada iki farklı eklem vardır; bunlardan birisi sabit bir referans sıcaklığında tutulurken diğer eklem üzerine kızıl ötesi ışıma düştüğünde sıcaklığı değişir. İki eklem arasındaki sıcaklık farkı bir ΔV çıkış voltajını oluşturur. Termoelektrik etkisi ayrıca Seebeck-etkisi olarak ta literatürde adlandırılır.

Bazı yarıiletkenlerin yasak enerji band aralıkları ve bunlara karşılık gelen dalga boyları Çizelge 1.1’ de verilmiştir.



Şekil 1. 5. Termopil devresinin yapısı

Yukarıda kısaca açıklanmaya çalışılan dedektör tiplerinden Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörler oldukça büyük bir öneme sahiptir. Kızılötesi ve özellikle orta ve uzun kızılötesi ışımayı algılamak için düşük enerjili geçişlere ihtiyaç vardır. Örneğin 10 μm’ lik bir kızılötesi ışımayı algılamak için yaklaşık olarak 124 meV’ lik bir enerji geçişi gereklidir. Bu tür küçük enerjili geçişleri sağlamak için kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörler geliştirilmiştir. Bu dedektörlerin temeli kuantum kuyusu içinde oluşan altbandlar arası geçişlere dayanmakatadır. Bu dedektörler düşük karanlık akımı ve yüksek performansları nedeniyle 1990’ lardan beri hızlı bir şekilde geliştirilmektedirler. Çizelge 1.2’ de kızılötesi bölgeleri algılamak için kullanılan dedektör materyallerinin listesi verilmiştir.

MBE yüksek kalitede yarıiletken materyal büyütmede en çok kullanılan yöntemlerden biridir. Bu yöntemde büyütme oranı düşük olmasından dolayı yarıiletken materyallerin oluşumu kontrol edilebilmektedir. AlGaAs/GaAs kuantum kuyu yapıları kızılötesi dedektörler için oldukça uygundur. Çünkü AlGaAs ve GaAs örgüleri arasındaki uyuşmazlık çok azdır ve bu mükemmel örgü uyumu yüksek kaliteli kuantum kuyu yapılarının oluşturulmasına ve bu kuyuların da dedektörler için kullanılmasına veya dizayn edilmesine imkân vermektedir.

Çizelge 1.2. Kızılötesi bölgede kullanılan dedektör yapıları

Materyal	**Dalga Boyu**	**Materyal**	**Dalga Boyu**
$Hg_{0.55}Cd_{0.45}Te$	1 μm- 3 μm	Metal-Silicide	8 μm- 14 μm
InGaAs	1 μm- 3 μm	**AlGaAs/GaAs**	**8 μm- 14 μm**
Pd_2-Silicide	1 μm- 3 μm	HgTe/CdTe SL	8 μm- 14 μm
$Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te$	3 μm- 5 μm	III-V SLs	8 μm- 14 μm
InSb	3 μm- 5 μm	$Hg_{0.85}Zn_{0.15}Te$	8 μm- 14 μm
Pt-Silicide	3 μm- 5 μm	InTISb	8 μm- 14 μm
Pb Tuzları	3 μm- 4 μm	Ge_xSi_{1-x}	9 μm- 16 μm
$Hg_{0.83}Zn_{0.17}Te$	3 μm- 5 μm	$Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$	> 15 μm
$Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$	8 μm- 14 μm	InAs/InGaSb SLs	> 15 μm

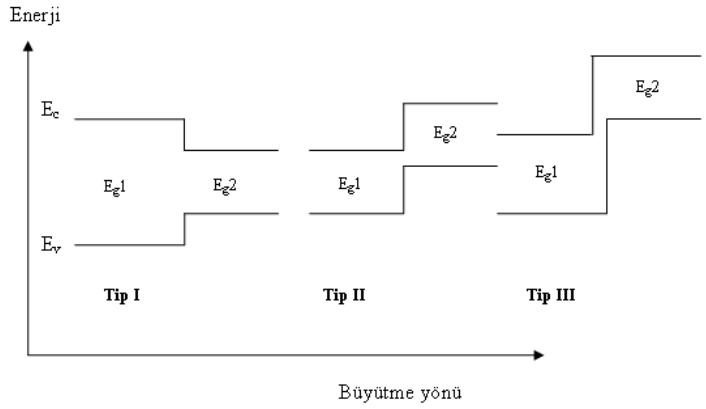
Bu tez çalışmasında iki adet AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodedektör yapıları MBE yöntemiyle büyütülmüştür. Bu yapılar GS24 ve GS25 olarak isimlendirilmiştir. Büyütülen bu dedektör yapılarının yapısal ve elektriksel karakterizasyonu yapılmıştır. Numunelerin yapısal karakterizasyonları yüksek çözünürlüklü x-ışımları kırınımı yöntemiyle ve PL ölçümleriyle yapılmıştır. Elektriksel karakterizasyonu ise sıcaklık bağımlı olarak (80- 300 K) karanlık akım-voltaj eğrileri elde edilmesiyle ve Hall ölçümleriyle yapılmıştır. Özellikle yüksek sıcaklıklarda bu yapıların elektriksel karakteristikleri termi-iyonik emisyon teorisiyle açıklanmıştır. Ayrıca karanlık akım ölçümlerinden GS25 kuantum kuyulu kızılötesi dedektörün GS24 dedektörüne göre daha düşük bir karanlık akım değerine sahip olduğu görülmüş ve sebepleri açıklanmıştır.

2. KUANTUM KUYULU KIZILÖTESİ FOTODEDEKTÖRLER

Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörler, özellikle uzak kızılötesi bölgeleri yüksek performansla algılayabilmek için dizayn edilen ve günümüz kızılötesi görüntüleme ve algılama teknolojilerinde oldukça geniş bir yere sahip olan bir dedektör tipidir.

2.1. Yarıiletken Hetero-yapılarına Giriş

Yarıiletken hetero-yapısı bir yarıiletken tabakanın başka tip bir yarıiletken tabaka üzerine büyütülmesiyle elde edilir. Bu tür yapıları büyütmek için birkaç çeşit epitaksiyel büyütme tekniği vardır. Molecular beam epitaxy (MBE) yarıiletken ince film büyütme teknikleri arasında en önemli olan tekniktir ve tezin ileriki bölümlerinde ayrıntılı olarak anlatılacaktır. Metal organic chemical vapor deposition (MOCVD), metal organic vapor phase deposition (MOVPD), chemical beam epitaxy (CBE), metal organic molecular beam epitaxy (MOMBE) teknikleri de yarıiletken hetero-yapılarının büyütülmesi için geliştirilen tekniklerdir. Yarıiletken hetero-yapılarının epitaksiyel olarak kaliteli büyütülebilmesi için seçilen materyallerin kristal yapılarının ve örgü uzunluklarının birbirlerine yakın olması gerekmektedir. Bu, örgü uyumluluğu denilen şartı sağlamak içindir [6]. Örgüler arasında oluşacak olan uyumsuzluklar yarıiletken hetero-yapı içinde kusurlara yol açarak bu yapı kullanılarak elde edilen devrenin çalışmasını olumsuz yönde etkileyecektir. Şekil 2.1' te üç farklı tip hetero-yapı formları gösterilmiştir [6].



Şekil 2.1. Yarıiletken hetero-yapılarının farklı tipleri

Tip I: Bu tip yapıda, yasak band aralığı küçük materyal, yasak band aralığı büyük materyalin iletkenlik ve valans bandı arasında yerleşir.

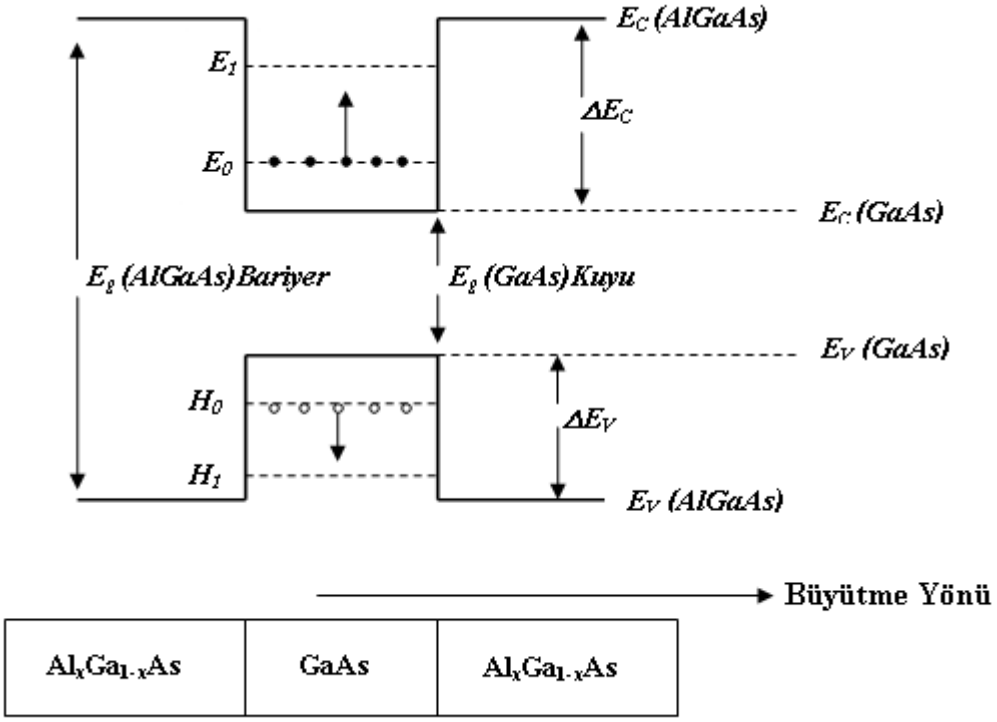
Tip II: Bu tip yapıda, bandlardaki bükülmelerden birisi iki yarıiletken materyalin yasak band aralıkları arasındaki farktan daha büyük, fakat en büyük yasak band aralığından daha küçüktür.

Tip III: bu tip yapıda, band bükülmelerden birisi en yüksek yasak band aralıklı materyalin band aralığından daha yüksektir.

Yukarıdaki tipleri kullanarak örgü kusurlarını minimum edecek şekilde beş çeşit farklı yarıiletken sistem ailesi geliştirilmiştir. $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ yarıiletken birleşimi bu tiplerde kullanılan en önemli birleşimdir. Çünkü x değerinin değişmesiyle örgü sabitleri arasında büyük bir değişim oluşamamaktadır ve böylece mükemmel örgü uyumlu $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ hetero-yapıları elde edilebilmektedir. Diğer önemli hetero-yapı sistemleri, $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$/ InP, $Al_xIn_{1-x}As/InP$, $In_xAs_{1-x}Sb/GaSb$ ve $Al_xGa_{1-x}Sb/GaSb$ olarak verilebilir.

2.1. Yarıiletken Kuantum Kuyuları

Kuantum kuyusu, bir potansiyel basamağı elde etmek için küçük yasak band aralığına sahip yarıiletkenin büyük yasak band aralığına sahip yarıiletkenlerin arasına yerleştirilmesiyle oluşan yapıdır. Şekil 2.2’ de gösterildiği gibi elde edilen kuyu yapısı elektronların bir yönelimdeki (z-doğrultusu) hareketini sınırlarken diğer iki yönelimdeki (x-y doğrultuları) hareketlerini serbest bırakır. Kuyunun genişliği yeterince küçük olursa, kuyunun içerisindeki elektronların hareketi büyütme yönünde kuantize olur ve bu yöndeki enerji seviyeleri farklı değerler alır[6,7]. Kuantum kuyu yapısı kullanılarak elde edilen en temel elektronik devre, kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör yapısıdır [7].



Şekil 2.2. $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs Kuantum kuyusunun band yapısı [8]

2.2. Kuantum Kuyusunun Elektronik Yapısı

Nanoyapıların elektronik yapısı elektronların bulunabileceği belirli izinli enerji seviyelerini vermesi nedeniyle büyük öneme sahiptir. Enerji seviyeleri Eş. 1.1 ile verilen Schrödinger denkleminin çözülmesiyle bulunabilir.

$$H\psi_n = E_n\psi_n \tag{2.1}$$

Burada H kinetik ve potansiyel enerjinin toplamını ifade eden Hamiltonyen, ψ_n elektron dalga fonksiyonu ve E_n enerjidir. Büyütme yönünde(z-yönü) kuyu içindeki bir boyutlu potansiyeli V=0 ve kuyunun dışında $V=\infty$ kabul ederek serbest elektronun kuyu içindeki Hamiltonyeni

$$H = \frac{p^2}{2m^*} \tag{2.2}$$

Burada p elektronun momentumu ve m^* elektronun etkin kütlesini gösterir. Kuantum teorisinde momentum

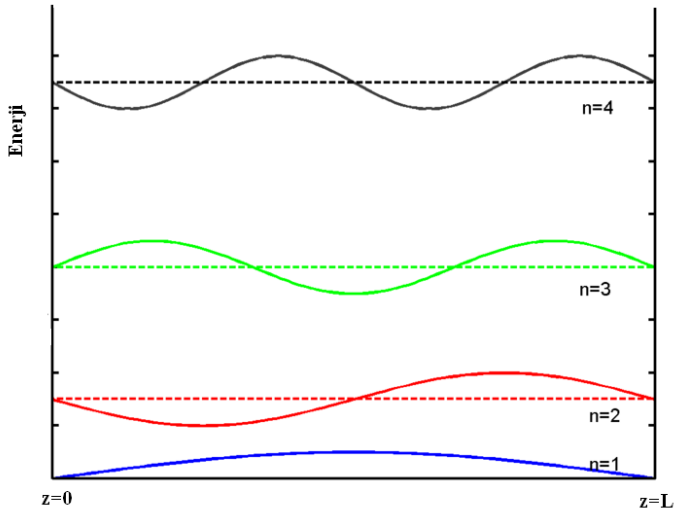
$$p = -i\hbar \frac{d}{dz} \tag{2.3}$$

Eş. 2.3, Eş. 2.2 içinde yerine konulursa Schrödinger denklemi

$$H\psi_n = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{d^2\psi_n}{dz^2} = E\psi_n \tag{2.4}$$

olarak elde edilir. Bariyer yüksekliğini sonsuz olarak aldığımızda dalga fonksiyonları için sınır şartları

$$\psi_n(0) = \psi_n(L) = 0 \tag{2.5}$$



Şekil 2.3. Kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda izinli enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları

şeklindedir. Bu şartlar altında Schrödinger denklemi çözüldüğünde

$$\Psi_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) \tag{2.6}$$

elde edilir. Bulunan çözümler Şekil 2.3' te gösterilmiştir. Burada *n*, kuantum sayısı olarak bilinen tam sayı ve *L* kuyunun genişliğidir. Eş. 2.6 ve Eş. 2.1 kullanılarak dalga fonksiyonunun ikinci türevi yerine yazıldığında,

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*}\frac{d^2\psi_n}{dz^2} = E_n\psi_n \Rightarrow \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \sin\left(\frac{n\pi}{L}z\right) = E_n \sin(\frac{n\pi}{L}z) \tag{2.7}$$

enerji seviyeleri

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{\hbar^2}{2m^*}k_z^2 \tag{2.8}$$

şeklinde elde edilir. Burada k_z dalga vektörüdür. Eş. 2.6 ile verilen çözümler aslında bir yaklaşım altında geçerlidir. Potansiyel, kuyunun dışında gerçekte sonsuz değil sonlu ve iletkenlik bandındaki bükülmeye eşit olduğundan dalga fonksiyonu bariyer içine girebilir ve bu sayede enerji değerlerinde kaymaya sebep olur. Kuyunun diğer iki boyutunda (x-y yönleri) elektron enerji seviyeleri sınırlama olmadığından dolayı kuantize değildir. Schrödinger denklemi bu yöndeki serbest elektronlar için çözüldüğünde Eş. 2.9 ile verilen devamsı enerji spektrumu ortaya çıkacaktır:

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2) \tag{2.9}$$

Kuantize olmuş büyüme yönü için sınır şartları elektron dalga fonksiyonlarının bariyerde sıfırlanmasını sağlayacak şekilde verildi. Diğer iki kuantize olmamış yönlerde ise periyodik sınır koşullarına başvurulur. Serbest elektronlar için sınır koşullarının uygulanmasının sonucu durum sayısı veya önemli bir nicelik olan durum yoğunluğu *D*(*E*) nu bulmamızı sağlar. Periyodik sınır şartları elektron dalgalarının

bir çember etrafında hareket etmesi olarak göz önünde canlandırılabilir. Dalganın çember etrafında hareket edebilmesi için elektron dalga boyunun katları çemberin *L* çevresine eşit olmadır. Burada *L* kuyunun genişliğidir. Bu komşu iki izinli *k* değerleri arasındaki mesafenin $\frac{2\pi}{L}$ olmasını sağlar. Bunu hesaba katarak izinli elektron seviyelerinin sayısı

$$n = 2\left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 \pi k_{xy}^2 = 2\left(\frac{A}{4\pi^2}\right)\pi k_{xy}^2 \tag{2.10}$$

olarak tanımlanır. Burada $\left(\frac{L}{2\pi}\right)^2$ her iki izinli boyutta *k*-uzayında birim hacim başına düşen durumların sayısını ve πk_{xy}^2 *k*-uzayı içindeki dairenin alanını verir. Eş. 2.10 içindeki 2 çarpanı sistemin dejenereliğini ifade eder çünkü her bir orbital iki elektronu kabul edebilir. İki boyutta izinli enerji seviyeleri

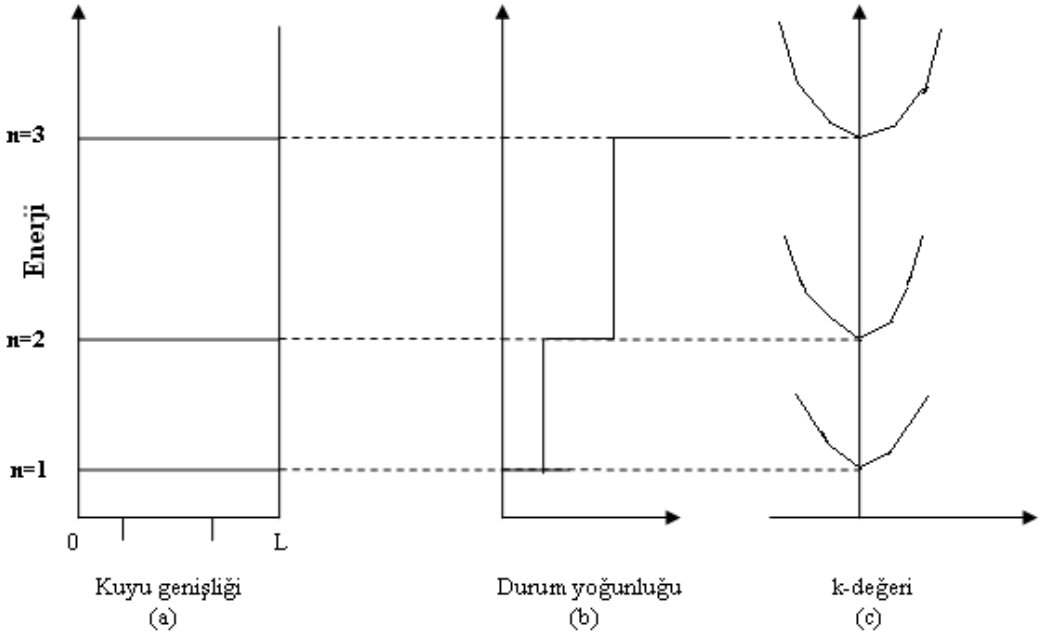
$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} k_{xy}^2 \tag{2.11}$$

olarak yazılabilir. Eş. 2.10 ve Eş. 2.11 kullanılarak iki serbest boyutlarda durum yoğunluğu

$$D(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{mA}{\hbar^2 \pi} = Sabit \tag{2.12}$$

şeklinde elde edilir.

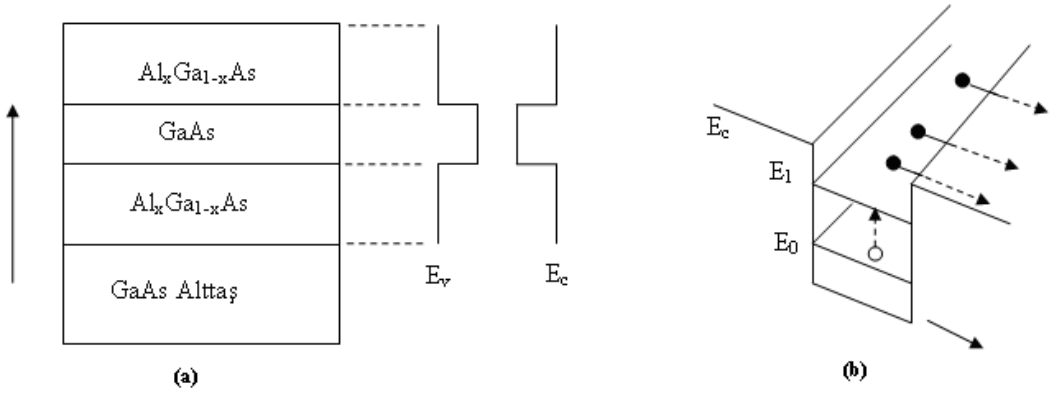
Burada şunu söylemek gerekiyor ki, sınırlamanın olmadığı iki boyut için durum yoğunluğu sabittir. Öyleyse, kuantum kuyusu üç boyutlu enerji yapısında bir boyutta kuantize enerji yapısı ve iki boyutta kuantize olmamış enerji yapısından oluşmaktadır. Enerji yapısı Şekil 2.4'te verilmiştir.



Şekil 2.4. (a). Kuantum kuyusunun büyütme yönündeki enerji seviyeleri (b). kuantum kuyusunun durum yoğunluğu (c). kuantum kuyusu içinde k-değerlerine göre enerji [2]

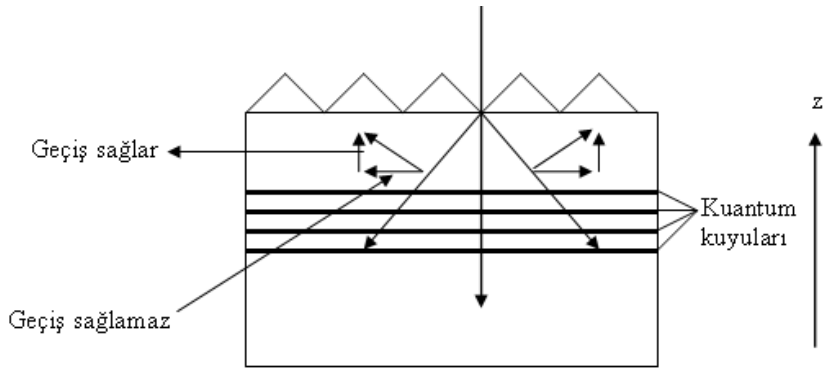
Şekil 2.4.(a) büyütme yönünde kuantum kuyusunun izinli enerji seviyelerini göstermektedir. Şekil 2.4.(b) te görüldüğü gibi iki boyutta durum yoğunluğu sabit olduğu halde, kuantum kuyusu için yoğunluk basamak fonksiyonu şeklindedir. Şekil 2.4.(c) ise elektronların (a) da gösterilen farklı enerji seviyelerinden daha büyük bir enerjiye sahip olabileceğini göstermektedir. Bu elektronların kuyu düzlemi içinde serbestçe hareket etmelerinin bir sonucudur.

Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörlerin temel çalışma prensibi kuantum kuyusu içinde oluşan enerji seviyeleri arasındaki elektron veya deşiklerin geçişine dayanır. Bu enerji seviyeleri arasında meydana gelen geçişlere altbandlar arası geçiş adı verilir. AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu kızılötesi dedektör içinde meydana gelen geçişler Şekil 2.5 ‘te verilmiştir.



Şekil 2.5. AlGaAs/GaAs kuantum kuyusunun (a). fiziksel yapısı (b). basitçe altbandlar arası geçişleri [8]

Simetrik kuantum kuyularında kızılötesi absorbsiyon $<\psi_f V_p \psi_i>$ matris elementiyle verilir. Burada ψ_i başlangıç dalga fonksiyonu ψ_f ise final dalga fonksiyonu ve V_p ise foton etkileşim potansiyelidir. Şekil 2.3' te görüldüğü gibi kuyu içinde farklı paritedeki enerji geçişleri izinlidir. Bu dipol yaklaşımı içinde V_p' nin özel olarak $-z$ koordinatını içermesinden kaynaklanmaktadır. Bu yüzden aynı pariteler arasındaki geçişler yasaklıdır. Böylece bir elektron ikinci enerji seviyesine uyarılabilir üçüncü enerji seviyesine geçişi yasaklıdır. Altbandlar arası geçiş gelen kızılötesi ışımanın kutuplanması eğer büyütme yönünde (z yönü) bir bileşene sahipse meydana gelir. Bu şart Şekil 2.6' da verilmiştir.



Şekil 2.6. Izgaralar aracılığıyla gelen ışımanın büyütme yönünde bileşene sahip olmasının sağlanması [9]

Gelen ışıma ızgaralama tekniğiyle kuantum kuyu düzlemine dik yönde bileşene sahip olması sağlanır. Böylece altbandlar arası geçişlerin olması mümkün hale gelir.

Kızılötesi fotonlar aracılığıyla uyarılmış olan elektronların etkin bir biçimde toplanabilmesi için kuantum kuyusu içindeki ikinci enerji seviyesi kuyuya çok yakın ya da kuyunun üzerinde yani iletkenlik bandının içinde yer alması arzu edilir. Böylece uyarılan elektronlar doğrudan iletkenlik bandına geçerek dedektörün fotoakımına katkıda bulunur. Elektron geçişlerinin sürekliliğini sağlamak için kuantum kuyuları katkı atomlarıyla katkılanır. Geçişler için gerekli olan enerji kuantize enerji seviyelerini hesaplayarak belirlenebilir. Bu enerji üç boyutlu yarıiletkenler için gerekli olan bandlar arası enerjiden daha küçüktür. Bandlar arası geçişleri kullanan fotodedektörlerin aksine kuantum kuyulu fotodedektörler daha hassas bir spektral tepkiye sahiptir. Bu tip devreler hangi dalga boyunu algılamak için kullanılacaksa, bariyer yüksekliği ve kuantum kuyusunun genişliği istenilen dalga boyunda geçişi sağlayacak şekilde belirlenir [10,11].

2.3. Kuantum Kuyulu Kızılötesi Dedektörler Hakkında Literatür Bilgisi

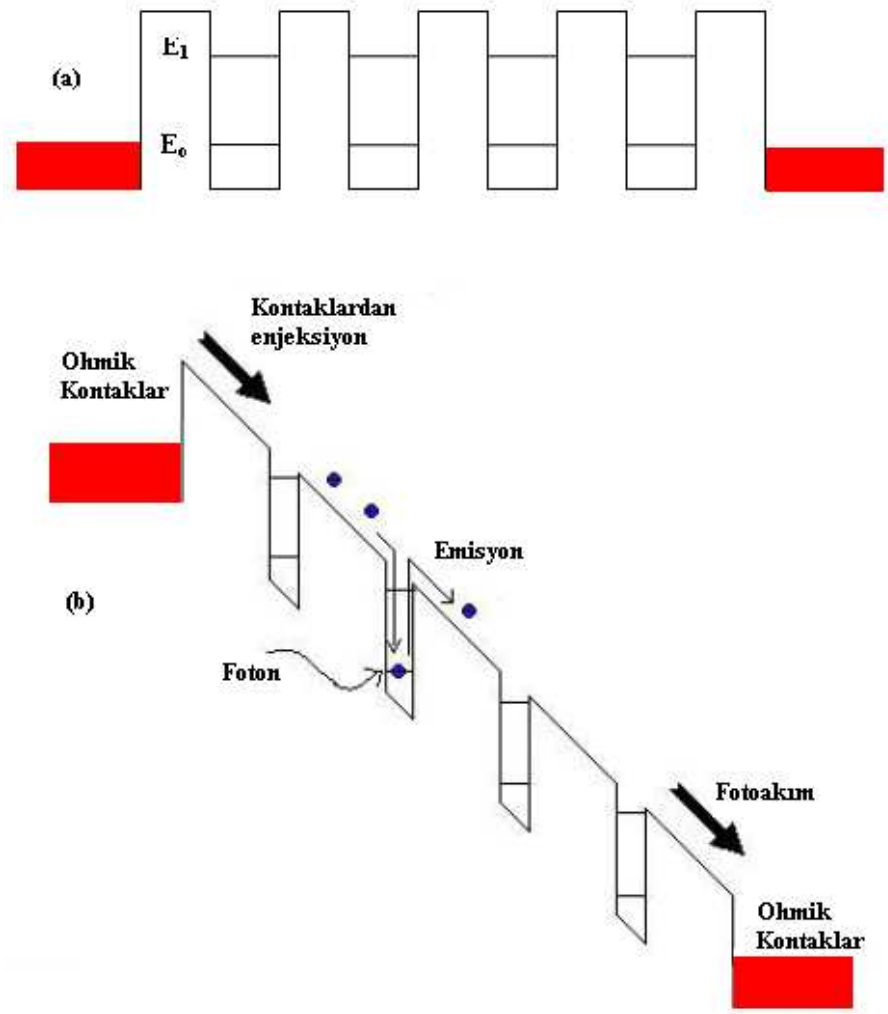
Modern büyütme tekniklerinin kullanılmasından önce Esaki ve arkadaşları 1969 yılında yarıiletken hetero-yapılarının kuantum etkileri üzerine araştırma yapmaya başladılar [12]. InSb ve HgCdTe devrelere alternatif olarak geniş yasak band aralıklı hetero-yapılarla devre yapılmasını ilk olarak yine Esaki ve Sakaki 1977 tarafından önerildi [13]. 1983, 1984 ve 1985 yıllarında yapılan pek çok deneysel ve teorik gelişmeleri takiben 1985 yılında West ve arkadaşları tarafından ilk olarak AlGaAs/GaAs kuantum kuyularında güçlü altbandlar arası absorbsiyon gözlendi [14]. West ve arkadaşları tarafından yapılan bu çalışma AlGaAs/GaAs tipi ve diğer III-V hetero-yapılı kuantum kuyulu fotodedektörlerin temelini oluşturmuştu.

1987 yılında Levine ve arkadaşları ilk olarak kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörü ürettiler [10]. Bu yapı AlGaAs/GaAs devresiydi ve oluşturulan kuantum kuyusunda iki altband arası enerji geçişlerine dayanıyordu. Bu üretilmiş olan ilk devrede fotoelektronlar AlGaAs bariyer tabakaları boyunca tünelleme

yaptıklarından devre oldukça düşük bir spektral tepkiye sahipti. Kuantum kuyusu içinde oluşturulan iki altband-arası geçişteki bu istenmeyen tünelleme olayı, kuyu içindeki ikinci altband enerji seviyesini iletkenlik bandı içine çekerek bağlı durumdan iletkenlik durumuna elektronların tünelleme yapmadan geçiş yapmasıyla giderildi ve bu fikir ilk olarak Coon ve Karunasiri tarafından 1984 yılında önerildi [15]. Bu tipteki ilk fotodedektör devresi de 1989 yılında Hasnain tarafından üretildi [16].

Bunları takiben kuantum kuyulu fotodedektörlerdeki ek gelişmeler; 1991 yılında Levine ve arkadaşları, bağlı durumdan iletkenlik bandının hemen üzerinde yerleşmiş olan ikinci enerji seviyesine geçiş yapan dedektörü [17], Gunapala ve arkadaşları 1996 yılında bağlı durumdan iletkenlik bandının hemen altına yerleşmiş olan ikinci enerji seviyesine geçiş yapan dedektörü tasarladılar [18]. Bu son konfigürasyonlar dedektörün daha iyi bir performans sergilemesini sağladı. 1991 yılında yine Levine ve arkadaşları bariyer genişliğini artırarak tünelleme akımının diğer dedektörlere göre daha düşük olmasını sağladılar [17]. Fotodedektör devre yapısının üstüne ızgaralama tekniği ile kuantum kuyusunun büyütme doğrultusundaki kutuplanmasını artırarak devrenin performansını artırmışlardır. Ayrıca quantum kuyulu kızıl ötesi dedektörler hakkındaki gelişmeler [18-37] numaralı referanslarda verilmiştir.

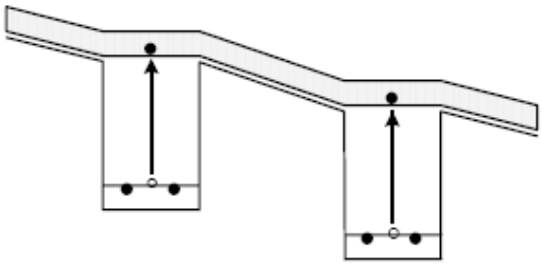
Bu tezde incelenen iki tip kuantum kuyulu fotodedektör yapısı vardır. Bunlar bağlı durumdan bağlı duruma geçişe sahip ve bağlı durumdan sürekli duruma geçişe sahip dedektörlerdir. Dedektörün hangi durumlar arası geçişe sahip olacağı kuantum kuyu genişliğine bağlıdır. Dolayısıyla kuantum kuyu genişliği dedektörün dizayn edilmesinde en önemli parametredir.



Şekil 2.7. Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün iletkenlik bandının (a). Sıfır besleme altında (b). Besleme altındaki profilleri [2]

Şekil 2.7 kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün sıfır besleme ve besleme voltajı altındayken sahip olduğu iletkenlik bandı profilini göstermektedir. Şekil 2.7' den görüleceği üzere iletkenlik bandı besleme voltajı uygulandığında bükülmektedir.

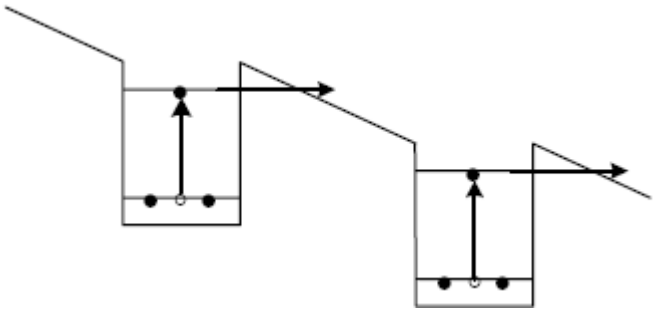
Bağlı durumdan sürekli duruma geçişe sahip fotodedektörlerde, gerekli olan dedektör dalga boyu kuantum kuyu genişliğinin ayarlanmasıyla ilk enerji seviyesi kuyu içinde ve ikinci enerji seviyesi kuyunun hemen yukarısında olacak şekilde elde edilir. Bu durum Şekil 2.8' de gösterilmiştir.



