



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN SİSTEMLERDE
ELEKTRONİK TRANSPORT OLAYLARININ
İNCELENMESİ**

Ferhat NUTKU

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Programı


Danışman

Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN

Mayıs, 2012

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN SİSTEMLERDE
ELEKTRONİK TRANSPORT OLAYLARININ
İNCELENMESİ**

**Ferhat NUTKU
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı**

**Danışman
Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN**

Mayıs, 2012

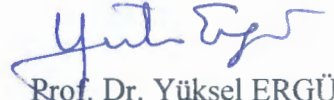
İSTANBUL

Bu çalışma 28/05/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziğı programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Yüksel ERGÜN
Anadolu Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Ayşe EROL
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Afif SİDDİKİ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Oğuzhan GÜRLÜ
İstanbul Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi

Bu alışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 3587 numaralı projesi ile desteklenmiştir. Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) TBAG-108T721 numaralı ve COST Action MP0805 numaralı projeler ile de desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Doktora öğrenimim sırasında, tez ve deneysel çalışmalarım boyunca her türlü öneri, destek, teşvik ve yardımlarından dolayı çok değerli hocalarım Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN'a ve Doç. Dr. Ayşe EROL'a en içten dileklerimle teşekkür ederim. Tez çalışmam boyunca ara raporlarımı değerlendiren, önerilerde bulunan Prof. Dr. Yüksel ERGÜN hocama teşekkür ederim. ANA kodlu örnekleri Anadolu Üniversitesi Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı'nda, MBE'de büyüten grupta yer alan herkese, özellikle Doç. Dr. Bülent ASLAN'a, Doç. Dr. Uğur SERİNCAN'a ve Bülent ARIKAN'a teşekkür ederim. Örnekleri litografik olarak işleyen Burcu ARPAPAY'a, Dr. Mustafa GÜNEŞ'e, Leyla Başak BÜKLÜ'ye, QWIP projesi kapsamında beraber çalıştığım Dr. Metin KENDİRLİK'e, FTIR ölçümlerinde yardımcı olan Prof. Dr. Ayşen ÖZEL'e, ATR ile FTIR ölçümlerinde yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Ayberk YILMAZ'a, Acquila programını bana tanıtan Doç. Dr. Afif SİDDİKİ'ye teşekkür ederim.

Deneysel çalışmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Metin ASLAN'a, Araş. Gör. Ömer DÖNMEZ'e ve Fahrettin SARCAN'a teşekkür ederim.

Belli bir olgunluğa erişmenin şart olduğu doktora çalışmam boyunca ümidini yitirmeyen, bana anlayış, sabır ve saygı gösteren değerli aileme, dostlarıma sonsuz teşekkür ederim. Doktora tezimi, hayatım boyunca bana destek olan annem Meral'e ithaf etmekten mutluluk duyuyorum.

Bu çalışma boyunca yardımlarını esirgemeyen Nano ve Optoelektronik Araştırma Laboratuvarı'ndaki tüm çalışma arkadaşlarıma ve çalışmamın uygulama kısmını destekleyen İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi (BAP)'ne teşekkürü borç bilirim.

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'ndeki Nano ve Optoelektronik Araştırma Laboratuvarlarında yapılmıştır.

Mayıs, 2012

Ferhat NUTKU

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	İ
İÇİNDEKİLER	İİ
ŞEKİL LİSTESİ	VI
TABLO LİSTESİ	X
SEMBOL LİSTESİ	Xİ
ÖZET	XV
SUMMARY	XVİ
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	4
2.1. İKİ BOYUTLU ELEKTRON GAZININ ÖZELLİKLERİ	4
2.1.1. 2-Boyutlu Elektron Gazının Seviye Yoğunluğu	4
2.1.2. 2-Boyutlu Elektron Gazının İstatistiği	7
2.1.3. Yarıiletkenlerde Katkıların İyonizasyonu	9
2.2. KUANTUM KUYULU YAPILAR	12
2.2.1. Yarıiletken Yapılarda Kuantum Kuyuları	12
2.2.2. Kuantum Kuyulu Yapılarda Optik Geçişler	13
2.2.3. Süperörgüler	16
2.3. KUANTUM KUYULU KIRMIZIALTI FOTODEDEKTÖRLER.....	17
2.3.1. Bağlı-Bağlı Seviyeli QWIP'ler	18
2.3.2. Bağlı-Sürekli Seviyeli QWIP'ler	18
2.3.3. Bağlı-Yarıbağlı Seviyeli QWIP'ler	19
2.3.4. Diğer QWIP Çeşitleri.....	20
2.4. TRANSFER MATRİS YÖNTEMİ İLE ENERJİ SEVİYELERİNİN HESAPLANMASI.....	20
2.5. MANYETİK ALAN ALTINDA KUANTUM KUYULU SİSTEMLER.....	23
2.5.1. Hall Olayı	23
2.5.2. Landau Kuantizasyonu.....	27

2.5.3. Shubnikov-de Haas Osilasyonları.....	29
2.5.4. Negatif Magnetorezistans	32
2.6. KUANTUM KUYULU SİSTEMLERDE ELEKTRONİK TRANSPORT .	34
2.6.1. Paralel Transport.....	35
2.6.2. Dikey Transport	39
2.6.3. Dereceli Bariyerler	44
2.6.4. Çoklu Kuantum Kuyulu Yapılarda Karanlık Akımın Kaynağı.....	45
2.6.5. 2-Boyutlu Elektron Gazında Termoyonik Emisyon	46
2.6.6. Karanlık Akım ile Dedektivite Arasındaki İlişki	48
2.7. YARIİLETKENLERDE 2 BOYUTLU SAÇILMA MEKANİZMALARI..	50
2.7.1. Polar Optik Fonon Saçılması	50
2.7.2. Piezoelektrik Saçılma	51
2.7.3. Deformasyon Potansiyelinden Saçılma	52
2.7.4. İyonize Katkı Saçılması	53
2.7.5. Nötr Katkı Saçılması.....	56
2.7.6. Arka Plan İyonize Katkı Saçılması.....	56
2.7.7. Dislokasyon Saçılması.....	57
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	58
3.1. KULLANILAN MALZEMELERİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	58
3.2. KULLANILAN ÖRNEKLERİN YAPISAL ÖZELLİKLERİ	61
3.2.1. ANA13 Kodlu Örneğin Yapısı	63
3.2.2. IQE13 Kodlu Örneğin Yapısı.....	64
3.2.3. ANA14 Kodlu Örneğin Yapısı	66
3.2.4. IQE14 Kodlu Örneğin Yapısı.....	67
3.2.5. SHE6-E1 Kodlu Örneğin Yapısı.....	68
3.3. KARAKTERİZASYON TEKNİKLERİ.....	70
3.3.1. Akım Gerilim (I-V) Ölçümü.....	70
3.3.2. Hall Mobilitesinin Ölçümü	71
3.3.3. Magnetorezistans Ölçümü.....	73
3.3.4. Fourier Transform Kırmızıaltı Spektroskopisi.....	74
4. BULGULAR.....	78

4.1. TRANSFER MATRİS YÖNTEMİ İLE HESAPLANAN ENERJİ SEVİYELERİ	78
4.1.1. ANA14 Kodlu Yapının Enerji Seviyeleri	79
4.1.2. IQE14 Kodlu Yapının Enerji Seviyeleri	80
4.1.3. SHE6 Kodlu Yapının Enerji Seviyeleri.....	84
4.2. SCHRÖDINGER-POISSON DENKLEMLERİNİN ÇÖZÜMLERİ.....	85
4.2.1. ANA14 ve IQE14 Kodlu Yapıların Çözümlerinin Karşılaştırılması.....	85
4.2.2. ANA13 ve IQE13 Kodlu Yapıların Çözümlerinin Karşılaştırılması.....	88
4.2.3. SHE6 Kodlu Yapının Çözümleri	90
4.3. SICAKLIĞA BAĞLI AKIM VOLTAJ (I-V) ÖLÇÜM SONUÇLARI.....	92
4.3.1. ANA14 Kodlu Örneklerin I-V Sonuçları	93
4.3.2. IQE14 Kodlu Örneklerin I-V Sonuçları	94
4.3.3. ANA14 ve IQE14 Kodlu Örneklerin I-V Sonuçlarının Karşılaştırılması	94
4.3.4. SHE6 Kodlu Örneğin I-V Sonuçları.....	95
4.3.5. IQE13-B2 Kodlu Örneğin I-V Sonuçları	105
4.3.6. Karanlık Akım İncelemeleri	108
4.4. HALL ÖLÇÜMLERİ	118
4.4.1. ANA14-B1 Kodlu Örneğin Ölçüm Sonuçları	118
4.4.2. ANA14 ve IQE14 Kodlu Örneklerin Hall Ölçümlerinin Karşılaştırılması	120
4.5. TEORİK MOBİLİTE HESAPLARI İLE DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI.....	125
4.5.1. GaAs'teki İki Boyutlu Elektron Gazının Mobilitesi	125
4.5.2. ANA14, IQE14 Örnekleri.....	126
4.6. MAGNETOREZİSTANS ÖLÇÜMLERİ.....	129
4.7. FOURIER TRANSFORMLU KIRMIZIALTI SPEKTROSKOPİ ÖLÇÜMLERİ.....	134
4.7.1. IQE6-1 Kodlu Örneğin Ölçüm Sonuçları	138
4.7.2. Serbest Taşıyıcı Absorpsiyonu.....	139
4.7.3. ANA13, 14; IQE13, 14 Kodlu Yapıların FTIR Ölçümleri	140
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	151

KAYNAKLAR.....	156
ÖZGEÇMİŞ.....	164

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1: Kuantum kuyusu ve tek boyutta kısıtlanma.	5
Şekil 2.2: Tek boyutta kısıtlanmış bir sistemin mümkün enerji seviyeleri.....	5
Şekil 2.3: 2-boyutlu GaAs/AlGaAs çoklu kuantum kuyulu sisteminde seviye yoğunluğunun basamaklı yapısı ve elektronların içinde serbestçe hareket edebildiği $k_x k_y$ düzlemi (Manasreh 2005)	7
Şekil 2.4: Yarıiletkenlerin bant diyagramında D, donör ve A, akseptör seviyeleri (Schubert, 2009).	10
Şekil 2.5: Kuantum kuyusu ve altbant enerjileri.	12
Şekil 2.6: Kuantum kuyularında altbantlar arası geçişler (Schubert, 2009).	13
Şekil 2.7: Bir süperörgünün bant diyagramı. a. Sıfır b. Düşük c. Yüksek elektrik alan altında süperörgü (Schubert, 2009).	17
Şekil 2.8: Bağlı-bağlı seviyeli bir QWIP'in iletkenlik bandı diyagramı. Şekilde fotouyarılma ile altbantlar arası geçiş ve kuyu dışına tünelleme de gösterilmiştir (Levine, 1993).	18
Şekil 2.9: Bağlı-sürekli seviyeli bir QWIP'in iletkenlik bandı diyagramı. Şekilde fotouyarılma ve sürekli seviyedeki sıcak elektron transportu da gösterilmiştir (Levine, 1993).	19
Şekil 2.10: Dış elektrik altında bağlı-yarıbağlı seviyeli bir QWIP'in iletkenlik bandı diyagramı. Karanlık akım mekanizmaları; 1. taban seviyeden tünelleme, 2. termal yardımcı tünelleme, 3. termoiyonik emisyon (Gunapala ve diğ., 2011)	20
Şekil 2.11: Çok tabakalı bir heteroeklemlı yapının iletkenlik bandı potansiyel dağılımı	21
Şekil 2.12: Hall olayındaki kuvvetler.	24
Şekil 2.13: Hall çubuğunun geometrisi, sabit akım ve manyetik alanın yönü.	26
Şekil 2.14: Bir kuantum kuyusunda manyetik alan altında oluşan kuantum seviyeleri. (Manasreh 2005).....	28
Şekil 2.15: Bir kuantum kuyusunda manyetik alan altında oluşan Landau kuantum seviyeleri. (Manasreh, 2005)	29
Şekil 2.16: ρ_{xy} Kuantum Hall olayını, ρ_{xx} Shubnikov de-Haas olayını temsil eden öz direnç değerleridir. Oklar spini yukarı veya aşağı olan elektronları temsil etmektedir. Tam sayılar ise doldurma çarpanını göstermektedir (Manasreh, 2005).	30
Şekil 2.17: ρ_{xx} 'in ardışık minimumlarına karşılık gelen manyetik alan değerlerinin tersinin grafiği. Verilere uydurulan lineer doğrunun eğimi 2DEG'nin konsantrasyonunun bulunmasında kullanılır. (Manasreh, 2005).....	31
Şekil 2.18: Kuantum kuyulu yapılarda temel transport mekanizmaları. A. Paralel transport. B. Dikey transport. C. Termoiyonik transport. (Mitin, 1999)	35