Şekil 2.8. Bağlı durumdan sürekli duruma geçişe sahip kuantum kuyu yapısı [38]

Böylece bağlı durum ve sürekli durum arasındaki enerji fakına sahip enerjideki bir foton geldiği zaman, kuyu içindeki bağlı durumda bulunan bir elektron tarafından absorblanır ve elektron böylece sürekli duruma geçiş yapar. Eğer bir voltaj beslemesi dedektör devresine uygulanırsa uyarılmış olan elektronlar alan altında sürüklenir ve gelen kızılötesi ışımanın şiddetiyle doğru orantılı olarak bir fotoakımı oluşturur.

Bağlı durumdan bağlı duruma geçişe sahip kuantum kuyusunda Şekil 2.9' da gösterildiği gibi elektronlar birinci bağlı durumdan diğer ikinci bağlı duruma geçiş uyarılırlar ve uygulanan elektrik alanı altında bariyer boyunca tünelleme yaparak bir fotoakım oluştururlar.



Şekil 2.9. Bağlı durumdan bağlı duruma geçişe sahip kuantum kuyu yapısı [38]

Kuyu parametreleri bu geçişi sağlayacak şekilde dizayn edilir ve bariyer kalınlığı yeterince büyük seçilerek temel durum seviyesi boyunca tünellemenin minimize edilmesi sağlanır. Uyarılan elektronlar Şekil 2.9' da gösterildiği gibi uygulanan belsem voltajı nedeniyle üçgen formunu alan bariyer boyunca tünelleme yaparlar.

Kuantum kuyulu fotodedektör devrelerinin en önemli parametrelerinden birisi karanlık akım değeridir ve bu değer devrenin çalışmasını limitler ve özellikle yüksek sıcaklıklarda baskın hale gelir [39]. Genellikle kuyu içindeki özgün elektron yoğunluğu yeterince fotoakım oluşturulabilmesi için oldukça düşüktür. Bu nedenler, kuyular yeteri kadar yük taşıyıcısı oluşturmak için tipik olarak silikon (Si) ile katkılanır. Oda sıcaklığında bu taşıyıcılar termal uyarılma nedeniyle kolayca bulundukları durumları terk ederler ve bir kızılötesi ışımanın olmadığı durumda bile büyük bir karanlık akım değeri oluştururlar. Bu termi-iyonik emisyonun bir sonucudur ve bu yüzden kuantum kuyulu fotodedektörler düşük sıcaklıklarda çalıştırırlar.

2.4. Kuantum Kuyulu Kızılötesi Fotodedektörlerin Uygulamaları

Kuantum kuyulu fotodedektörler, kızılötesi görüntüleme ve roketlerin tespiti için kullanılmalarından dolayı bugünkü askeri teknolojinin belkemiğini oluşturmaktadır. Kuantum kuyulu yapılar 1 μm civarındaki dalgaboyunu algılayabildiklerinden standart NATO/U.S muharabe lazer tayin sistemlerinde kullanılmaktadırlar. Ayrıca yine kuantum kuyular 8-10 μm dalgaboylarını algılayabildiklerinden kızılötesi görüntüleme için oldukça kullanışlıdırlar. Resim 2.1 ve Resim 2.2’ de sırasıyla kuantum kuyulu fotodedektör ile alınmış gece görüntüsünü ve bir kuantum kuyulu fotodedektör kamera sistemi gösterilmiştir.

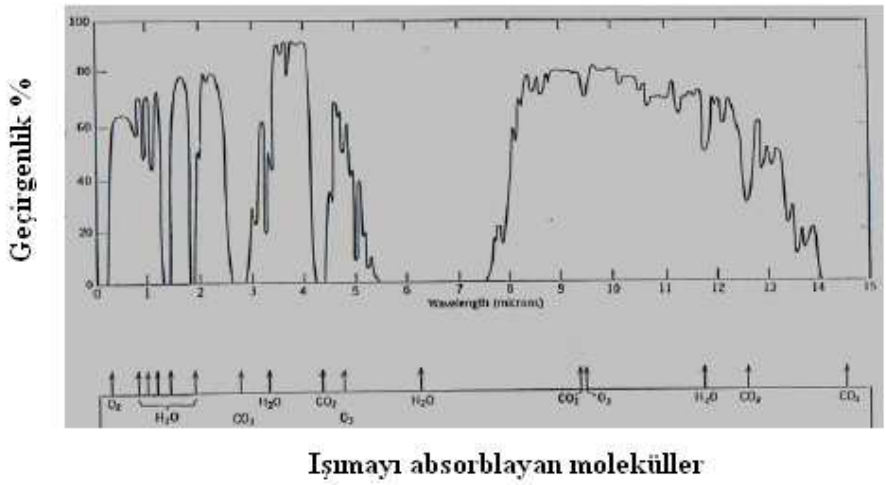


Resim 2.1. Kuantum kuyulu kızılötesi dedektör ile alınmış bir görüntü



Resim 2.2. Kuantum kuyulu kızılötesi dedektör kamera sistemi (Fraunhofer Enstitüsü arşivinden) [8]

10 μm dalgaboyunu algılayabilen kızılötesi dedektörler gece görüş sistemleri için önemlidir. Çünkü oda sıcaklığında cisimlerin yaydığı ışımanın dalga boyu yaklaşık olarak 10 μm civarındadır. Kızılötesi spektrum bölgesinde 3-5 μm ve 8-14 μm ile verilen dalgaboyu aralıkları Şekil 2.10' da gösterildiği gibi atmosferde maksimum geçirgenliğe sahiptirler [9]. Askeri uygulamalar bu yüzden özellikle bu iki bölgeye odaklı üretilen kızılötesi dedektörler üzerinedir.



Şekil 2.10. Atmosferin geçirgenliği ve moleküllerin absorbladıkları dalgaboyları

Kuantum kuyulu kızılötesi dedektörler yukarıda belirtilen askeri uygulamaların yanı sıra astronomi, meteoroloji, bulut karakteristiklerinin incelenmesi, uzay haberleşmeleri ve güncel olarak ta sağlık sektöründe kullanılmaktadırlar.

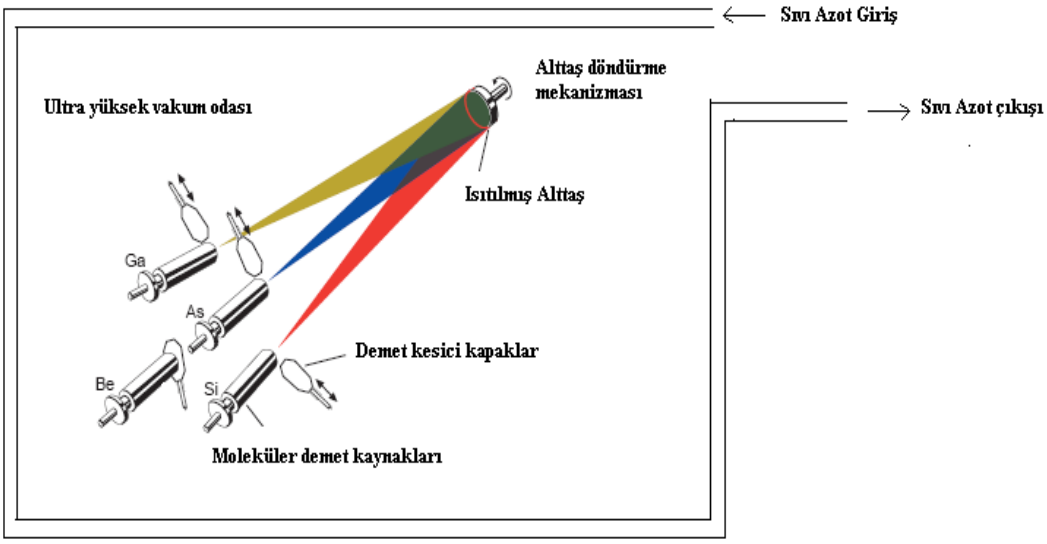
3. KULLANILAN YÖNTEMLER VE DENEYSEL SİSTEMLER

Bu tez çalışmasında incelenen kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörler ve kalibrasyon numunesi MBE yöntemi ile büyütüldü. MBE yöntemi kuantum devrelerinin (kuantum kuyuları, kuantum noktaları, süper-örgüler, tünelleme devreleri, v.s.) yapısını oluşturan yarı-iletken hetero-yapılarının mükemmel kalitede büyütülmesini sağlayan ve yaklaşık olarak 40 yıldan beri giderek artan bir taleple kullanılmakta olan bir kristal büyütme tekniğidir. Bu yöntemin geliştirilmesi kuantum dünyasında bir çığır aşmıştır. MBE yöntemi ile büyütülen numunelerden kalibrasyon numunesi yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı yöntemi (HRXRD) ile yapısal ve Hall etkisi ölçümleriyle de elektriksel olarak karakterize edilmiştir. Benzer şekilde kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörlerin de yapısal karakterizasyonları HRXRD ve PL ölçümleriyle ve temel elektriksel karakterizasyonları da Hall etkisi ölçümleriyle yapılmıştır. Altbandlar arası geçişler fourier transform infrared spektroskopisi (FTIR) ile belirlenmiştir. Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörlerin fabrikasyon işlemi tamamlandıktan sonra karanlık akım-voltaj (*I*-*V*) ölçümleri yapılmış ve dedektörler için en önemli parametrelerden biridi olan karanlık akım değeri elde edilmiştir. Bütün bu kullanılan yöntemler bu bölümde teorisiyle beraber ayrıntılarıyla incelenmiştir.

3.1. Moleküler Demet Epitaksi Yöntemine Giriş

MBE esas olarak bir vakum buharlaştırma tekniğidir ve yüksek kalitede ince film büyütmek için kullanılır [40-48]. MBE yönteminin iki önemli özelliği vardır. Birincisi, vakum ultra-yüksek vakumdur (toplam basınç< 10^{-10} Torr) ve MBE tekniği ile üretilen filmler tek kristal özelliğindedir. Termal Knudsen kaynaklarında buharlaştırılmayla üretilen moleküler demetler ısıtılmış bir alttaş üzerine gönderilerek tek kristal katmanların oluşması sağlanır. Temel olarak MBE işleminin şeması Şekil.3.1’ de gösterilmiştir. Her bir kaynak büyütülmek istenilen yapının elementleriyle yüklenmiştir. Her bir kaynağın sıcaklığı arzu edilen birleşim oranını elde edecek şekilde ayarlanmaktadır. Şekilden de görüleceği üzere kaynaklar, ısıtılmış alttaşın etrafında büyütülecek filmin birleşim ve kalınlık değerlerini

homojen olarak verecek şekilde dizilmişlerdir. Ayrıca büyütme işlemi sırasında alttaşın döndürülmesi yine homojen bir film elde edilmesinde önemli rol oynamaktadır. Büyütme işleminin ek olarak kontrolü ayrıca kaynaklar ve alttaş arasında bulunan mekanik kesiciler veya kapaklar ile sağlanmaktadır. Kaynaklar ve büyütme işleminin yapıldığı oda, içerisinde sıvı azot geçen bir panel ile çevrilerek kaynak hücreler arasında olabilecek termal alışveriş ve ortamdan gelerek büyütülen filmde safsızlık oluşturan kirlilikler minimum dereceye indirilir.



Şekil 3.1. MBE işleminin şematik diyagramı [Vg-Semicon V80H Klavuz]

MBE yönteminin genel olarak üstünlükleri şu şekilde sıralanabilir;

Genellikle büyütme oranı 1μm/saat veya tekkatman/saniye civarındadır. Bu düşük büyütme oranı istenilen biçimde birleşim ve katkı atomu oranlarını ayarlayabilme imkânını sunar. Hızlı büyütme oranı ile yapılan tekniklerde bunu sağlamak çok zordur. MBE yönteminde kaynak kesicilerinin de hızlı bir şekilde hareket edebilmesi (< 1 s) yine oran ayarlarının yapılmasında önemli rol oynar.

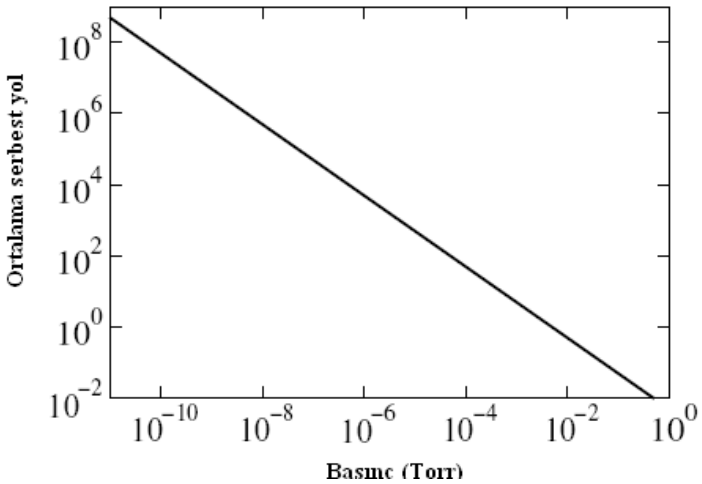
Diğer büyütme tekniklerine göre MBE yönteminde büyütme sıcaklığı daha düşüktür. Bu üretilen numunede birleşimi oluşturan elementlerin birbirleri arasında meydana gelebilecek difüzyonu elimine edilmesini sağlar.

Ultra yüksek vakum odasına eklenebilecek cihazlarla büyütme işleminden önce, büyütme işlemi sırasında ve büyütme işleminden hemen sonra epitaksiyel katmanların kimyasal ve yapısal özelliklerini test edilebilir.

Büyütme işlemi sırasındaki bütün işlemler özellikle günümüz teknolojisinde tam otomasyon ile yapılıyor olduğundan büyütme işleminin kontrolü tam olarak sağlanabilmektedir.

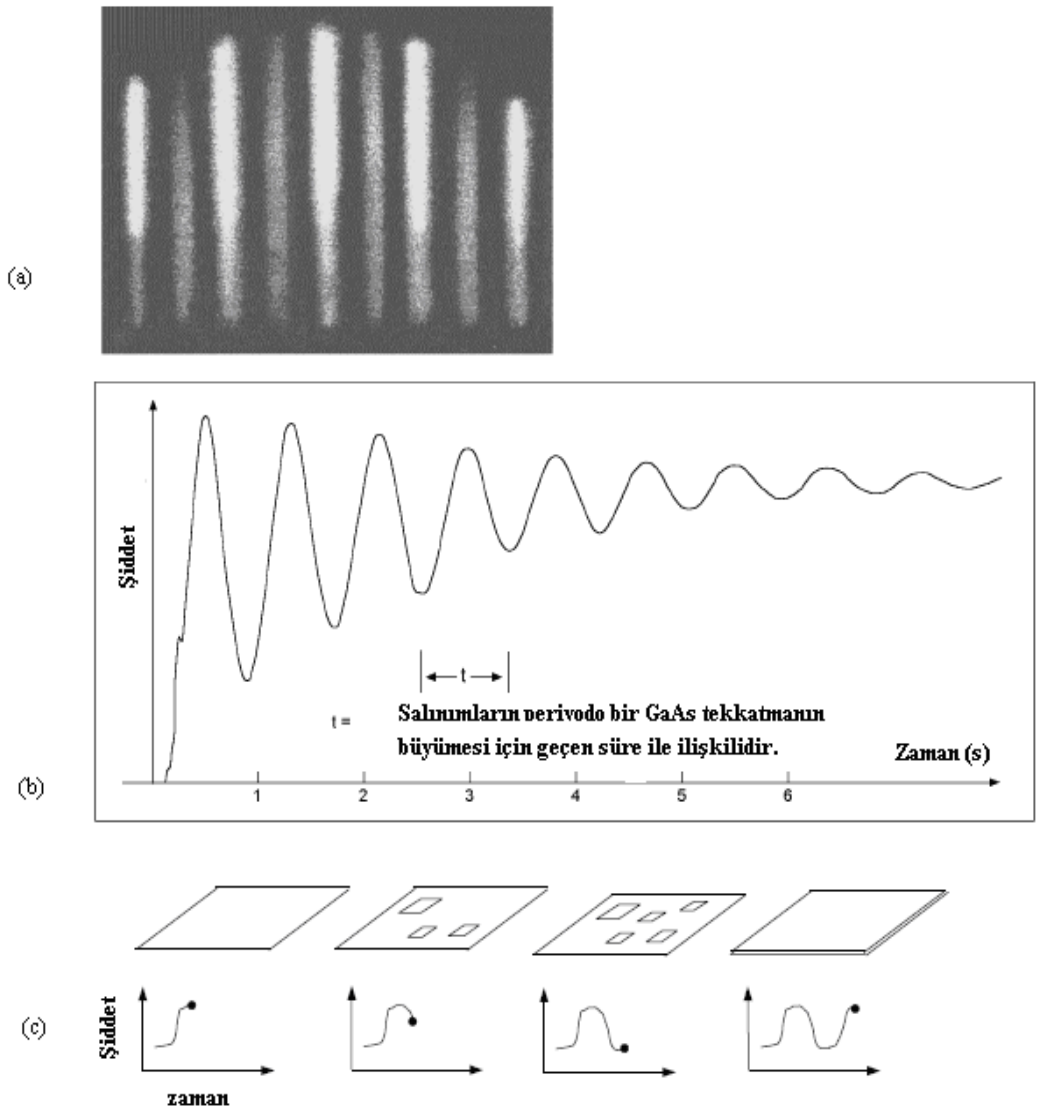
MBE yöntemi esas olarak bir vakum buharlaştırma tekniğidir ve yüksek kalitede ince film büyütmek için kullanılır. Temel olarak MBE işleminin şeması Şekil.3.1' de gösterilmiştir. Knudsen buharlaştırma hücrelerin içine konulan katı halde bulunan kaynaklar ısıtılarak moleküler demet elde etmek için kullanılır. Alttaş gerekli olan sıcaklığa kadar ısıtılır ve büyütme işlemi sırasında da döndürülerek homojen bir büyütme işleminin gerçekleşmesi sağlanır. Şekil 3.2' de moleküler demetin ortalama serbest yolunun basınca bağlı grafiği verilmiştir. Görüleceği gibi toplam basınç< 10^{-5} Torr olduğu zaman ortalama serbest yol büyütme odasının ebatlarından daha geniş olmaktadır. Ayrıca yeteri kadar saPLıkta ince film katmanlarını büyütebilmek için tekkatman birikim zamanı t_b ve oda içindeki artık element buharlarının birikim zamanı t_{res} arasındaki ilişki $t_{res} < 10^{-5}\ t_b$ ' dir. Örneğin tipik bir Galyum hücresi için akı Γ 10^{19} atom/m^2s ve büyüme oranı yaklaşık olarak 1μm/saat için artık elementlerin buhar basıncı $P_{res} < 10^{-5}$ Torr olmalıdır. Bu örnekler MBE işlemi için ultra yüksek vakumun (UYV) olmasının zorunlu olduğunu ifade eder. Bu yüzden büyütme odasında bulunan materyallerin gaz çıkışlarının mümkün olduğu kadar düşük olması gerekmektedir.

MBE sistemlerinde kaynak materyallerinin konulduğu potalar Pyrlotic Boron Nitride (PBN) malzemesinden yapılmaktadır. Bu malzeme çok yüksek sıcaklıklarda örneğin 1400 ^oC gibi, kimyasal olarak kararlılık gösterir ve gaz çıkışı bu malzemeden oldukça düşüktür.



Şekil 3.2. 300 K' de azot molekülleri için ortalama serbest yol

Kaynak kesiciler, ısıtıcılar ve sistemin diğer bileşenleri için aynı şekilde sıcaklığa karşı kararlı olan molibden ve tantalum malzemeler kullanılır. Saf yarıiletken malzeme büyütebilmek için yine kullanılacak olan elementlerin ultra yüksek saflıkta olması gerekmektedir. UYV'a ulaşmak için sistem 24 saat veya daha uzun bir süre 200 ^{o}C panellerle kapatılarak ısıtılır. Buna "Bakeout" işlemi denir. Bu işlemin sistem atmosfere açıldıktan sonra mutlaka yapılması gerekmektedir. Bütün bu teknolojik gereksinimlere karşın MBE sistemi tekkatman seviyesinde büyütme işleminin kontrol edilerek mükemmel tek-kristal yapıların büyütülmesine imkân verir. Kaynak hücrelerin sıcaklıkları PID kontrol yöntemiyle dikkatli biçimde kontrol edilerek her bir kaynak için istenilen akı elde edilebilir. Ayrıca UYV ortamı sistem içine bazı karakterizasyon sistemlerinin monte edilmesine imkân verir. Örneğin RHEED(yüksek enerjili elektronların yansıma kırınımı) cihazı MBE sistemi için hayati önemlidir. RHEED sinyalinin salınım periyotları bir tekkatmanın büyüme süresiyle orantılıdır ve RHEED penceresinde oluşan kırınım deseni büyütme işlemi yapılmadan önce ve büyütme işlemi sırasında yüzeyin durumu hakkında bilgi verir. Şekil. 3.3 ' te RHEED salınım eğrisi gösterilmiştir.



Şekil 3.3. (a). GaAs RHEED deseni (b). ve (c). salınım eğrilerinin periyotu ve zamanla değişimi

3.2. MBE Kaynak Hücreleri

MBE sistemlerinde kullanılan kaynak hücreler vakum içerisinde buharlaştırma işlemiyle moleküler akı oluştururlar. Kaynak hücrelerin özelliklerini aşağıdaki bir modelle açıklanabilir.

Kapalı bir ortamda bulunana saf maddeler gaz ve yoğunlaşma fazı arasında dengede bulunurlar. Sıcaklığın fonksiyonu olarak P_{eq} basıncı Clapeyron denklemi ile verilir [49].

$$P_{eq}(T) = A\exp\left(\frac{-\Delta H}{k_B T}\right) \tag{3.1}$$

burada ΔH buharlaşma entalpisi ve k_B ise Boltzmann sabitidir. Bu denge koşulları altında $P_{eq}(T)$ çok küçük olursa gelen ve çıkan akının bağımsız olarak davranacağını gözleriz. Maksimum buharlaşma akısı Eş. 3.2 ile verilir.

$$\Gamma_m = \frac{P_{eq}}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \tag{3.2}$$

Bu denklem, gaz fazındaki her bir molekülün yüzey tarafından tutularak dengeyi sağlamak için yoğunlaşma fazına geçmesini varsayar. Gelen demet kısmen yansıtılır ve sadece a oranı kadar yüzeyde ayrılır

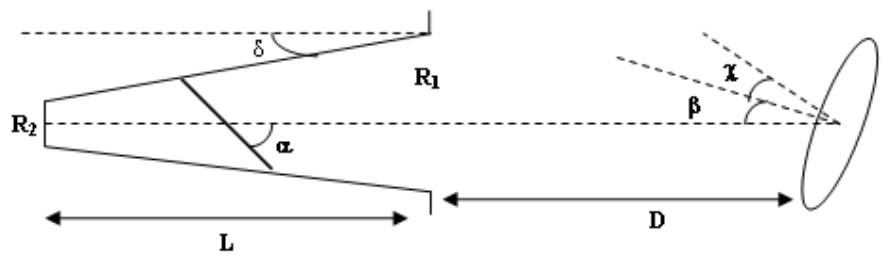
$$\Gamma = a.\Gamma_m \tag{3.3}$$

A faktörü yüzeyin mikroskobik durumuna bağlıdır ve ve genellikle tahmin edilmesi çok zordur. Knudsen adı verilen buharlaştırma metodu a faktöründen bağımsız bir moleküler demet meydana getirerek bu problemi ortadan kaldırmaktadır. İdeal bir Knudsen hücresi geniş bir hücredir ve termodinamik olarak gaz fazı ile yoğunlaşma fazı dengededir. Ayrıca hücrede oldukça küçük bir çıkış aralığı vardır, bu sayede denge basıncı P_{eq} bozulmamaktadır. Çıkış aralığının geometrisi iki ek koşulu sağlamak zorundadır. Bunlardan birisi, aralığın çapı d, denge basıncında $d<<\lambda$ olmalıdır ve diğeri ise duvar kalınlığı L, ihmal edilebilecek kadar ince olmalıdır. Bu şartlar altında, hücrenin ağzı (çıkış aralığı) gelen moleküler demeti geri yansıtmaz yani a=1 olur ve birim zamanda oluşturulan demet $A.\Gamma_m$ ile verilir. Burada A hücre ağzının alanıdır.

İdeal Knudsen hücreleri buharlaşan parçacıkların Eş. 3.4 ile verilen kosinüs kanununa uyacak şekilde açısal dağılımını oluştururlar.

$$\frac{d\Gamma_\theta}{d\Omega} = \frac{\Gamma_m}{\pi}\cos\theta \tag{3.4}$$

Burada θ , *A*' ya normal doğrultuyla yapılan açıdır. Dolayısıyla, hücre ağzı boyutlarından daha büyük mesafelerde akı $\cos\theta$ ile doğru orantılıdır. Eşitlik (3.2) ile verilen Clausing modeli [50] kullanılarak silindirik bir tüp içindeki moleküler akışı, Dayton *L*/*d* oranı sıfırdan büyük olduğu durumdaki ideal olmayan durumu çalıştı. Bu hesaplamalar için moleküllerin hücre duvarı içindeki etkileşimlerini açıklayan bir model gereklidir. Rastgele yansıma en basit modeldir fakat daha komplike modeller de mevcuttur [51]. L/d oranı arttıkça moleküler demet normal yönde daha çok odaklanabilir. Buradan anlaşılacağı üzere hücre biçimi ve *a* parametresi demetin yönünü belirlemede önemlidir. Silindirik ve konik şeklindeki hücreler MBE sistemlerine oldukça sık olarak kullanılmaktadırlar. Pek çok değişken bu problemde yer alabilir. Örneğin, bazı kaynaklar MBE sisteminde sıvı formda bulunmaktadırlar (Ga, Al, In) ve hücre sisteminin geometrisinde ek olarak bir α açısını hesaba katmak gerekmektedir [52]. Şekil 3. 4' te bu olay gösterilmiştir. Bazı materyaller ise potanın yüzeyine tutunarak (Alüminyum PBN potanın yüzeyine tutunur), dolayısıyla buharlaşan yüzeyin tanımlanabilmesi için de yine ek parametrelere ihtiyaç duyulacaktır [53]. Dolayısıyla moleküler demetin akı çalışması karmaşık bir iştir ve MBE sistemi için uygun bir hücre ve alttaş geometrinin oluşturulması gerekir. Hücre sıcaklıklarının kontrolü ve homojenliği çok önemlidir. Çünkü akı, sıcaklığın güçlü bir fonksiyonudur.

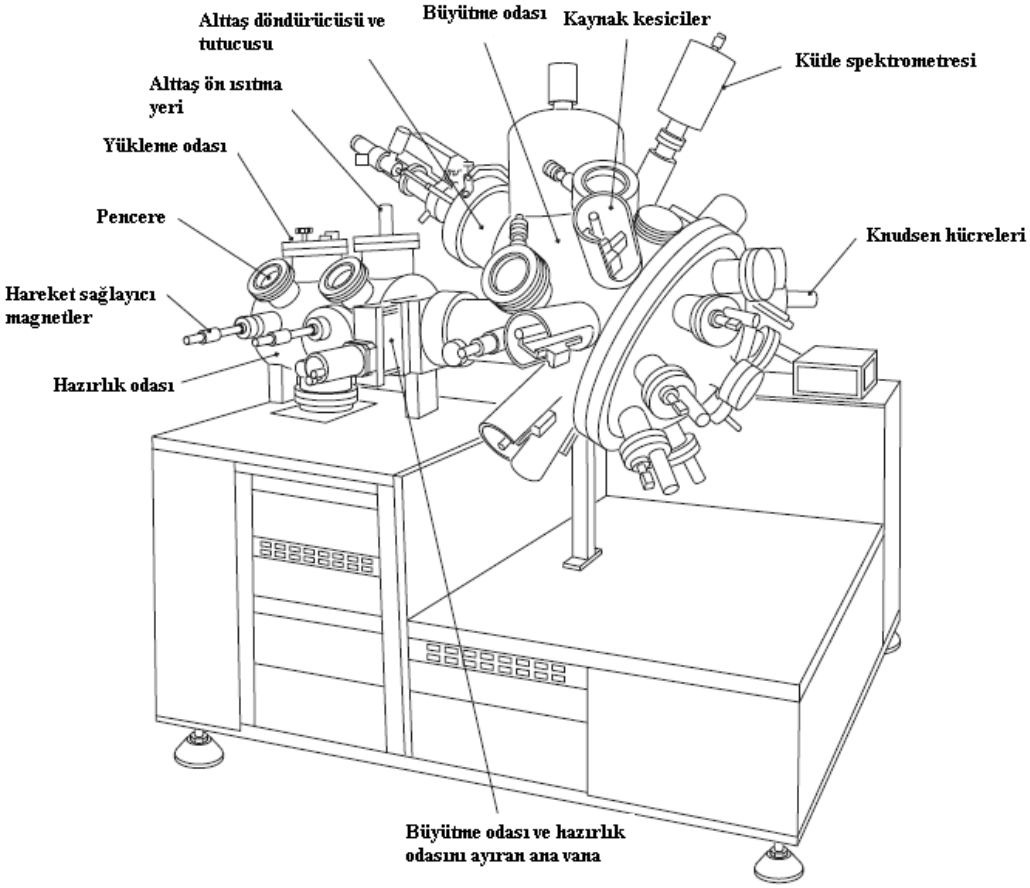


Şekil 3.4. Konik bir kaynak hücresinin geometrik konfigürasyonu

W-Re termoçiftler yüksek sıcaklıklarda kimyasal olarak dayanıklı ve düşük gaz çıkışına sahip oldukları için MBE sistemlerinde sıcaklık ölçümü için kullanılırlar. Tantalum ısıtıcılar ve ısı korumaları da mükemmel ısı dayanıklı malzemelerdir. Ayrıca ısıtıcı ve pota arasındaki sıcaklık farkını da azaltmak gereklidir. Bu işlem pota sıcaklığının daha doğru olarak ölçülmesini, daha doğru bir akı kalibrasyonunu sağlar.

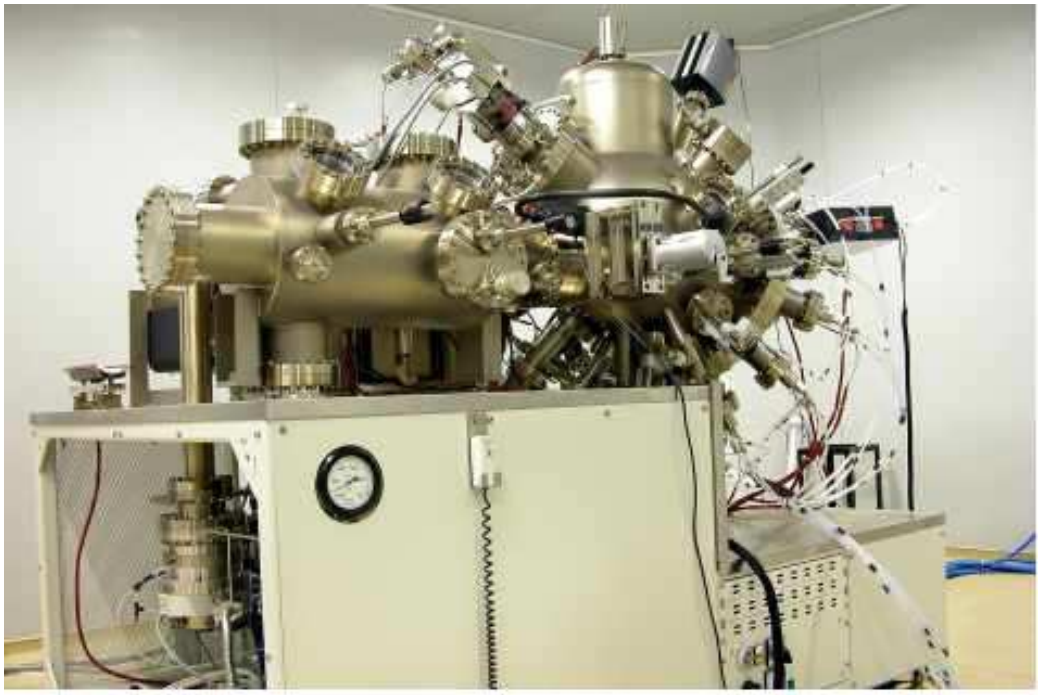
3.3. VG-Semicon V80H-MBE sistemi

Gazi Üniveristesi Fizik bölümü yarıiletken ileri araştırma laboratuarında kurulu VG-Semicon V80H-MBE Sisteminin resmi Resim 3.1 ve çizimi Şekil 3.5'te gösterilmiştir.



Şekil 3.5. VG-Semicon V80H-MBE Sistemi [Vg-Semicon Klavuz]

Sistem kabaca büyütme odası, hazırlık odası, yükleme odası, transfer mekanizması, kontrol ünitesi ve bilgisayardan oluşmaktadır. Büyütme odası ve hazırlık odası UYV şartları altında tutulmaktadır. Büyütme odası, alttaş ısıtıcısı ve döndürücüsü, alttaşı yükleme ve transfer yapabilmek için hareket edebilen magnetler, kaynak hücreler, kesiciler, RHEED cihazının bileşenleri, kütle spektrometresi, akı ölçümü için iyon sayacı ve pencereden oluşmaktadır.



Resim 3. 1. Gazi Üniversitesi STARLAB' ta bulunan V80H model MBE sistemi

Hazırlık odası, transfer mekanizması, hareketli magnetler, yükleme odası ve ilk temizleme bölümünü içerir.

Yükleme odası alttaşların kasetler şeklinde raflara (asansör) dizildiği kısımdır. Uygun vakum şartlarında kaset asansörü açılarak alttaşın hazırlık odasına yüklenmesini sağlar.

Sistemin kontrolü IBM OS/2 işletim sistemi altında çalışan bir bilgisayar tarafından sağlanmaktadır. Isıtıcıların sıcaklıkları, kaynak kesicilerin operasyonu, alttaşın

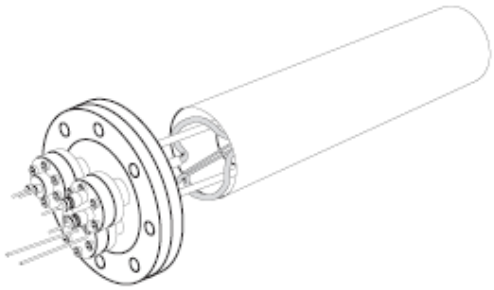
döndürülmesi devamlı olarak PC3000 arakartı yardımıyla bilgisayarda devamlı olarak kontrol ve monitör edilir.

Büyütme odasında vakumu sağlayan çeşitli pompalar mevcuttur. Bunlar, iyon pompası, titanyum süblimleşme pompası, turbo pompası ve cryo pompasıdır. Ayrıca sistemde büyütme yapılıyorken büyütme odasının dış kısmında bulunana ceket içinde sıvı azot dolandırılarak ek vakum sağlanır.

3.3.1. VG-V80H MBE sisteminin kaynak hücreleri

Gazi Üniversitesi yarıiletken araştırma laboratuarında bulunan V80H MBE sistemi 10 adet kaynak hücre içermektedir. Grup-III kaynakları olarak Al, Ga ve In bulunmaktadır. Group-V kaynakları olarak As-Cracker, fosfat kaynağı olarak GaP ve Azot kaynağı olarak ta Radyo-frekans (RF) plazma kaynağı bulunmaktadır. Dopant kaynakları olarak ta, Si n-tipi yarıiletken elde etmek ve Be ise p-tipi yarıiletken elede etmek için kullanılmaktadır.