Şekil 2.19: L genişliğinde, V_0 yüksekliğindeki bariyer ve $E > V_0$ enerjili bir parçacığın dalga fonksiyonu (Manasreh, 2005).	39
Şekil 2.20: $E > V_0$ koşulunda, L bariyer genişliğine bağlı olarak yansıtma ve geçirgenlik katsayılarının değişimi (Manasreh, 2005).	40
Şekil 2.21: $E < V_0$ koşulunda, L bariyer genişliğine bağlı olarak yansıtma ve geçirgenlik katsayılarının değişimi (Manasreh, 2005).	41
Şekil 2.22: Bir rezonans tünellemeli diyotun iletkenlik bandı diyagramı ve dejenere katkıli kontakları (Manasreh, 2005).	42
Şekil 2.23: Tek bağlı seviyeli bir rezonans tünellemeli diyotun I-V karakteristiği (Manasreh, 2005).	43
Şekil 2.24: A ve B yarıiletkenleri arasında kalan lineer dereceli bariyerli tabaka.	44
Şekil 2.25: Çoklu kuantum kuyularında ardışık rezonans tünellemesi.	45
Şekil 2.26: Yüksek besleme voltajında çoklu kuantum kuyularında sürekli seviyeye tünelleme.	46
Şekil 2.27: Çoklu kuantum kuyularında tünelleme ve bağlı seviyeler arasındaki geçişler. (Levine 1993)	46
Şekil 2.28: Elektrik alan altındaki kuantum kuyusundaki tünelleme ve termoyonik emisyon iletim mekanizmaları (Karunasiri 1996).	47
Şekil 2.29: Elektronların iyonize katkılardan saçılması (Schubert 2009).	53
Şekil 3.1: III-V grubu yarıiletkenlerin ve alaşımlarının oda sıcaklığındaki örgü sabitleri (Schubert, 2009).	59
Şekil 3.2: GaAs'ın bant yapısı (Yu ve Cardona, 2005).	60
Şekil 3.3: ANA13 kodlu örneğin tabaka yapısı.	64
Şekil 3.4: IQE13 kodlu örneğin tabaka yapısı.	65
Şekil 3.5: IQE13 kodlu örneğin 1×1 mm lik kare şeklindeki bir mesası.	66
Şekil 3.6: ANA14 kodlu örneğin tabaka yapısı.	67
Şekil 3.7: IQE14 kodlu örneğin tabaka yapısı.	68
Şekil 3.8: SHE6-E1 kodlu yapının tabaka yapısı.	69
Şekil 3.9: SHE6-E1 kodlu örneğe ait farklı çaptaki mesalar.	69
Şekil 3.10: I-V ölçümlerinde kullanılan System SourceMeter'ların ölçüm şeması.	70
Şekil 3.11: Lineer merdiven tipi süpürme.	71
Şekil 3.12: Hall ölçümlerinde kullanılan deney düzeneği.	72
Şekil 3.13: Elektromagnet sistemi.	73
Şekil 3.14: Süperiletken magnet sistemi.	74
Şekil 3.15: FTIR'da kullanılan interferometrenin çizimi.	75
Şekil 3.16: Yansıma yöntemi ile FTIR spektrumu almak için kullanılan ATR aparatı (PelkinElmer, 2005).	76
Şekil 4.1: ANA14'ün iletkenlik bandı diyagramı ve enerji seviyeleri.	79
Şekil 4.2: ANA14 kodlu yapıdaki üçgen kuantum kuyusunun enerji seviyeleri.	80
Şekil 4.3: IQE14'ün iletkenlik bandı diyagramı ve enerji seviyeleri.	80
Şekil 4.4: IQE14 kodlu yapıdaki üçgen kuantum kuyusunun enerji seviyeleri.	81
Şekil 4.5: SHE6'nın iletkenlik bandı diyagramı ve enerji seviyeleri.	84
Şekil 4.6: ANA14 ve IQE14 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. $T=300$ K, $V_b=0$ V. b. $T=300$ K, $V_b=-5$ V.	86
Şekil 4.7: ANA14 ve IQE14 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. $T=77$ K, $V_b=0$ V. b. $T=77$ K, $V_b=-5$ V.	87
Şekil 4.8: ANA14'te dereceli alaşımlandırılmış bariyer bölgesine elektronların tünellemesi.	88

Şekil 4.9: ANA13 ve IQE13 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. $T=300\text{ K}$, $V_b = 0\text{ V}$. b. $T=300\text{ K}$, $V_b = -120\text{ V}$. ..	89
Şekil 4.10: ANA13 ve IQE13 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. $T=77\text{ K}$, $V_b = 0\text{ V}$. b. $T=77\text{ K}$, $V_b = -120\text{ V}$	90
Şekil 4.11: SHE6 örneğinin, iletkenlik bandı diyagramı ve elektron yoğunluğunun dağılımı. a. $T=300\text{ K}$, $V_b = 0\text{ V}$. b. $T=300\text{ K}$, $V_b = -15\text{ V}$	91
Şekil 4.12: SHE6 örneğinin, iletkenlik bandı diyagramı ve elektron yoğunluğunun dağılımı. a. $T=77\text{ K}$, $V_b = 0\text{ V}$. b. $T=77\text{ K}$, $V_b = -15\text{ V}$	92
Şekil 4.13: ANA14 kodlu örneklerin karşılaştırmalı I-V grafiği.	93
Şekil 4.14: IQE14 kodlu örneklerin karşılaştırmalı I-V karakteristiği.	94
Şekil 4.15: ANA14, IQE14 kodlu örneklerin karşılaştırmalı I-V karakteristiği.	94
Şekil 4.16: SHE6-E1-200-E, $d=200\text{ }\mu\text{m}$ çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği.	97
Şekil 4.17: SHE6-E1-400-A, $d=400\text{ }\mu\text{m}$ çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği.	97
Şekil 4.18: Deney 1, farklı çaptaki mesaların I-V karakteristiği. (200-D, 400-B).	98
Şekil 4.19: Deney 1, farklı çaptaki mesaların j-V karakteristiği. (200-D, 400-B).	99
Şekil 4.20: SHE6'da düşük sıcaklıkta I-V karakteristiğinde gözlemlenen dalgalanmalar.	100
Şekil 4.21: SHE6-E1-200-D örneğinde farklı süpürme zamanlarının etkisi.	101
Şekil 4.22: SHE6-E1-200-D, $d=200\text{ }\mu\text{m}$ çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği.	102
Şekil 4.23: SHE6-E1-200-F, $d=200\text{ }\mu\text{m}$ çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği (Nutku ve diğ., 2011).	102
Şekil 4.24: a. QWIP'in direnç ve kapasitesini betimleyen bant iletkenlik bandı diyagramı. b. QWIP'in RC eşdeğer devresi (Singh ve Cardimona, 1999). ..	103
Şekil 4.25: Deney 2, farklı çaptaki mesaların I-V karakteristikleri. (200-D, 400-B). ..	105
Şekil 4.26: Deney 2, farklı çaptaki mesaların j-V karakteristikleri. (200-D, 400-B). ..	105
Şekil 4.27: IQE13-B2 örneğinin $1\times 1\text{ mm}$ 'lik mesa yapısına ait I-V karakteristiği.	106
Şekil 4.28: IQE13-B2-1000-4 örneğinin IR aydınlık ve karanlık altındaki I-V karakteristikleri.	106
Şekil 4.29: IQE13-B2-1000-4 örneğinin farklı voltaj süpürme tiplerinde I-V karakteristikleri.	107
Şekil 4.30: SHE6-E1-200-D örneğinin $1000/T$ 'ye karşı $\ln(I/T)$ grafiği.	112
Şekil 4.31: SHE6-E1-200-D örneğinin aktivasyon enerjisinin besleme voltajına bağlı değişimi.	112
Şekil 4.32: IQE13-B2-1000-4 örneğinin $1000/T$ 'ye karşı $\ln(I/T)$ grafiği.	113
Şekil 4.33: IQE13-B2-1000-4 örneğinin aktivasyon enerjisinin besleme voltajına bağlı değişimi.	113
Şekil 4.34: ANA14-B1'de farklı akımlarda mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi.	118
Şekil 4.35: ANA14-B1'de farklı akımlarda taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi.	119
Şekil 4.36: ANA14-B1'de farklı akımlarda öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi.	119
Şekil 4.37: ANA14-B1'de farklı akımlarda mobilite ölçümünde görülen histerezis. ..	120
Şekil 4.38: 14 kodlu örneklerde mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi.	121
Şekil 4.39: 14 kodlu örneklerde taşıyıcı konsantrasyonun sıcaklığa bağlı değişimi.	122
Şekil 4.40: ANA14-B1'de taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığın tersine göre değişimi.	123
Şekil 4.41: 14 kodlu örneklerde öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi.	124
Şekil 4.42: GaAs'teki 2 boyutlu elektron gazının mobilitelerinin sıcaklığa bağlı değişimi.	126

Şekil 4.43: ANA14-B1 örneğinde, yalnız GaAs kuantum kuyularındaki, 2 boyutlu elektron gazının mobilitésinin sıcaklığa bağlı değişimi.	127
Şekil 4.44: ANA14-B1 örneğinde 2 boyutta mobilitésinin sıcaklığa bağlı değişimi.	128
Şekil 4.45: IQE14-B4 örneğinde 2 boyutta mobilitésinin sıcaklığa bağlı değişimi.	129
Şekil 4.46: IQE14-B4'ün; a. Dik manyetik alan altında magnetoresistansın sıcaklığa bağlı değişimi. b. 11-20 K arasında gözlemlenen negatif magnetoresistans verilerine (•) denk. (4.12) ile yapılan fitler (–).	133
Şekil 4.47: Atmosferin kırmızıaltı geçirgenlik spekturumu ve bazı moleküllerin absorpsiyonları (Wikipedia, 2012).	135
Şekil 4.48: Oda sıcaklığında atmosferin kırmızıaltı geğirgenliği.	136
Şekil 4.49: Oda sıcaklığında SI-GaAs'in FTIR spekturumu.	138
Şekil 4.50: IQE6-1'in ATR ile alınan absorpsiyon spekturumu.	139
Şekil 4.51: Oda sıcaklığında ANA13-1'in ATR ile elde edilen absorpsiyon pikleri. ..	141
Şekil 4.52: 13 ve 14 kodlu örneklerin geçirgenlik yöntemi ile alınan absorpsiyon spekturuları.	142
Şekil 4.53: ANA13-1 ve ANA14-1'in geçirgenlik ve yansıma yöntemi ile alınan absorpsiyon spekturuları.	142
Şekil 4.54: IQE13-3 ve IQE14-1'in geçirgenlik ve yansıma yöntemi ile alınan absorpsiyon spekturuları.	143
Şekil 4.55: Oda sıcaklığında ANA13-1 ve ANA14-1'in ATR ile elde edilen absorpsiyon pikleri.	143
Şekil 4.56: Oda sıcaklığında IQE13-1 ve IQE14-1'in ATR ile elde edilen absorpsiyon pikleri.	144
Şekil 4.57: 13 ve 14 kodlu örneklerin ATR ile alınan absorpsiyon spekturuları.	146
Şekil 4.58: 13 ve 14 kodlu örnekler ile yüksek öz dirençli n-tipi GaAs'in absorpsiyon spekturularının karşılaştırılması.	147
Şekil 4.59: 13 ve 14 kodlu örneklerde optik fonon enerjilerine karşılık gelen absorpsiyon spekturuları.	149
Şekil 4.60: 13 ve 14 kodlu örneklerde LO ve TO fonon enerjileri.	150
Şekil 5.1: IQE13-B2 örneğinde 100 K sıcaklığında, IR aydınlık ve karanlık altında elde edilen I-V karakteristikleri.	154