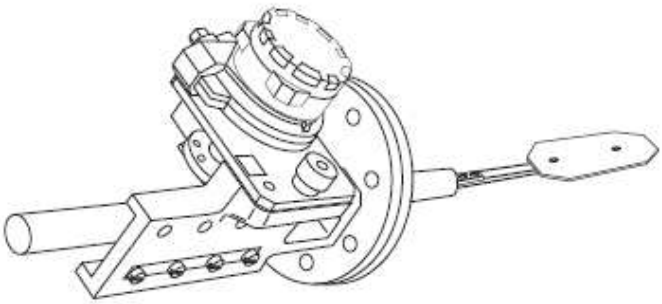
Sistemimizde bulunan As kaynağı yukarıda belirtildiği gibi “cracker” tipi hücredir. Bu tip hücrenin özelliği iki kısımdan oluşmasıdır. Birinci kısım hazne olarak adlandırılır ve içi yüksek saflıkta As elementiyle yüklenmiştir. İkinci kısım ise “cracker veya kırıcı” olarak adlandırılan kısımdır. Hücrenin kırıcı kısmı ayrı bağımsız olarak bir ısıtıcıya sahiptir ve hazne kısmından daha yüksek sıcaklıkta tutulur (900 ^{o}C). Böylece hazne kısmından gelen As_4 tetramer yani dörtlü arsenik atomları kırıcı kısımda daha yüksek bir sıcaklıktan geçerken As_2 dimer veya ikili moleküllere parçalanır. Yapılan çalışmalar As_2 moleküllerinin As_4 moleküllerine göre 2 kat daha fazla alttaşa tutunabildiklerini göstermiştir. Bunun anlamı As_2 ile büyütülen As bazlı numuneler elektriksel ve optiksel olarak daha kaliteli olmaktadır.
V80H MBE sisteminde bulunan diğer hücreler standart Knudsen hücreleridir. Bu hücrelerde pota olarak PBN potaları kullanılmaktadır. PBN daha önceki bölümlerde ifade edildiği gibi yüksek sıcaklıklarda kimyasal olarak kararlılık göstermekte ve gaz çıkışı çok az olmaktadır. Knudsen hücreleri sıcaklığa karşı hızlı tepki verebilen hücrelerdir.



Şekil 3.6. Knudsen hücresi [Vg-Semicon Klavuz]

3.3.2. VG-V80H MBE sisteminin kaynak kesicileri

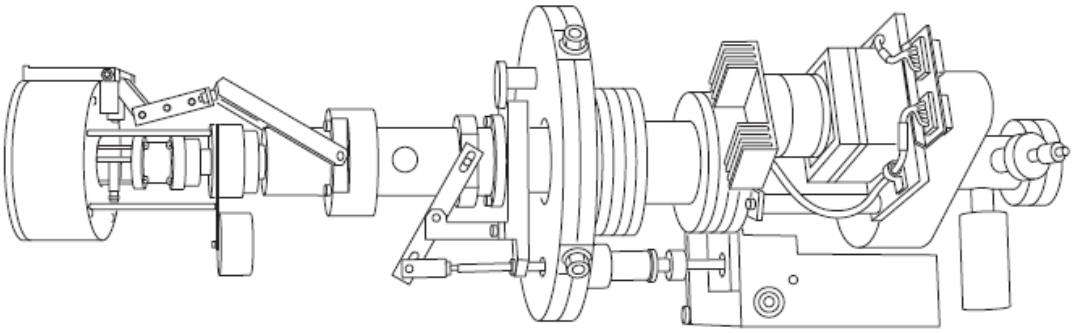
MBE sisteminde kaynaklardan çıkan moleküler demeti kesmek veya engellemek için kaynak hücreyle atlaş arasına kesiciler yerleştirilmiştir. V80H MBE sisteminde kesicilerin hareket hızı, hava vanaları aracılığıyla sinüsodial olarak ayarlanmıştır. Buna "soft action" adı verilmektedir. Kesicilerin bu tip hızla hareket etmesi yüksek sıcaklıklarda bulunana kaynakların kesicileri açıldığında mekanik şoka maruz kalmalarını önleyecek ve parçacıklardan gelen kirliliği en aza indirilecektir. V80H sisteminde bulunana kesicilerin hızları 1 saniyeden daha küçüktür. Böylece komposizyon, katkı veya kalınlık olarak keskin değişikler içeren yapılar peş peşe büyütülebilir.



Şekil 3.7. V80H MBE sisteminde bulunan kaynak kesici [Vg-Semicon Klavuz]

3.3.3. VG-V80H MBE sisteminin alttaş tutucusu

Alttaş büyütme işleminden önce alttaş tutucusunda bulunan ısıtıcının üzerine yatay olarak yerleştirilir. Daha sonra tutucu mekanizmasında bulunan kaldırma sistemi ile alttaş kaynak hücreleri tam karşısına alacak şekilde pozisyona kaldırılır. Alltaşın yerleştirildiği kısım dakikada 100 devire kadar manual veya bilgisyar kontrollü olarak döndürülebilir. Ayrıca bu döndürme işlemi RHEED ölçümlerinin yapılabilmesi için gerekli olan hizalamanın da yapılmasını sağlar. Alttaşın yerleştirildiği kısım yani alttaş tutucu tantalum ısıtıcı ile ısıtılır. Ve W/Re 5%-W/Re 26% termoçiftleri aracılığıyla da sıcaklık kontrolü sağlanır.



Şekil 3.8. V80H MBE sisteminin alttaş tutucusu [Vg-Semicon Klavuz]

3.3.4. VG-V80H MBE sisteminde akı ölçümü

V80H sisteminde kaynak hücrelerden çıkan moleküler demetin akısı MIG (Monitoring ion gauge) adı verilen bir iyon sayacı ile ölçülür. Akı ölçümü yapılmak istendiği zaman MIG moleküler demetin önüne getirilir. MIG, iyon sayacı olarak kullandığı filamenin arkasında, ölçüm sırasında gelen demetin alttaş veya atlaş ısıtıcısının üzerine gelmesini engellemek için koruyucu bir plakaya sahiptir. Laboratuarımızda bulunan V80H sistemindeki MIG sayacı üzerine düşen moleküler akıyı basıca dönüştürerek ekranda belirtir.

3.3.5. VG-V80H MBE sisteminde RHEED cihazı

RHEED sistemi kabaca bir elektron tabancası ve RHEED deseninin görünmesini sağlayan bir fosfor ekrandan oluşmaktadır. Elektron tabancasından üretilen elektron demeti örnek üzerine gelir ve kırılan elektron demeti fosfor ekranda bir desen oluşturur. V80H sisteminde kullanılan RHEED sistemi 15 keV' luk bir elektron tabancasına sahiptir.

3.3.6. VG-V80H MBE sisteminde hazırlık odası

Hazırlık odası UYV altında tutulan ve alttaşın büyütme odasına transfer edilmeden önce 400 ^{o}C (GaAs için) civarında 1 yada 2 saat ısıtılarak üzerindeki su buharı, ve kaba kirliliklerin temizlenmesi sağlanır. Böylece alttaşın yüzeyinde bulunan bu kirliliklerin büyütme odasına girerek büyütülecek numune içinde safsızlıklar oluşturulması engellenmiş olur. Hazırlık odası büyütme odasından ana kapı vanasıyla ayrılmıştır.

3.3.7. VG-V80H MBE sisteminde yükleme odası

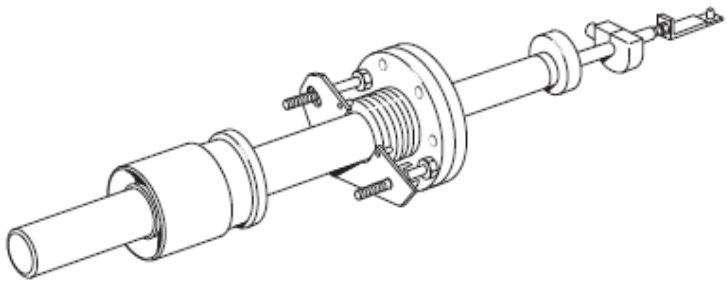
V80H sisteminde yükleme odası 5 adet alttaş yüklenebilecek bir rafı barındıracak şekildedir. Yükleme odası hazırlık odasından O-ring vana ile ayrılmıştır yükleme odası genellikle yüksek vakum altında tutulur. Alttaşları içeren kaset veya raf yüklendiği zaman, yükleme odasının kapısı kapatılır ve turbo pompası yardımıyla vakumlanır. Birkaç alttaşın birden yüklenebilmesi sistemin atmosfere açılım süresini uzatarak sistem içine kirliliğin girmesini minimum hale getirmektedir.

3.3.8. VG-V80H MBE sisteminde kaset asansör mekanizması

V80H sisteminde kaset asansör mekanizması, hazırlık odasına alttaşları yerleştirmek veya büyütme odasından alınarak hazırlık odasına getirilen büyütülmüş numuneleri raflara yerleştirmek için aşağı-yukarı hareket edebilen bir mekanizmadır. Elden kumandalı bir elektrik motoru yardımıyla kaset asansör mekanizması çalıştırılabilir.

3.3.9. VG-V80H MBE Sisteminde alttaşı hareket ettirme mekanizması

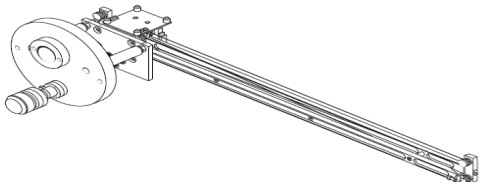
V80H sisteminde alttaşa manevra yaptıracak tutma mekanizması odalar boyunca alttaş hizasında yerleştirilmiştir. Aslında tutma mekanizması bir dingil mekanizmasıdır ve Şekil Dingilin ucunda alttaş molibden tutucusunu kavrayabilmek için çıkıntısı bulunan bir spatula şeklindedir. Dingilin içindeki mekanizmanın hareketi takılıp çıkarılabilen magnetler aracılığı ile sağlanmaktdır.



Şekil 3.9. V80H MBE sisteminde alttaş hareketini sağlayan dingil sistemi [Vg Semicon Klavuz]

3.3.10. VG-V80H MBE sisteminde alttaş transfer mekanizması

V80H sisteminde transfer mekanizması Şekil 3. 10’ da gösterilmiştir. Transfer mekanizması hazırlık odası içine yerleştirilmiştir ve alttaşı yükleme odası-hazırlık odası ve hazırlık odası-büyütme odası arasında transferini sağlamak için kullanılır. Alttaşı üzerine yerleştirmek için bir platform vardır. Transfer mekanizması saat yönünün döndürülmesiyle sola doğru, saat yönünün aksine döndürülmesiyle de dağa doğru hareket eder.



Şekil 3.10. V80H MBE sisteminde alttaş transfer mekanizması [Vg-Semicon Manual]

3.4. Kalibrasyon Numunesinin MBE Yöntemiyle Büyütülmesi

Kalibrasyon numunesinin büyütülme adımları ve şartları şu şekildedir. Numune, ¼ inç'lik, (100) yönelimli ve 350 μm kalınlığında, iki yüzeyi de cilalanmış epi-ready denilen yarı-yalıtkan GaAs alttaşı üzerine büyütüldü. GaAs alttaş büyütme odasında transfer edilmeden önce hazırlık odasında 400 ^{o}C' de 2 saat ısıtılarak üzerindeki su buharı ve kaba kirliliklerden temizlenmesi sağlandı. GaAs alttaş büyütme odasına transferinden önce büyütme odasında gerekli olan şartların sağlanmış olması gerekmektedir. Bunu sağlayan işlemler şu şekildedir sıralanabilir.

MBE sisteminin bütün eklem, vida, pencere, vana gibi kısımlarına Helyum gazı gönderilerek kütle spektrometresiyle kontrol edilir. Bu işleme "Leak Test" yani sızıntı testi adı verilir. Eğer MBE sisteminin herhangi bir bölümünde sızıntı varsa He gazı o bölgeden MBE sisteminin büyütme odasına doru sızar ve sızan He gazı, kütle spektrometresi aracılığıyla tespit edilir. İçeri sızan He gazının miktarı kütle spektrometresi ekranında yeşil, sarı ve kırmızı renkte alarm durumları ile gösterilir. Bu alarm seviyeleri değiştirilebilir. Eğer sızıntı testi sırasında kırmızı alarm görülüyorsa bu He gazı tutulan o bölgede kaçak olduğu anlamına gelir ve derhal vakum kaçağının giderilmesi gerekir. Sarı alarm seviyesine göre o bölgeye dikkat edilmesi gerektiğini ve yeşil alarm ise kaçak olmadığını gösterir.

Sızıntı testinin yapılıp normal çıkmasından sonra büyütme odasının sıvı azot paneline sıvı azot girişi yapılarak büyütme odasının iç çeperlerinin soğutulması sağlanır. Bu işlem aynı zamanda sisteme ek olarak vakum sağlar

MIG konumu "IN" pozisyonuna getirilir yani alttaş tutucusunun önünde tutulur. Böylece alttaş ısıtıcısı üzerine moleküllerin birikme yapması önlenmiş olur. Sıvı azotla MBE büyütme odası paneli doldurulduktan sonra sıvı azot akışı orta seviyeye düşürülüp, kaynak hücreler küçük sıcaklık adımlarıyla (0.1 ^{o}C/s) ısıtılmaya başlanılır. Kalibrasyon numunesini büyütmek için, Arsenik, Alüminyum, Galyum ve Silikon kaynak hücreleri kullanılmıştır. Kaynak hücreler büyütme sıcaklığının yaklaşık olarak 15 ^{o}C üzerine kadar ısıtılarak o sıcaklıkta 10 dakika bekletilir. Bu

bekletme sırasında birkaç defa kaynak kesicileri açılarak hücrenin içinde ısıtılma sonucu ortaya çıkan artık gazların ve oksijenin dışarı atılması sağlanır. Bu işleme" outgas" adı verilir.

Kaynakların sıcaklıkları, oksijen ve diğer artık gazların çıkması sağlandıktan sonra tekrardan büyütme sıcaklıklarına indirilir.

MIG akımı 1 mA' e ayarlandıktan sonra akı ölçümüne başlanıldı. Kalibrasyon numunesinin büyütülmesi akı değerleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Kalibrasyon numunesinin akı değerleri

Kaynak hücresi	***Sıcaklık (^oC)***	***BEP basıncı (mbar)***
Alüminyum (Al)	1066	5.6×10^{-8}
Galyum (Ga)	934	6.7×10^{-7}
Arsenik Bulk (As)	353	2.2×10^{-6}
Arsenik Cracker	950	----------
Silikon (Si)	1100	----------

Akı ölçümleri tamamlandıktan sonra MBE sisteminin hazırlık odasında bulunan ve ön temizliği yapılmış olan GaAs alttaşı, MBE sisteminin büyütme odasına transfer edilip alttaş tutucusuna yüklendi. Bu işlem öncesinde MIG kapalı duruma getirilip "OUT" pozisyonuna çekilir. Aksi takdirde alttaşı yüklemek için alttaş tutucusu yatay konuma gelemeyecektir.

GaAs alttaş, alttaş tutucusuna yüklendikten sonra transfer mekanizması tekrardan hazırlık odasına çabucak çekilir ve hazırlık odası ile büyütme odası arasındaki ana vana kapatılır.

Büyütme odasında bulunan iyon pompası kapatılarak filamentlerinin korunması sağlanır. İyon pompaları düşük vakum altında çalışabilen pompalardır. Basıncın

yüksek olduğu ortamda iyon pompasının çalıştırılması filamentlerinin yanmasına neden olacaktır.

Yukarıdaki işlemler yapıldıktan sonra artık büyütme işlemine başlanılabilir. V80H MBE sisteminde X-Gen2-11 programı altında bulunan formül yazıcı ile büyütme işleminde takip edilecek adımlar belirlenir. Yazılan formül "RUN" edildiği zaman büyütme işlemi başlar ve belirlenen adımları sırasıyla takip eder.

Kalibrasyon numunesini büyütmek için yüklenen alttaşın üzerinde bulunan oksit tabakasının kaldırılması için alttaş 450 ^{o}C 'ye kadar ısıtılmaya başlandı ve alttaş 10% rpm altında döndürülmeye başlandı. 450 ^{o}C' den sonra Arsenik akısı altında 670 ^{o}C ' ye kadar tam oksit kaldırma işlemi için tekrar ısıtılmaya başlandı. (Bu arada formül durduruldu (interrupt etmek)). Aynı zamanda RHEED elektron tabancasına çok küçük miktarda (0.1 veya 0.2 mA) akım verilerek tabancanın ısıtılması sağlandı. Burada As akısı, GaAs alttaşı ısıtılırken yüzeyden ayrılan As atomlarını telafi etmek için gönderilmektedir.

Alttaş sıcaklığı 500 ^{o}C (termoçift sıcaklığı) ulaştığı zaman RHEED voltajı 15 keV civarına kadar çıkarılıp, RHEED akımı yavaşça maksimum 2 A oluncaya kadar artırılır.

Alttaş sıcaklığı 600 ^{o}C olduktan sonra RHEED penceresinden desene bakılır. Desenin çizgileşmeye başladığı sıcaklık oksit tabakasının artık kalkmaya başladığı sıcaklıktır. Kalibrasyon numunesinde 670 ^{o}C sıcaklıkta oksit kalkmaya başladı. Bunun üzerine sıcaklık 20 ^{o}C daha artırılarak 690 ^{o}C' ye çıkarıldı ve bu sıcaklıkta 10 dakika beklenerek tamamen oksit tabakasının alttaş yüzeyinden kalkması sağlandı. Bu işlem sonunda RHEED deseninin tamamen çizgi şeklini aldığı göründü.

Oksit tabakasının tamamen kaldırılmasından sonra alttaş sıcaklığı tampon tabakası büyütülmek üzere 660 ^{o}C' ye düşürüldü ve formül programına yeniden devam etmesi için "devam" komutu verildi. Bu komuttan sonra Ga akı kesicisi açılarak GaAs tampon tabakası büyümeye başladı.

GaAs tampon tabakası 2.78 Å/s büyütme oranı ile büyütüldükten sonra alttaş sıcaklığı 650 ^{o}C ye düşürülerek AlGaAs tabakası büyütülmeye başlandı.

Büyütme işlemleri veya oksit kaldırma işlemleri sırasında pyrometre denilen cihazla MBE sisteminin büyütme odasında bulunan pencere yardımıyla Alttaş sıcaklığı ölçülebilir. Termoçiftlerin gösterdiği sıcaklık ile pyrometrenin gösterdiği sıcaklıklar arasında yarı-yalıtkan alttaşlar için 70-100 ^{o}C 'lik farklar bulunabilmektedir.

Kalibrasyon numunesi büyütülürken, alttaş sıcaklığı pyrometre ile GaAs tampon tabakası için 590 ^{o}C ve AlGaAs tabakası için se 580 ^{o}C olarak ölçüldü.
AlGaAs tabakası büyütülürken Si katkı kaynağı da açılarak üst tabakanın n-tipi olması sağlandı.

Büyütme işlemi tamamlandıktan sonra alttaş sıcaklığı 250 ^{o}C ye kadar soğutuldu ve 250 ^{o}C den sonra As kaynak kesicisi kapatıldı. MBE sisteminde büyütme işlemi kabaca bu şekilde sıralanabilir.

3.5. AlGaAs/GaAs Kuantum Kuyulu Kızılötesi Fotodedektör Yapılarının MBE Yöntemi İle Büyütülmesi

2 adet AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodedektör örnekleri Vg-Semicon V80H katı kaynaklı MBE sistemiyle büyütüldü. Bu örnekler GS24 ve GS25 olarak isimlendirildiler. GS24 ve GS25 fotodedektörlerinin yapıları Şekil 3.11' de verilmiştir. Her iki yapı da (100) yönelimli, her iki yüzeyi de parlatılmış, 350 μm kalınlığına sahip "epi-ready" yarı-yalıtkan GaAs alttaşlar üzerine büyütülmüşlerdir.



Şekil 3.11. GS24 ve GS25 kuantum kuyulu fotodedektörlerin yapısı

Fotodedektörlerin büyütme şartları ve adımları şu şekilde sıranlanmuştır.

a) GaAs alttaş büyütme odasında transfer edilmeden önce hazırlık odasında 400 ^{o}C' de 2 saat ısıtılarak üzerindeki su buharı ve kaba kirliliklerden temizlenmesi sağlandı.

b) Kaynak hücre sıcaklıkları, çizelge 3.2 ve çizelge 3.3 ile verilen değerlerin 10 ^{o}C üzerine çıkartılarak kaynak hücreler içinde biriken oksijen ve diğer artık gazların çıkmaları sağlandı.

c) Alttaş büyütme odasına transfer edildi.

d) Alttaşı, üzerinde bulunan oksit tabakasının kaldırılması için alttaş 450 ^{o}C 'ye kadar ısıtılmaya başlandı ve alttaş 10% rpm altında döndürülmeye başlandı. 450 ^{o}C' den sonra Arsenik akısı altında 670 ^{o}C ' ye kadar tam oksit kaldırma işlemi için tekrar ısıtılmaya başlandı. (Bu arada formül durduruldu (interrupt etmek)). Aynı zamanda RHEED elektron tabancasına çok küçük miktarda (0.1 veya 0.2

mA) akım verilerek tabancanın ısıtılması sağlandı. Burada As akısı, GaAs alttaşı ısıtılırken yüzeyden ayrılan As atomlarını telafi etmek için gönderilmektedir.

Çizelge 3.2. GS24 fotodedektör yapısı için akı değerleri

Kaynak hücresi	***Sıcaklık (^oC)***	***BEP basıncı (mbar)***
Alüminyum (Al)	1080	8.23×10^{-8}
Galyum (Ga)	934	7.6×10^{-7}
Galyum (Ga)	915	4.9×10^{-7}
Arsenik Bulk (As)	353	2.2×10^{-6}
Arsenik Cracker	950	----------
Silikon (Si)	1150	----------

Çizelge 3.3. GS25 fotodedektör yapısı için akı değerleri

Kaynak hücresi	***Sıcaklık (^oC)***	***BEP basıncı (mbar)***
Alüminyum (Al)	1078	7.85×10^{-8}
Galyum (Ga)	935	7.5×10^{-7}
Galyum (Ga)	906	4.1×10^{-7}
Arsenik Bulk (As)	353	2.2×10^{-6}
Arsenik Cracker	950	----------
Silikon (Si)	1150	----------

e) Alttaş sıcaklığı 500 ^oC (termoçift sıcaklığı) ulaştığı zaman RHEED voltajı 15 keV civarına kadar çıkarılıp, RHEED akımı yavaşça maksimum 2 A oluncaya kadar artırıldı.

f) Alttaş sıcaklığı 600 ^oC olduktan sonra RHEED penceresinden desene bakılır. Desenin çizgileşmeye başladığı sıcaklık oksit tabakasının artık kalkmaya başladığı sıcaklıktır. Kalibrasyon numunesinde 670 ^oC sıcaklıkta oksit kalkmaya başladı. Bunun üzerine sıcaklık 20 ^oC daha artırılarak 690 ^oC' ye çıkarıldı ve bu

sıcaklıkta 10 dakika beklenerek tamamen oksit tabakasının alttaş yüzeyinden kalkması sağlandı. Bu işlem sonunda RHEED deseninin tamamen çizgi şeklini aldığı göründü.

g) Oksit tabakasının tamamen kaldırılmasından sonra alttaş sıcaklığı tampon tabakası büyütülmek üzere 660 ^{o}C' ye düşürüldü ve formül programına yeniden devam etmesi için "devam" komutu verildi. Bu komuttan sonra Ga akı kesicisi açılarak 2.78 Å/s büyütme oranı ile 0.5 μm GaAs tampon tabakası büyütülmeye başlandı.

h) 5 dk. kadar tampon tabakası büyütüldükten sonra RHEED sayımı yapıldı. Bunun için As akısı devam ederken Ga kesici kapatıldı. Alttaş manual kontrol kullanılarak döndürülüp merkezi RHEED spot deseni görüldü. Kronometre ölçüme hazır hale getirilip Ga kesici açıldı ve aynı anda kronometre çalıştırılmaya başlandı. Merkezi 10 tane spot deseni 11.51 saniyede görüldü. Bu işlemden sonra Ga kesici açık bırakılarak alttaş tekrardan döndürülmeye yani tampon tabaka büyütülmesine devam edilmeye başlandı. RHEED spotu bir tek-katman büyüdüğünde belirginleşir ve bir sonraki tek-katman büyütülünceye kadar sönükleşir. Dolaysıyla spotun belirginleştiği zaman tek-katmanın büyümesi için geçen zamana eşittir. Bu yapılan işleme büyütme oranının ayarlanması işlemi adı verilir.

i) Tampon tabakası büyütüldükten sonra alttaş sıcaklığı 650 ^{o}C' ye düşürüldü ve Si kaynağı da açılarak 1 μm n-tipi GaAs kontak tabakası büyütülmeye başlandı. Kontak tabakası büyütüldükten sonra Ga sıcaklığı GS24 için 915 ^{o}C' ye ve GS25 için ise 906 ^{o}C' ye 0.1 ^{o}C/s sıcaklık adımı ile set edildi.

j) Yukarıdaki sıcaklık set değerlerine ulaşıldıktan sonra Al kaynak kesicisi açılarak 38 nm AlGaAs bariyer tabakası büyütülmeye başlandı. Ariyer tabakası büyütüldükten sonra GS24 için 5.5 nm ve GS25 için 4.5 nm kalınlıklarında Si kaynağını da açarak n-tipi GaAs kuantum kuyuları büyütüldü. –tipi GaAs

kuantum kuyusu büyütüldükten sonra tekrar 38 nm AlGaAs bariyer tabakası büyütüldü. n-GaAs ve AlGaAs tabakaları periyodik olarak 50 kez tekrarlandı.

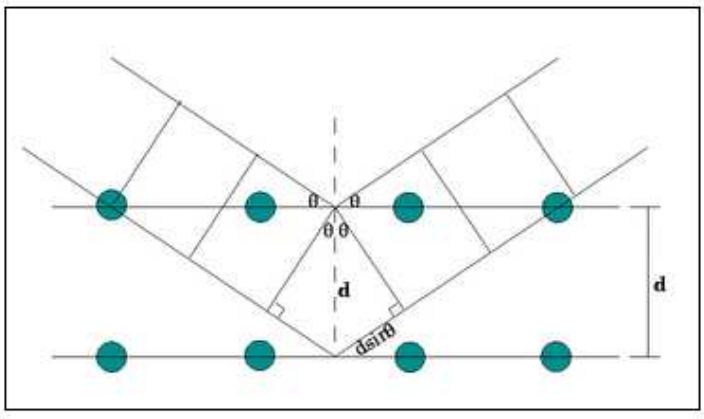
k) 50. tekrar büyütüldükten sonra son Ga kaynak sıcaklığı tekrardan GS24 için 934 ^{o}C/s ve GS25 için 935 ^{o}C/s' ye set edilerek ve Si kaynağıda açılarak 0.5 μm n-tipi GaAs kontak tabakası büyütüldü. Büyütme sırasında pyrometre sıcaklıkları tampon tabaka için 590 ^{o}C ve diğer tabakalar için 580 ^{o}C olarak ölçüldü.

l) Büyütme işlemi tamamlandıktan sonra alttaş sıcaklığı 250 ^{o}C ye kadar soğutuldu ve 250 ^{o}C den sonra As kaynak kesicisi kapatıldı. Alttaş döndürülmesi durdurularak, alttaşın hazırlık odasına ve daha sonra da yükleme odasına transfer edildi.

3.6. Yüksek Çözünürlüklü X-Işınları Difraksiyonu (HR-XRD)

Kırınım deneyleri kristalleşmiş materyallerin yapısal kalitesini göstermek için kullanılan tekniklerdir [54]. Bu teknikler kristallerin örgü parametrelerinin ölçülmesini sağlayarak yapısal kusurlar hakkında bilgi edinmemizi sağlar. Bütün kırınım deneylerinin temeli Şekil 3.12' de gösterilen Bragg kanunudur ve basitçe Eş. 3.5 ile verilir.

$$2d \sin\theta = n\lambda \tag{3.5}$$



Şekil 3.12. Kristal düzlemlerinden X-ışınlarının saçılması

Burada d özdeş düzlemler arasındaki uzaklık, λ dalga boyu ve θ kırınım açısıdır. Akıllıca dizayn edilmiş ve planlanmış deney setleri aracılığıyla yukarıdaki basit eşitlik kullanılarak yapılan analizler detaylı yapısal bilgiler verebilir. Şekil 3.13-16' da kırınım deneyleriyle elde edilen bazı önemli yapısal bilgiler gösterilmiştir. Elbet ki, kırınım deneyleri ayrıca hacim (bulk) yarıiletkenlerin örgü sabitleri hakkında da bilgi vermektedir. Şekil 3.13-16' da bahsedilen yapısal bilgileri biraz açıklayalım.

Örgü uyumsuzluğu, alttaş üzerine büyütülen katmanların örgü sabitleri eğer alttaşın örgü sabitinden farklıysa önemli bir durum oluşturur. Bu durum Şekil 3.13' te gösterilmiştir. Eğer ince film örgüyü relax etmişse yani gevşetmişse, kırınım deseninde alttaşa göre bir $\Delta\theta$ kayması oluşturur. Eğer a_f ve a_s sırasıyla ince filmin ve alttaşın örgü sabitlerini göstermek üzere

$$m = \frac{a_f - a_s}{a_s} = \frac{\Delta a}{a_s} \tag{3.6}$$

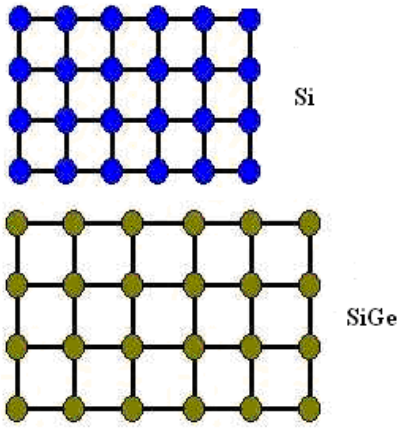
ise

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta a}{a_s} \tag{3.7}$$

Elde edilir. Eğer film gerilmişse, filmin düzlem içi örgü sabiti alttaşa fit olur, fakat düzlem dışı örgü sabiti farklı olur. Bu farlılığa misfit denir. Eğer bu farklılık m^* ise

$$m^* = \frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta a_{II}}{a_s} \tag{3.8}$$

olur.



Şekil 3. 13. Si ve SiGe arasındaki örgü uyumsuzluğu

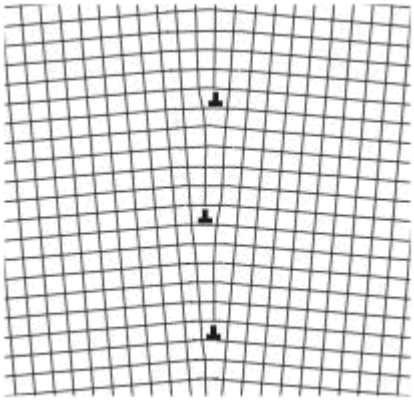
Eğim, bazı büyütülen filmlerde alttaşa göre bir eğime sahip olacak şekilde büyümeler olabilir. Bu alttaşın oluşturduğu pike göre bir kayma oluşturan kırınım deseni oluşturur. Bu $\Delta\theta$ kaymasının misfit etkisiyle hiçbir ilgisi yoktur. O zaman eğim ile misfit etkilerini nasıl ayırt edebileceğiz? Bunun çözümü oldukça basittir ve o da örneği düzlemi boyunca 180^o döndürmektir. Ortalama değer

$$\Delta\theta = \left(\frac{\Delta\theta_o + \Delta\theta_{180}}{2} \right) \tag{3.9}$$

misfit etkileri nedeniyle olan etkileri ayırmayı sağlar. Eğim açısını bulmak için 90^o döndürme ile bir ölçüm alınır. O zaman

$$\begin{aligned} \Delta\theta_o &= \beta\cos\omega \\ \Delta\theta_{90} &= \beta\cos(\omega+90) = -\beta\sin\omega \end{aligned} \tag{3.10}$$

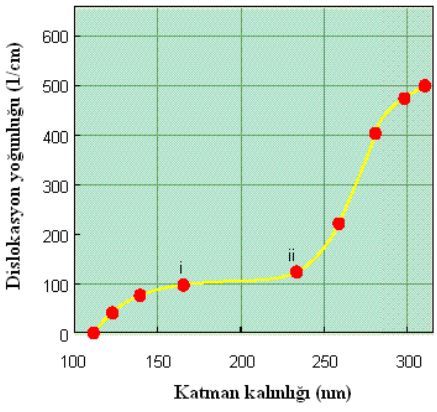
elde edilir. Burada β doğru eğim açısıdır ve ω eğim açısı sıfır olduğundaki şiddettir. Bu ölçümlerden β elde edilebilir.



Şekil 3.14. Yönelim bozukluğu

Dislokasyon içeriği**,** gerginlik oluşmuş ince filmler içinde dislokasyon veya kusurlar oluşur. Bunlar genellikle iki bölge içinde oluşurlar; film ve alttaş arasındaki ara yüzeyde ve filmin içinde. Ara yüzey kusurları kırınım ölçümlerinde piklerin pozisyonlarında ölçülebilir bir kayma meydana getirirler. Bu takdirde, arayüzeydeki net gerginlikten kusur yoğunluğunu tahmin etmek mümkün olur. Şekil 3.15' te bu durum gösterilmiştir.

Filmin içinde oluşan kusurlar kırınım deseninde genişlemeye veya yayılmaya yol açarlar. Bu genişleme kusurlar ile kristalleşmiş bölgeler arasındaki boyutlardan kaynaklanır ve kusur yoğunluğunu belirtmek için kullanılabilir.

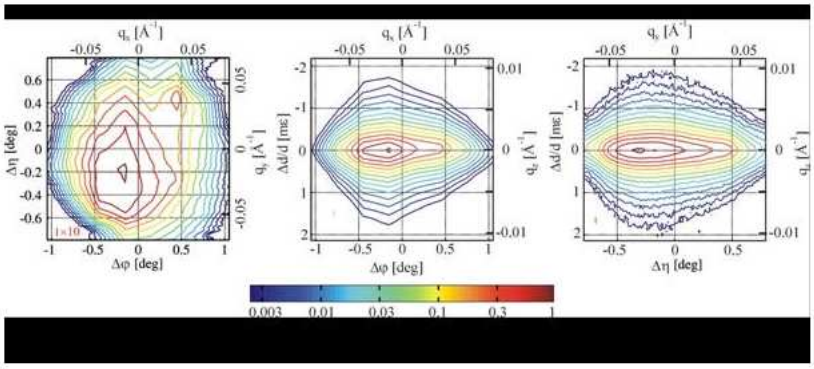


Şekil 3.15. Dislokasyon yoğunluğu

Mozaik ve eğrilme, Büyütülen film küçük bölgeler boyunca uzanmış(mozaik formu) veya filmin tamamı boyunsa uzanmış şekilde bir bükülmeye sahip olabilir. Bu bükülmenin veya eğrilmenin bir sonucu olarak kırınım açıları demetin yarıçapına göre bir $\Delta\theta$ kaymasını oluşturur. Eğer D demetin çapı ve R bükülmenin veya eğrilmenin yarıçapı ise

$$\Delta\theta = \frac{D}{R} \tag{3.11}$$

olur.