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1 : Conwell-Weisskopf ve Brooks-Herring yaklaşımlarında kullanılan Coulomb potansiyelleri.	54
Tablo 2.2 : İyonize safsızlık saçılması hesaplarında kullanılan perdeleme uzunlukları.	54
Tablo 3.1 : GaAs, AlAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ kristallerinin önemli fiziksel özellikleri. (Adachi, 1985 ve IOFFE, 2012’den yararlanılmıştır).	60
Tablo 3.2 : Tez kapsamında incelenen örnekler ve üretim yerleri.	62
Tablo 4.1 : ANA14 ve IQE14 kodlu yapıların iletkenlik bandındaki altbant seviye enerjileri.	82
Tablo 4.2 : ANA14 ve IQE14 kodlu yapılarda yer alan üçgen kuantum kuyusu içerisindeki seviyeler.	83
Tablo 4.3 : SHE6 kodlu yapının iletkenlik ve değerlik bandındaki altbant enerji seviyeleri.	84
Tablo 4.4 : Yatay örneklerin sıcaklığa bağlı direnç değerleri.	95
Tablo 4.5 : SHE6-E1 kodlu örneğin I-V karakteristiğinde kullanılan deneysel parametreler.	96
Tablo 4.6 : SHE6-E1 için, deney 2’den elde edilen aktivasyon enerjileri.	108
Tablo 4.7 : SHE6-E1 için, deney 1’den elde edilen aktivasyon enerjileri.	109
Tablo 4.8 : IQE13-B2 için, I-V grafiklerinin sıcaklığa bağlı değişiminde elde edilen aktivasyon enerjileri.	110
Tablo 4.9 : SHE6-E1 için, hesaplanan taban ve iletkenlik bandı süreksizliği enerjilerinin değerleri.	115
Tablo 4.10 : IQE13-B2-1000 için, hesaplanan taban ve iletkenlik bandı süreksizliği enerjilerinin değerleri.	116
Tablo 4.11 : Yatay örneklerin mobilite, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve öz direnç değerleri.	125
Tablo 4.12 : IQE14-B4 için deneysel olarak elde edilmiş örnek parametreleri ve fit sonucu elde edilmiş parametreler.	133
Tablo 4.13 : Serbest taşıyıcı absorpsiyonu piklerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları.	145
Tablo 4.14 : Cochran ve diğ. (1961) göre yüksek öz dirençli n-tipi GaAs’in çoklu fonon enerjileri.	147
Tablo 4.15 : 13 ve 14 kodlu örneklerde GaAs’in gözlemlenen optik fonon enerjileri.	150

SEMBOL LİSTESİ

α	: Zayıf lokalizasyon parametresi, absorpsiyon katsayısı.
a_B^*	: Etkin Bohr yarıçapı.
$\text{\AA}$	: Angstrom.
A	: Alan, akım.
A_λ	: Absorbans.
$\mathbf{A}$	: Vektör potansiyel.
$\mathbf{B}$	: Manyetik alan.
c	: Işık hızı.
ΔE_C	: İletkenlik bandı süreksizliği.
ΔE_V	: Valans bandı süreksizliği.
Δmn	: Seviye indisleri arasındaki fark.
D	: Difüzyon katsayısı.
D^*	: Dedektivite.
e	: Elektronun yükü.
$\hat{\mathbf{e}}$	: Polarizasyon yönündeki birim vektör.
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik geçirgenlik sabiti.
ϵ_∞	: Yüksek frekanstaki dielektrik sabiti.
ϵ_s	: Düşük frekanstaki dielektrik sabiti.
η	: Kuantum verimlilik.
$\mathbf{E}$	: Elektrik alan.
E_0	: Taban seviye enerjisi.
E_a	: Aktivasyon enerjisi.
E_C	: İletkenlik bandının enerjisi.
E_d	: Donor iyonizasyon enerjisi, deformasyon potansiyeli sabiti.
E_D	: Donor seviye enerjisi.
E_F	: Fermi seviyesi.
E_{Fi}	: Asal yarıiletkenin Fermi seviyesi.
E_f	: Elektronun son seviye enerjisi.
E_g	: Yasak bant aralığı.
$\mathbf{E}_H$	: Hall elektrik alanı.
E_i	: Elektronun ilk seviye enerjisi.

E_n	: n. seviyenin enerjisi.
E_s	: Spin-dış manyetik alan etkileşme enerjisi.
E_V	: Değerlik bandının enerjisi.
Φ_p	: Aygıt üzerine düşen optik güç.
f	: Salıncı şiddeti.
$f_F(E)$	: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu.
$\mathbf{F}$	: Kuvvet.
g	: Dejenerasyon sayısı, Landé g-çarpanı, optik kazanç.
$g(E)$	: Birim uzaydaki seviye sayısı.
g_{2D}	: 2-boyutlu elektron gazının seviye yoğunluğu.
h	: Planck sabiti.
$\hbar$	: İndirgenmiş Planck sabiti.
i_n	: Yaratma-yeniden birleşme gürültü akımı.
I	: Foton akısı, akım.
I_d	: Karanlık akım.
I_{pc}	: Fotoakım.
j	: Akım yoğunluğu.
$\mathcal{X}_n$	: Komşu tabakalardaki fiziksel büyüklüklerin oranı.
k	: Dalga vektörü.
k_B	: Boltzman sabiti.
k_F	: Fermi dalga vektörü.
k_x	: x doğrultusundaki dalga vektörü.
k_y	: y doğrultusundaki dalga vektörü.
k_z	: z doğrultusundaki dalga vektörü.
K	: Kelvin.
K	: Elektromekanik çiftlenim sabiti.
l	: Ortalama serbest yol.
L_b	: Bariyer genişliği.
L_w	: Kuantum kuyusunun genişliği.
μ	: Hall mobilitesi.
μ_B	: Bohr magnetonu.
μ_c	: Sürüklenme mobilitesi.
m_e^*	: Elektronların etkin kütlesi.
m_h^*	: Boşlukların etkin kütlesi.
m_w^*	: Kuantum kuyusunun içindeki elektronların etkin kütlesi.
M_{if}	: Geçiş matrisi.
M_n	: n. arayüzey için transfer matrisi.
v	: Landau seviyesini doldurma çarpanı.

n_{2D}	: 2-boyutta taşıyıcı konsantrasyonu.
n_{3D}	: 3-boyutta taşıyıcı konsantrasyonu.
n	: Serbest elektron konsantrasyonu.
n_r	: Kırma indisi.
n_s	: İki boyutlu elektron gazının konsantrasyonu.
n_x	: Tamsayı.
N_0	: Nötr katkı konsantrasyonu.
N_A	: Akseptör konsantrasyonu.
N_{BI}	: Arka plan safsızlık konsantrasyonu.
N_{dis}	: Dislokasyon yoğunluğu.
N_D	: Donor konsantrasyonu.
N_D^0	: Nötr donör konsantrasyonu.
N_D^+	: İyonize donör konsantrasyonu.
ψ, Ψ	: Dalga fonksiyonu.
Ψ_f	: Elektronun son seviyedeki dalga fonksiyonu.
Ψ_i	: Elektronun ilk seviyedeki dalga fonksiyonu.
$\hat{\mathbf{p}}$	: Momentum operatörü.
P_z	: z doğrultusundaki momentum operatörü.
ρ	: Özdirenç.
ρ_{2D}	: Tabaka özdirenci.
q_s	: 2 boyutta ters perdeleme uzunluğu.
r_D	: Debye perdeleme uzunluğu.
r_{TF}	: Thomas-Fermi perdeleme uzunluğu.
R	: Direnç.
R_H	: Hall katsayısı.
R_p	: Optik cevaplama.
σ	: İletkenlik.
σ_0	: Drude iletkenliği.
s	: Spin.
S_0	: Perdeleme sabiti.
τ	: Relaksasyon zamanı.
τ_e	: Elastik saçılma zamanı.
τ_i	: İnelastik saçılma zamanı.
τ_ϕ	: Faz kırılma zamanı.
τ_q	: Kuantum yaşam ömrü.
τ_T	: Elektronların geçiş zamanı.
t	: Tabaka kalınlığı.
T	: Sıcaklık, geçirgenlik katsayısı.

T_λ	: Geçirgenlik.
θ	: Açıl.
Θ	: Basamak fonksiyonu.
u_f	: Son seviyenin Bloch fonksiyonu.
u_i	: İlk seviyenin Bloch fonksiyonu.
u_l	: Boyuna optik fonon hızı.
$\mathbf{v}$	: Hız.
v_F	: Fermi hızı.
V	: Voltaj.
V_B	: Bariyer yüksekliği.
V_p	: Etkileşim potansiyeli.
V_{xy}	: Hall voltajı.
V_{xx}	: Örnek voltajı.
ω	: Açılal frekans.
ω_c	: Siklotron frekansı.
W	: Seviyeler arası geçiş oranı.
z_0	: İyonize donörler ile elektronlar arasındaki uzaklık.

ÖZET

DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN SİSTEMLERDE ELEKTRONİK TRANSPORT OLAYLARININ İNCELENMESİ

Bu çalışmada düşük boyutlu yarıiletken sistemlerin bir örneği olan GaAs/Al_xGa_{1-x}As kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektör (QWIP) yapılarında elektronik transport olayları, teorik ve deneysel olarak incelenmiştir. Yapılar GaAs/Al_xGa_{1-x}As tabanlı olup, farklı oranlarda Al ihtiva eden, merdiven tipi QWIP olarak adlandırılan, basamaklı bariyerlere sahip n-tipi katkılı kuantum kuyuları içermektedir.

Bu yapılarda elektronik transport olayları, teorik ve deneysel olarak, düşük ve yüksek elektrik ve manyetik alanlar altında çalışılmıştır. Çalışmalarda 3 farklı QWIP yapısı kullanılmıştır. Bunlardan 2 yapı, hem dik, hem de paralel transporta uygun olacak şekilde hazırlanmıştır. Böylece, aynı yapının özellikleri, dik ve paralel uygulanan elektrik alanlar altında karşılaştırılmalı olarak çalışılmıştır. Çalışmalarda, yüksek ve düşük elektrik alanlar altında I-V karakterizasyonu, Hall olayı karakterizasyonu ve magnetorezistans ölçümleri, 4-300 K sıcaklık bölgesinde gerçekleştirilmiştir. Optik karakterizasyona yönelik olarak oda sıcaklığında Fourier transformlu kırmızıaltı spektroskopisi (FTIR) ölçümleri yapılmıştır. Yapılar, öncelikle teorik olarak modellenmiş, enerji band diyagramları oluşturulmuştur. Elde edilen deneysel veriler, bu teorik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

Yapıların kuantum kuyularında bir adet bağlı seviye ve bariyerlerin hemen üzerinde yarıbağlı seviyeler hesaplanmıştır. Dikey örneklerde, aktivasyon enerjilerinin 8-10 µm dalgaboyu aralığına karşılık geldiği; düşük sıcaklıklarda tünellemenin, yüksek sıcaklıklarda termal yardımcı tünellemenin ve termoionik emisyonun etkin transport mekanizması olduğu tespit edilmiştir. Paralel örneklerde, teorik hesaplar ve Hall ölçümleri sonucunda paralel iletkenliğin olduğu öngörülmüştür. Düşük sıcaklık ve düşük manyetik alan altında negatif magnetorezistans olayı gözlemlenmiştir. Tüm yapılarda 18-25 µm dalgaboyu aralığında, GaAs'ten kaynaklanan çoklu fonon absorpsiyonunun baskın olduğu tespit edilmiştir.

SUMMARY

AN INVESTIGATION OF ELECTRONIC TRANSPORT PROCESSES IN LOW DIMENSIONAL SEMICONDUCTOR SYSTEMS

In this work electronic transport processes have been investigated theoretically and experimentally on GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well infrared photodetector (QWIP) structures which are examples of low dimensional semiconductor systems. The structures, which are named as staircase type QWIP are based on GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ and have n-type doped quantum wells with stepped barriers including various Al concentrations.

In these structures electronic transport processes have been studied at low and high electric and magnetic fields theoretically and experimentally. 3 different QWIP structures have been used in the studies. Among these, 2 structures have been prepared being suitable for both vertical and parallel transport. In this way, properties of the same structure have been studied comparatively by the applied vertical and parallel electrical fields. In these studies, I-V characterization under low and high electrical fields, Hall effect characterization and magnetoresistance measurements at the temperature range of 4-300 K have been done. Fourier transform infrared spectroscopy (FTIR) measurements have been done at room temperature intended for optical characterization. At first, the structures have been modelled theoretically, energy band diagrams were prepared. Experimentally obtained data have been compared with these theoretical results.

In the quantum wells of the structures a bound state and just above the barriers quasi-bound states have been calculated. For vertical samples, activation energies corresponding to 8-10 μm wavelength have been determined. It has been determined that at low temperatures tunneling, at high temperatures thermally assisted tunneling and thermionic emission are the effective transport mechanisms for vertical samples. As the result of theoretical calculations and Hall measurements parallel conduction has been concluded for parallel samples. At low temperatures and low magnetic fields negative magnetoresistance effect has been observed. It has been determined that between 18-25 μm wavelength range, multiphonon absorption is dominant due to GaAs.

1. GİRİŞ

Bu çalışmada düşük boyutlu yarıiletken sistemlerden, kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektörler (QWIP)'de elektronik transport olayları deneysel ve teorik olarak incelenmiştir.

Deneysel olarak incelenen örnekler, basamaklı bariyerli çoklu kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektör (QWIP) yapılarıdır. Örneklerin tabaka yapısı Prof. Dr. Yüksel ERGÜN tarafından özgün olarak tasarlanmıştır. Örnekler Anadolu Üniversitesi Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı'nda, A.B.D.'de IQE firmasında ve Sheffield Üniversitesi'nde büyütölüp, Bilkent ve Essex Üniversiteleri'nde karakterizasyona uygun örnek haline getirilmiştir. Dedektör olarak tasarlanan bu yapılarda elektronik transport olaylarının incelenmesi, farklı yerlerde büyütölün ve litografik olarak işlenen örneklerin karşılaştırmalı olarak karakterize edilmesini sağlamış, aynı zamanda optimum tasarıma giden yolda öneriler ve iyileştirmeler yapılmasına imkan tanımıştır. Elektriksel karakterizasyona ek olarak Fourier Transform Kırmızıaltı Spektrometresi (FTIR), kırmızıaltı (IR) aydınlıkta akım-voltaj (I-V) ölçümleri gibi optik karakterizasyona yönelik çalışmalar da yapılmıştır.

QWIP yapılar dedektör olarak ele alındıkları zaman elektronik transport dikey, yani yarıiletken tabakalara dik doğrultadır. Bu durumda transport yüksek elektrik alanlar altındadır ve yapıyı oluşturan malzemelerin bazı önemli parametreleri normal elektrik alanlardaki değerlerinden farklılıklar göstermektedir. Literatürde, incelenen QWIP'ler dikey transport ile çalışmak üzere tasarlanmıştır. Bu tezde ise aynı tabaka tasarımına sahip, hem dikey transporta, hem de paralel transporta uygun kontaklı örnekler kullanılmıştır. Paralel transportun incelenmesi sonucu, çoklu kuantum kuyulu yapıların, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu, mobilite ve özdirenç gibi temel büyüklükleri tespit edilmiştir.

Paralel transporta uygun QWIP örneklerinin magnetorezistans ölçümleri sırasında negatif magnetorezistans olayı gözlemlenmiştir. Literatürde, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heteroeklemlili yapılarıdaki iki boyutlu elektron gazında (2DEG) gözlemlenen negatif magnetorezistans çalışmaları (bkz. Lin ve diğ., 1984; Choi ve Tsui, 1987; Gao ve diğ., 2011) mevcutsa da özellikle çok katlı QWIP yapıları için negatif magnetorezistans çalışmasına rastlanılmamıştır.

İncelenen yapıların önemli bir özelliği de basamaklı bariyerli bir bölge içermesidir. Literatürde basamaklı bariyerli QWIP'ler deneysel olarak fazla incelenmemiştir. Literatürdeki bu boşluk, mevcut tez çalışmasıyla doldurulmaya çalışılmıştır.

QWIP'ler 1980'lerin sonunda geliştirilmeye başlanılmıştır. 1966 yılından itibaren yayınlanan 'Semiconductors and Semimetals' serisinin 2000 yılındaki cildi, kuantum kuyulu yapılarıdaki altbant bant geçişlerini, QWIP'lerin fiziksel özelliklerini, aygıt tasarımlarını ve uygulamalarını içermektedir. Aynı serinin 2011 yılında yayınlanan kızılötesi fotodedektörlerdeki gelişmeler başlıklı cildinde ise, QWIP'lere geniş yer ayrılmıştır. Günümüzde yarıiletkenler fiziğinin yoğun araştırma konularından biri olan, terahertz kuantum kuyulu aygıtların bir türü terahertz kuantum kuyulu fotodedektörlerdir (THz-QWP). QWIP'lerin elektronik ve optik özelliklerinin iyi anlaşılması, THz-QWP'lerin geliştirilmesinde de kolaylıklar sağlayacaktır.

Tezin Genel Bilgiler bölümünde, iki boyutlu elektron gazının özellikleri, kuantum kuyulu yapılar ve kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektörler hakkında genel bilgiler verilmiştir. Kuantum kuyulu yapılarıda enerji seviyelerinin hesaplanmasında kullanılan yöntemlerden biri olan transfer matris metodu açıklanmıştır. Düşük boyutlu yarıiletken sistemlerin manyetik alan altındaki davranışlarından olan, Hall olayı, Landau kuantizasyonu, Shubnikov-de Haas osilasyonları ve negatif magnetorezistans açıklanmıştır. İncelenen sistemlerde etkin olan paralel ve dikey transport mekanizmaları izah edilmiştir. Özellikle QWIP'lere özgü transport mekanizmaları da özetlenmiştir. QWIP'lerin aygıt performansını belirleyen karanlık akım ve termoiyonik emisyon konuları açıklanmıştır. İki boyutlu yarıiletkenlerde elektronik transportta etkin olan saçılma mekanizmaları anlatılmıştır.

Malzeme ve yöntem bölümünde, üzerinde çalışmalar yapılan QWIP örneklerinin yapıları, yapıları oluşturan III-V grubu bileşiklerin fiziksel özellikleri ve tez kapsamında örneklerin incelemesinde kullanılan karakterizasyon teknikleri hakkında bilgiler verilmiştir.

Bulgular bölümünde, kullanılan çeşitli karakterizasyon yöntemleriyle elde edilen deneysel sonuçlar, teorik hesaplamalar ve modeller ile karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. Örnek yapılarının transfer matris yöntemi ile hesaplanmış olan enerji seviyeleri, Schrödinger-Poisson denkleminin özuyumlu olarak çözülmesi sonucu elde edilen elektron yoğunluğu dağılımı gibi teorik bulgular açıklanmıştır. Sıcaklığa bağlı akım voltaj karakteristikleri incelenerek; paralel transporta uygun örneklerde kontak kalitesi, dikey transporta uygun örneklerde etkin elektronik transport mekanizmaları tespit edilmiştir. Sıcaklığa bağlı akım voltaj karakteristikleri kullanılarak QWIP'lerin aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. Hall ölçümleri sonucunda elde edilen mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi, iki boyutta etkin saçılma mekanizmaları göz önüne alınarak teorik olarak da incelenmiştir. Magnetorezistans ölçümlerinden, sıcaklığa bağlı olarak τ_ϕ faz kırılma zamanları hesaplanmıştır. FTIR ölçümlerinden yararlanılarak, incelenen QWIP yapılarının kırmızıaltı bölgedeki optik absorpsiyon davranışı anlatılmıştır. Yansıtma ve geçirgenlik olmak üzere iki farklı yöntemle alınan FTIR sonuçları karşılaştırılmıştır. Fononlar ile elektromanyetik dalganın bir tür etkileşimi olan çoklu fonon absorpsiyonu incelenmiştir.

Tartışma ve sonuç bölümünde, elde edilen bulgular toplu olarak irdelenmiş, kısaca özetlenmiş ve ileride yapılabilecek çalışmalar hakkında bilgiler verilmiştir. İncelenen QWIP yapısının ileride aygıt haline dönüştürülmesi aşamasında, yapının temel özellikleri hakkında uygun parametrelerin seçimi üzerine çeşitli öngörü ve önerilerde bulunulmuştur.

2. GENEL KISIMLAR

Bu bölümden amaçlanan QWIP yapılarındaki fiziksel olayları açıklayabilecek temel bir kısım konulara değinilmektir. Bu doğrultuda öncelikle iki boyutlu elektron gazının (2DEG) özellikleri tanıtılıp, 2DEG özelliğine sahip kuantum kuyulu yapılar ve bunların sınıflandırılması verilmektedir. Başlıca QWIP yapılar sınıflandırılmış ve özellikleri belirtilmiştir. Çalışmalara temel teşkil eden teorik hesaplamalar için transfer matris yöntemi kısaca sunulmuştur. Manyetik alanın altında elektronik trasport olayları kısa başlıklarla tanıtılmıştır ve son olarak 2DEG’da saçılma mekanizmaları incelenmektedir.

2.1. İKİ BOYUTLU ELEKTRON GAZININ ÖZELLİKLERİ

2.1.1. 2-Boyutlu Elektron Gazının Seviye Yoğunluğu

Bir kuantum kuyusunun içindeki taşıyıcılar 2 boyutlu düzlem içinde serbestçe hareket edebilirken, bu düzleme dik doğrultuda, boyut kısıtlamasından dolayı kuantize enerji seviyelerine sahip olurlar. Elektronların enerjisi bu durumda

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_{xy}^2}{2m_w^*} \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada m_w^* kuantum kuyusunun içindeki elektronların etkin kütlesi, E_n n. seviyenin enerjisidir. xy düzleminde serbest olarak hareket edebilen elektronların dalga fonksiyonu

$$\psi = Ae^{ik_x x} e^{ik_y y} \quad (2.2)$$

ile verilir. $\psi(x, 0) = \psi(x, L)$ ve $\psi(0, y) = \psi(L, y)$ sınır şartları göz önüne alınırsa

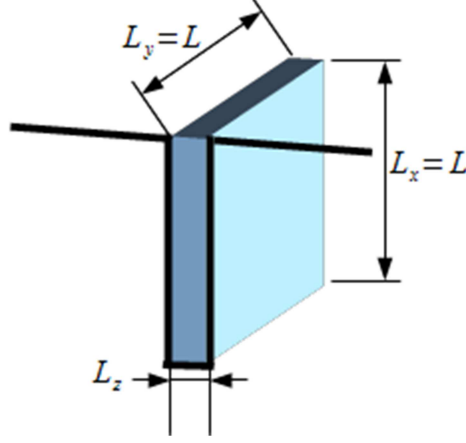
$$k_x = n_x \left(\frac{2\pi}{L} \right) \quad (2.3)$$

$$k_y = n_y \left(\frac{2\pi}{L} \right) \quad (2.4)$$

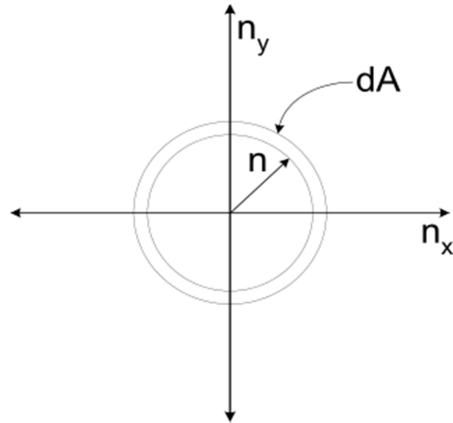
bulunur. Dolayısıyla xy düzlemindeki hareketin izinli enerji değerleri

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_w^*} (k_x^2 + k_y^2) = \frac{\hbar^2}{2m_w^*} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 (n_x^2 + n_y^2) \quad (2.5)$$

dir. n_x, n_y tamsayılar, L ise Şekil 2.1’de görüldüğü gibi taneciğin kuşatıldığı kutunun geniş olan yüzeyinin kenar uzunluğudur. n_x ve n_y ’nin izin verilen değerleri Şekil 2.2’de görülen yarıçapı $n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2}$ ile belirlenen çemberin içinde kalır.



Şekil 2.1: Kuantum kuyusu ve tek boyutta kısıtlanma.



Şekil 2.2: Tek boyutta kısıtlanmış bir sistemin mümkün enerji seviyeleri.