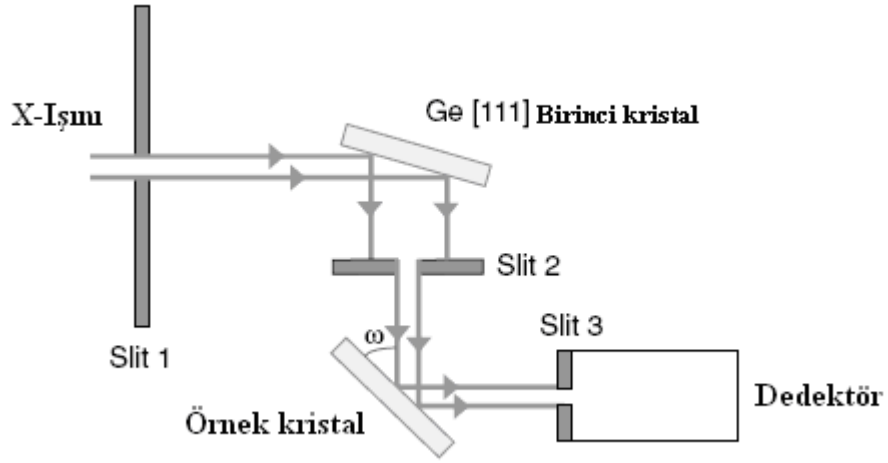


Şekil 3.16. Mozaik yayılımı

Çift veya paralelinde dört kristal kırınımı kristalleşmiş materyallerin yapısal bilgilerini elde etmek için kullanılan oldukça güçlü bir ölçüm tekniğidir. Bu ölçüm tekniğinin hassaslığı nedeniyle hetero-yapılarda oldukça sık kullanılır ki bu yapılarda teknik küçük gerginlik bölgelerini, ince katman oluşturmamış bölgeleri ve hetero-yapılardaki kalınlık farklılıklarını algılayabilir.

Bu teknik için tipik bir ölçüm düzeneği Şekil 3.17’ de verilmiştir. X-ışını demeti ilk olarak yüksek kaliteli bir kristale çarparak kırınıma uğrar. Kırınan demet örnek kristal üzerine düşer. Eğer iki kristal için Bragg açıları eşitse oldukça dar bir kırınım deseni gözlenir. Örnek kristalin geniş-aralıkta yapısal dizilimini veren rocking-eğrilerini elde etmek için örnek kristal küçük bir ω açısıyla döndürülür ve kırınan

demet şiddeti kaydedilir. Yüksek kaliteli kristaller birkaç arc-saniye genişliğinde piklere sahiptirler. Bu teknik özellikle kalın alttaşlar üzerine büyütülmüş ince katman filmler için yararlıdır. Genellikle, bu durumlarda birisi alttaştan ve diğeri ise ince film katmanından gelen iki pik gözlenir. Alttaş ve ince katmanın Bragg yansımaları için $\Delta\omega$ farkı $\Delta\theta$ ve $\Delta\phi$ olmak üzere iki bileşen içermektedir. Alttaş ve katman için $\Delta d/d$ örgü düzlemleri arasındaki fark Bragg açılarındaki $\Delta\theta$ farkına neden olur. $\Delta\omega$'nın ikinci bileşeni $\Delta\phi$ ise ince katmanın ve alttaş örgü düzlemlerinin eğiklikleri arasındaki farktır.



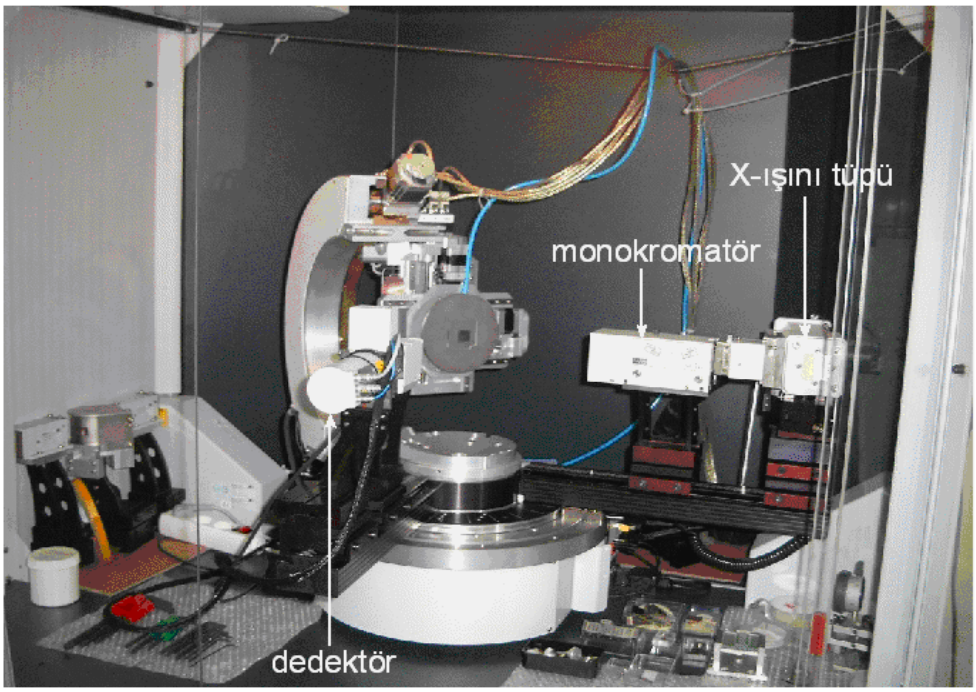
Şekil 3.17. Çift kristal x-ışını kırınım düzeneği [35]

3.6.1. Kullanılan x-ışınları difraktometresinin bazı özellikleri

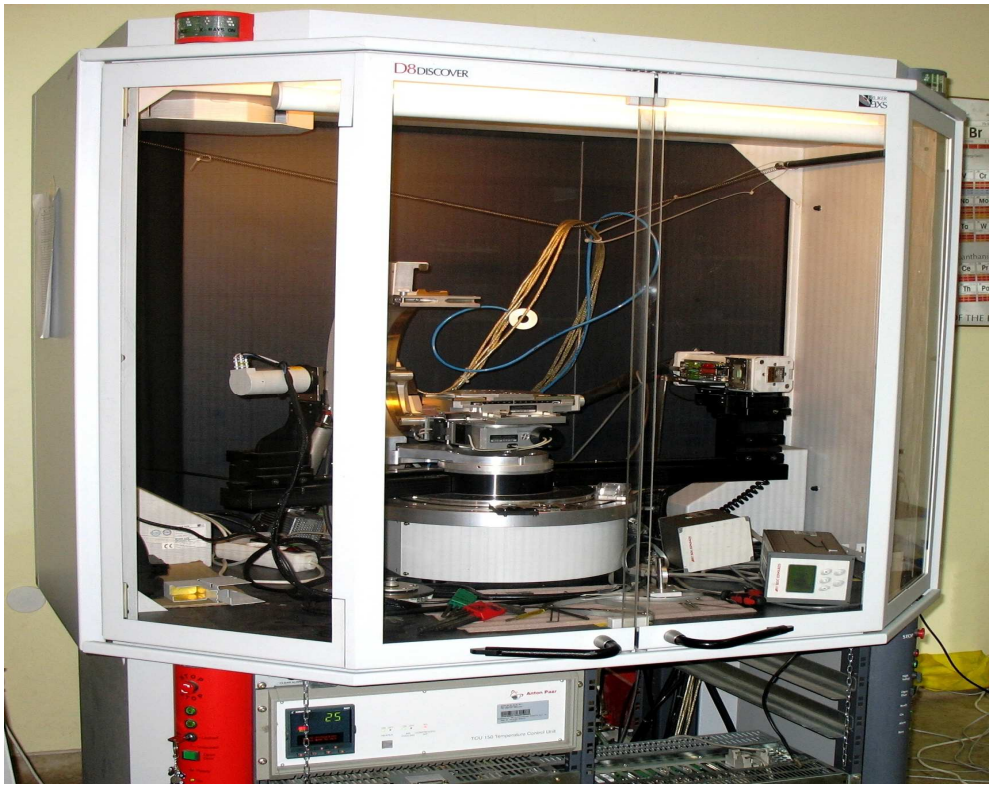
Bu tez çalışmasında yüksek çözünürlüklü x-ışını kırınımı deneyinde ölçüm için Bruker D8 Discover XRD cihazı kullanıldı. Bu cihaz Ge(022) yönelimli dört kristal monokromatöre ve x-ışını kaynağı olarak KPLCu2α' ya sahiptir. Cihazın teknik özellikleri Çizelge 3.4' de ve cihazın resmi de Resim 3.2 ve 3.3' de verilmiştir.

Çizelge 3.4. X-ışınları difraktometresinin teknik özellikleri

Difraktometre çemberi	Bruker axs D8
Jenerator gerilimi	40 kV
Jenerator akımı	40 mA
Radyasyon	CuKα1
Monokromator tipi	Jhannson
Monokromator malzemesi	Ge(022)
Odak	Line odak
α1 dalga boyu	1.54 Å



Resim 3. 2. Bruker D8 Discover cihazının Göbel kısmı



Resim 3. 3. Bruker D8 Discover cihazının genel görünümü

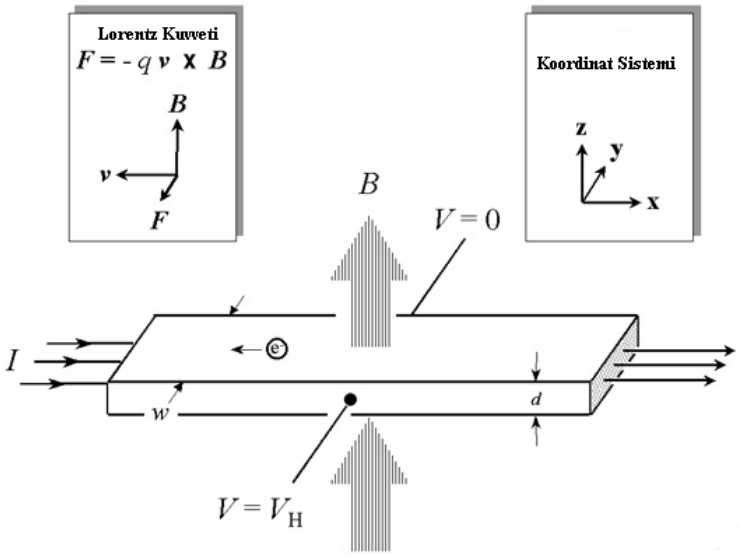
3.7. Hall Etkisi Deneyi ve Hall Mobilitesi

Materyallerin elektriksel karakterizasyonu üç seviyede gelişim göstermiştir. 1800’ lü yılların başlarında *R* direnç ve *G* iletkenlik nicelikleri, iki uç kullanılarak yapılan akım (*I*) ve voltaj (*V*) ölçümlerinden elde edilerek elektriksel karakterizasyon için kullanılmaya başlandı. Daha sonraları, direnç parametresinin tek başına yeterli olmadığı çünkü farklı örnek şekillerinin farklı direnç verdiği gözlendi. Bu gözlem örnek şekline veya biçimine bağlı olmayan bir parametrenin bulunması gerektiği fikrini ortaya çıkardı. Bu ikinci gelişim evresiydi.

1900’ lü yılların başlarında özdirencin materyaller için temel bir parametre olmadığı anlaşıldı. Çünkü farklı materyaller aynı özdirence sahip olabiliyorlardı. Ayrıca, verilen bir materyal nasıl sentezlendiğine bağlı olarak farklı özdirenç değerlerine sahip olabilmekteydi. Bu özellikle yarıiletkenler için doğrudur ve dolayısıyla özdirenç tek başına elektriksel gözlemleri açıklayamıyordu. Bu yıllarda yavaş yavaş

elektriksel iletim teorileri geliştirilmeye başlanmıştı fakat kuantum mekaniğinin keşfine kadar kabul edilebilir bir çözüm bulunamamıştı. Bu çözüm taşıyıcı yoğunluğu *n* ve mobilite μ terimlerinin tanımlanmasıyla elde edildi ve bu üçüncü seviyeyi oluşturdu. Bugün arık bu terimlerle elektriksel ölçümler tanımlanabilmektedir.

Taşıyıcı yoğunluğu *n* ve mobilite μ terimleri Hall etkisi deneyi adı verilen bir ölçümle elde edilir [55]. Hall etkisinin fiziksel temeli aslında Lorentz kuvvetidir. Bir elektron uygulanan manyetik alana dik olarak hareket ederse hem hareket hem de manyetik alana dik olacak şekilde bir manyetik kuvvete maruz kalır. Ve bu kuvvet etkisiyle sapar. Sapan bu elektronlar bir elektrik alan oluşturur. Ve bu oluşan elektrik alan etkisiyle de bir elektriksel kuvvet oluşur. Bu durum Şekil 3.18' de gösterilmiştir.



Şekil 3.18. Manyetik alan altında elektronların hareketi

Şekil 3.18'de *x* ekseni boyunca soldan sağa doğru sabit bir *I* akımının aktığını ve z-yönünde bir manyetik alan olduğunu kabul ediyoruz. Elektronlar Lorentz kuvvetine maruz kalması nedeniyle başlangıçta akım yönünde giderken daha sonra negatif y-yönünde hareket etmeye ve yarıiletkenin her iki tarafında bir yük birikmesine neden olacaktır. Bu yük birikimi Hall voltajı denilen bir voltaj oluşturur ve yarıiletkenin iki

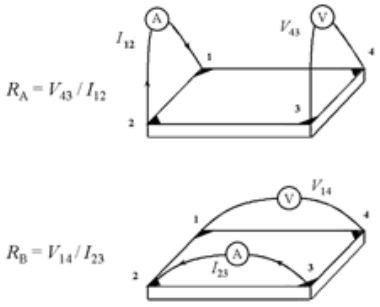
tarafı boyunca bir potansiyel düşmesi meydana getirir. Hall voltajı V_H ile gösterilir ve büyüklüğü IB/nqd' ye eşittir. Burada I akım, B manyetik alan, d örneğin kalınlığı ve q elektronun yüküdür. Bazı durumlarda katman veya yüzey yoğunluğu ($n_s=nd$) hacim yük yoğunluğunun yerine kullanmak daha uygun olabilir. Bu durumda

$$n_S = \frac{IB}{q|V_H|} \tag{3.12}$$

Eşitliği elde edilir. Hall voltajının ölçülmesiyle ve I, B ve q niceliklerinin bilinmesiyle yarıiletken içindeki n_S katman taşıyıcı yoğunluğunu belirleyebiliriz. Yarıiletkenin katman direnci R_s van der Pauw özdirenç ölçüm tekniğiyle belirlenebilir [56]. Katman direnci, hem katman yoğunluğu hem de mobilitesini içerdiği için aşağıdaki eşitlikten Hall mobilitesini elde edebiliriz.

$$\mu = |V_H| / R_S IB = 1/(qn_S R_S) \tag{3.13}$$

Eğer iletken katmanın kalınlığı d bilinirse hacim özdirenci ($r=R_Sd$) ve hacim yoğunluğu ($n=n_S/d$) elde edilir.



Şekil 3.19. Van der Pauw ölçüm tekniği

Mobilite μ ve katman yoğunluğu n_S' yi belirleyebilmek için özdirenç ölçümünün ve Hall ölçümünün yapılması gerekmektedir. Bu bölümde tartışılacak olan van der Pauw tekniği uygun bir teknik olması nedeniyle özellikle homojen örneklerin özdirenç ölçümlerini yapmak için kullanılır. Bu teknik kısaca şöyledir. Numunenin

tercihen köşelerine 4 adet çok küçük boyutlarda ohmik kontak alınır. Bu durum Şekil 3.19'da dikdörtgen biçimli van der Pauw kontakları için gösterilmiştir.

Özdirenç ölçümünün amacı katman direnci R_S ' yi belirlemektir. Van der Pauw, Şekil 3.19'da gösterildiği gibi iki terminal uçla alakalı olarak iki karakteristik R_A ve R_B dirençlerini ifade etti. R_A ve R_B katman direnci R_S ile ilgilidir ve van der Pauw denkleminde yerine yazılarak

$$\exp(-pR_A / R_S) + \exp(-pR_B / R_S) = 1 \qquad (3.14)$$

Eşitlik R_S için nümerik olarak çözülür.
Hacim elektriksel özdirenci r

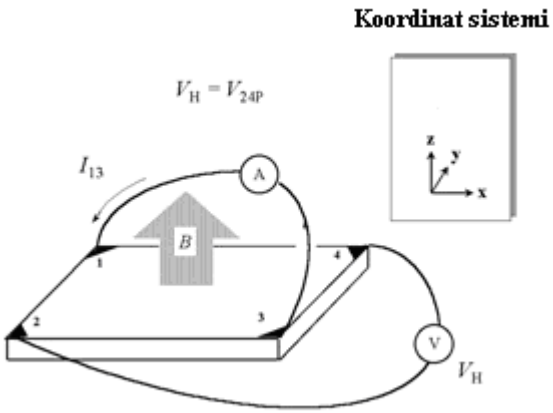
$$r = R_S x d \qquad (3.15)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir.

İki karakteristik dirençleri hesaplayabilmek için dc I akımı kontak 1 ve kontak 2 boyunca uygulanarak kontak 3 ve konta 4' ten V_{43} voltajı ölçülür. Bu durum Şekil 3.20'de gösterilmiştir.

V_{43} voltajı ölçüldükten sonra tekrardan I akımı kontak 2 ve kontak 3' e uygulanıp kontak 1 ve kontak 4' ten V_{14} voltajı ölçülür. Bu ölçümlerden sonra R_A ve R_B dirençleri aşağıdaki eşitlikle hesaplanabilir.

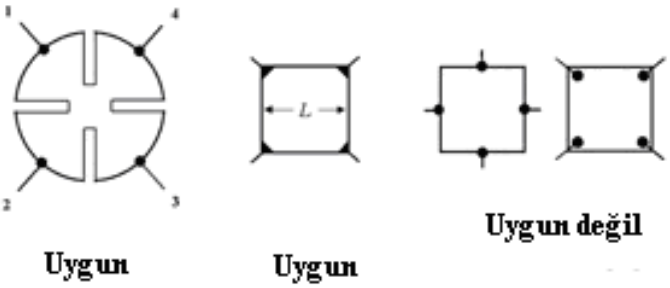
$$\begin{aligned} R_A &= V_{43} / I_{12} \\ R_B &= V_{14} / I_{23} \end{aligned} \qquad (3.16)$$



Şekil 3.20. Karakteristik dirençlerin belirlenmesi için kontaklara uygulanan akım ve voltaj şekli

Van der Pauw tekniğinde Hall ölçümünün amacı, V_H Hall voltajının ölçülmesiyle katman taşıyıcı yoğunluğu n_S 'i elde etmektir. Hall voltaj ölçümü, sabit bir I akımı ve örneğe dik olarak uygulanan sabit bir B manyetik alan altında birkaç dizi voltaj ölçümleridir. Şekil 3.21'de gösterilen örnek Hall ölçümleri için tekrarda kullanılabilir. Hall voltajı V_H ölçmek için, bir I akımı kontak 1 ve kontak 3 boyunca karşılıklı olarak uygulanır ve Hall voltajı V_H (=V_{24}) ölçülür. Bir kez Hall voltajı belirlendikten sonra katman taşıyıcı yoğunluğu n_S Eş. 3.12 ile hesaplanabilir.

Hall ölçümü alınırken bazı mümkün olduğu kadar sağlanması gerekli koşullar bulunmaktadır. Bunlar kısaca; ohmik kontakların kalitesi ve ebatları [57], örneğin homojenliği ve kalınlığının tam olarak bilinmesi ve fotoiletkenlik be fotovoltaik etkilerin minimize edilmesi için Hall ölçümünün karanlık ortamda alınması v.s. Ayrıca örneğin boyutları kontak boyutlarına ve örneğin kalınlığına kıyasla büyük olmalıdır. Ve son olarak örnek sıcaklığını, manyetik alan şiddetini, elektrik akımını ve voltajını doğru bir şekilde ölçebilecek bir düzeneğin olması gerekmektedir.
Hall ölçümünün yapılacağı numunelerin hangi uygun geometrilerde bulunması gerekti Şekil 3.21'de verilmiştir.



Şekil 3.21. Hall ölçümünde numune geometrileri

Hall ölçümünde kullanılan cihazlar kısaca şöyle sıralanabilir. Sürekli veya bir elektromıknatıs (500-5000 Gauss), sabit akım kaynağı (10 μA-100 mA), 1μV ile 1 V arasını hassas ölçebilen bir voltmetre ve Numune sıcaklığını hassas olarak ölçebilecek bir sıcaklık kontrol ünitesidir.

Bu tez çalışmasında Lake-Shore' un Hall etkisi ölçüm sistemi kullanıldı. Deney sisteminin resmi Resim 3.4' te gösterilmiştir. Lake Shore Hall etkisi sisteminde helyum tüpü kryostatta kapalı devre soğutma yapılmasını sağlar. Kryostat içinin vakumlanması için bir küçük turbo pompası kullanılır. Bu sistemde numune kryostat içinde numune tutucuya yerleştirilir ve numune bobinlerin oluşturduğu manyetik alan dik olacak şekilde yerleştirilir. Bunun sebebi ise uygulanan manyetik alanın tam olarak etki etmesini sağlamak içindir.

Sistemin kontrol ünitesinden malzemeye uygulanacak olan sabit akım, manyetik alan ve sıcaklık değerleri kontrol edilebilir. Kontrol sisteminin bağlı olduğu bilgisayar ölçüm sırasındaki verileri alarak programa aktarır ve bu program sayesinde Van der pauw ve Hall ölçüm etkisi teknikleri kullanarak gerekli olan hesaplamaları özdirenç (ρ), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) ve Hall katsayısı (R_H) değerlerinin bulunmasını sağlar.



Resim 3.4. Lake-Shore Hall etkisi ölçüm sistemi

3.8. Fotolüminesans Ölçümleri

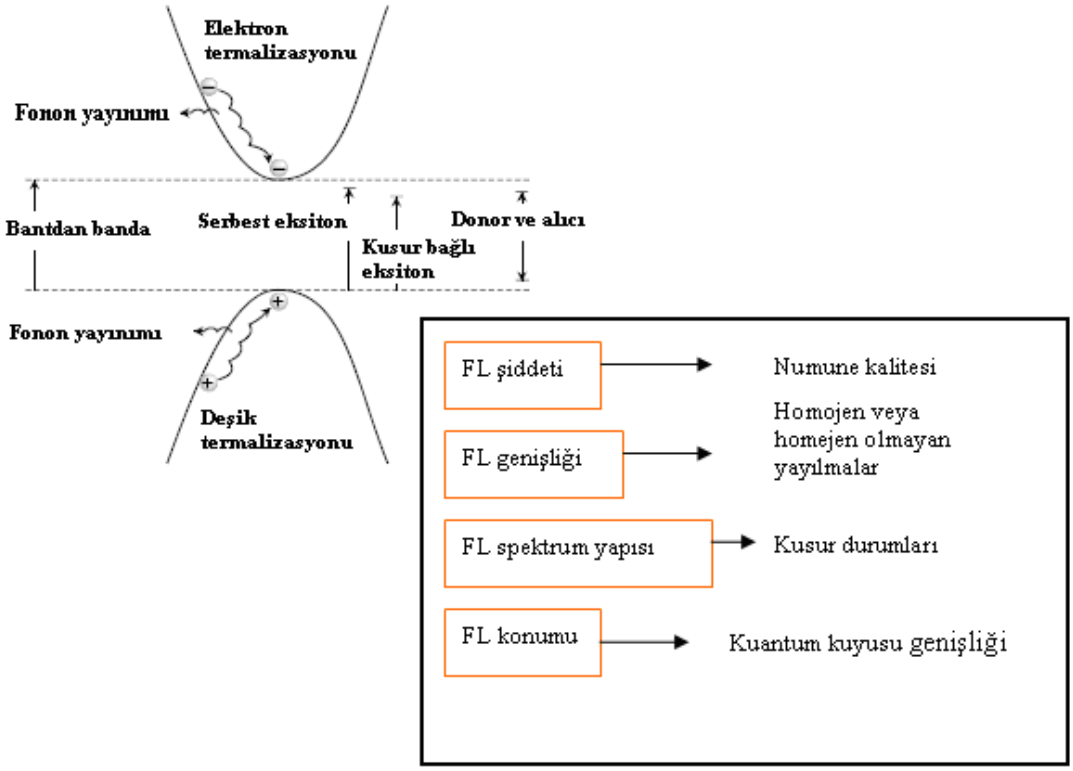
PL, bir materyalin optik uyarılmasından sonuçlanan ışığın yayılımıdır. Yarıiletken çalışmaları için, materyalin band aralığından daha büyük enerjiye sahip fotonları üreten optik kaynak gereklidir. Bilindiği gibi quantum kuyulu hetero-yapıların büyütülmesinde, hete-royapıların ara-yüzeylerinde oluşan yapısal kusurlar en önemli problemlerden biridir. Bu kusurların doğru bir şekilde tayin edilmesi mükemmel kalitede hetero-yapıların büyütülmesinde kilit rol oynamaktadır [58-62]. Materyalin enerji geçişleri karakteristiğini tanımlamak için, yayılan ışık toplanır ve spektroskopi teknikleri kullanılarak analiz edilir. PL kristalde ki kusurlar ve safsızlıklar hakkında bilgi elde edebilmek için de yararlı bir cihazdır. Kristalin yasak enerji aralığındaki enerji seviyeleri, yayılan ışığın ya da lümünesansın spektral doğası ile analiz edilir. PL yasak enerji aralığındaki enerji seviyelerini haritalamak ve katkıların bağlanma enerjilerini belirlemek için de kullanılabilir. PL ölçümleri için kullanılan deneysel düzenekler laboratuarlara, kullanılan cihazlara ve ölçülmek istenen özelliklere göre bazı değişiklikler gösterir. Fakat bu düzeneklerde genel

prensipler aynıdır. Optiksel bir ışık kaynağı ile uyarılan sistemin kendiliğinden yaptığı ışınımın toplanması ve dalga boyuna ya da enerjiye göre spektrumun elde edilmesi en temel prensiptir.

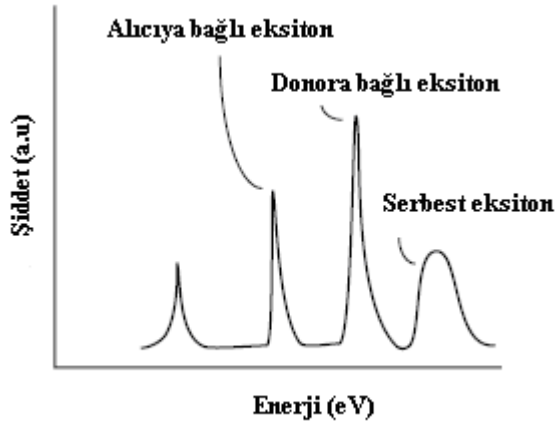
PL çalışmaları için önemli bir değişken numunenin sıcaklığıdır. Düşük sıcaklıklarda fonon yardımlı saçılma işlemleri bastırılır ve geçişler daha keskin bir şekilde olur. Düşük sıcaklılarda çeşitli eksitonik geçişler homojen olmayacak şekilde genişlemeyle veya yerel yapısal dalgalanmalarla tanımlanır [63-70]. Bandtan banda geçişler aslında elektron bulunmasıyla orantılıdır. Numunenin sıcaklığı artırıldığında geçişler giderek yayılmaya veya genişlemeye başlar ve çünkü artık fonon saçılmaları devreye girer.

Şekil 3.22 ve Şekil 3.23 hacim GaAs ve çok kuantum kuyulu GaAs içindeki spektrumu göstermektedir. Şekil 3.24'den görüleceği gibi her bir kuantum kuyusu kendi geçişini üretmektedir. Geçişlerin konumları kuyuların genişliği ile ilgilidir. Şekil 3.22'de not olarak belirtildiği gibi, spektrumun genişliği ve eksiton piklerinin yapısı hetero-yapıların yapısal kalitesi hakkında bilgi sağlar.

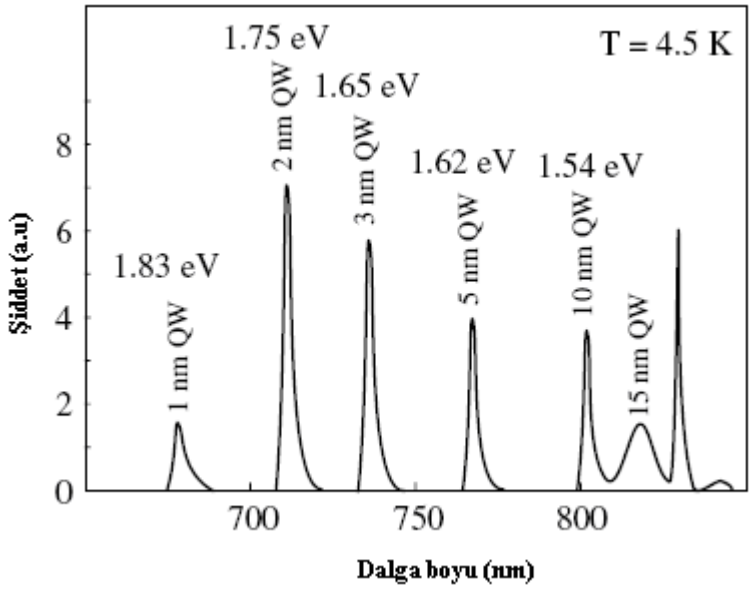
Bu tez çalışmasında kullanılan PL deneysel düzeneğinin basit bir gösterimi Şekil 3.25'de verildi. PL ölçümlerinde kullanılan Horiba Jobin Yvon fluorolog-3 sistemi Resim 3.5'de verildi. Işık kaynağından gelen ışınlar, numune odasına yönlendirilir. Numune odasındaki örnek, gönderilen ışık ışınına maruz bırakılır. Numuneden yansıyan ışık, ışıma spektrometresi yardımıyla filtre edilerek dedektöre gönderilir. Dedektör yardımıyla elektrik akımına çevrilen sinyaller bilgisayara gönderilerek, dalga boyuna karşılık PL şiddetindeki değişiminin spektrumunu gösteren bir grafik elde edilir. Bu tez çalışmasında PL ölçümleri oda sıcaklığında (300 K), 325 nm dalga boylu, 55 mW güç çıkışlı He-Cd lazer kullanılarak yapıldı. Ölçümlerden önce numuneler etil alkol ile temizlendi.



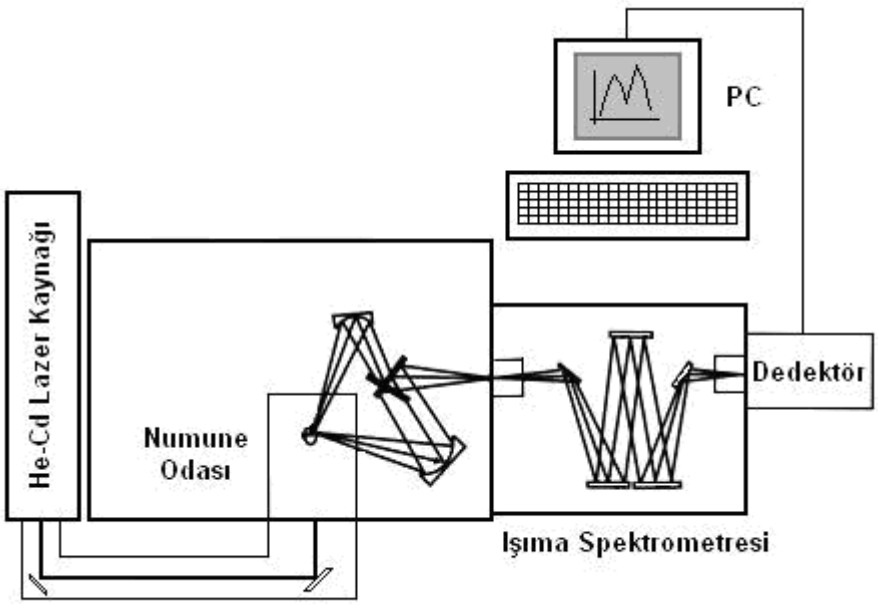
Şekil 3.22. Birleşim tipleri ve PL spektrum yorumu [35]



Şekil 3.23. Tipik bir GaAs PL spektrumu [35]



Şekil 3.24. Tipik bir GaAs kuantum kuyu PL spektrumu [35]



Şekil 3.25. PL ölçümlerinde kullanılan deneysel düzenek



Resim 3.5. PL ölçümlerinde kullanılan Horiba Jobin Yvon Fluorolog-3 sistemi

3.9. Fotodedektör Numunelerinin Fabrikasyonu

3.9.1. Örnek temizliği

Örnekler standart yarıiletken örnek temizleme teknikleri ile temizlenmiştir. Önce asetonda bekletilen örneklerin yüzeyi daha sonra ılık aseton içerisinde q-tip yardımıyla mekanik olarak da temizlenmiştir. Bundan sonra örnekler izopropil alkolde bekletilmiştir. İzopropil alkolde bekletildikten sonra örnekler azotla kurutulmuştur.

3.9.2. Birinci ohmik kontak adımı

Bu aşamada örneklere birinci omik kontakları yapılmıştır. Örnekler ilk aşamada fotolitografi işlemine hazırlanmıştır. Burada örnek üzerine serilen fotorezist 5000 rpm'de 40 sn. süreyle çevirtilmiş ve örnek yüzeyine düzgün bir şekilde yayılması

sağlanmıştır. Daha sonra fotorezist ilk pişirme adımı 110 ^{o}C'de 55 sn süreyle yapılmıştır. UV expose adımına hazır hale getirilen örnek n+ kontak adımı maskesi kullanılarak pozlandırılmıştır. Pozlama sonrası örnek AZ400K developer içerisinde develop edilmiştir. Örnek yüzeyine n+ adımı için gerekli olan şekiller basılmıştır. Fotolitografi sonrasında örnek kuru aşındırma tekniği kullanılarak n+ katmanına kadar aşındırılmalıdır. Kuru aşındırma Leybold RIE cihazında 20 mikrobar basınçta 20 sccm CCl2F2 gazı akışı altında 200 W RF gücü ile oluşturulan plazmada gerçekleştirilmiştir.