E ile $E+dE$ enerjileri arasındaki toplam seviye sayısı $G(E)dE$ şekilde görülen dA alanı ile verilir.

$$G(E)dE = 2 \times 2\pi m dn \quad (2.6)$$

Burada 2 çarpanı elektronların spin dejenerasyonundan gelir. Denklem (2.5)'ten

$$dE = \frac{\hbar^2}{2m_w^*} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 2n dn \quad (2.7)$$

elde edilip , (2.6)'da yerine konursa

$$G(E)dE = L^2 \frac{m_w^*}{\pi \hbar^2} dE \quad (2.8)$$

elde edilir. Seviye yoğunluğu $g(E)$ birim uzaydaki seviye sayısıdır. Denklem (2.8), L^2 'ye bölünürse

$$g_{2D}(E) = \frac{m_w^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.9)$$

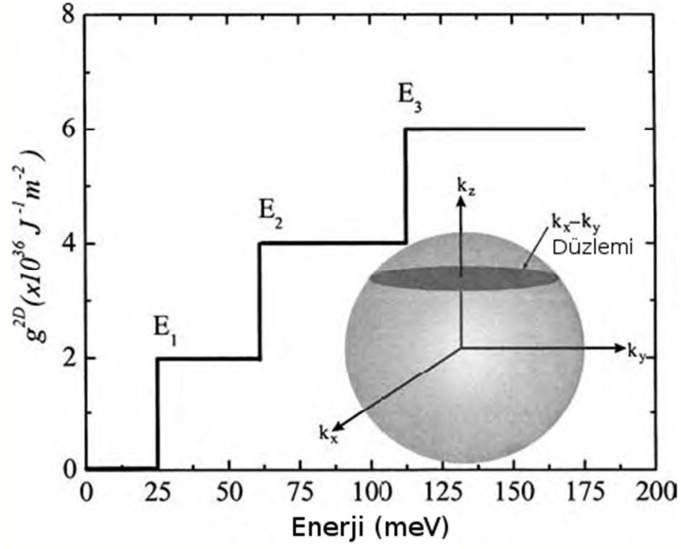
elde edilir. 2-boyutlu elektron gazının seviye yoğunluğu enerjiden bağımsızdır. Kuantum kuyusunun içerisinde birden fazla sayıda enerji seviyesi varsa g_{2D} seviye yoğunluğu, belli bir enerji seviyesinin altındaki tüm seviyelerdeki yoğunlukların toplamıdır.

$$g_{2D}(E) = \sum_{n=1}^m \frac{m_w^*}{\pi \hbar^2} \Theta(E - E_n) \quad (2.10)$$

Burada

$$\Theta(E - E_n) = \begin{cases} 1 & E > E_n \\ 0 & E < E_n \end{cases} \quad (2.11)$$

ile verilen basamak fonksiyonudur. Şekil 2.3'de, 20 nm genişliğinde kuyulardan oluşan bir GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As çoklu kuantum kuyulu sistemde, 2-boyutlu seviye yoğunluğunun basamaklı yapısı ve elektronların içinde serbestçe hareket edebildiği $k_x k_y$ düzlemi görülmektedir.



Şekil 2.3: 2-boyutlu GaAs/AlGaAs çoklu kuantum kuyulu sisteminde seviye yoğunluğunun basamaklı yapısı ve elektronların içinde serbestçe hareket edebildiği $k_x k_y$ düzlemi (Manasreh 2005).

2.1.2. 2-Boyutlu Elektron Gazının İstatistiği

Elektronlar Pauli dışarılama ilkesine uyduklarından dolayı bir enerji seviyesinde, spini yukarı olan elektron ile spini aşağı olan elektron dejenere olarak bulunabilir. Bir elektronun E enerjisinde bulunma olasılığı Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu;

$$f_e(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.12)$$

ile belirlenir. Düşük enerjilerde elektronların alt seviyelerde bulunma olasılığı f_e , bire yakın olacaktır. Yüksek enerji seviyelerinde ise elektronların bulunma olasılığı birden çok küçük olacağından dolayı Pauli ilkesinden kaynaklanan kısıtlama ortadan kalkacaktır. Bu limitte elektronların dağılım fonksiyonu Maxwell-Boltmann dağılımına indirgenecektir. Denklem (2.12)'de yer alan E_F terimi Fermi enerjisi veya Fermi seviyesi olarak adlandırılır. Bir elektronun sonlu sıcaklıklarda Fermi seviyesinde bulunma olasılığı $\frac{1}{2}$ dir. Asal yarıiletkenlerde Fermi seviyesi denklem (2.13)'e göre

yasak bant aralığının ortalarında yer alırken, katkılı yarıiletkenlerde Fermi seviyesi katkı türüne ve konsantrasyonuna göre değişecektir.

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) \quad (2.13)$$

E_c iletkenlik, E_v değerlik bandının enerjisi, m_e^* elektronların, m_h^* boşlukların etkin kütlesidir. Eğer bir yarıiletkene dışarıdan elektriksel veya optik yolla elektron ve boşluklar enjekte edilirse sistem denge durumundan uzaklaşır. Bu durumda elektronların ve boşlukların konsantrasyonu kuazi-Fermi seviyesi ile belirlenebilir. Kuazi-Fermi seviyesinin tanımlanabilmesi için iki koşula ihtiyaç vardır.

1. İletkenlik bandındaki elektronlar ile değerlik bandındaki boşluklar termal dengede olmalıdır. Örgü atomları ile taşıyıcılar arasında enerji alışverişi olmamalıdır.
2. Elektron – boşluk rekombinasyon zamanının, elektronların ve boşlukların iletkenlik ve değerlik bandında dengeye ulaşmaları için gereken süreden daha büyük olması gerekir.

2 boyutlu elektron gazının (2DEG) kuazi-Fermi seviyesini bulmak için 2-boyutlu elektron konsantrasyonunu bilmemiz gerekir. Kuantum kuyularındaki taşıyıcılar için 2-boyuttaki konsantrasyon ile 3-boyuttaki konsantrasyon arasında

$$n_{2D} = n_{3D} L_w \quad (2.14)$$

ilişkisi vardır. Burada n_{2D} , 2-boyutta taşıyıcı konsantrasyonu (cm^{-2}), n_{3D} , 3-boyutta taşıyıcı konsantrasyonu (cm^{-3}), L_w , kuantum kuyusunun genişliği (cm) dir. Seviye yoğunluğu ile o seviyede bulunma olasılığının tüm enerji değerleri üzerinden integrasyonu, taşıyıcı yoğunluğunu verecektir.

$$n_{2D} = \int_0^\infty f(E) g_{2D}(E) dE \quad (2.15)$$

Denklem (2.9), (2.12) ve (2.15) kullanılarak

$$n_{2D} = \frac{m_w^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + e^{\frac{E_F}{k_B T}} \right) \quad (2.16)$$

bulunur. Eğer elektronlar birden fazla kuantize enerji seviyesinde bulunuyorlarsa Denklem (2.16) toplam şeklini alır. Burada E_F 'nin konumu, E_j seviyesine göre tanımlanmıştır.

$$n^{2D} = \sum_{j=1}^n n_j^{2D} = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \sum_{j=1}^n \ln(1 + e^{(E_F - E_j)/k_B T}) \quad (2.17)$$

Denklem (2.17)'den E_F enerjisi çözülürse

$$E_F = k_B T \ln \left(e^{\frac{\pi \hbar^2 n_{2D}}{k_B T m_w^*}} - 1 \right) \quad (2.18)$$

bulunur.

$$T < \frac{n_{2D} \pi \hbar^2}{k_B m_w^*} = T_0 \quad (2.19)$$

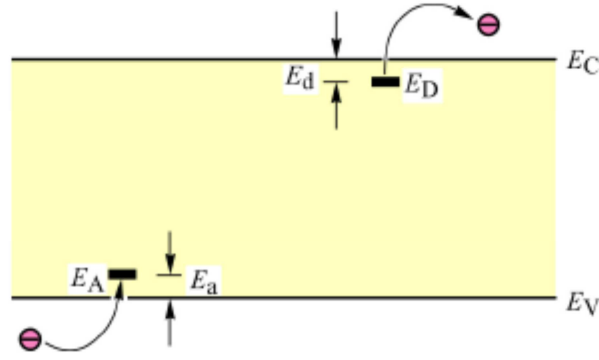
olduğunda üstel fonksiyonun yanındaki 1 ihmal edilebilir. Böylece yukarıdaki limit durumunda kuazi Fermi enerjisi sıcaklıktan bağımsız olarak

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2 n_{2D}}{m_w^*} = \frac{\pi \hbar^2 n_{3D} L_w}{m_w^*} \quad (2.20)$$

şeklinde elde edilir (Karunasiri, 1996).

2.1.3. Yarıiletkenlerde Katkıların İyonizasyonu

n tipi bir yarıiletkende, donör atomlarındaki elektronlar bağlı durumda ise donörler nötrdür. Eğer elektronlar iletkenlik bandına uyarılırlarsa, donörler pozitif yüklü olurlar. Toplam donör konsantrasyonu, nötr ve iyonize durumdaki donörlerin konsantrasyonlarının toplamına eşittir (Schubert, 2009).



Şekil 2.4: Yarıiletkenlerin bant diyagramında D, donör ve A, akseptör seviyeleri (Schubert, 2009).

$$N_D = N_D^0 + N_D^+ \quad (2.21)$$

Donör iyonizasyon enerjisi genellikle iletkenlik bandının minimumuna göre belirlenir.

$$E_d = E_C - E_D \quad (2.22)$$

Bir donörün veya akseptörün işgal edilme olasılığı Fermi-Dirac istatistiğine uyar. Nötr donörlerin yani elektronlar tarafından işgal edilmiş donörlerin konsantrasyonları

$$N_D^0 = N_D f_F(E_D) \quad (2.23)$$

ile belirlenir. Denklem (2.21) yardımıyla iyonize donörlerin konsantrasyonu (Schubert, 2009)

$$\begin{aligned} N_D^+ &= N_D [1 - f_F(E_D)] = N_D \left[1 - \left(1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{k_B T}\right) \right)^{-1} \right] \\ &= N_D \left[1 + g \exp\left(\frac{E_F - E_D}{k_B T}\right) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.24)$$

formülü ile belirlenebilir. n tipi bir yarıiletkende azınlık taşıyıcılar olan boşlukların konsantrasyonu elektronların yanında ihmal edilirse serbest taşıyıcıların konsantrasyonu iyonize olmuş katkıların konsantrasyonuna eşit alınabilir, $n = N_D^+$.

Düşük sıcaklıklarda çoğu elektron donör seviyesindedir. Bu durumda iletkenlik bandındaki seviyelerin işgal edilme miktarını Maxwell-Boltzmann istatistiği ile belirleyebiliriz.

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (2.25)$$

Denklem (2.25)'de N_C iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur. Eğer denklem (2.23)'de donör seviyesinin işgal edilme olasılığı için Fermi-Dirac istatistiği kullanılırsa serbest taşıyıcı konsantrasyonu kuadratik bir denklemin çözümü ile bulunabilir.

$$n^2 - \frac{1}{g} N_D N_C e^{-E_d/k_B T} + \frac{1}{g} n N_C e^{-E_d/k_B T} = 0 \quad (2.26)$$

Düşük sıcaklıklarda, n serbest elektron konsantrasyonu N_D donör konsantrasyonundan daha azdır ve denklem (2.26)'daki 3. terim, 2. terimden çok küçüktür. Bu durumda taşıyıcı konsantrasyonu aşağıdaki gibi verilir.

$$n \approx \left(\frac{1}{g} N_D N_C\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \quad (2.27)$$

Burada g donörler için taban seviye dejenerasyonudur ve GaAs için 2'dir. Sıcaklık artıkça donörler iyonize olmaya başlarlar. $n = N_D^+ = N_D$ olduğunda taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklıktan bağımsız olur. Bu sıcaklık aralığı, *satürasyon rejimi* olarak adlandırılır. Sıcaklık artıkça n_i asal taşıyıcı konsantrasyonu da artmaya başlar ve katkı konsantrasyonuna yaklaşır veya aşar. GaAs'ın Γ vadisindeki donör iyonizasyon enerjisi 5.2 meV (Adachi 1985) olduğundan incelenen 60-70K aralığında donörlerin yaklaşık olarak tamamının iyonize olduğu varsayıp serbest taşıyıcı yoğunluğu $n=N_D$ olarak alınabilir. Böylece $1/T$ 'ye karşılık çizilen $\ln(n)$ grafiğinin $1/T$ 'ye göre türevi alınırsa, denklem (2.27)'den elde edilen

$$E_d = -2k \frac{d(\ln n)}{d(1/T)} \quad (2.28)$$

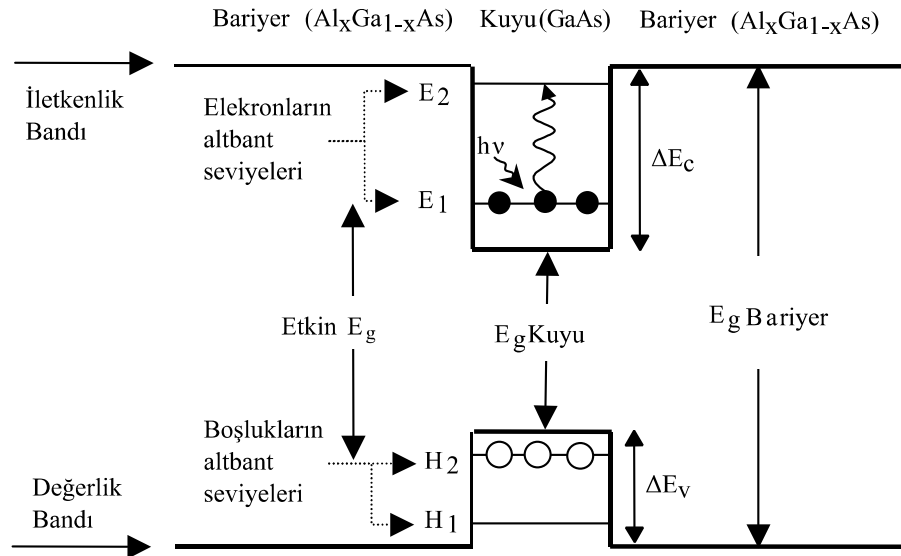
formülünden aktivasyon enerjisi elde edilebilir. Türev alma işlemi yerine $1/T$ 'ye karşılık çizilen $\ln(n)$ grafiğine uygulanan lineer fit doğrusunun eğiminden yararlanılarak da

donor iyonizasyonuna karşılık gelen aktivasyon enerjisi hesaplanabilir. Benzer argümanlar akseptör katkıları içinde geçerlidir.

2.2. KUANTUM KUYULU YAPILAR

2.2.1. Yarıiletken Yapılarda Kuantum Kuyuları

Yarıiletken malzemelerden bir kuantum kuyusu oluşturmak için farklı bant aralığına sahip tabakalar bir heteroeklem oluşturacak şekilde büyütülür. Eğer geniş bant aralığına sahip bir malzeme ile dar bant aralığına sahip bir malzeme; dar bant aralıklı malzemenin bant aralığı, geniş bantlının tamamen içerisinde kalacak şekilde bir heteroeklem oluşturuyorsa, bu yapı Tip 1 eklem olarak sınıflandırılır. Şekil 2.5’de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ sistemi için de örnek olabilecek bir Tip 1 heteroeklem görülmektedir. İletkenlik bandındaki kuantum kuyusunun derinliğini belirleyen ΔE_C ’ye, *iletkenlik bandı süreksizliği*, değerlik bandındaki kuantum kuyusunun yüksekliğini belirleyen ΔE_V ’ye, *değerlik bandı süreksizliği* denilir. ΔE_C ve ΔE_V değerleri Tip 1 heteroeklemlerde ardışık tabakalardaki yarıiletkenlerin bant aralıklarının farkının belli oranlarda paylaşılmasıyla belirlenir. Bu oran $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heteroeklemleri için x oranından bağımsız olarak $\Delta E_C / \Delta E_V = 0.35$ tir (Vurgaftman, 2001).



Şekil 2.5: Kuantum kuyusu ve altbant enerjileri.

2.2.2. Kuantum Kuyulu Yapılarda Optik Geçişler

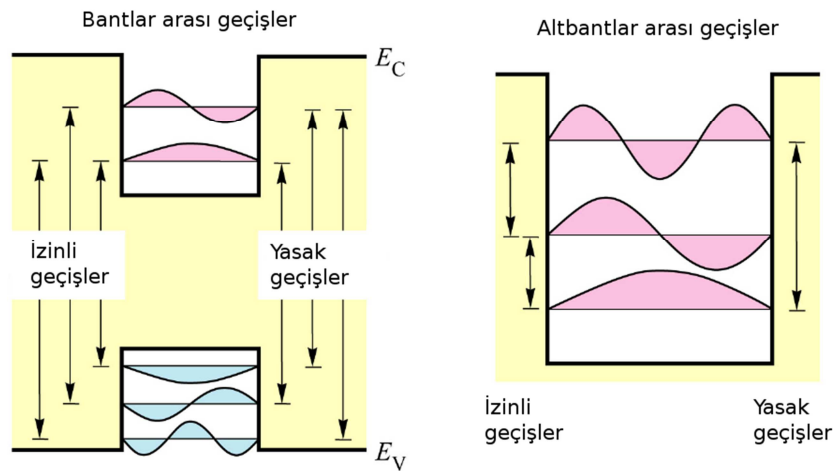
Katkılı kuantum kuyulu QWIP’lerde iki tip optik absorpsiyondan söz edilebilir. Birinci tip, değerlik bandındaki kesikli seviyeler ile iletkenlik bandındaki kesikli seviyeler arasında olan geçişlerdir. Bu tip geçişlerde absorpsiyon enerjisi, kuyu malzemesinin bant aralığından daha yüksektir. Yeni bant aralığı *etkin bant aralığı* olarak adlandırılır. Etkin bant aralığının enerjisi Şekil 2.5’de görüldüğü gibi kuyu malzemesinin bant aralığı ile kuantum kuyularının taban enerjilerinin toplamıdır. Bantlar arası geçişlerin izinli olduğu durumlar, parite seçim kuralları belirlenir ve m iletkenlik bandındaki kuantize seviyenin indisi, n değerlik bandındaki kuantize seviyenin indisi olmak üzere aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\Delta mn = \begin{cases} \text{çift} & \text{izinli} \\ \text{tek} & \text{yasak} \end{cases} \quad (2.29)$$

İkinci tip geçişler iletkenlik ve değerlik bantlarında yer alan kuantum kuyularındaki enerji seviyeleri arasında olur. Bu enerji seviyeleri *altbant* olarak da adlandırılmaktadır. Altbantlar arası geçişlerin izinli olduğu durumlar, m ve n kuantum kuyusu içindeki enerji seviyeleri olmak üzere

$$\Delta mn = \begin{cases} \text{çift} & \text{yasak} \\ \text{tek} & \text{izinli} \end{cases} \quad (2.30)$$

koşullarına uyar. Şekil 2.6’da kuantum kuyuları için optik geçişler şematik olarak özetlenmiştir.



Şekil 2.6: Kuantum kuyularında altbantlar arası geçişler (Schubert, 2009).

Epitaksiyel olarak büyütülen yarıiletken tabakalardan oluşturulan kuantum kuyularında elektronların dalga fonksiyonu zarf ve Bloch fonksiyonlarından oluşur. Bloch seviyeleri arasındaki geçişler bantlar arası geçişlere, dalga fonksiyonunun zarfının seviyeleri arasındaki geçişler ise altbant geçişlere karşılık gelir. Verilen bir V_p etkileşim potansiyeli altında seviyeler arasındaki geçiş oranı Fermi'nin altın kuralı ile ifade edilir.

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle \Psi_f | V_p | \Psi_i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (2.31)$$

Burada E_i ve E_f sırasıyla elektronların ilk ve son seviye enerjileri, $\hbar\omega$ gelen ve absorbe edilen fotonun enerjisidir. V_p etkileşme potansiyeli dipol yaklaşımı altında (Coon ve Karunasiri, 1984) tarafından

$$V_p = \frac{e}{m_e^*} \left(\frac{I\hbar}{2\varepsilon_0 n_r \omega c} \right)^{1/2} \hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{p}} \quad (2.32)$$

ile verilir. Burada e elektronun yükü, I örnek üzerine düşen foton akısı, c ışık hızı, ε_0 boşluğun dielektrik geçirgenlik katsayısı, n_r kırma indisi, ω gelen fotonun açılal frekansı, $\hat{\mathbf{e}}$ polarizasyon yönündeki birim vektör ve $\hat{\mathbf{p}}$ momentum operatörüdür. Kuantum kuyusu için optik geçişin meydana geldiği ilk ve son seviyelerin dalga fonksiyonları

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \frac{1}{\sqrt{A}} u_i(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{p}} \psi_i(z) \\ \Psi_f &= \frac{1}{\sqrt{A}} u_f(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{p}} \psi_f(z) \end{aligned} \quad (2.33)$$

şeklinde yazılabilir. Burada u_i ve u_f ilk ve son seviyelerin Bloch fonksiyonları, $\mathbf{k}_i$ ve $\mathbf{k}_f$, xy düzlemindeki ilk ve son dalga vektörleri, $\mathbf{r}$ 3-boyutlu konum vektörü, $\mathbf{p}$, xy düzlemindeki konum vektörü ve A yapının kesit alanıdır. Tanımlanan bu dalga fonksiyonlarının yardımıyla denklem (2.31)'de yer alan, $M_{if} = \langle \Psi_f | V_p | \Psi_i \rangle$ ile ifade edilen geçiş matrisi hesaplanabilir. Zarf fonksiyonlarının, Bloch fonksiyonlarına oranla daha yavaş değiştiği kabul edilirse, x ve y koordinatları üzerinden alınan integrasyon

sonucu $k_i = k_f$ elde edilir. Ayrıca Bloch fonksiyonlarının normalize olduğu durumda, altbant geçiş matris elemanı

$$\begin{aligned} \langle \Psi_f | V_p | \Psi_i \rangle &= \langle \psi_f(z) | V_p | \psi_i(z) \rangle \\ &= \frac{e}{m_e^*} \left(\frac{I\hbar}{2\varepsilon_0 n_r \omega} \right)^{1/2} \langle \psi_f(z) | P_z | \psi_i(z) \rangle \cos\theta \end{aligned} \quad (2.34)$$

formuna indirgenir. Burada θ fotonun polarizasyon doğrultusu ile z eksenini arasındaki açıdır, P_z , z doğrultusundaki momentum operatörüdür. Geçişin şiddeti genellikle aşağıda tanımlanan salınıcı şiddeti ile karakterize edilir,

$$f = \frac{2m_e^*(E_2 - E_1)}{\hbar^2} |\langle \Psi_f | z | \Psi_i \rangle|^2 \quad (2.35)$$

burada $\langle \Psi_f | z | \Psi_i \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_f z \Psi_i dz$ şeklinde tanımlanır.

Denklem (2.34)'teki $\cos\theta$ teriminden de anlaşılacağı gibi altbantlar arası geçişin olabilmesi için fotonların z doğrultusuna paralel polarizasyona sahip olması gerekir. Çünkü kuantum kuyularının potansiyel modülasyonu sadece z doğrultusunda mümkündür. Dolayısıyla kuvvetli bir altbant geçişinin olabilmesi için polarizasyonun büyütme doğrultusu ile çakışık olması ($\theta = 0$) gerekir.

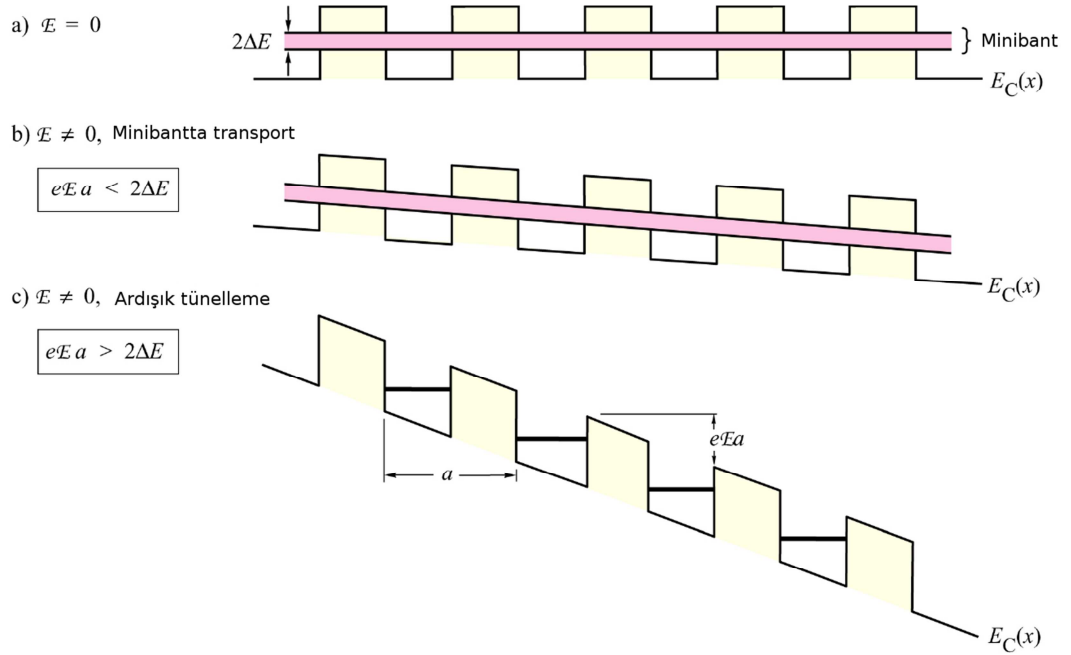
Yukarıda bahsedilen seçim kuralları dalga fonksiyonlarının simetrik olduğu durumlar için geçerlidir. Antisimetrik kuantum kuyuları için yukarıda bahsedilen seçim kuralları geçerli değildir. Çünkü enerji özfonksiyonları parite operatörünün özfonksiyonları değildir. Böylece tek-tek ve çift-çift kuantum numaralı seviyeler için geçiş dipol matrisinin elemanları sıfırdan farklı olur. Simetriyi kırmak için çeşitli yöntemler kullanılabilir. Kuyunun sadece bir kenarı katkılanırsa, homojen katkılanmış kuyularda gözlemlenmeyen çok sayıda altbant geçişi gözlenir. Basamaklı kuyulu ve basamaklı bariyerli kuantum kuyusu (merdiven tipi basamaklı gibi) tasarımlar ile izinli geçişlerdeki kısıtlamalar kaldırılabilir. Böylece asimmetrik kuantum kuyusunun içindeki dalga fonksiyonu da asimmetrik olacaktır. Ayrıca taban seviyesinin dalga fonksiyonunun maksimumu ile uyarılmış seviyelerin dalga fonksiyonlarının maksimumları aynı konumda bulunmaz. Böylece elektrik alan altında gözlenen etkilerin şiddeti artmış olur.