Örnek yaklaşık 0,3 mikrometre/dakika gibi bir oranla 8 dakika sürede aşındırılmıştır. Toplamda 2,5 mikrometre aşındırma yapılmış ve n+ katmanına ulaşılmıştır. Aşındırma sonrası kalınlık kontrolü yapılmıştır. Bu aşamadan sonra gerekli bölgelere kontak metalleri buharlaştırılmıştır. Buharlaştırmada termal buharlaştırma cihazı kullanılarak 200 Å Ge, 400 Å Au, 300 Å Ge ve 1100 Å Au metalleri sırasıyla kaplanmıştır. Kaplama $1x10^{-6}$ mbar basınçta gerçekleştirilmiştir. Ge 3 Å /sn. Au ise 5 Å /sn. gibi oranlarla buharlaştırılmıştır. Buharlaştırma sonrası istenmeyen bölgelerdeki metallerin kalkması amacıyla örnek aseton içerisinde bekletilmiştir. Bu işleme lift-off adımı adı verilmektedir. Lift-off sonrası birinci n+ kontak oluşumunun tamamlanması için tavlama adımı yapılmıştır. Tavlama işlemi rapid thermal processor cihazı kullanılarak yapılmıştır. Örnek forming gas akışı altında 20 sn'de 430 Cye çıkarılmış, 30 sn süre bu sıcaklıkta kalmış ve aniden soğutulmuştur. Bu şekilde ohmik kontak oluşumu gerçekleşmiştir.

3.9.3. İkinci ohmik kontak adımı

Bu aşamada örneklere ikinci ohmik kontakları yapılmıştır. Örnekler ilk aşamada fotolitografi işlemine hazırlanmıştır. Burada örnek üzerine serilen fotorezist 5000 rpm'de 40 sn. süreyle çevirilmiş ve örnek yüzeyine düzgün bir şekilde yayılması sağlanmıştır. Daha sonra fotorezist ilk pişirme adımı 110 ^{o}C'de 55 sn süreyle yapılmıştır. UV expose adımına hazır hale getirilen örnek n+ kontak adımı maskesi kullanılarak pozlandırılmıştır. Pozlama sonrası örnek AZ400K dvevloper içerisinde

develop edilmiştir. Örnek yüzeyine ikinci n+ kontak adımı için gerekli olan şekiller basılmıştır.

Bu aşamadan sonra gerekli bölgelere kontak metalleri buharlaştırılmıştır. Buharlaştırmada termal buharlaştırma cihazı kullanılarak 200 Å Ge, 400 Å Au, 300 Å Ge ve 1100 Å Au metalleri sırasıyla kaplanmıştır. Kaplama $1x10^{-6}$ mbar basınçta gerçekleştirilmiştir. Ge 3 Å/sn. Au ise 5 Å /sn. gibi oranlarla buharlaştırılmıştır. Buharlaştırma sonrası istenmeyen bölgelerdeki metallerin kalkması amacıyla örnek aseton içerisinde bekletilmiştir. Bu işleme lift-off adımı adı verilmektedir. Lift-off sonrası birinci n+ kontak oluşumunun tamamlanması için tavlama adımı yapılmıştır. Tavlama işlemi rapid thermal processor cihazı kullanılarak yapılmıştır. Örnek forming gaz akışı altında 20 sn'de 430 ^{o}Cye çıkarılmış, 30 sn süre bu sıcaklıkta kalmış ve aniden soğutulmuştur. Bu şekilde ikinci ohmik kontak oluşumu gerçekleşmiştir.

3.9.4. Mesa ada izolasyonu adım

Bu aşamada örneklerin mesa izolasyon adımı yapılmıştır. Mesa izolasyon adımında amaç dedektörün diğer dedektörlerden ve alttaş üzerindeki epitaksiyel yapıdan izole bir duruma getirilmesidir. Bu amaçla alttaş üzerinde kullanılmayacak bölgedeki tüm epitaksiyel yapı kaldırılmaya çalışılmıştır. Örnekler ilk aşamada fotolitografi işlemine hazırlanmıştır. Burada örnek üzerine serilen fotorezist 5000 rpm'de 40 sn. süreyle çevirtilmiş ve örnek yüzeyine düzgün bir şekilde yayılması sağlanmıştır. Daha sonra fotorezist ilk pişirme adımı 110 ^{o}C'de 55 sn süreyle yapılmıştır. UV expose adımına hazır hale getirilen örnek mesa izolasyon adımı maskesi kullanılarak pozlandırılmıştır. Pozlama sonrası örnek AZ400K dvevloper içerisinde develop edilmiştir. Örnek yüzeyine mesa izolasyon adımı için gerekli olan şekiller basılmıştır.

Fotolitografi sonrasında örnek kuru aşındırma tekniği kullanılarak n+ katmanına kadar aşındırılmalıdır. Kuru aşındırma Leybold RIE cihazında 20 mikrobar basınçta

20 sccm CCl2F2 gazı akışı altında 200 W RF gücü ile oluşturulan plazmada gerçekleştirilmiştir.

Örnek yaklaşık 0,3 mikrometre/dakika gibi bir oranla 12 dakika sürede aşındırılmıştır. Toplamda 3,6 mikrometre aşındırma yapılmış ve alttaşa kadar ulaşılmıştır. Aşındırma sonrası kalınlık kontrolü yapılmıştır. Daha sonra yüzeydeki fotorezistin temizlenmesi için örnekler tüm fotorezist çözülünceye kadar asetonda bekletilmiştir.

3.9.5. Arabağlantı metallerinin kaplanması

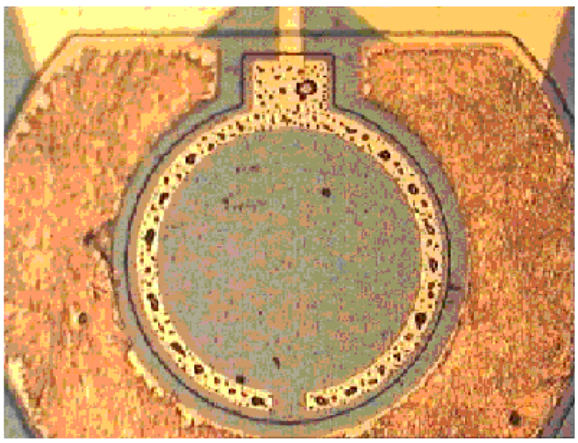
Bu aşamada örneklere arabağlantı metal kontakları yapılmıştır. Örnekler ilk aşamada fotolitografi işlemine hazırlanmıştır. Burada örnek üzerine serilen fotorezist 5000 rpm'de 40 sn. süreyle çevirilmiş ve örnek yüzeyine düzgün bir şekilde yayılması sağlanmıştır. Daha sonra fotorezist ilk pişirme adımı 110 ^{o}C'de 55 sn süreyle yapılmıştır. UV expose adımına hazır hale getirilen örnek n+ kontak adımı maskesi kullanılarak pozlandırılmıştır. Pozlama sonrası örnek AZ400K dvevloper içerisinde develop edilmiştir. Örnek yüzeyine ara bağlantı metali adımı için gerekli olan şekiller basılmıştır.

Bu aşamadan sonra gerekli bölgelere ara bağlantı kontak metalleri buharlaştırılmıştır. Buharlaştırmada termal buharlaştırma cihazı kullanılarak 200 Å Ti, 3000 Å Au metalleri sırasıyla kaplanmıştır. Kaplama $1x10^{-6}$ mbar basınçta gerçekleştirilmiştir. Ti 2 Å /sn. Au ise 10 Å /sn. gibi oranlarla buharlaştırılmıştır. Buharlaştırma sonrası istenmeyen bölgelerdeki metallerin kalkması amacıyla örnek aseton içerisinde bekletilmiştir. Bu işleme lift-off adımı adı verilmektedir. Lift-off sonrası arabağlantı metallerinin oluşumu tamamlanmıştır.

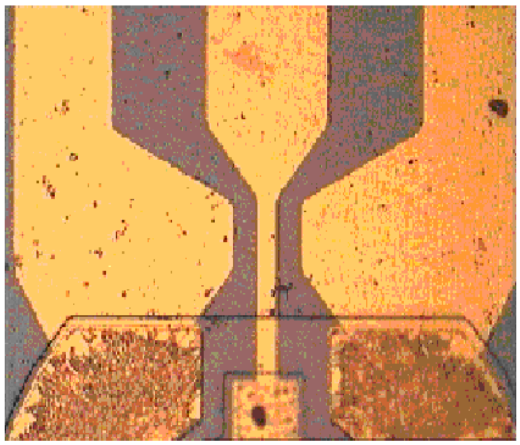
3.9.6. IR Yansıtma için arka yüzeye grating aşındırması ve yansıtıcı kaplama adımı

Elimizde QWIPler için tasarlanmış bir grating olmadığı ve tek dedektörün kenarında 45 derece açı ile aşındırma imkanı olmadığı için IR ışığın dedektöre couple olması amacıyla arka yüzeyi 20 mikrometrelik kareler ve 5 mikrometrelik ızgaralar şeklinde aşındırılmıştır. Daha sonra bu bölgeye kalın altın metali IR ışığı dedektörün aktif bölgesine geri yansıtması için kaplanmıştır. Izgaraların aşındırması fotolitografi sonrasında kuru aşındırma tekniği kullanılarak yapılmıştır. Kuru aşındırma Leybold RIE cihazında 20 mikrobar başınçta 20 sccm CCl2F2 gazı akışı altında 200 W RF gücü ile oluşturulan plazmada gerçekleştirilmiştir.

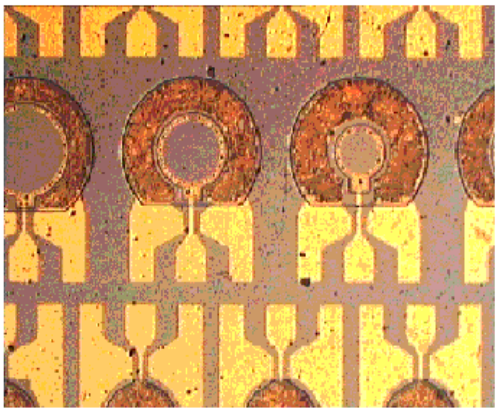
Örnek yaklaşık 0,3 mikrometre/dakika gibi bir oranla 10 dakika sürede aşındırılmıştır. Toplamda 3,0 mikrometre aşındırma yapılmıştır. Daha sonra kalın yansıtıcı metali termal buharlaştırma cihazı kullanılarak 3000 Å Au olarak kaplanmıştır. Kaplama $1x10^{-6}$ mbar basınçta gerçekleştirilmiştir. Au 10 Å /sn. gibi oranlarla buharlaştırılmıştır. Fabrikasyonu tamamlanan fotodedektörlerin resimleri, Resim 3.6, 3.7, 3.8 ve 3.9'da verilmiştir.



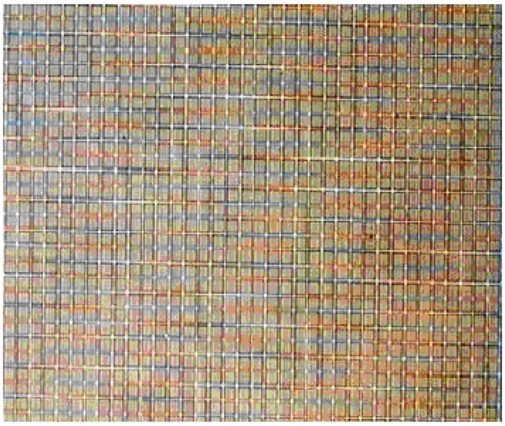
Resim 3.6. Tek bir fotodedektörün resmi



Resim 3.7. Tek bir fotodedektörün kontakları



Resim 3.8. Tek bir fotodedektörün kontakları



Resim 3.9. Fotodedektörün Mesa yapısı

3.10. Karanlık Akım Ölçümleri

Bu tez çalışmasında MBE yöntemi ile büyütülen iki adet AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörlerin Bilkent Üniversitesi NANOTAM' da kontak fabrikasyonları yapıldıktan sonra sıcaklık bağımlı olarak karanlık akım-voltaj karakterizasyonu yapıldı. Karanlık akım değerleri bir fotodedektörün en önemli parametrelerinden birisidir. Bu değerin oldukça küçük olması arzu edilir. Karanlık akım fotodedektörde gürültü oluşmasına ve dolayısıyla performansın düşmesine neden olmaktadır. Karanlık akım-voltaj ölçümleri 80-300 K aralığında yapılmıştır. Ölçümün yapıldığı sistem Resim 3.10' da verilmiştir. Sistemde, Janes vpf-475 kryostat, Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı ve Keithley 614 elektrometre mevcuttur.



Resim 3.10. Karanlık akım-voltaj ölçüm düzeneği

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu tez dahilinde MBE yöntemi ile büyütülen bir adet AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin ve iki adet AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör yapılarının(GS24 ve GS25) yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı, GS24 ve GS25 nolu numuneler için PL ölçümleri, karanlık akım-voltaj ölçümleri, ve kızılötesi dedektörler için Fourier Transform Infrared (FTIR) spektroskopisi analizleri yapıldı. Dedektörler için oldukça önemli bir parametre olan karanlık akım-voltaj karakteristikleri incelendi ve tartışıldı.

4.1. Yüksek Çözünürlüklü X-ışınları Kırınımı

4.1.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin x-ışınları kırınımı

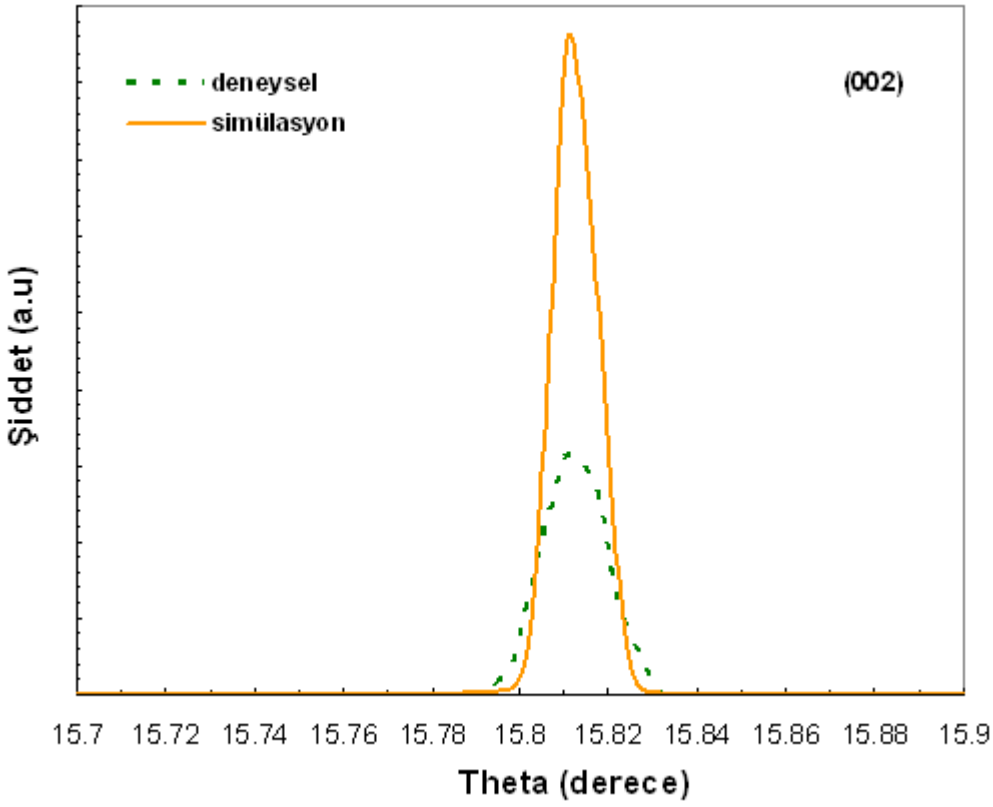
MBE yöntemi ile büyütülen AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinden ölçülen yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı (HRXRD) eğrileri Şekil 4.1'de ve Şekil 4.2'de sırasıyla (002) ve (004) düzlemleri için gösterilmiştir. HRXRD ölçümlerinden elde edilen deneysel veriler Bruker D8 sisteminin bilgisayarında yüklü olan LEPTOS programı ile simüle edilmiş ve bazı yapısal parametreler elde edilmiştir. Elde edilen bu parametreler Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin HRXRD' dan elde edilen Parametreleri

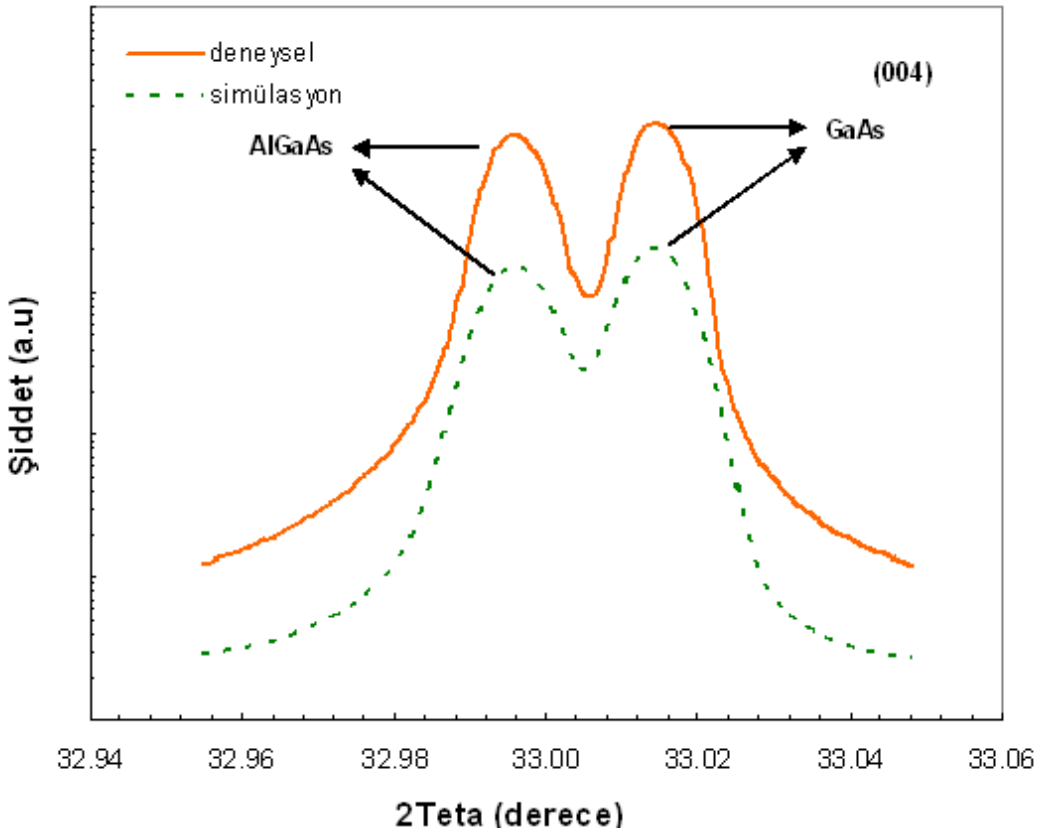
Method	**GaAs Tampon tabakası**	**AlGaAs Tabakası**	**Al Oranı**
YÇXK	815 A^o	1684 A^o	0.14

Çoğu durumlarda *x* Al yüzde oranı veya AlGaAs tabaka kalınlığı küçüktür ve GaAs ile AlGaAs tabakalarından gelen iki pik ayırt edilemeyebilir. Bu durumda AlGaAs katmandan gelen pik alttaşa yakın bir mesafede bir omuz olarak kendini gösterir. Kalibrasyon numunesinin sahip olduğu Al oranı *x* küçük olduğu için AlGaAs piki (002) yansımalarında açık bir şekilde görünmemektedir. Diğer taraftan (004)

yansımaları GaAs ve AlGaAs pikleri arasındaki ayrılmayı açık bir şekilde göstermektedir. Bu durum Al yüzde oranının doğru bir şekilde simülasyonla bulunmasına imkân vermektedir. Kalibrasyon numuneinde AlGaAs tabaka kalınlığı büyük olduğu için AlGaAs pikinin şiddetide yüksektir. Maksimum yükseklikte yarı genişlik (FWHM) değerleri GaAs için 2.52 ve AlGaAs için ise 2.68 olarak bulundu. Bu değerler normal değerlerdir. FWHM değeri HRXRD teorisinde de bahsedildiği gibi yapısal karakterizasyonda önemli bir parametredir. Bu değerin küçük olması yani dar bir kırınım şekli oluşturması yapının kristal kalitesinin yüksek olduğu anlamına gelmektedir.



Şekil 4.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin (002) HRXRD eğrisi



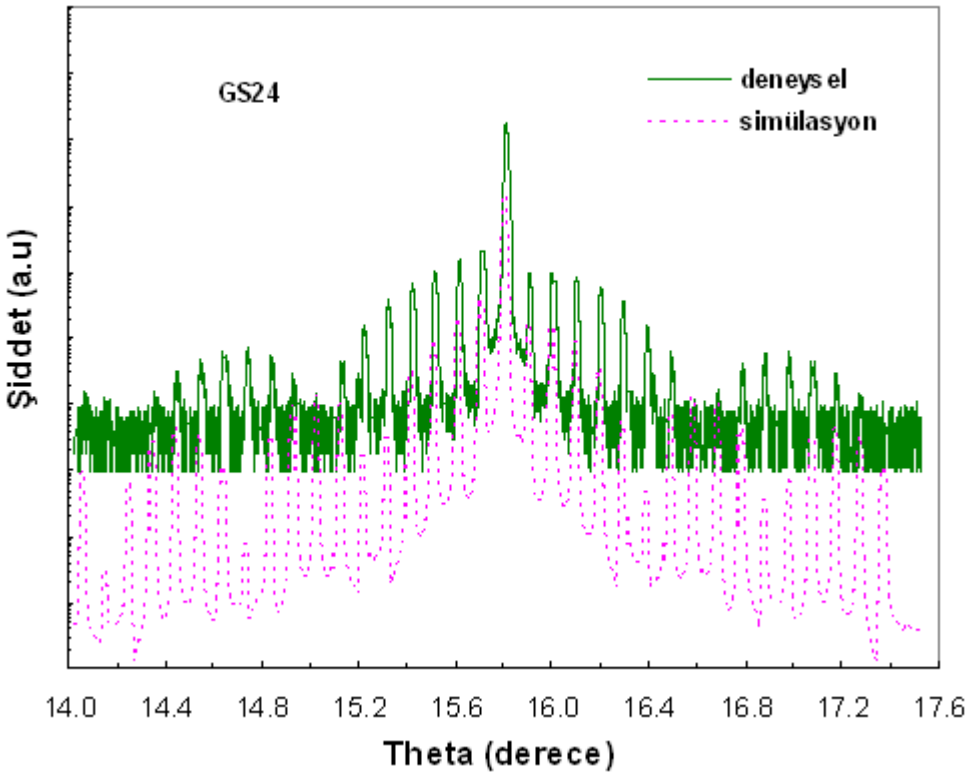
Şekil 4.2. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin (004) HRXRD eğrisi

4.1.2. AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodedektörlerin x-ışınları kırınımı

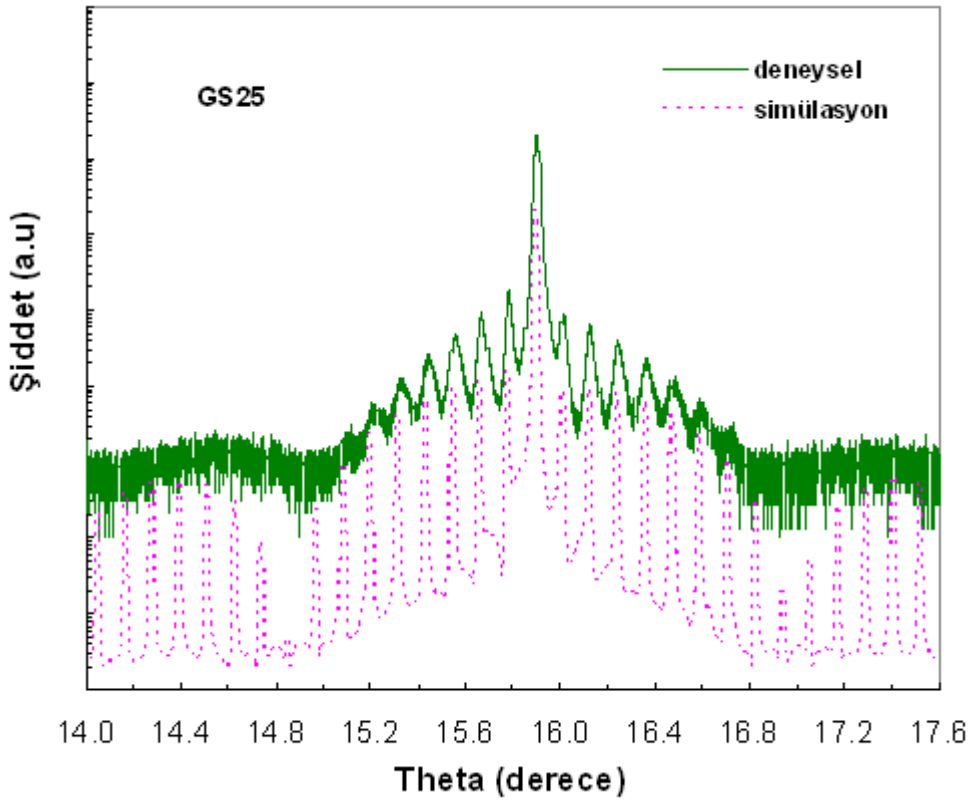
Şekil 4.3 ve Şekil 4.4 sırasıyla GS24 ve GS25 için yüksek çözünürlüklü x ışını kırınımı ölçümü ile elde edilen rocking eğrilerini göstermektedir. Şekillerin içerisinde ölçülen yani deneysel ve simüle edilmiş grafikler görülmektedir. HRXRD verileri ticari LEPTOS simülasyon paket programı aracılığıyla simüle edilmiştir.

Şekil 4.3'de GS24 için yüksek derecedeki uydu pikleri açık bir şekilde görülmektedir. Fakat GS25 için Şekil 4.4'de görüldüğü gibi yüksek derecedeki uydu pikleri şiddeti giderek azalmakta ve sonunda ayırt edilemez hale gelmiştir. Bu durum genellikle, GaAs ve AlGaAs örgüleri arasındaki küçükte olsa örgü uyumsuzluklarından, GaAs kuyu kalınlığının AlGaAs bariyer kalınlığına göre daha küçük olmasından ve AlGaAs ve GaAs arasındaki ara yüzeyin kalitesinde kaynaklanmaktadır. Şekil 4.3 ve Şekil 4.4'de ki maksimum pikler GaAs alttaş ve

tampon tabakasına karşılık gelmektedir. Maksimum yükseklikteki yarı genişlik (FWHM) değerleri GS24 için 63.38 arcsec. ve GS25 için ise 98.64 arcsec. olarak hesaplanmıştır. HRXRD ölçümlerinden elde edilen FWHM değerleri epitaksiyel veya süperörgülerin yapısal kalitesinin ilk ayıracı olarak kullanılmaktadır ve değerlendirilmektedir. Kuantum kuyularının ve bariyerlerin kalınlıkları simülasyon sonucunda elde edilen değerleri Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3'de verilmiştir. FWHM değerleri göz önüne alınarak ilk değerlendirme yapıldığında GS24 kuantum kuyulu fotodedektör yapısının GS25 kuantum kuyulu fotodedektör yapısına göre daha kaliteli veya daha iyi yapısal özelliklere sahip olduğu söylenebilir. Çünkü GS24' ün FWHM değeri daha küçüktür.



Şekil 4.3. GS24 kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün HRXRD eğrisi



Şekil 4.4. GS25 kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörün HRXRD eğrisi

Çizelge 4.2. GS24 fotodedektörü için HRXRD simülasyon sonuçları

Tabaka ismi	**Kalınlık (nm)**	***x* %**
GaAs kontak tabakası	500	
AlGaAs bariyer	38	22
GaAs kuantum kuyusu	5.5	
AlGaAs tabakası	38	22
GaAs kontak tabakası	1000	
GaAs tampon tabakası	500	
GaAs Alttaş	-------	

Çizelge 4.3. GS25 fotodedektörü için HRXRD simülasyon sonuçları

Tabaka ismi	**Kalınlık (nm)**	***x* %**
GaAs kontak tabakası	500	
AlGaAs bariyer	38	20
GaAs kuantum kuyusu	4.5	
AlGaAs tabakası	38	20
GaAs kontak tabakası	1000	
GaAs tampon tabakası	500	
GaAs Alttaş	-------	

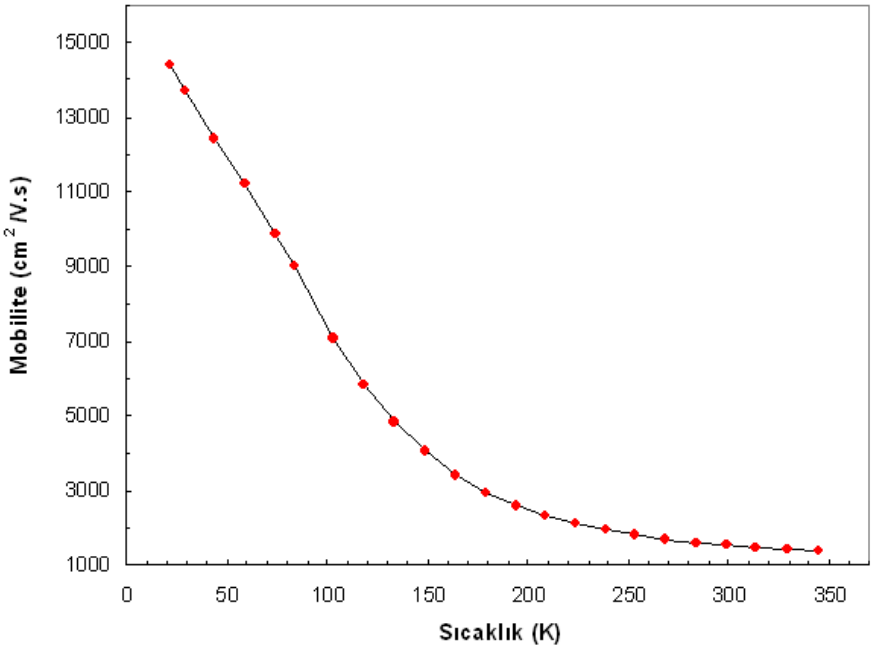
4.2. Hall Ölçümleri Sonuçları

4.2.1. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin Hall etkisi sonuçları

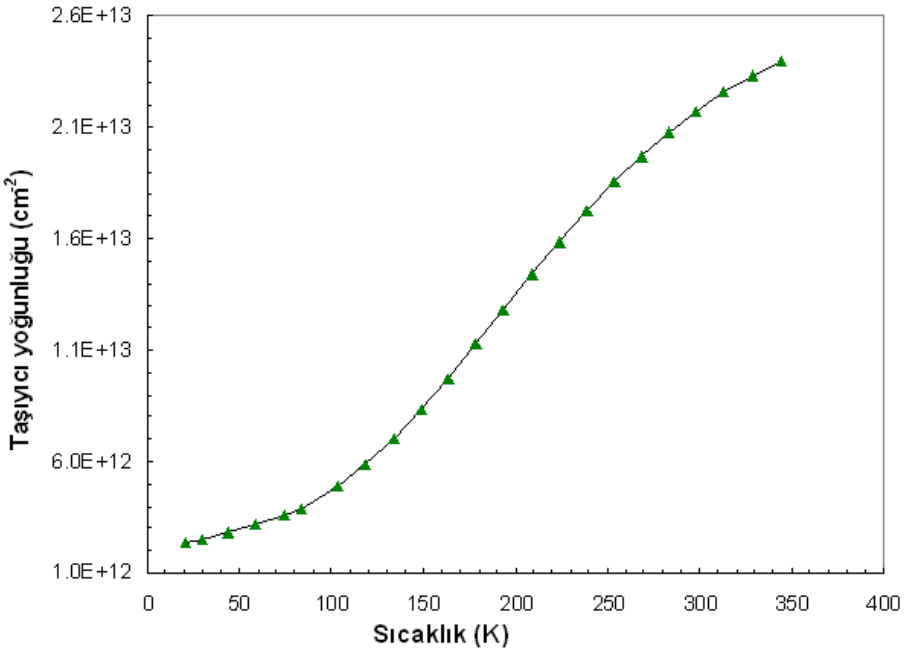
AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin özdirenç, manyeto-özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri için numuneden (5x5 mm^2) boyutlarında bir parça kesilerek köşelerine indiyum kontaklar alındı ve van der Pauw metoduyla ölçümler gerçekleştirildi. Numune üzerine alınan kontakların ohmik davranışları test edildi.

Ölçümler 35-300 K sıcaklık aralığında bir önceki bölümde belirtilen Lake-shore Hall etkisi cihazıyla alındı. Ölçüm sırasında maksimum 1,4 T değerine kadar manyetik alan uygulandı. Bu ölçümler sonu elde edilen mobilite ve katman taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi sırasıyla Şekil 4.5 ve Şekil 4.6' da verilmiştir. Şekil 4.5' ten görüleceği üzere yüksek sıcaklıklarda mobilite keskin bir düşüş gösterirken azalan sıcaklıklarda (100 K sıcaklığının altında) keskin bir artışa geçmektedir. Bu davranış iki boyutlu elektron gazı (2DEG) davranışına benzemektedir ve $T^{3/2}$ trendine bağlı safsızlık saçılmasından bağımsızdır. Katman taşıyıcı yoğunluğu ise sıcaklığın azalmasıyla azalmaktadır. Normalde 2DEG davranışında taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız olması beklenmektedir. Oysa bizim ölçüm sonucunda elde ettiğimiz sıcaklık bağımlı bir davranış göstermesidir. Bu davranış hacim (bulk) davranışıdır. Oda sıcaklığında Hall

mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu sırasıyla 1554 $cm^2/V.s$ ve $2.15x10^{13}$ cm^{-2} olarak ölçülmüştür.