Mii ve diğ. (1990), basamaklı kuantum kuyulu yapıda deneysel olarak, simetrik kuantum kuyularında yasak olan 1->3 geçişinin salıncı şiddetinin, 1->2 geçişinin şiddetinin %65'i kadar olduğunu gözlemlemişlerdir.

2.2.3. Süperörgüler

Çoklu kuantum kuyularında bariyerler kalınsa elektronların bir kuantum kuyusundan tünelleyip diğer kuantum kuyusuna geçme olasılığı çok düşüktür. Çoklu kuantum kuyularında kuyu içerisinde kesikli enerji seviyeleri oluşur. Eğer bariyerlerin kalınlığı ardışık kuantum kuyularındaki elektronların dalga fonksiyonlarının birbiri ile örtüşmesine izin verecek kadar ince ise izinli seviyeler bir minibant oluştururlar. Örgü sabiti a ve b olan iki malzemenin periyodik olarak büyütülmesi sonucunda oluşan bir süperörgünün bir periyodunu $a+b$ olacaktır. Dolayısıyla böyle bir süperörgünün 1. Briloiun bölgesinin kenarı $2\pi/(a+b)$ de olacaktır. Külçe malzemede $2\pi/a$ ve $2\pi/b$ genişliğinde olan Briloiun bölgeleri süperörgüde $2\pi/(a+b)$ bölgesine katlanacaktır. Süperörgüdeki bu özelliğe *bölge-katlanması (zone-folding) olayı* denilir (Hamaguchi, 2010). Şekil 2.7a'da bir elektrik alan olmadığında süperörgünün minibant yapısı görülmektedir. Eğer dış elektrik alan süperörgünün bir periyodunun enerjisini minibant genişliğinden daha az düşürüyorsa, yani $|eEa|$ süperörgünün bir periyodundaki enerji azalması olmak üzere, $|eEa| < 2\Delta E$ ise elektronlar minibant içerisinde hareket edecektir (bkz. Şekil 2.9b). Eğer elektrik alan süperörgünün bir periyodunun enerjisini minibant genişliğinden daha büyük olacak şekilde düşürüyorsa, yani $|eEa| > 2\Delta E$ ise minibant yapısı bozulur. Elektronlar minibant yerine, süperörgü içerisinde bariyerlerden ve kesikli seviyelerden ardışık tünelleme yaparak iletilirler (bkz. Şekil 2.9c). Yüksek elektrik alan etkisi ile enerji seviyelerinin Stark olayı ile değişmesini anımsatacak biçimde; yüksek elektrik alan altındaki ardışık enerji seviyeleri *Stark merdiveni* olarak adlandırılır.

Süperörgünün tabakalarına paralel transportta taşıyıcılar yapıdan etkilenmezler, çünkü kuyu malzemesinin veya bariyer malzemesinin potansiyeli altındadırlar. Birçok taşıyıcı daha düşük enerjiye sahip olan kuyu tabakaları içinde hareket eder.



Şekil 2.7: Bir süperörgünün bant diyagramı. a. Sıfır b. Düşük c. Yüksek elektrik alan altında süperörgü (Schubert, 2009).

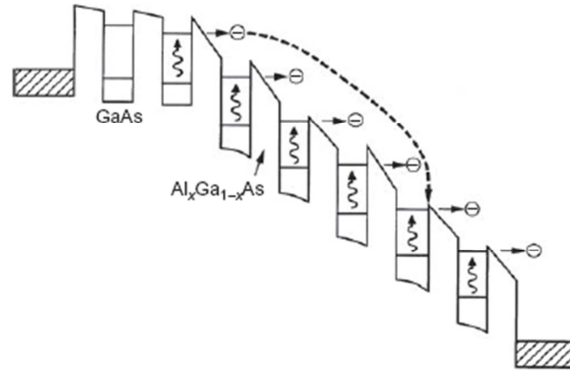
2.3. KUANTUM KUYULU KIRMIZIALTI FOTODEDEKTÖRLER

Günümüzde kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektörler (QWIP) ile 2-35 μm dalgaboyu aralığındaki elektromanyetik dalgalar algılanabilmektedir. QWIP'ler gece görüş sistemlerinde, tıbbi görüntülemelerde, yangınla mücadelede, yanardağ aktivitelerinin takibinde, IR astronomide, askeri füze savunma sistemlerinde, özel jeolojik alanların ısı ölçümünde kullanılırlar (Rogalski, 2003).

QWIP'ler elektronik olarak fotovoltajik ve fotoiletken olmak üzere ikiye ayrılabilir. Fotoiletken QWIP'lerde direnç, üzerine düşen ışık izinli altbant geçiş enerjisine sahipse, düşer. Fotoiletken QWIP'lerin katkılı yarıiletken dedektörlerden temel farkı, kesikli enerji değerlerini absorbe edebilmeleridir. Fotoiletken QWIP'lerde absorpsiyon, katkılı kuantum kuyularındaki kesikli enerji seviyeleri arasında olur. Fotoiletken dedektörlerde fotouyarılmış taşıyıcılar kuantum kuyularından dış elektrik alan yardımıyla süpürülür. Fotovoltajik QWIP'ler ise prensipte bir dış besleme voltajına ihtiyaç duymadan, fotovoltajik modda çalışırlar. Fotovoltajik QWIP'lerin tabaka yapısı ve katkı profili yapı içerisinde bir iç elektrik alan oluşturacak şekilde yapılır. İç elektrik alan yardımıyla fotouyarılmış taşıyıcılar kontaklara doğru süpürülürler.

2.3.1. Bağlı-Bağlı Seviyeli QWIP'ler

İlk üretilen QWIP yapısıdır ve Bell laboratuvarlarında Levine ve diğ. (1987) tarafından 1987 yılında geliştirilmiştir. Bağlı-bağlı seviyeli QWIP'lerde taban ve uyarılmış seviye kuantum kuyusunun içerisinde yer almaktadır. Taban seviyede bulunan elektronlar kızılötesi radyasyon (IR) ile uyarılarak kuyu içindeki uyarılmış seviyeye geçiş yaparlar. Buna altbantlar arası geçiş adı verilir. Uyarılmış seviyedeki elektronlar, dış elektrik alandan dolayı, eğilmiş olan bariyer tabakasından tünelleme yaparak sürekli ortama ulaşırlar. Elektronlar dış elektrik alan yardımıyla sürekli ortamda bariyerlerin üzerinden taşınarak fotoakımı oluştururlar.



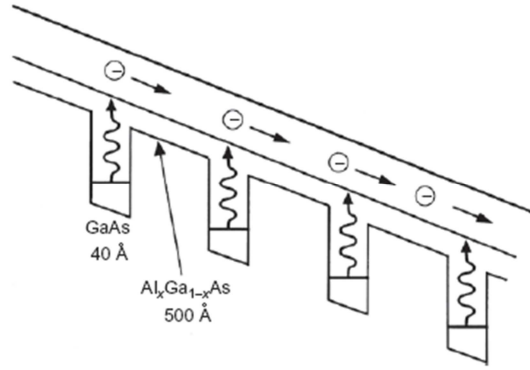
Şekil 2.8: Bağlı-bağlı seviyeli bir QWIP'in iletkenlik bandı diyagramı. Şekilde fotouyarılma ile altbantlar arası geçiş ve kuyu dışına tünelleme de gösterilmiştir (Levine, 1993).

Bu tip QWIP'lerde optik geçişler kuantize seviyeler arasında olduğu için absorpsiyon spektrumları dardır. Bariyer tabakaları geniş olarak büyütüldüğü zaman taban seviye tünellemesinden kaynaklanan karanlık akım azdır. Ancak uyarılmış seviyeden tünellemenin meydana gelebilmesi için yüksek besleme voltajına ihtiyaç duyarlar. Bu ise karanlık akımın artmasına yol açar. Bağlı-bağlı seviyeli QWIP'lerin verimliliği azdır ve D^* dedektiviteleri diğer tiplere göre düşüktür (Tiong, 2004). Şekil 2.8'de görüldüğü gibi bu yapılarda dikey transport; kuyudan kaçış, elektrik alan altında sürüklenme ve başka bir kuyu tarafından yakalanıp tekrar kaçış şeklinde gerçekleşmektedir.

2.3.2. Bağlı-Sürekli Seviyeli QWIP'ler

Bağlı-sürekli seviyeli QWIP'lerde kuyu genişliği ayarlanarak uyarılmış seviye kuyu dışına çıkarılmıştır. Böylece fotouyarılmış taşıyıcılar herhangi bir bariyerden tünelleme

yapmalarına gerek kalmadan sürekli ortamdaki seviyelere uyarılabilirler ve elektrik alan uygulandığında kontaklar tarafından toplanabilirler. Dolayısıyla düşük besleme voltajları ile çalıştırılabilirler. Bu tip QWIP'te tünellemeye ihtiyaç olmadığı için bariyer tabakasının kalınlığı birkaç yüz Å'dan 500Å'a kadar çıkarılabilir. Levine ve diğ. (1990), tarafından geliştirilen bu tip QWIP'te karanlık akım önemli ölçüde azdır. Ancak kuyu derinliği az olduğu için termoiyonik emisyon fazladır ve termal karanlık akımı önlemek için düşük sıcaklıkta çalıştırılırlar. Bu tipte, dedektivite ve cevaplama bağlı-bağlı seviyeli QWIP'e kıyasla daha yüksektir. Sürekli seviyelerin enerji aralığı geniş olduğu için dedektörün absorpsiyon piki bağlı-bağlı seviyeli QWIP'e oranla daha geniştir.

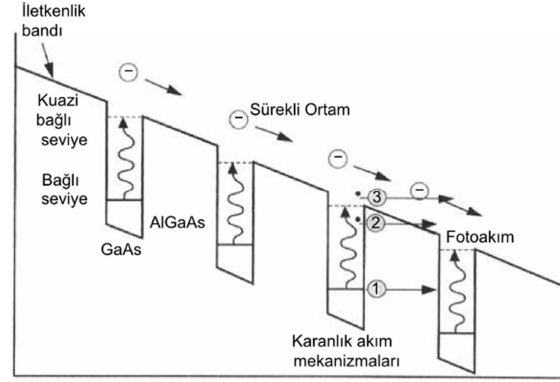


Şekil 2.9: Bağlı-sürekli seviyeli bir QWIP'in iletkenlik bandı diyagramı. Şekilde fotouyarılma ve sürekli seviyedeki sıcak elektron transportu da gösterilmiştir (Levine, 1993).

2.3.3. Bağlı-Yarıbağlı Seviyeli QWIP'ler

Bağlı-yarıbağlı QWIP'lerde uyarılmış seviye bariyer tabakası ile hemen hemen aynı seviyededir. Gunapala ve Bandara tarafından 1995 yılında tasarlanıp geliştirilmiştir.

Bağlı-sürekli seviyeli QWIP'lerde sürekli seviye bariyerlerin üzerindedir ve termoiyonik emisyon için gerekli olan enerji, alt bantlar arası optik geçiş (fotoiyonizasyon) enerjisinden 10-15 meV daha azdır. Bu termoiyonik emisyondan kaynaklanan karanlık akımın artmasına yol açar. Bağlı-yarıbağlı QWIP'lerde Şekil 2.10'da görüldüğü gibi termoiyonik emisyon için gerekli olan enerji, fotoiyonizasyon için gerekli olan enerjiye eşittir. Dolayısıyla termal karanlık akım büyük oranda azalır (Gunapala ve diğ., 2011).