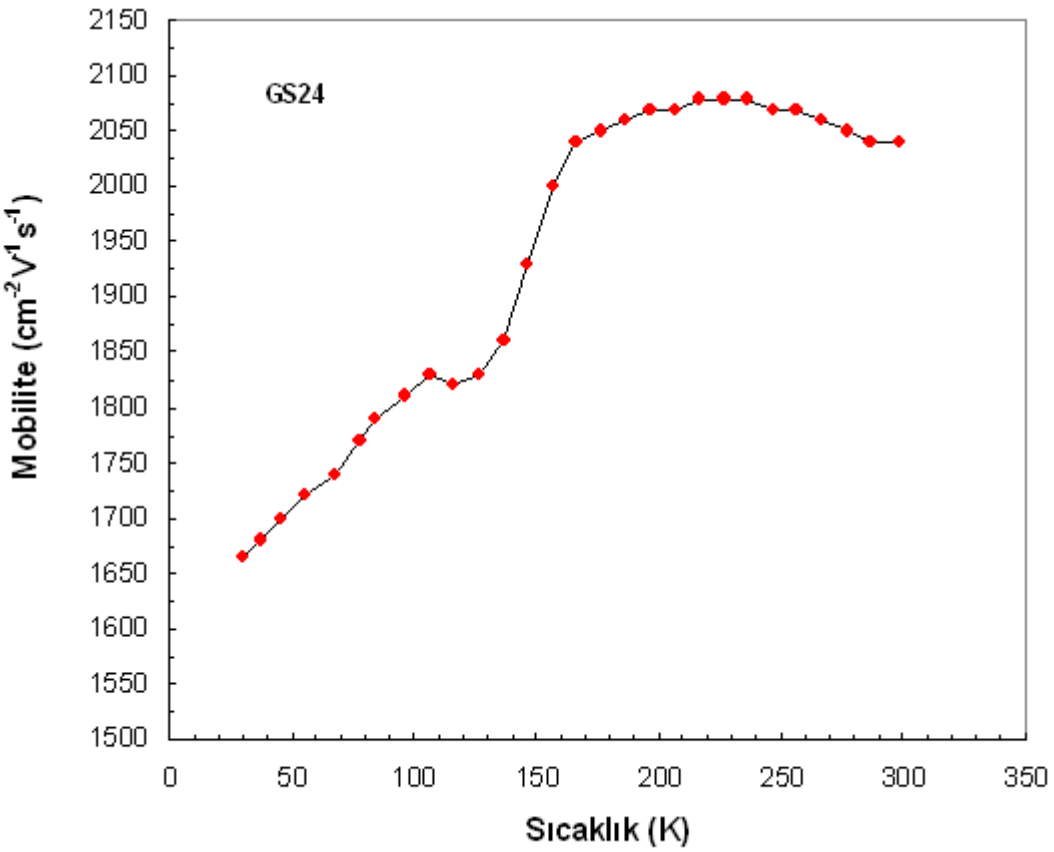
Şekil 4.5. Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi



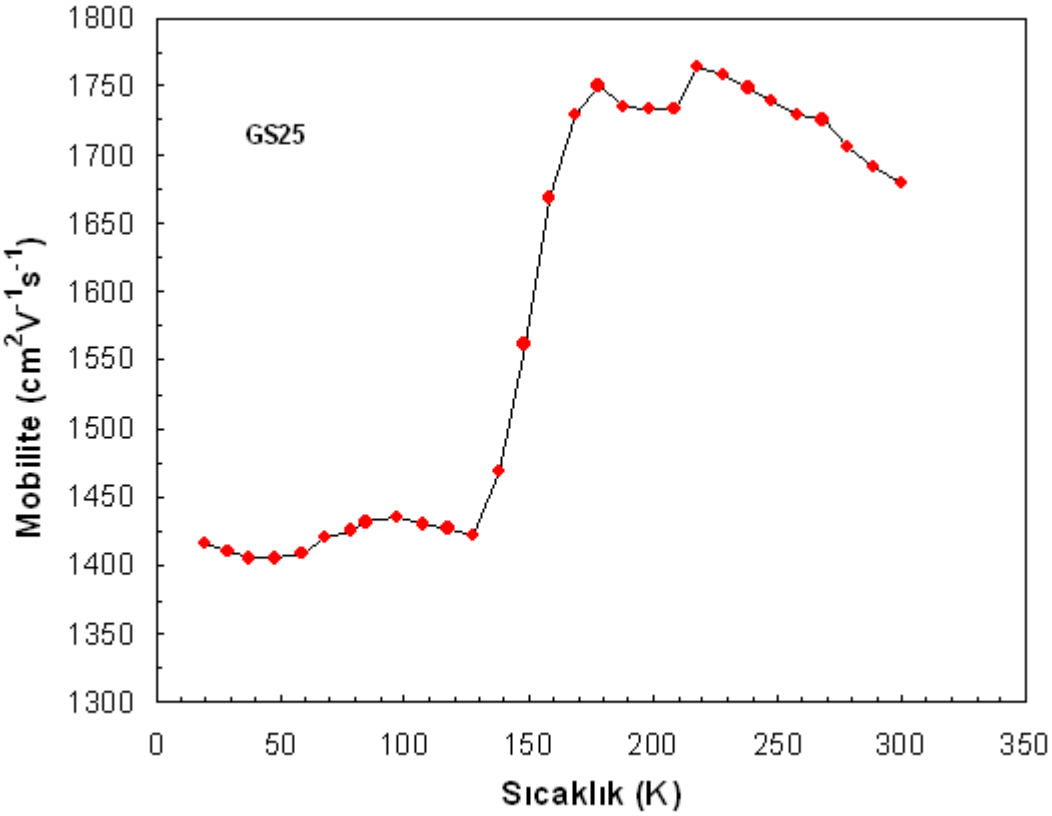
Şekil 4.6. Katman taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi

4.2.2. AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodektörlerin Hall etkisi sonuçları

Şekil 4.7 ve Şekil 4.8'e bakıldığında T >200 K bölgesinde toplam mobilitede, sıcaklık arttıkça mobilite düşüşü her iki dedektör yapısı için de görülmektedir. Burada başlıca sebep olarak polar optik fonon saçılmasının etkili olduğu görülüyor. Bu bölgede III-V yarıiletkenler için akustik fonon saçılması (yüksek sıcaklıklarda deformasyon potansiyel ve düşük sıcaklıklarda piezoelektrik) toplam mobilite de dikkate değer bir etkiye sahiptir. Isısal titreşimlerden ortaya çıkan örgü saçılması örgünün periyodik potansiyelini bozar ve taşıyıcılarla örgü arasında enerji transferi olur. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla artacağından yüksek sıcaklıklarda örgü saçılma mekanizması baskın olacaktır ve bu yüzden T > 200 K sıcaklık bölgesinde mobilite sıcaklığın artışı ile düşüş gösterir.



Şekil 4.7. GS24 için Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.8. GS25 için Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi

Düşük sıcaklıklarda mobilitenin düşmesini sağlayan en önemli etken safsızlık saçılmalarıdır. Bu saçılma yüklü taşıyıcının bir katkı safsızlığının (alıcı veya verici) yakınından geçerken ortaya çıkar. Yüklü taşıyıcı Coulomb kuvveti ile saçılır. Yüklü safsızlıktan saçılma ihtimaliyeti, negatif ve pozitif yüklü iyonların toplamı olan toplam iyonlaşmış safsızlık yoğunluğuna bağlıdır. Bununla beraber yukarıda da belirtildiği gibi safsızlık saçılması düşük sıcaklıklarda etkili olup, yüksek sıcaklıklarda etkisizdir. Yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar daha hızlı hareket ettiklerinden safsızlık atomu yakınlarında çok az zaman kalırlar ve etkisiz bir şekilde saçılırlar. GS24 nolu kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör için bu tip saçılmaların GS25 nolu dedektöre göre daha etkin olduğu görülmektedir. Oda sıcaklığında mobilite değerleri GS24 ve GS25 için sırasıyla yaklaşık olarak 2000 cm^2/V.s ve 1700 cm^2/V.s olarak bulunmuştur. Bu değerler literatürdeki değerlere göre oldukça uygundur.

4.3. Fotolüminesans (PL) Ölçümleri

Şekil 4.9 ve Şekil 4.10, sırasıyla GS24 ve GS25 kuantum kuyulu fotodedektörler için oda sıcaklığında ölçülen PL spektrumunu göstermektedir. GS24 için 1.498 eV civarında güçlü bir PL piki vardır. Bu pik GaAs kuantum kuyusunun iletkenlik altbandı içindeki elektronlarla valans altbandı içindeki ağır deşiklerin birleşmesinden meydana gelen temel E_0 pikidir. Bu geçiş Poisson denkleminin çözülmesiyle elde edilen 1.49 eV teorik değeriyle oldukça yakın uyum içindedir. Poisson denkleminin çözülmesiyle edilen teorik değerler Çizelge 4.4'de verilmiştir.

Çizelge 4.4. Hesaplanan enerji seviyeleri

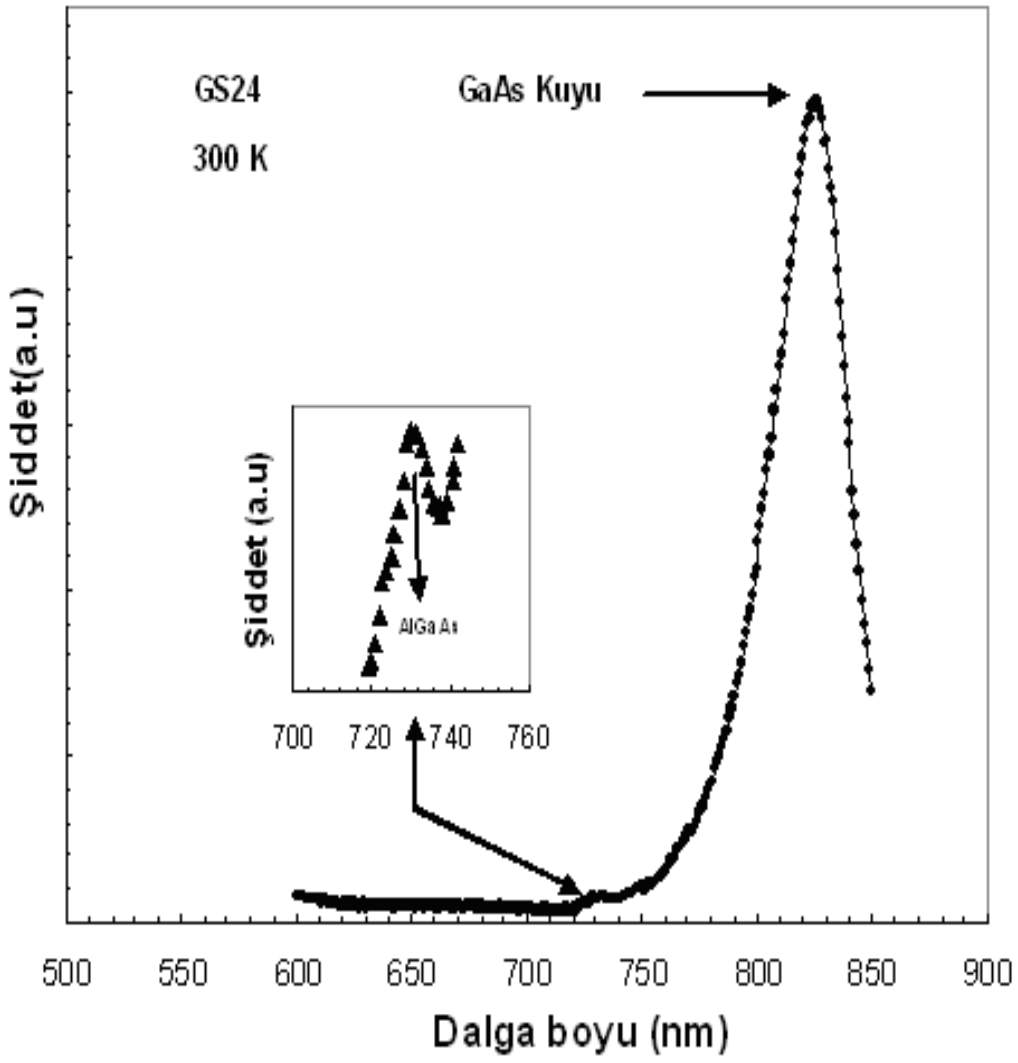
Sample	**Barrier potential**	**First State(meV)**	**Second State(meV)**	**Transition**
A	173.8	48	169	B-T-B
B	158	59	---	B-T-C

Bu E_0 temel pikinin maksimum yükseklikteki yarı-genişliği 27 meV olarak bulunmuştur. Şekil x 'in içine yerleştirilen küçük grafikte 728 nm yani yaklaşık 1.704 eV civarında bir pik görülmektedir. Bu pik AlGaAs tabakası içindeki elektron-deşik birleşiminden kaynaklanmaktadır. $Al_xGa_{1-x}As$ materyalinin x Al ranına göre band enerjisi

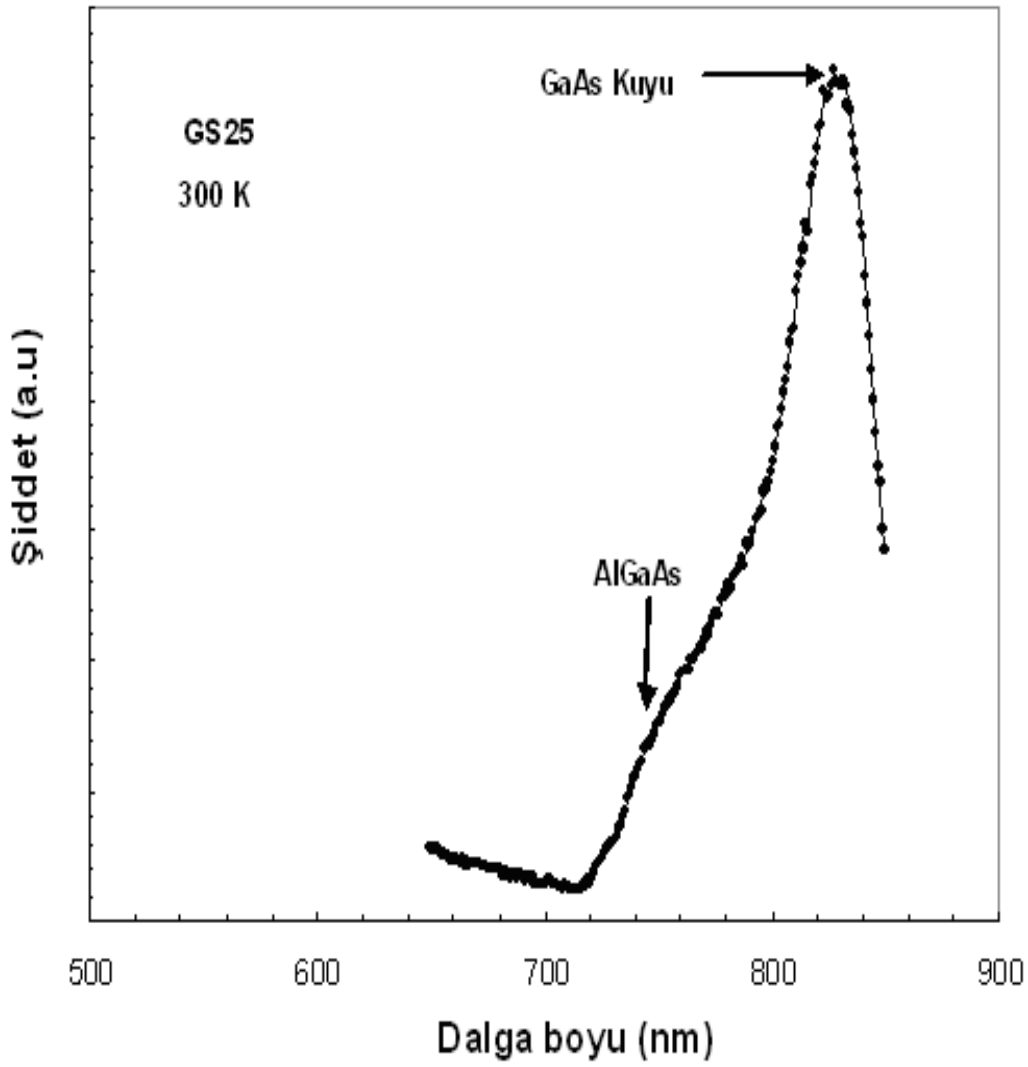
$$E_g\,(Al_xGa_{1-x}As) = E_g(GaAs) + 1.247x \qquad (4.1)$$

şeklinde değişmektedir. GaAs yasak enerji aralığı 1.42 eV olduğuna göre ve PL ölçümünden elde edilen $E_g\,(Al_xGa_{1-x}As)$= 1.704 eV ise bu eşitlikten x=0.22 olarak çıkacaktır. GS25 için Şekil y' de verilen oda sıcaklığındaki PL ölçümünden benzer hesaplar yapıldığında x=0.20 ve maksimum yükseklikte yarı genişlik değeri=24 meV olarak çıkmaktadır. PL eğrilerinden görüldüğü üzere E_0 geçişi AlGaAs tabakasına meydana gelen geçişten daha şiddetlidir. Bu durum taşıyıcıların kuantum kuyusu içinde sınırlandırılmalarından ileri gelmektedir.

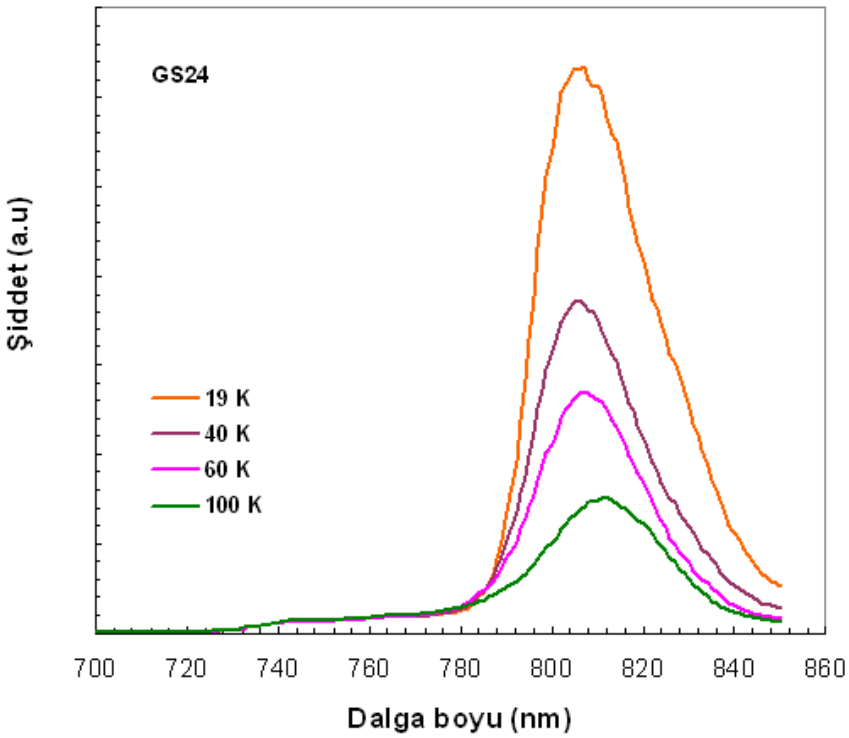
GS24 ve GS25 kuantum kuyulu fotodedektörlerin sıcaklık bağımlı PL eğrileri de sırasıyla Şekil 4.11ve Şekil 4.12'de verilmiştir. Grafiklerden görüleceği üzere dedektör numunelerinin sıcaklıklarının azalmasıyla PL spektrumundaki şiddet artmaktadır. Bu durum teoride bahsedildiği gibi fonon durumlu geçişlerin azalmasından kaynaklanmaktadır.



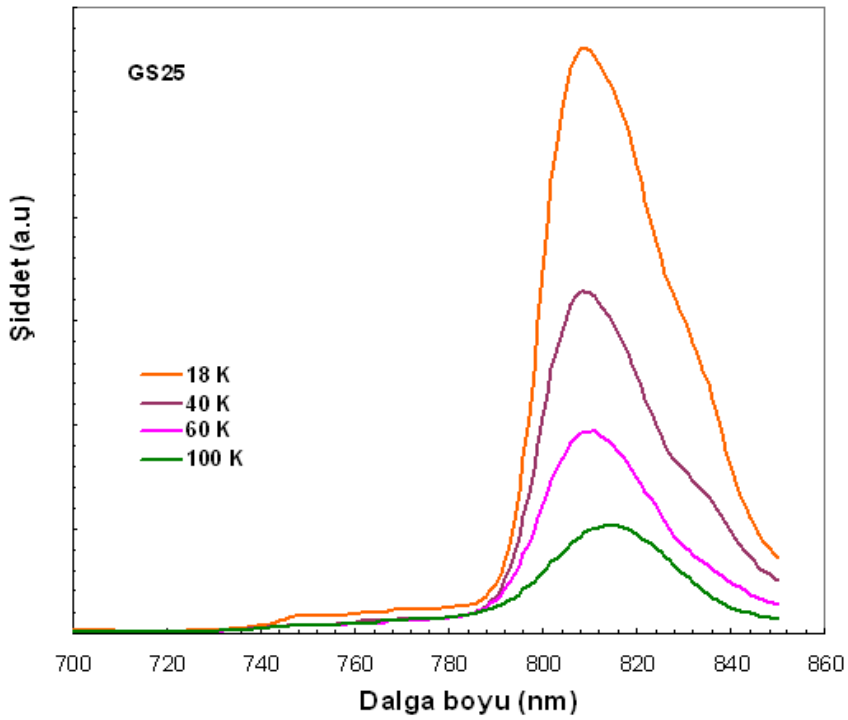
Şekil 4.9. Oda sıcaklığında GS24 nolu numunenin PL spektrumu



Şekil 4.10. Oda sıcaklığında GS25 nolu numunenin PL spektrumu



Şekil 4.11. GS24 sıcaklık bağımlı PL spektrumu

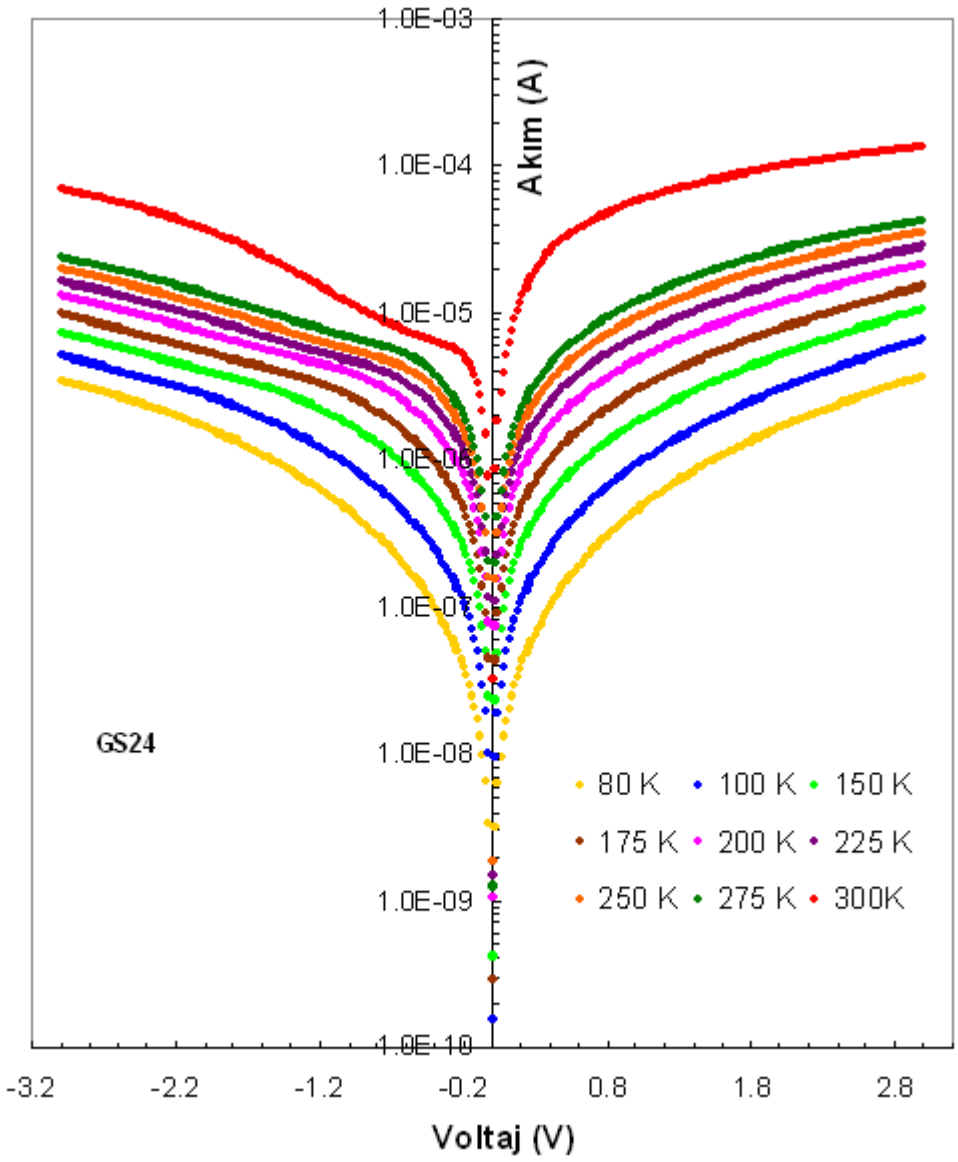


Şekil 4.12. GS25 sıcaklık bağımlı PL spektrumu

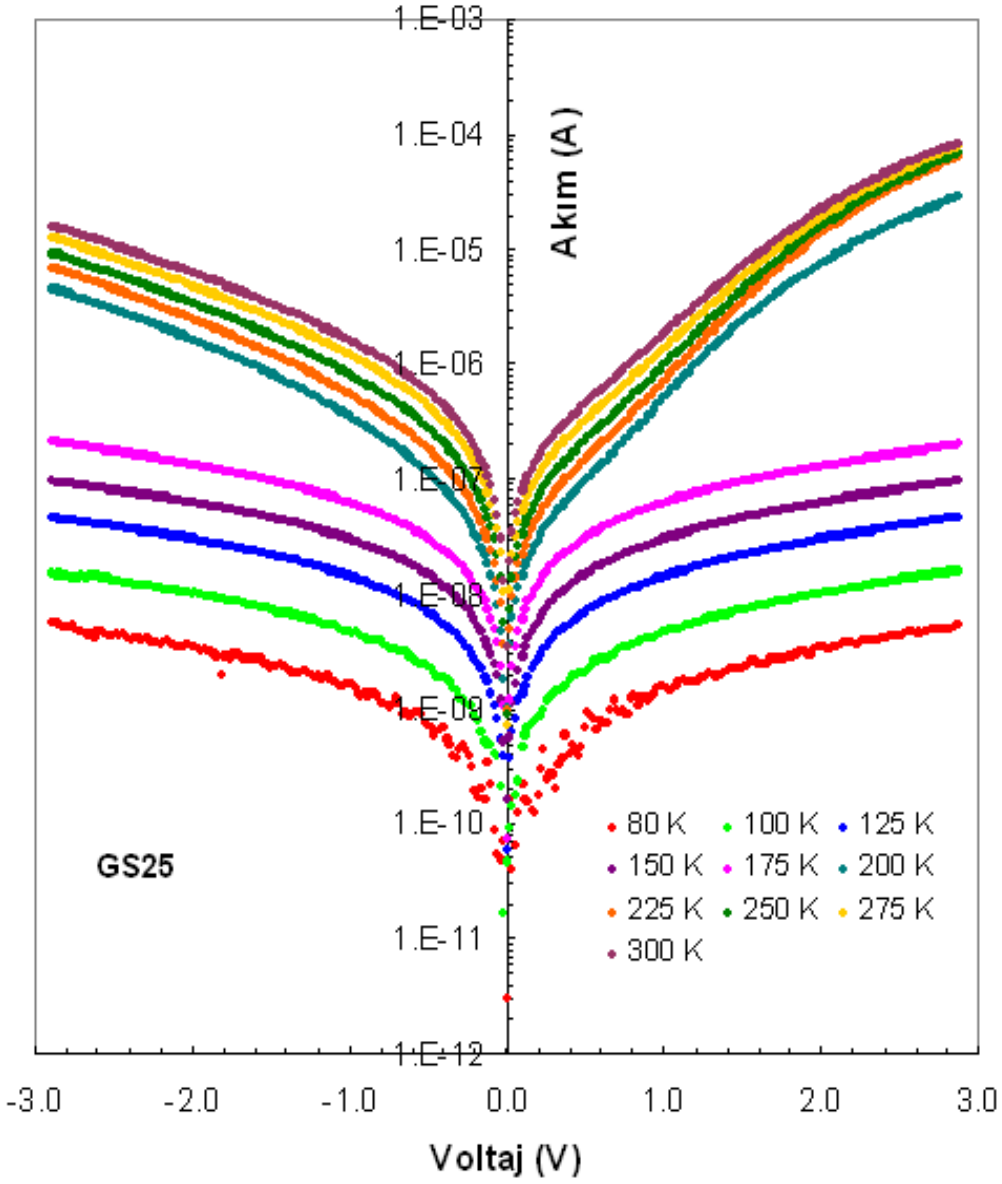
4.4. Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Karanlık Akım-Voltaj (I-V) Ölçümü

Bu tezin amaçlarından birisi BBG ve BSG' lere sahip AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu fotodedektörlerin karanlık akım değerlerinin sıcaklığın fonksiyonu olarak ortaya koyup dedektörün önemli parametrelerini ve performansını değerlendirmektir. *I-V* ölçümleri her iki dedektör için 80 K ile 300 K sıcaklık aralığında yapılmıştır ve elde edilen eğriler Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'te gösterilmiştir.

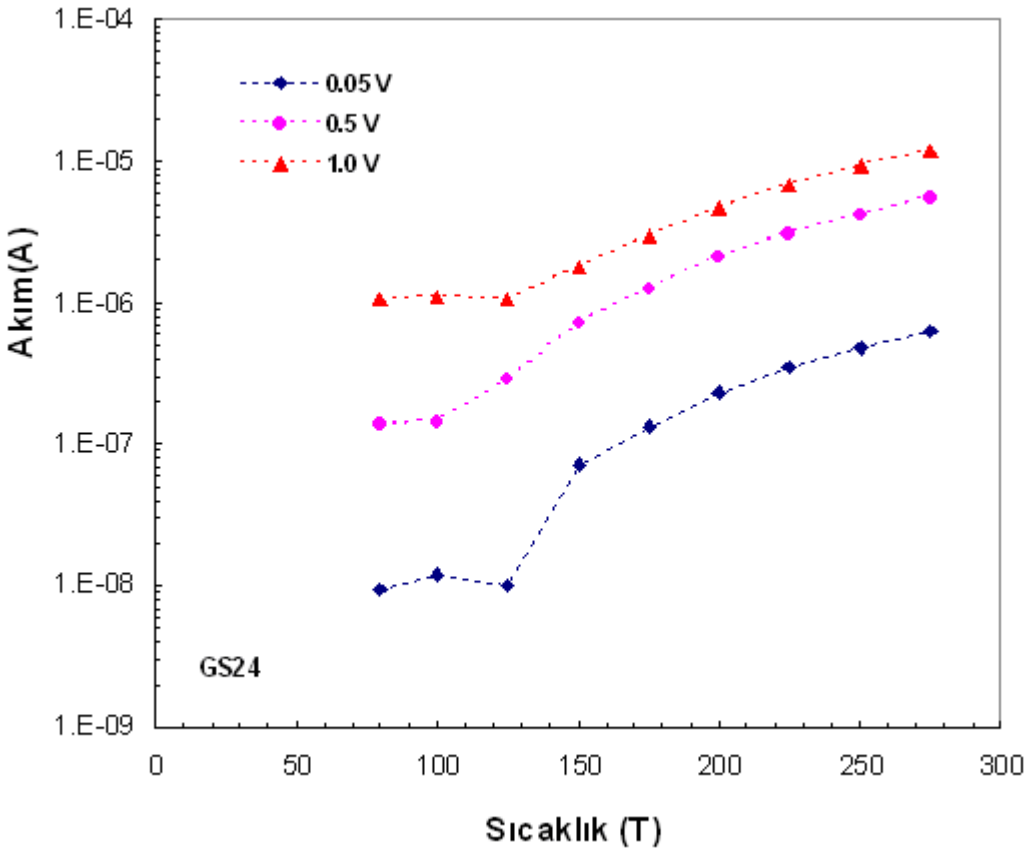
Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'den anlaşılacağı gibi her iki numunenin de *I-V* karakteristikleri sıcaklığa güçlü olarak bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda karanlık akım değerlerinin düşmesi termi-iyonik emisyonun azalmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.13. GS24 nolu dedektörün 80 -300 K aralığında *I-V* eğrisi

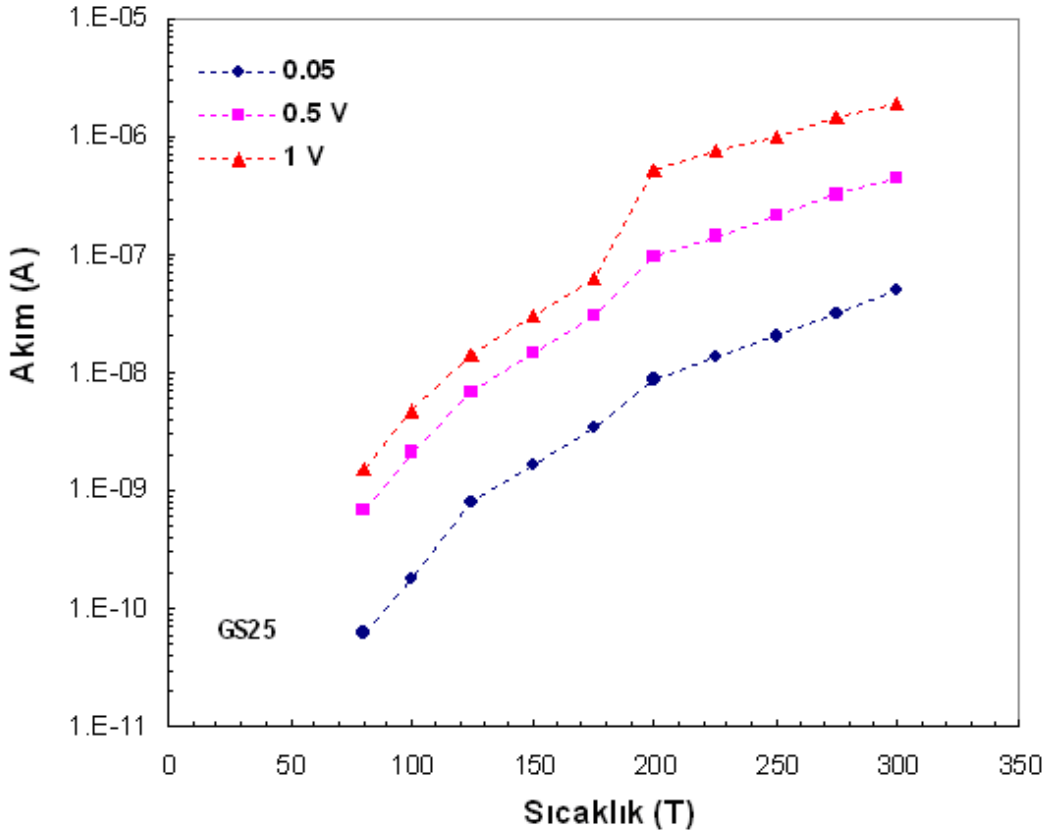


Şekil 4.14. GS25 nolu dedektörün 80 -300 K aralığında *I-V* eğrisi



Şekil 4.15. GS24 için değişik voltajlarda sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülen karanlık akım değerleri

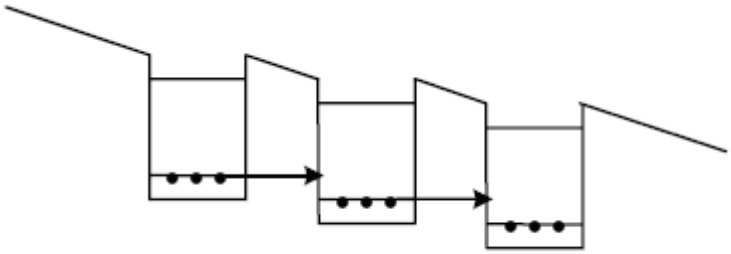
GS24 nolu dedektör için karanlık akım eğrisinde iki temel kısım görülmektedir. Neredeyse sıcaklıktan bağımsız kısım ve sıcaklığın güçlü bir fonksiyonu olan kısım. Sıcaklıktan bağımsız olan kısım tünellemeden kaynaklanmaktadır ve sıcaklıkla güçlü bir şekilde değişen kısım ise termi-iyonik katkıdan kaynaklanmaktadır. Bu yüzden, düşük sıcaklıklarda tünelleme bileşeni baskındır ve bu sıcaklıklarda karanlık akımı sıcaklıktan bağımsız hale getirmektedir. Ancak sıcaklık arttığında termi-iyonik olarak elektronlar kolayca uyarılabildikleri için karanlık akımda daha baskın hale geleceklerdir. Ayrıca termi-iyonik emisyon akımının başlangıcı Şekil 4.15'de görüldüğü gibi aynı zamanda belsem voltajına da bağlıdır. Bu muhtemelen beslemenin sonucu olarak bariyer yüksekliğinin düşmesi nedeniyledir.



Şekil 4.16. GS25 için değişik voltajlarda sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülen karanlık akım değerleri

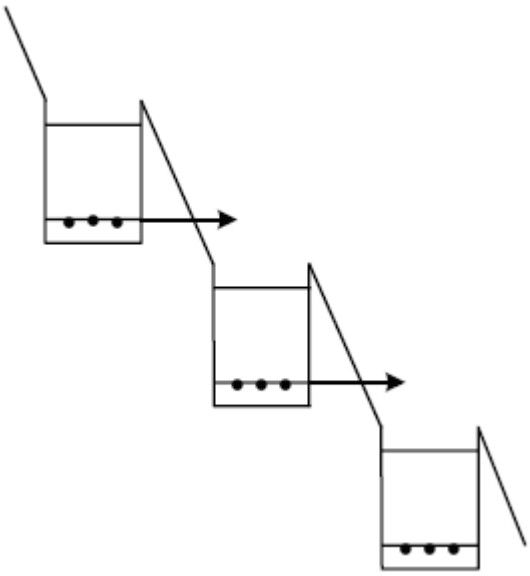
GS25 nolu dedektör için durum biraz farklı görünmektedir. Sıcaklık 80 K ‘ e düşmesine rağmen karanlık akım değeri halen sıcaklığın bir fonksiyonu olarak görülmektedir. Bu sonuç 80 K sıcaklığının GS25 numunesi için karanlık akım değerlendirmesinde yeterince düşük bir sıcaklık olmadığını göstermektedir. Eğer 80 K sıcaklığının altına inilebilseydi muhtemelen karanlık akım değeri daha düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsız hale gelecekti. Çünkü bu düşük sıcaklıklarda karanlık akım değerinde tünelleme baskın olacaktır.

Yukarıda söylendiği gibi karanlık akımı aynı zamanda besleme voltajına da bağlıdır. Şekil 4.17’de gösterildiği gibi düşük belsem voltajında elektronlar bariyer içine doğru tünelleme yaparlar. Bariyer kalınlığının sabit olması nedeniyle küçük ve hemen hemen sabit bir tünelleme akımı düşük besleme voltajında gözlenecektir. Bu tünelleme akımına ardışık tünelleme denir.

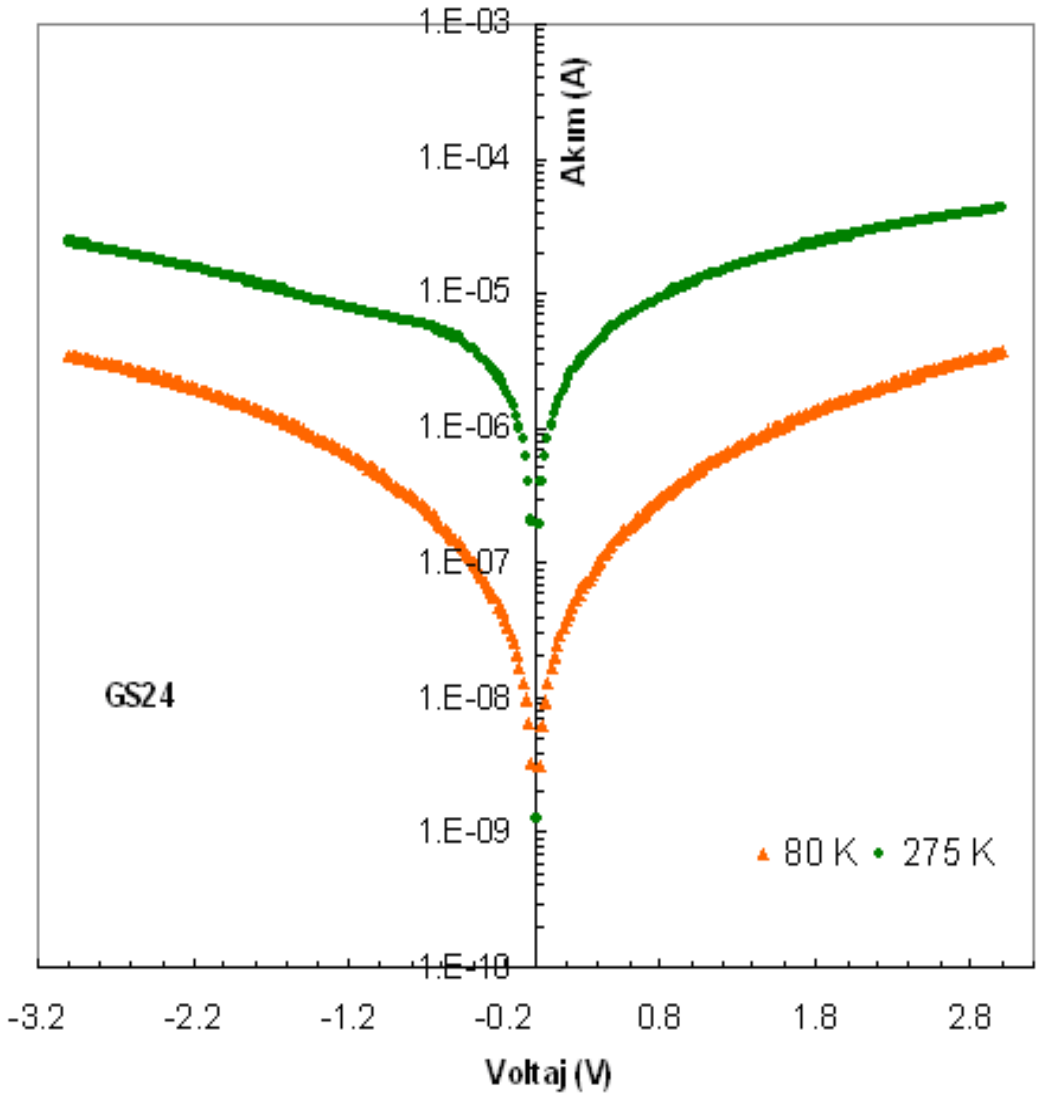


Şekil 4.17. Düşük besleme voltajı altında ardışık tünelleme

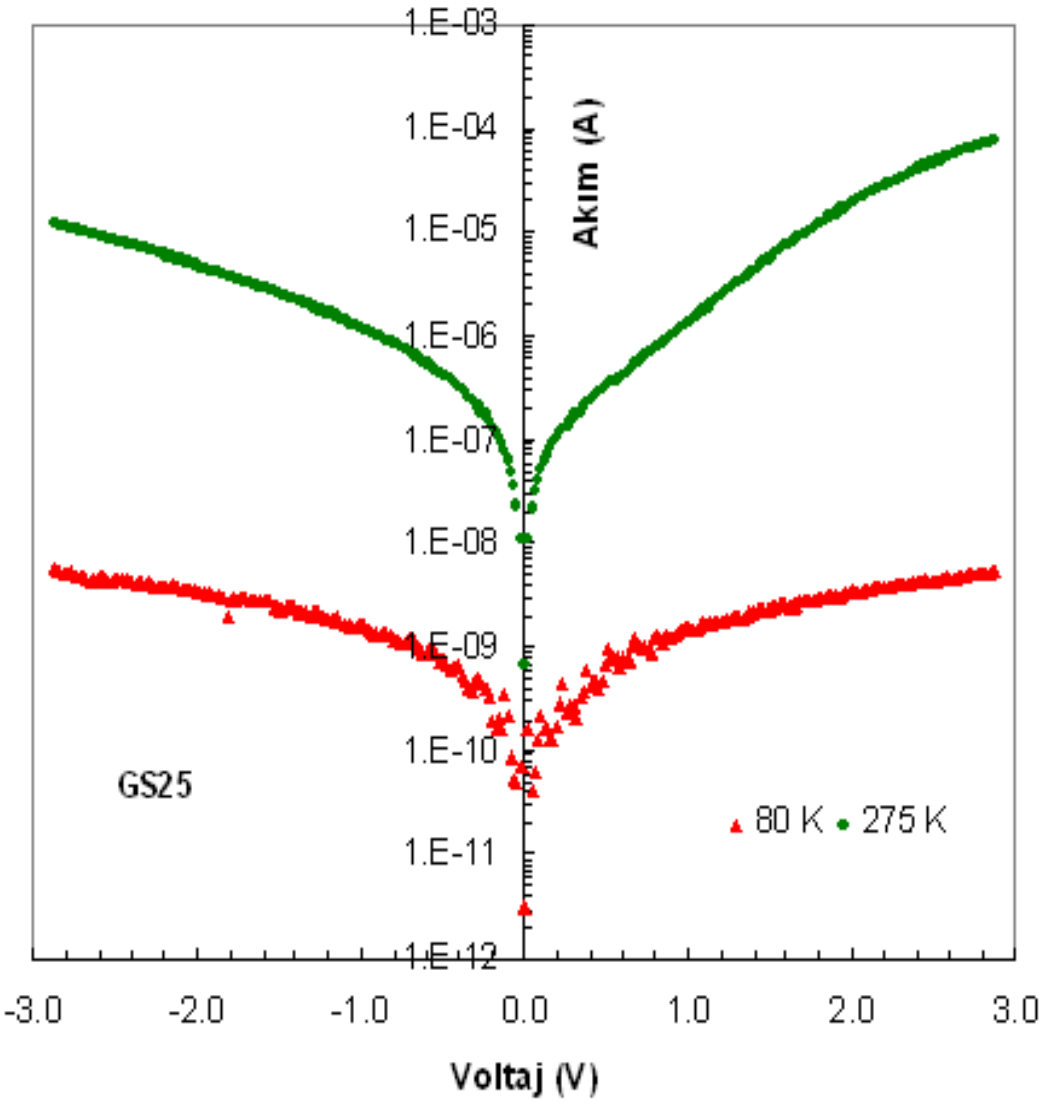
Şekil 4.18’de yüksek besleme voltajı altında meydana gelen tünelleme gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi yüksek besleme altında üçgenimsi bir bariyer oluşmaktadır ve bu bariyerin genişliği düşük besleme voltajındakinin aksine kısalmıştır. Böylece elektronlar daha kolay bir şekilde tünelleme yaparak karanlık akımın artmasına neden olacaktır.



Şekil 4.18. Yüksek besleme altında üçgen tünelleme

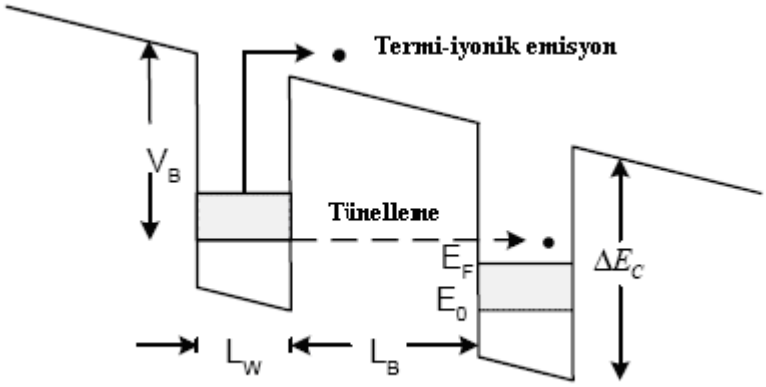


Şekil 4.19. GS24 için 80 K ve 275 K *I-V* eğrisi



Şekil 4.20. GS24 için 80 K ve 275 K *I-V* eğrisi

Şekil 4.19 ve Şekil 4.20'de görüldüğü gibi GS24 ve GS25 kuantum kuyulu fotodedektör yapılarının sıcaklıkları artırıldığında karanlık akımlarında büyük artışlar olmaktadır. Bu sıcaklık artışlarında tünelleme akımının karanlık akımına getirdiği katkı azalmakta ve yerini termi-iyonik emisyona bırakmaktadır. Ancak tünelleme akımı her sıcaklıkta yine de mevcuttur. Dolayısıyla Şekil 4.21'de gösterildiği gibi tünelleme ve termi-iyonik emisyon beraberce karanlık akıma katkıda bulunmaktadır.



Şekil 4.21. Besleme altında kuantum kuyusunda tünelleme ve termi-iyonik olayları

Yukarıda bahsedildiği gibi GS24 nolu dedektör için 150 K ve GS25 nolu dedektörde 80 K den itibaren sıcaklık artışında *I-V* karakteristikleri sıcaklığı bağlı olarak güçlü bir şekilde değişmekte ve termi-iyonik emisyon nedeniyle artmaktadır. Düşük sıcaklılarda ise termi-iyonik emisyon azalmakta ve tünelleme akımı baskın hale gelmektedir. Dolayısıyla numunelerimizin yüksek sıcaklık bölgesindeki *I-V* verileri termi-iyonik emisyon modeliyle açıklanacaktır.

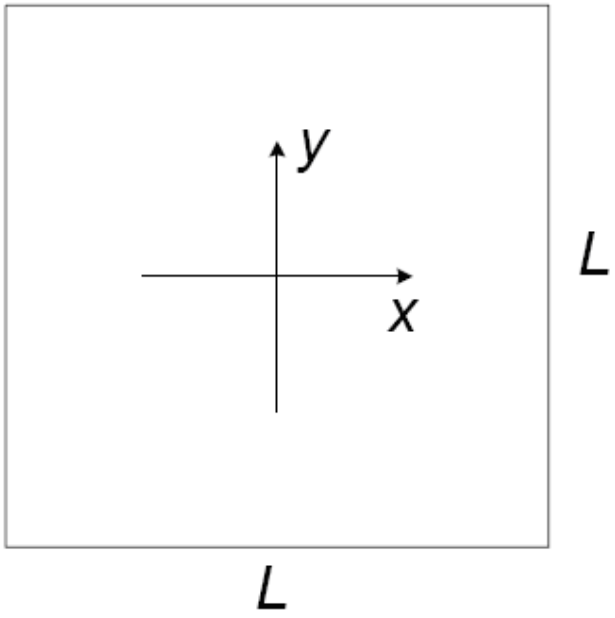
4.4.1. Termi-yonik emisyon

Termi-iyonik emisyon (TE) iletkenlik bandı bükülmesi, temel durum enerjisi Fermi enerjisi (E_F) hakkında önemli bilgiler sağlayabilir. Düşük sıcaklıklar için ($kT<E_F$), E_F Eş. 4.2 ile verilir.

$$E_F = \frac{n_D \pi \hbar^2 L_W}{m_W^*} \tag{4.2}$$

burada n_D kuyu içindeki taşıyıcı yoğunluğu, $\hbar$ indirgenmiş Planck sabiti, m_W^* kuyu içindeki elektronun etkin kütlesi ve L_W kuyunun genişliğidir.

E_F ‘ yi elde etmek için ilk önce iki boyutlu durum yoğunluğu olan $g(E)$ ifadesini bulmamız gerekir. $g(E)$ aracılığı ile $g(E)dE$ çarpanı bulunup E ile $E+dE$ enerji aralığındaki durum sayıları bulunabilir. Durum yoğunluğu iki boyutta incelenir çünkü Şekil 4.22’ de gösterildiği gibi elektronlar kuantum kuyusunun katmanlarına paralel olacak şekilde serbestçe hareket edebilmektedirler.



Şekil 4.22. z- ekseni boyunca büyütülmüş L yanal boyutlu kuantum kuyu katmanı

Elektronun hareketi z-ekseni boyunca kuantize olduğundan ve xy-düzlemi boyunca serbestçe hareket edebildiğinden, toplam enerji Eş. 4.3 ile verilir.

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_{xy}^2}{2m_W^*} \tag{4.3}$$

Burada E_n z-yönünde kuantize olmuş enerji seviyelerini ve k_{xy} xy-düzleminde dalga vektörünü göstermektedir. Xy-düzleminde serbest hareket eden elektronlar için dalga fonksiyonu eşitlik x ile verilir.

$$\psi = Ae^{ik_x x}e^{ik_y y} \tag{4.4}$$

Dalga fonksiyonu üzerine periyodik sınır şartları yazılırsa $\psi(x,0) = \psi(x,L), \psi(0,y) = \psi(L,y)$, Eş. 4.5 bulunur.

$$\begin{aligned} k_x &= n_x\left(\frac{2\pi}{L}\right) \\ k_y &= n_y\left(\frac{2\pi}{L}\right) \end{aligned} \tag{4.5}$$

burada n_x ve n_y tamsayılardır. Durum yoğunluğunu tanımlamak için sadece xy terimleri hesaba katılır. Bu şekilde izinli xy enerjileri Eş. 4.6 ile verilir.

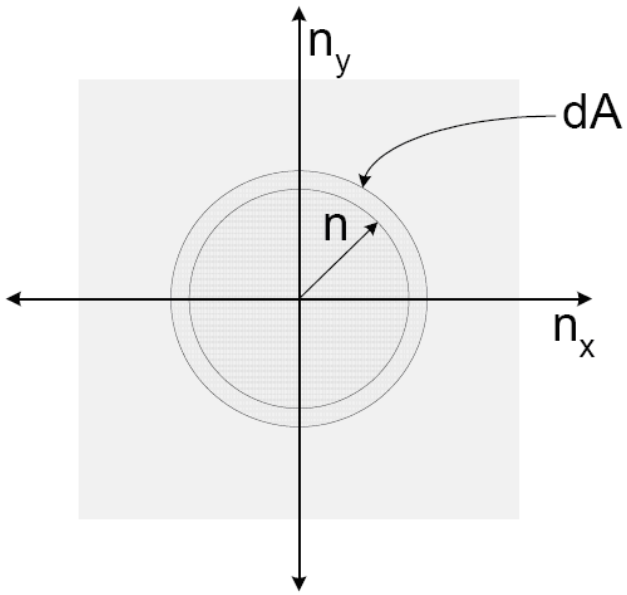
$$E = \frac{\hbar^2}{2m_W^*}\left(k_x^2 + k_y^2\right) = \frac{\hbar^2}{2m_W^*}\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2\left(n_x^2 + n_y^2\right)^2 \tag{4.6}$$

Sabit enerji n yarıçaplı daire formunda olur ve Şekil 6.23'de gösterildiği gibi $n^2 = n_x^2 + n_y^2$ ifadesi sağlanır.

Durum yoğunluğu $g(E)$ için ifade üretmeye devam edelim. Şekil x' de belirtilen dA elemanı, E ile $E+dE$ arasında elektronların olabileceği durumları göstermektedir. Her bir enerji durumu n-uzayı içinde birim boşluğu dolduracağından E ile $E+dE$ arasındaki toplam durum sayısı

$$G(E)dE = 2x2\pi n dn \tag{4.7}$$

burada 2 çarpanı spin dejenereliği ile ilgilidir.



Şekil 4.23. İki boyutlu durum yoğunluğunun şematik diyagramı

Eş. 4.7 kullanılarak Eş. 4.6 yeniden yazıldığında

$$G(E)dE = 4\pi \frac{m_W^* L^2}{4\pi\hbar^2} dE = L^2 \frac{m_W^*}{\pi\hbar^2} dE \tag{4.8}$$

elde edilir.

Bu eşitlik alana yani L^2, ye bölündüğünde durum yoğunluğu (enerji üzerinden birim alan başına düşen durumların sayısı)

$$g(E) = \frac{m_W^*}{\pi\hbar^2} \tag{4.9}$$

elde edilir.

Fermi enerjisini E_F bulmak için kuantum kuyusu içindeki iki boyutlu elektron yoğunluğunu N_{2D} bilmemiz gerekmektedir. Bu değer üç boyutlu elektron yoğunluğu n_D kullanılarak

$$N_{2D}=n_D L_W \tag{4.10}$$

kolayca bulunabilir. Bizim numunelerimizde kuyu içindeki 3 boyutlu elektron yoğunluğu n_D (~ 10^{18} cm^{-3}) civarındadır. $g(E)$ ile verilen bir enerjide olma ihtimalinin çarpılıp integral alınmasıyla N_{2D} bulunur.

$$N_{2D} = \int_0^{\infty} F(E)g(E)dE \tag{4.11}$$

Yukarıdaki integralde, enerji, kuantum kuyusunun temel durum seviyesinden itibaren ölçülür ve bulunma ihtimali Fermi-Dirac dağılım fonksiyonui $F(E)$ ile verilir.

$$F(E) = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{(E-E_F}{kT}\right)} \tag{4.12}$$

burada k Boltzman sabiti ve T sıcaklıktır. Fermi fonksiyonu kullanılarak, yukarıdaki integral

$$N_{2D} = \frac{m_W^*}{\pi\hbar^2}\int_0^{\infty}\left[\frac{1}{1+e^{\frac{(E-E_F)}{kT}}}\right]dE = \frac{m_W^*}{\pi\hbar^2}\int_0^{\infty}\left[\frac{e^{-\frac{(E-E_F)}{kT}}}{1+e^{\frac{-(E-E_F)}{kT}}}\right]dE \tag{4.13}$$

İntegral limitleri yerine yazılarak alındığında

$$N_{2D} = kT\frac{m_W^*}{\pi\hbar^2}\left[\ln(1+e^{\frac{E_F}{kT}}\right] \tag{4.14}$$

Fermi enerjisini bulmak için denklem çözüldüğünde,

$$E_F = kT\ln\left[e^{\frac{\pi\hbar^2 N_{2D}}{kTm_W^*}} - 1\right] \tag{4.15}$$

Eğer

$$T \prec \frac{\pi\hbar^2 N_{2D}}{k m_W^*} = T_0 \tag{4.16}$$

olduğu zaman Fermi enerjisi sıcaklıktan bağımsızdır ve

$$E_F = \frac{\pi\hbar^2}{m_W^*} N_{2D} \tag{4.17}$$

şeklinde verilir. Tezimde kullandığım dedektör yapılarında GaAs kuantum kuyuları yaklaşık olarak 10^{18}cm^{-3} katkılama yapıldı. Kuantum kuyu genişlikleri GS24 için 5.5 nm ve GS25 için ise 4.5 nm olarak bulunmuştur. Bu değerler kullanılarak iki boyutlu elektron yoğunluğu GS24 için N_{2D}= 5.5x10^{11} cm^{-2} ve GS25 için N_{2D}= 4.5x10^{11} cm^{-2} olarak bulunur. Bu değerler kullanıldığında T_o karakteristik sıcaklıkları GS24 için 224 K ve GS25 için 183 K olarak bulunmuştur.

Karanlık akımı tahmin edebilmek için termal olarak uyarılmış elektronların sayısını yani $n(T)$ tahmin etmemiz gerekmektedir.

$$n(T) = \int_0^\infty F(E) g(E) dE \tag{4.18}$$

olarak verilir.

Bu elektronlar için E-E_F >> kT ve Fermi fonksiyonu Boltzmann dağılımına indirgenebilir.

$$F(E) = \exp\left(-\frac{(E - E_F}{kT} \right) \tag{4.19}$$

bu şekilde yukarıdaki integral

$$n(T) = \frac{m_W^* kT}{\pi\hbar^2 L_W} \exp\left(-\frac{(V_B - E_F}{kT}\right) \tag{4.20}$$

elde edilir. Burada V_B temel seviyeye göre ölçülen bariyer yüksekliğidir.

4.4.2. Termal olarak üretilen karanlık akım

Daha önce belirtildiği gibi bizim amacımız kuyudan termal olarak uyarılan elektronlar tarafından üretilen karanlık akım *I(T)*' yi tahmin etmektir. Akım yoğunluğu termal olarak uyarılan taşıyıcıların sayısıyla doğru orantılıdır. Bu şekilde, karanlık akım, bariyer yüksekliğinden daha büyük enerjili elektronların sayısından tahmin edilebilir ve şu şekilde verilir.

$$\frac{I(T)}{T} \propto \exp\left(-\frac{(V_B - E_F}{kT}\right) \tag{4.21}$$

bu eşitlik aracılığıyla V_B-E_F aktivasyon enerjisini ln[*I(T)/T*]' nin 1/*T*' ye göre grafiğini çizerek bulabiliriz.

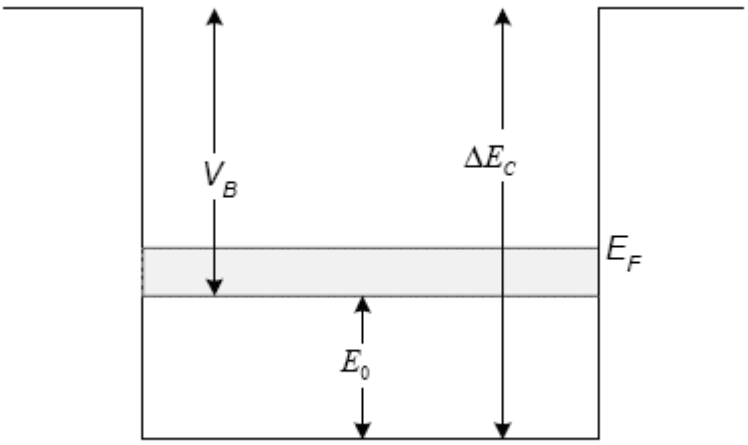
Bu grafiklerin eğimleri [(V_B-E_F)/*k*] değerini verir. Temel durum enerjisini bulmak için Fermi enerjisinin yanı sıra sıfır besleme altındaki bariyer yüksekliğini V_B bilmek gerekmektedir. Şekil 6.24 kuantum kuyusu içinde oluşan enerji seviyelerini, Şekil 4.25 ve Şekil 4.26 ise GS24 ve GS25 için ln[*I(T)/T*]' nin 1/*T*' ye göre grafiklerini göstermektedirler.

kT< E_F şartı altında Eşitlik x kullanılarak Fermi enerjisi bulunabilir. Fermi enerjisi GS24 için 20 meV ve GS25 için 16 meV olarak hesaplandı.
V_B-E_F aktivasyon enerjileri GS24 için hesaplanacak olursa;
Grafiğin eğimi=1175.5

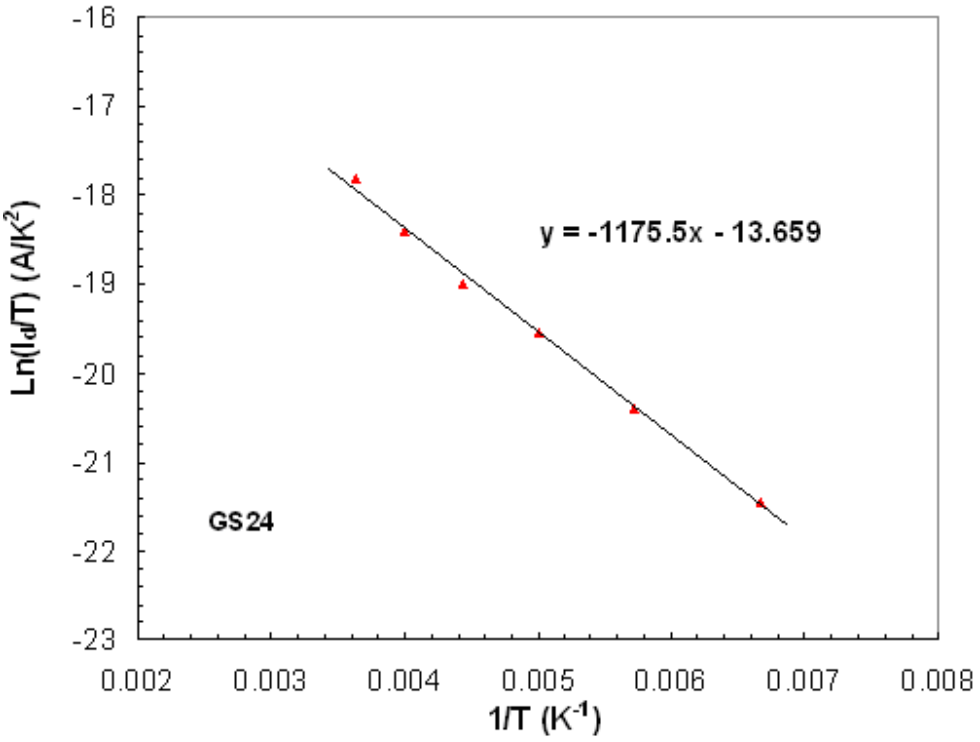
Eğim= V_B-E_F /k ifadesinden, V_B-E_F =101 meV olarak çıkar. Fermi enerjisi E_F =20 meV ise, buradan V_B=121 meV olarak çıkacaktır. Bir elektromanyetik dalganın dalga boyu ile enerjisi arasındaki ifade
Dalga boyu, λ (nm)=1240/E (eV) şeklindedir.

Buradan GS24 kuantum kuyulu dedektörün çalıştığı dalga boyu 10247 nm veya yaklaşık olarak 10.25 μm olarak çıkmaktadır. Benzer şekilde GS25 için V_B-E_F aktivasyon enerjileri hesaplanacak olursa; Grafiğin eğimi=1252.7 Eğim= V_B-E_F /k ifadesinden, V_B-E_F =108 meV olarak çıkar. Fermi enerjisi E_F =16 meV ise, buradan V_B=124 meV olarak çıkacaktır. Ve algıladığı dalga boyu= 10000nm veya 10.0 μm olarak çıkmaktadır.

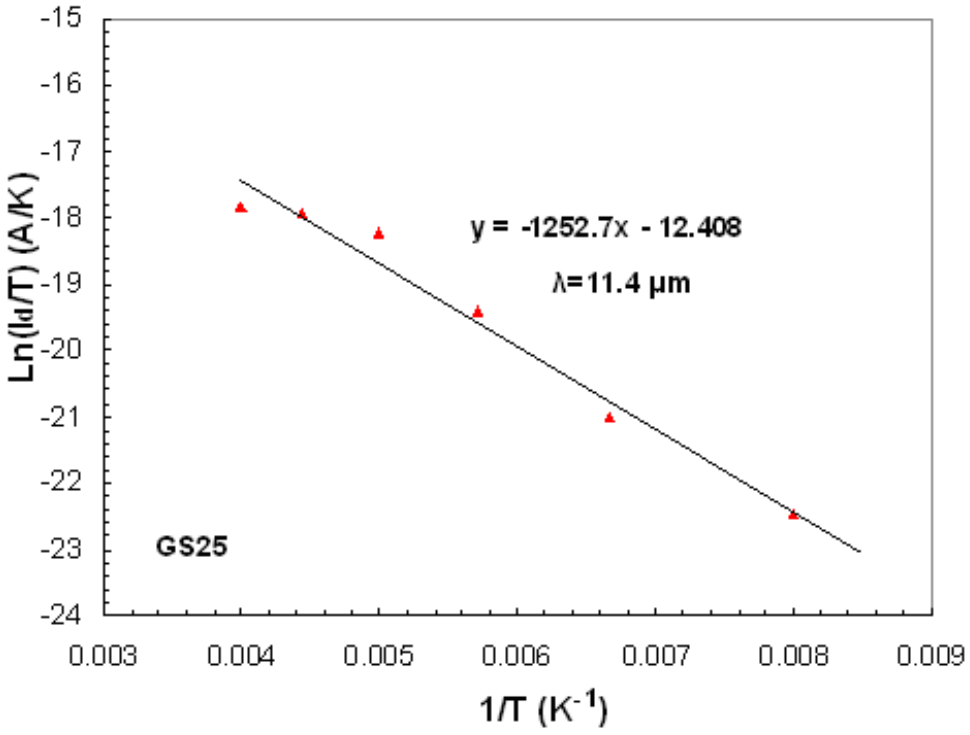
GS24 ve GS25 nolu kuantum kuyulu fotodedektörlerin oda sıcaklığında alınan FTIR (Fourier Transform Infrared) spektrometresinin eğrileri Şekil 4.27 ve Şekil 4.28'de verilmiştir. Bu eğriler dalga boyuna karşılık absorbsiyon oranını göstermektedir. Her iki eğriden de görüldüğü gibi yaklaşık 10 μm civarında kuvvetli bir absorbsiyon gözlenmiştir. Bunun nedeni kuantum kuyusu içinde oluşmuş olan alt-bandlar arası geçişten kaynaklanmasıdır.



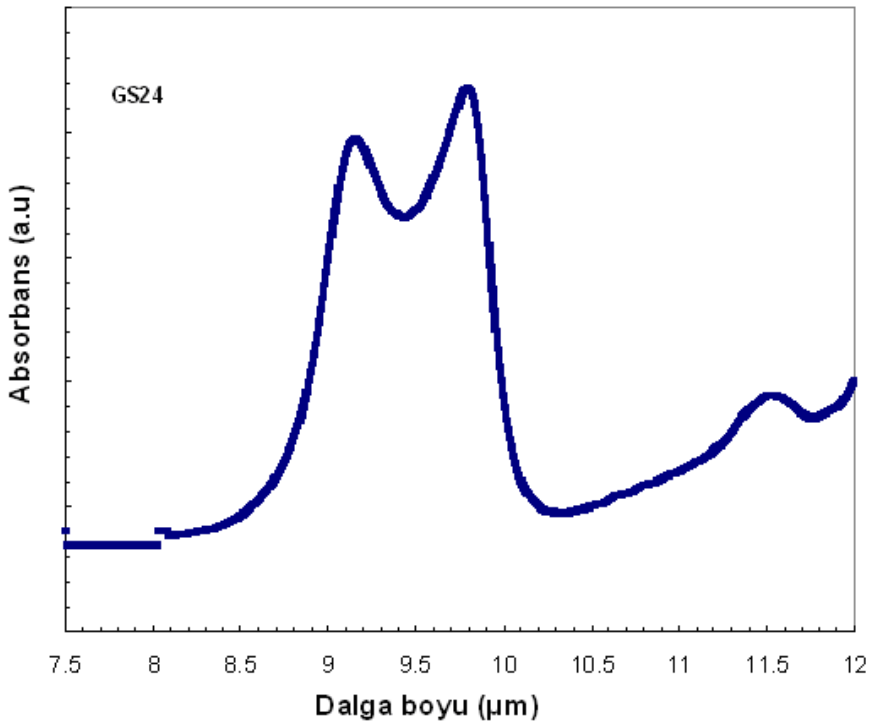
Şekil 4.24. Kuantum kuyusunda oluşan enerji seviyeleri.



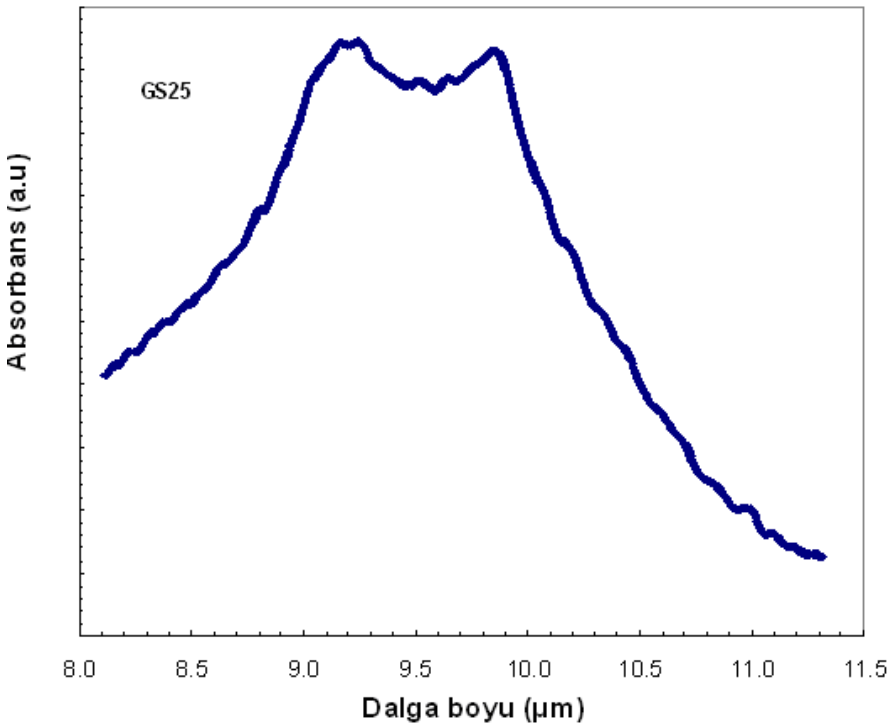
Şekil 4.25. GS24 dedektörü için ln[*I(T)/T*]' nin 1/*T*' eğrisi



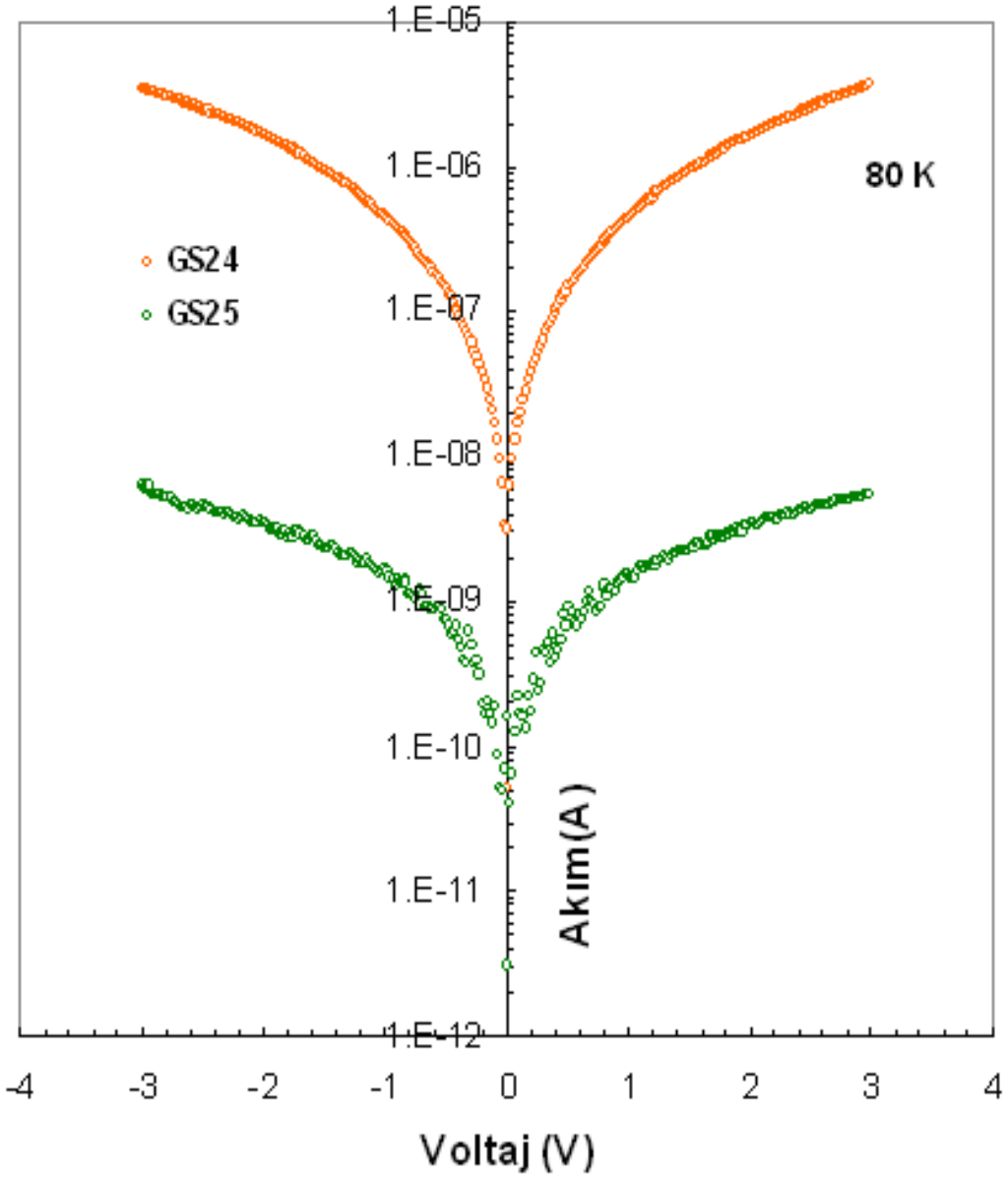
Şekil 4.26. GS25 dedektörü için ln[*I(T)/T*]' nin 1/*T*' eğrisi



Şekil 4.27. GS24 için FTIR spektrumu



Şekil 4.28. GS25 için FTIR spektrumu



Şekil 4.29. GS24 ve GS25 için 80 K sıcaklığında ölçülen karanlık akım eğrileri

Şekil 6.29’da GS24 ve GS25 için 80 K sıcaklığında karanlık akım eğrileri gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi GS25 kuantum kuyulu fotodedektörde oluşan karanlık akım değerleri GS24 kuantum kuyulu fotodedektörde oluşan karanlık akım değerlerinden yaklaşık 1000 kat daha düşüktür. Bu sonuç tezde vurgulanmak istenilen önemli bir sonuçtur. Bu durum, GS25 fotodedektöründe oluşan tünelleme akımının GS24 fotodedektöründekine göre çok daha düşük olmasından kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla elektronların bağlı durumdan direk olarak iletkenlik bandına veya sürekli duruma geçişine izin veren dedektör dizaynı dedektörde tünelleme yoluyla oluşacak olan karanlık akım değerini oldukça büyük bir oranda azaltmaktadır. Düşük karanlık akım daha iyi bir dedektör performansı ortaya koyacaktır.

5. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında MBE yöntemi ile AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesi ve devamında iki adet AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör yapıları büyütüldü. Büyütülen yapılardan kalibrasyon numunesi yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı ve Hall etkisi ölçümleriyle yapısal ve elektriksel olarak karakterize edildi. Ve sonraki yapılacak büyütmeler için gerekli olan temel büyütme parametreleri elde edildi.

Kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör yapıları ise yine yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı, Hall etkisi ölçümleri, FTIR ölçümleri, PL ve karanlık akım-voltaj ölçümleri yapılarak hem yapısal hem de elektriksel olarak karakterize edildi.

Büyütülen kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör numunelerinden GS24 nolu numune bandtan-banda geçiş mekanizmasına, GS25 nolu dedektör numunesi ise bandtan-sürekli duruma geçiş mekanizmasına sahiptir. Bu numunelerin yüksek çözünürlüklü x-ışınları kırınımı ölçümü sonucunda, GS24 nolu numunenin yapısal olarak GS25 nolu numuneden daha kaliteli olduğu görüldü.

Kızılötesi fotodedektörlerin en önemli parametrelerinden birisi karanlık akım değeridir. Bu değerin mümkün olduğu kadar düşük olması arzu edilir. Ve bütün dedektör tasarımlarında birinci sırada dikkate alınır. Bu tez çalısmasında temel amaç üretilen fotodedektörlerin mümkün olduğu kadar düşük bir karanlık akım değerine sahip olmasıydı. Bu yüzden yukarıda bahsedildiği gibi iki farlı iletim mekanizmasına sahip dedektörler büyütüldü. Sıcaklığın fonksiyonu olarak yapılan karanlık akım-voltaj ölçümleri sonucunda GS25 nolu kızılötesi fotodedektör yapısının GS24 nolu dedektöre göre yaklaşık olarak 10^3 mertebesinde daha düşük bir karanlık akım değerine sahip olduğu görüldü. Bu durum tezin içeriğinde bahsedildiği gibi, elektronların bağlı durumdan direkt olarak iletkenlik bandına veya sürekli duruma geçişlerinden dolayı dedektörde tünelleme yoluyla oluşacak olan karanlık akım değerinin azalmasından kaynaklanmaktadır.

AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörler başta kızılötesi görüntüleme olmak üzere artık pek çok alanda geniş bir şekilde kullanılmaktadırlar. Ve bu dedektörlerin performansları karanlık akım değeriyle ilişkilidir. Bu tez çalışmasında görüleceği üzere, bandtan-sürekli duruma geçiş şeklindeki iletim mekanizmasına sahip fotodedektörler, bandtan-banda geçiş iletim mekanizmasına sahip dedektörlere göre çok daha düşük bir karanlık akım değerine sahip olduklarından, bu tipteki AlGaAs/GaAs kızılötesi dedektörlerin bandtan-sürekli duruma geçiş iletim mekanizmasına sahip olacak şekilde dedektör tasarımı yapılması gerekmektedir.

Ayrıca bu tez çalışmasında AlGaAs/GaAs kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörlerin tüm büyütme, fabrikasyon ve karakterizasyon işlemleri Ülkemizde kendi cihazlarımızla yapılmıştır. Teknolojik olarak son derece önemli olan bu konuda, bu çalışmayla ilk adımları atılan dedektör tasarımları STARLAB' ta daha da gelişerek devam edecektir. Böylece kızılötesi dedektör teknolojisinde hem yarıiletken malzeme temini hem de dedektör fabrikasyonu ve üretimi konusunda dışarıya bağımlılık azaltılacaktır.

KAYNAKLAR

1. Sze, S. M., "Semiconductor Devices: Physics and Technology 2nd ed.", ***John Wiley and Sons,Inc***., Newyork, 602-603 (2002).

2. Hansson, C., "Comparative study of infrared photodetectors based on kuantum wells (QWIPs) and quantum dots (QDIPs)", Doktora tezi, ***Halmstad University,*** İsviçre, 5-10 (2006).

3. Rieke, G., "Detection of Light: From the Ultraviolet to the Submillimeter, 1st ed.", ***Cambridge University Press***, 8-10 (2002).

4. Rogalski, A., "Infrared Detectors." ***Taylor and Francis***, 11-16 (2000).

5. Rosencher, E., "Optoelectronics, 1st ed." ,***Cambridge University Press***, 342- 370 (2002).

6. Razeghi, M., "Fundamentals of Solid State Engineering, 1st ed.", ***Kluwer Academic Publishers***, 305-360 (2002).

7. Nag, B. R., "Physics of Quantum Well Devices, 1st ed.", ***Kluwer Academic Publishers***, 1-96 (2001).

8. Hickey, T. R., "Temperature dependence of dark current in quantum well infrared photodetectors", Doktora tezi, ***Naval postgraduate school,*** U.S.A, 5-10 (2002).

9. Sengupta, D. K., "III-V multiple quantum well long wavelength infrared photodetectors", Doktora tezi, ***University of Illinois,*** U.S.A, 19-21 (1997).

10. Levine, B. F., Choi, K. K., Bethea, C. G., Walker, J., Malik,R. J., "New 10 µm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices ", ***Appl. Phys. Lett***., 50: 1092-1094 (1987).

11. Levine, B. F., Gunapala, S. D., Hons, M., "Infrared intersubband photoinduced charge polarization in asymmetrical quantum wells "***,Appl. Phys. Lett***., 59: 1969-1971 (1991).

12. Esaki, L., Tsu, R., " ", ***IBM Rsearch Note***, RC-2148-2149 (1969).

13. Esaki, L., Sakaki, H., "", ***IBM Tech. Disc. Bull.***, 20: 2456-2457 (1977).

14. West, L. C., Eglash, S. J., "First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well", ***App. Phys. Lett.***, 46: 1156–1158 (1985).

15. Coon, D. D. and Karunasiri, R. P. G., “New Mode of IR detection using quantum wells”, ***App. Phys. Lett.***, 45: 649-651 (1984).

16. Hasnain, G., Levine, B. F., Gunapala, S., Chand, N., “Large photoconductive gain in quantum well infrared detectors”, ***Appl. Phys. Lett.***, 57: 608-610 (1990).

17. Levine, B. F., Zussman, A., Gunapala, S. D., Asom, M. T., Kuo, J. M., Hobson, W. S., “Photoexcited escape probability, optical gain, and noise in quantum well infrared photodetectors,” ***J. Appl. Phys***., 72: 4429 -4443 (1991).

18. Gunapala, S. D., Bandara, S. V., “ Physics of thin films”, ***Academic Pres***, 21, 113 (1995).

19. Levine, B. F., Bethea, C. G., Hasnain, G., Shen, O., Abbot, R. R., Hisch, S. J., “ High sensitivity low dark current 10 μm GaAs quantum well infrared photodetectors”, ***Appl. Phys. Lett.***, 56: 851-853 (1990).

20. Colombelli, R., Capasso, F., Gmachl, C., Hutchinson, A. L., Sivco, D. L., Tredicucci, A., Wanke, W. C., Sergent, A. M., Cho, A. Y., “Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths”, ***Appl. Phys. Lett.***, 78: 2620-2622 (2003).

21. Watson, D. M., Guptill, M. T., Huffman, J. E., Krabach, T. N., Raines, S. N., Satyapal, S., “Germanium blocked-impurity-band detector arrays: Unpassivated devices with bulk substrates”, ***J. Appl. Phys.***, 74: 4199-4206 (1993).

22. Matsik, S. G., Rinzan, M. B. M., Perera, G. U., Liu, H. C., Wasilewski, Z. R., Buchanan, M., “Cutoff tailorability of heterojunction terahertz detectors”, ***Appl. Phys. Lett.***, 82: 139-141 (2003).

23. Matsik, S. G., Rinzan, M. B. M., Esaev, G., Perera, G. U., Liu, H. C., Buchanan, M., “20 μm cutoff heterojunction interfacial work function internal photoemission detectors”, ***Appl. Phys. Lett.***, 84: 3435-3437 (2004).

24. Esaev, G., Matsik, S. G., Rinzan, M. B. M., ., Perera, G. U., Liu, H. C., Buchanan, M.,” Resonant cavity enhancement in heterojunction GaAs/AlGaAs terahertz detectors”, ***J. Appl. Phys.***, 93: 1879-1883 (2003).

25. Blakemore, J. S., “Semiconducting and other major properties of gallium arsenide”, ***J. Appl. Phys.***, 53: R123-R124 (1982).

26. Perera, G. U., Yuan, H. X., Francombe, M. H., “ Homojunction internal photoemission far-infrared detectors: Photoresponse performance analysis ”, ***J. Appl. Phys.***, 77: 915 (1995).

27. Liu, H. C., “ Noise gain and operating temperature of quantum well infrared photodetectors”, ***Appl. Phys. Lett.***, 61: 2703-2705 (1992).

28. Liu, H. C., Ershov, M., “Low-frequency noise gain and photocurrent gain in quantum well infrared photodetectors”, ***J. Appl. Phys.***, 86: 6580-6585 (1999).

29. Shen, W. Z., Perera, A. G. U., Gamage, S. K., Yuan, H. X., Liu, H. C., Buchanan, M., Schaff, W. J., “ A spectroscopic study of GaAs homojunction internal photoemission far infrared detectors”, ***Infrared Phys. Technol.*** 38: 133-138 (1997).

30. Shen, W. Z., Perera, A. G. U., “ Photoconductivity in homojunction internal photoemission far-infrared detectors”, ***Infrared Phys. Technol.*** 39: 329-333 (1998).

31. Haller, E. E., “Advanced far-infrared detectors”, ***Infrared Phys. Technol.*** 35: 127-146 (1994).

32. Haegel, N. M., Brennan, C. R., White, A. M., “Transport in extrinsic photoconductors: A comprehensive model for transient response”, ***J. Appl. Phys.***, 80: 1510-1514 (1996).

33. Ershov, M., Satou, S., Ikebe, Y., “Analytical model of transient photoresponse of quantum well infrared photodetectors”, ***J. Appl. Phys.***, 86: 6442-6450 (1999).

34. Bandara, S., Gunapala, S. Singh, A., Liu, J., Rafol, S., Luong, E., Mumolo, J., Tran, N., Vincent, J., Shott, C., Long, J., LeVan, P., “10–16 μm Broadband quantum well infrared photodetector”, ***Appl. Phys. Lett.***, 72: 2427-2429 (1998).

35. Sundaram, M., Wang, S. C., Taylor, M. F., Reisinger, A., Milne, G. L., Rei, K. B., Rose, R. E., Marin, R. R., “Two-color quantum well infrared photodetector focal plane arrays”, ***Infrared Phys. Technol.*** 42: 301-308 (2001).

36. Schneider, H., FLeissner, J., Rehm, R., Walther, M., Fletschen, W., Koidl, P., Weimann, G., Ziegler, J., Breiter, R., Cabanski, W., “High-resolution QWIP FPAs for 8–12 μm and 3–5 μm regimes”, ***Proc. SPIE*** 4820: 297 (2003).

37. Rossi, A., Costard, E., Guerineau, N., Rommeluere, S., “ ”, ***Infrared Phys. Technol.*** 44: 325- (2003).

38. Levine, B. F., “Quantum-well infrared photodetectors,” ***J. Appl. Phys.***, 74: R1-R81 (1993).

39. Razeghi, M., Chapter 1-Liu, H. C., “Long Wavelength Infrared Detectors”, ***Gordon and Breach Science***, 1-61 (1997).

40. Günther, K. G., “Evaporated layers of semiconducting III-V compounds InAs and InSb”, ***Z. Naturforsh***,13a:1081-1089 (1958).

41. Müller, E. K., “Structure of oriented, vapor deposited GaAs films, studied by electron diffraction”, ***J. Appl. Phys.***, 35: 580-585 (1964).

42. Schoolar, R. B., Zemel, J. N., “Preparation of single-crystal films of PbS”, ***J. Appl. Phys.***, 35: 1848-1851 (1964).

43. Steinberg, R. F., Scruggs, D. M., “Preparation of epitaxial GaAs films by vacuum evaporation of the elements”, ***J. Appl. Phys.***, 37: 4586-4587 (1966).

44. Davey J. E., Pankey, T., ”Epitaxial GaAs films deposited by vacuum evaporation”, ***J. Appl. Phys.***, 39: 1941-1948 (1968).

45. Parker, E. H. C., “The technology and physics of molecular beam epitaxy”, ***Plenum***, New York,1-114 (1985).

46. Herman, M. A., Sitter, H., “Molecular beam epitaxy-fundamentals and current status”, ***Springer Verlag*** , 1-50 (1989).

47. Hayakawa, T., Takarashi, K., Sasaki, K., Hosoda, M., Yamamoto, S., Hijikata, T., ” Molecular beam epitaxial of $(Al_yGa_{1-}y)_{0.5}In_{0.5}P$ on (100) GaAs”, ***Jpn. J. Appl. Phys.*** 27: L968-L971 (1988).

48. Varriano, J. A., Koch, M. W., Johnson, G. G., Wicks, G. W., “GaInP and AlInP grown by elemental source molecular beam epitaxy”, J. Electronic Materials, 21: 195-198 (1992).

49. Swalin, R. A., “Thermodynamics of solids”, ***John Wiley & Sons***, New York, 1-342 (1972).

50. O'Hanlon, J. F., “A User's Guide to Vacuum Technology” ***John Wiley & Sons***, New York, 9-14 (1989).

51. Winterbottom, W. L., Hirth, J. P., “Diffusional contribution to the total ow from a Knudsen cell", ***J. Chem. Phys***., 37 (4): 784-793 (1962).

52. Motzfeldt, K., “ The thermal decomposition of sodium carbonate by the effusion method" ***J. Phys. Chem.***, 59: 139-147 (1955).

53. Rinaldi, F., “ Basic of molecular beam epitaxy”, 1-16 ***Web notes***

54. Singh, J., “Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures”, **Cambridge University Press**, New York, 484-494 (2003).

55. Hall, E. H., “On the new action of the magnet on electrical current” ***Amer. J. Math.,*** 2: 287- 292 (1879).

56. Van der Pauw, L. J., ”A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape”, ***Philips Research Reports,*** 13 (1): 1-9 (1958).

57. Baca, A. G., Ren, F., Zolper, J. C., Briggs, R. D. And Pearton, S. J., “A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors”, ***Thin Solid Films***, 308-309:599-606 (1997).

58. Leavens, C. R., Taylor, R., “Quantum wells and superlattices”, ***Plenum***, New York, (1988).

59. Dingle, R., “Application of multiquantum wells, selective doping, and superlattices”, Vol.24 in Semiconductors and semimetals, edited by Willardson, R. K., Beer, A. C., ***Academic***, San Diego, 1-117 (1987).

60. Sano, N., Kato, H., Nakayama, M., Chiba, S., Terauchi, H., “Mono- and Bi-Layer Superlattices of GaAs and AlAs”, ***Jpn. J. Appl. Phys.*** 23: L640-L641 (1984).

61. Sakamoto, T., Funabashi, H., Ohta, K., Nakagawa, T, Kawai, N. J., Kojima, T., “Phase- Locked Epitaxy Using RHEED Intensity Oscillation”, ***Jpn. J. Appl. Phys.*** 23: L657-L659 (1984).

62. Sakamoto, T., Funabashi, H., Ohta, K., Nakagawa, T, Kawai, N. J., Kojima, T., Bando, Y., “Well defined superlattice structures made by phase-locked epitary using RHEED intensity oscillations”, ***Superlattices and Microstructures,*** 1 (4): 347-352 (1985).

63. Christen, J., Bimberg, D., Steckenborn, A., Weimann, G., “Dynamics of charge carrier energy relaxation and recombination in undoped and P-doped GaAs quantum wells”, ***Superlattices and Microstructures,*** 2 (3): 251-257 (1986).

64. Christen, J., Bimberg, D., Steckenborn, A., Weimann, G., “Localization induced electron- hole transition rate enhancement in GaAs quantum wells”, ***Appl. Phys. Lett.***, 44: 84-898 (1984).

65. Bimberg, D., Christen, J., Steckenborn, A., Weimann, G., Schlapp, W.,” Injection, intersubband relaxation and recombination in GaAs multiple quantum wells”, ***J. Lumin.*** 30 (1-4): 562-579 (1985).

66. Christen, J., Bimberg, D., “Photoluminescence of GaAs-AlGaAs multiple quantum well structures under high excitation by a single shot of 30 ps, 532 nm laser”, ***Surface Science***, 174(1-3): 272-277 (1986).

67. Bimberg, D., Christen, J., Werner, A., Weimann, G., Schlapp, W.,” Evidence for excitonic decay of excess charge carriers in high quality GaAs quantum wells at room temperature”, ***Appl. Phys. Lett.***, 49: 76-80 (1986).

68. Böttcher, E. H., Ketterer, K., Bimberg, D., Weimann, G., Schlapp, W., "Excitonic and electron-hole contributions to the spontaneous recombination rate of injected charge carriers in GaAs-GaAlAs multiple quantum well lasers at room temperature", ***Appl. Phys. Lett.***, 50: 1074-1080 (1987).

69. Bertolet, D. C., Hsu, J. K., Lau, K. M., Koteles, E. S., Owens, D., "Exciton photoluminescence linewidths in very narrow AlGaAs/GaAs and GaAs/InGaAs quantum wells", ***J. Appl. Phys.***, 64: 6562-6564 (1988).

70. Cebulla, U., Bacher, G., Forchel, A., Mayer, G., Tsang, W. T., "Excitonic lifetimes in thin $In_xGa_{1-x}As$/InP quantum wells", ***Phys. Rev. B.***, 39: 6257-6259 (1989).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ALTUNTAŞ, Halit

Uyruğu : T.C.

Doğum tarihi ve yeri : 11.11.1979 Hekimhan

Medeni hali : Bekar

Telefon : 0 (312) 202 12 67

Faks : 0 (312) 212 78 16

e-mail : ahalit@gazi.edu.tr.

Eğitim

Derece	**Eğitim Birimi**	**Mezuniyet tarihi**
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü	2004
Lisans	Gazi Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2001
Lise	Hekimhan Lisesi	1995

İş Deneyimi

Yıl	**Yer**	**Görev**
2006-2009	Gazi Üniversitesi	Araştırma Görevlisi
07 Temmuz-10 Ekim (2006)	Sevilla-Spain	Leonardo-Da Vinci programında İspanya da bulundum
03 Ocak- 03 Şubat (2008)	Weizmann Institute of Science (İSRAİL)	MBE yöntemi ile GaAs Nanowire büyütme konusunda araştırmada bulundum.
2008-2010	Gazi Üniversitesi	Gazi STARLAB (TÜRKİYE) ve AI Cuza Üniversitesi (ROMANYA)' nın yürüttüğü TBAG-U/220 (107A584) no' lu "Çevre Fiziğinde Uygulamaları Bulunan Nanoyapılı TiO_2 İncefilmlerin Elde Edilmesi ve Karakterizasyonu Üzerine" projesinde elektriksel karakterizasyonları yapmakla görevli araştırmacı.

Yabancı Dil

İngilizce

Tezle İlgili Yayınlar

SCI-indexli makaleler

1. Altuntas, H., Özçelik**,** S,, "Growth and characterization of AlGaAs/GaAs quantum well infrared photodetectors" ***Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications,*** kabul edildi.

2. Lisesivdin, S. B., Altuntas, H., Yildiz, A., Kasap, M., Ozbay, E., Özcelik, S., "DX-center energy calculation with quantitative mobility spectrum analysis in n-AlGaAs/GaAs structures with low Al content" ***Superlattices and Microstructures***, 45: 604-611 (2009).

Uluslararası seminerlerde sunulmuş ve tam metin olarak basılmış yayınlar

3. Altuntas, H. Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Mamedov, T., and Özcelik, S., "MBE Growth and characterization of n-AlGaAs/GaAs Heterojunction", ***Balkan Physics Letters***, 412-415 (2008).

Uluslararası seminerlerde sunulmuş bildiriler

4. Özçelik, S., Altuntaş, H., Akaoğlu, B., Bengi, A. and Mammedov, T., " Growth and Characterization of AlGaAs/GaAs Multi-Quantum Well Infrared Photodetector Structure" ***17th. International Vacuum Congress (IVC17), Stockholm***, Sweden (July-2007).

5. Altuntaş, H., Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Özçelik, S., Mammedov, T., "MBE Growth and Characterization of n-AlGaAs/GaAs Heterojunction for 2DEG", ***Turkish Physical Society XXIV. International Conference*** Malatya, Turkey (August-2007).

Tez Dışı Yayınlar

SCI-indexli makaleler

6. Altuntas, H., Altindal S, Özçelik**,** S, Shhtrikman H. "Electrical characterization of Au/n-GaAs with and without SiO_2 Insulator layer at room temperature ", ***Vacuum***, 83 (7):1060-1067 (2009).

7. Altuntas, H., Altindal, S., Shtrikman, H., Özcelik, S., " A detailed study of current-voltage characteristics in Au/SiO_2/n-GaAs in wide temperature range", ***Microelectronics Reliability***, 49 (8):904-911 (2009).

8. Sarıkavak, B., Özturk, M. K., Altuntas, H., Mamedov, T, Altindal, S., Özcelik, S., "MBE-growth and characterization of $In_xGa_{1-x}As$/GaAs (x=0.15) superlattice" ***Revista Mexicana de Fisica,*** 54(6): 416-421 (2008).

9. Gokcen, M., Altuntas, H., Altindal, S., "Electrical and dielectric properties of Au/SiO2/n-GaAs (MOS) structures with different oxide layer thickness" ***Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications,*** 2(12):833-837 (2008).

10. Gokcen, M., Altuntas, H., Altindal, S., "Temperature dependence of electrical characteristics of Au/SiO2/n-GaAS (MOS) structures", ***Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications,*** 2(12):838-841 (2008).

Uluslararası seminerlerde sunulmuş ve tam metin olarak basılmış yayınlar

11. Altuntas, H., Gökçen, M., Özcelik, S., "Analysis of current-voltage characteristics in Au/n-GaAs Schottky barrier diodes in wide temperature range" ***Journal of Optoelectronics and Advanced Materials - Symposia***, 1(3):222 – 225 (2009).

12. Gökçen, M., Altuntas, H., "On the anomalous peak in the forward bias C-V curves of in Au/SiO2/n-GaAs structures", ***Journal of Optoelectronics and Advanced Materials - Symposia***, 1(3):226 – 229 (2009).

13. Yildiz, A., Altuntas, H., Lisesivdin, S. B., Bengi, A., and Kasap, M., "Stokes shift in InGaN epitaxial layer grown by MOVPE" ***Balkan Physics Letters***, 346-348 (2008).

14. Tutuncu, H. M., Altuntas, H., Srivastava, G. P., Ugur, G., "First-principles study of electronic and dynamical properties of $AuAl_2$", ***Physica Status Solidi (c)***, 1(11): 3027-3030 (2004).

Uluslararası seminerlerde sunulmuş bildiriler

15. Altuntaş, H., Shtrikman, H., and Özçelik, S., "The barrier height inhomogeneity in Au/n-GaAs Schottky barrier diodes" ***8th. International Conference on Physics of Advanced Materials(ICPAM-8)***, Romania (4-7 June-2008).

16. Altuntaş, H., Gökçen, M., and S . Özçelik, "Current-voltage characteristics of Au/n-GaAs Schottky barrier diodes in wide temperature ranges" ***Condenced Matter Physics Conference of Balkan Countries***, Muğla- Turkey (26-28 May-2008).

17. Gökçen**,** M., Altuntaş, H., "On the anomalous peak in the forward bias C-V curves of in Au/SiO_2/n-GaAs structures" ***Condenced Matter Physics Conference of Balkan Countries***, Muğla- Turkey (26-28 May-2008).

18. Gökçen**,** M., Altuntaş, H., Altındal, Ş., " Temperature dependence of elektrical character*isitcs of Au/SiO_2/n-GaAs (MOS) strucrures"* ***25th. International Physics Congress***, Bodrum, Turkey (August-2008).

19. Özçelik, S., Altuntaş, H., and Mammedov, T., "MBE Growth and Structural characterization of $In_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs$ QWIP" ***6th. International Microelectronic Sensors and Device Applications***, Bakü, Azerbaijan (14-16 November-2007).

20. Saglam, S., Altuntaş, H., and Özçelik, S., "MBE Growth and Structural characterization of $In_{0.17}Ga_{0.85}As/GaAs$ QWIP" **6th. International Microelectronic Sensors and Device Applications**, Bakü, Azerbaijan (14-16 November-2007).

21. Altuntaş, H., Özçelik, S., Bengi, A., and Mammedov, T., "MBE Growth and Structural characterization of InGaAs/GaAs QWIP" ***Turkish Physical Society XXIV. International Conference*** Malatya, Turkey (August-2007) (**Oral Presentation**).

22. Yildiz, A., Altuntas, H., Lisesivdin, S. B., Bengi, A., and Kasap, M., "Stokes shift in In0.13Ga0.87N epitaxial layer grown by MOVPE" ***Turkish Physical Society XXIV. International Conference***, Malatya, Turkey (August-2007).

23. Ugur, G., Soyalp, F., Altuntaş, H., Tütüncü, H. M, and Srivastava, G. P., " Structural, Electronic, and Phonon Properties of $AuAl_2$ and $AuGa_2$ " ***DFT Conference*** ,Geneva, Switzerland (September 2005).

24. Tutuncu, H. M., Altuntas, H.**,** Srivastava, G. P., and Ugur, G., "First-principles study of electronic and dynamical properties of $AuAl_2$" ***The 11th International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter (Phonons2004)***. St. Petersburg / RUSSIA . (July 25, 2004).

Ulusal seminerlerde sunulmuş bildiriler

25. Altuntaş, H., Bengi, A., Tataroglu, A., Mammedov, T., and Özçelik, S., "In0.15Ga0.85As/GaAs Çoklu Kuantum Kuyulu Kızılötesi Fotodedektör Yapısının MBE Yöntemi İle Büyütülmesi ve Karakterizasyonu" ***14th. Condensed Matter Physics Symposium***, Hacettepe University, Ankara/ Turkey (November-2007).

26. Bengi, A., Sarıkavak, S., Altuntaş, H., Mammedov, T., and Özçelik, S., "InGaAs/InP Yapısının Moleküler Demet Epitaksi Yöntemi ile Büyütülmesi ve Karakterizasyonu" ***14th. Condensed Matter Physics Symposium***, Hacettepe University, Ankara/ Turkey (November-2007).

27. Sarikavak, B., Altuntas, H., Bengi, A., Mammadov, T. S., Ozcelik, S., "$In_x Ga_{1-x}$ As/ GaAs (x= 0,15) Superlattice Structure Growth by MBE and Its XRD and Electrical Characterizations", ***11th Condensed Matter Physics Symposium***, Gazi University/ Ankara, (3. Dec.2004).

28. Korcak, S., Gumus, H., Ozturk, M. K., Altuntas, H., Kılıc, A. I., Bengi, A., Mammadov, T. S., Ozcelik, S., "$Al_x Ga_{1-x}$ As/ GaAs QW Structure Growth by MBE and Its XRD Characterization", ***11th Condensed Matter Physics Symposium***, Gazi University/ Ankara (3. Dec.2004).

29. Altuntas, H., Ugur, G., Ugur, S., Akgun, I., "The Phonon Dispersion of Ni-45%Pd Alloy", ***9 th. Condensed Matter Physics Symposium***, Bilkent University / Ankara. (21. Nov. 2002) (**Oral presentation**).

Hobiler

Seyahat, havacılık.