Şekil 2.10: Dış elektrik altında bağlı-yarıbağlı seviyeli bir QWIP'in iletkenlik bandı diyagramı. Karanlık akım mekanizmaları; 1. taban seviyeden tünelleme, 2. termal yardımcı tünelleme, 3. termoiyonik emisyon (Gunapala ve diğ., 2011).

2.3.4. Diğer QWIP Çeşitleri

Yukarıda sayılan temel tiplerin dışında birçok değişik QWIP tipi geliştirilmiştir. Bunları kısaca şöyle özetleyebiliriz. Geniş bant aralıklı QWIP'ler; bu yapılarda farklı kuyu genişliğine veya bariyer yüksekliğine sahip çoklu kuantum kuyuları mevcuttur. Farklı kuyu ve bariyer parametreleri yardımıyla enerji seviyeleri birden fazla dagaboyunda absorpsiyona imkan verecek şekilde ayarlanır. Böylece çok renkli QWIP'ler üretilmiş ve spektrometrik uygulamalarda kullanılmıştır.

Süperörgüler kullanılarak da birçok QWIP tipi geliştirilmiştir. Bunlar çoklu kuantum kuyulu tiplere benzer biçimde; bağlı minibant-bağlı minibant seviyeli QWIP'ler, bağlı minibant-sürekli minibant seviyeli QWIP'ler ve bağlı-minibant seviyeli QWIP'ler olmak üzere sınıflandırılabilir.

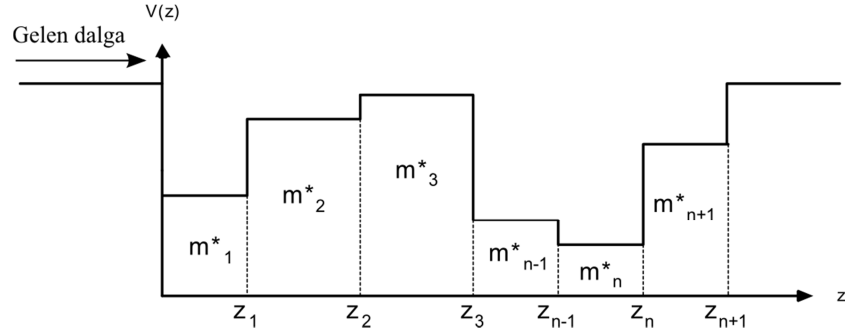
2.4. TRANSFER MATRİS YÖNTEMİ İLE ENERJİ SEVİYELERİNİN HESAPLANMASI

Farklı bant aralığına ve etkin kütleye sahip malzemelerden oluşan çok tabakalı yapılarda Schrödinger denkleminin çözümünde transfer matris tekniği yaygın olarak kullanılır. Transfer matris tekniği ile sıfır ve sabit bir elektrik alan altındaki enerji seviyeleri, dalga fonksiyonları hesaplanabilir. Ayrıca çok tabakalı yapıların geçirgenliğinin enerjiye bağlı

değişimi hesaplanabilir. z tabakaların büyüme eksenini olmak üzere Schrödinger denklemi

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right) \psi(z) = E\psi(z) \quad (2.36)$$

şeklinde verilir. $m^*(z)$, z konumundaki tabakanın büyüme doğrultusundaki etkin kütlesi, $\psi(z)$ Schrödinger denklemini sağlayan dalga fonksiyonu, $V(z)$ ise z konumundaki potansiyel yüksekliğidir. Bu potansiyel dağılımı, elektronlar için iletkenlik bandı süreksizlikleri tarafından, boşluklar içinse değerlik bandı süreksizlikleri tarafından oluşturulur. Şekil 2.11’de çok tabakalı bir yapının iletkenlik bandı süreksizlikleri tarafından oluşturulan potansiyel dağılımı görülmektedir.



Şekil 2.11: Çok tabakalı bir heteroeklemlili yapının iletkenlik bandı potansiyel dağılımı.

Transfer matris metodunda Şekil 2.11’de görüldüğü gibi bir düzlem dalğanın potansiyel dağılımına soldan geldiği düşünülür. Herbir tabakadaki dalga fonksiyonu, n tabaka indisi olmak üzere, sağa doğru hareket eden $A_n e^{ik_n z}$ ve sola doğru hareket eden $B_n e^{-ik_n z}$ ilerleyen dalğanın lineer kombinasyonu şeklinde yazılır. Bu durumda n . tabakadaki dalga fonksiyonu

$$\psi_n(z) = A_n e^{ik_n z} + B_n e^{-ik_n z} \quad n = 0, 1, 2, \dots, N, N+1 \quad (2.37)$$

şeklinde yazılabilir. Burada A_n ve B_n keyfi sabitler, k_n ise n . tabakadaki dalga vektörüdür, V_n ve m_n^* sırasıyla n . bölgedeki potansiyel yüksekliği ve etkin kütle olmak üzere değeri

$$k_n = \sqrt{\frac{2m_n^*}{\hbar^2}(E - V_n)} \quad (2.38)$$

şeklinde verilir. Burada E , elektronun enerjisidir ve o bölgedeki potansiyelden yüksek veya düşük olabilir. $E > V_n$ ($E < V_n$) olduğunda k_n reel (sanal)'dır. Kuantum mekaniksel olarak dalga fonksiyonlarının her bir arayüzeyde BenDaniel – Duke sınır koşulları adı da verilen sınır koşullarını sağlaması gerekir. n . arayüzey için bu koşullar

$$\begin{aligned} \psi_n(z_n) &= \psi_{n+1}(z_n) \\ \frac{1}{m_n^*} \frac{\partial \psi_n(z_n)}{\partial z_n} &= \frac{1}{m_{n+1}^*} \frac{\partial \psi_{n+1}(z_n)}{\partial z_n} \end{aligned} \quad (2.39)$$

dir. Sınır koşulları kullanılarak n . tabadaki dalga fonksiyonunun katsayıları ile $(n+1)$. tabakadaki tabakadaki dalga fonksiyonunun katsayıları arasında bir ilişki kurulabilir. Bir matris denklemi ile yazılabilecek olan bu ilişki

$$\begin{bmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_n \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} \quad n = 1, 2, \dots, N, N-1 \quad (2.40)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $\mathbf{M}_n$, z_n konumundaki n . arayüzey için transfer matrisidir ve

$$\mathbf{M}_n = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + \chi_n) e^{i(k_n - k_{n+1})z_n} & (1 - \chi_n) e^{-i(k_n + k_{n+1})z_n} \\ (1 - \chi_n) e^{i(k_n + k_{n+1})z_n} & (1 + \chi_n) e^{-i(k_n - k_{n+1})z_n} \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

şeklinde verilir (Lantz, 2002). χ_n , komşu tabakalardaki fiziksel büyüklüklerin

$$\chi_n = \frac{k_n m_{n+1}^*}{k_{n+1} m_n^*} \quad (2.42)$$

şeklinde ifade edilen oranıdır. $\mathbf{M}_n$, $(n+1)$. tabaka ile n . tabaka arasındaki ilişkiyi verir. Çok tabakalı kuantum kuyulu yapılar için yukarıdaki formülasyon genişletilebilir. İlk tabaka ile son tabakadaki dalga fonksiyonlarının katsayıları arasındaki ilişki

$$\begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{N-1} \cdots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

ile verilir. Burada $\mathbf{M}$ tüm yapının transfer matrisidir. Dış kenarlarda (tabakalarda) potansiyeller, gelen elektronun enerjisinden büyük ise ($E < V$) bağlı seviyeler oluşacaktır. Dalga fonksiyonlarının yakınsak olması için $z \rightarrow \infty$ limitinde $B_N = 0$, $z \rightarrow -\infty$ limitinde $A_1 = 0$ olmalıdır. Bu durumda denklem (2.43)

$$\begin{bmatrix} A_N \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ B_1 \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

olur. Denklem (2.44)'ün sağlanması için $m_{22}(E) = 0$ olmalıdır. E enerjisine karşılık $m_{22}(E)$ 'nin değişiminde $m_{22}(E)$ 'yi sıfır yapan enerji değerleri yapının enerji özdeğerleridir. Çok tabakalı yapılar için transfer matrisi oluşturulduktan sonra enerji özdeğerleri bir bilgisayar programı ile meV hassasiyetinde kolaylıkla hesaplanabilir. Çalışmada kullanılan QWIP yapılarında bulunan ve dereceli bariyer ile oluşturulan üçgen potansiyel kuyusundaki enerji seviyelerinin hesaplamasında da aynı yöntem kullanılmıştır. Bu hesaplarda, dereceli bariyer sonlu sayıda düz basamaktan oluşacak şekilde göz önüne alınmıştır.

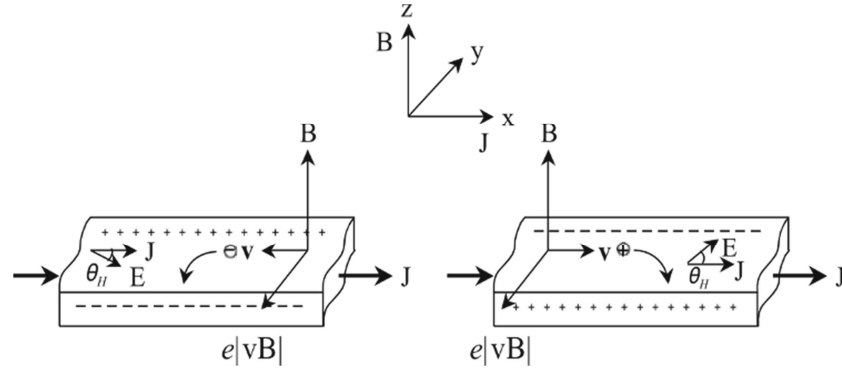
2.5. MANYETİK ALAN ALTINDA KUANTUM KUYULU SİSTEMLER

Manyetik alan düşük boyutlu yarıiletken sistemlerde belirgin olaylara yol açar. Bunlar Landau seviyelerinin oluşumu ve Shubnikov-de Haas osilasyonlarıdır.

2.5.1. Hall Olayı

İletken bir malzemeden geçen, elektrik akımına dik olacak şekilde bir manyetik alan uygulandığında hem akıma hem de manyetik alana dik olacak şekilde bir elektrik alan oluşur. Bu olay 1879 yılında E. H. Hall tarafından keşfedilmiş olup *Hall olayı* olarak adlandırılmıştır. Şekil 2.12'de görüldüğü gibi sonsuz uzun bir örnek üzerinden uniform bir j akım yoğunluğu aktığında v sürüklenme hızına sahip bir elektron $\mathbf{F} = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ Lorentz kuvvetine maruz kalacaktır. Burada e elektronun yüküdür. Elektron yoğunluğu n olduğunda akım yoğunluğu $j = -env$ olur. Akım $+x$ yönünde aktığında elektronlar $-v$

hızına sahip olup $-x$ yönünde akacaktır. $+z$ yönünde bir manyetik alan uygulandığında elektronlar $F_y = -e |v_x| B_z$ Lorentz kuvveti altında $-y$ yönünde hareket edecektir. Böylece elektronlar şekilde görüldüğü gibi örneğin ön yüzeyinde toplanıp $-y$ yönünde bir elektrik alan oluşmasına yol açarlar. Boşluklar ise $+y$ yönünde bir elektrik alan oluşmasına yol açarlar.



Şekil 2.12: Hall olayındaki kuvvetler.

Denge halinde, E_y Hall elektrik alanının elektronlar üzerine uygulayacağı kuvvet ile Lorentz kuvveti birbirine eşit ve zıt yönlü olur. Yani;

$$F_y + (-eE_y) = 0 \quad (2.45)$$

ve Hall alanı

$$E_y = v_x B_z = -\frac{j_x B_z}{ne} = R_H j_x B_z \quad (2.46)$$

ile verilir. Vektörel formda ise Hall alanı

$$\mathbf{E}_H = R_H \mathbf{B} \times \mathbf{j} \quad (2.47)$$

formülü ile verilir. Burada R_H Hall katsayısıdır. R_H , elektronların çoğunluk taşıyıcısı olduğu n-tipi yarıiletkenler için negatif, boşlukların çoğunluk taşıyıcısı olduğu p-tipi yarıiletkenler içinse pozitif değere sahip olur. Boşluklar elektrik akımı ile aynı, elektronlar ise ters yönde hareket edecektir. Hall katsayısı elektronlar ve boşluklar için aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (2.48)$$

$$R_H = \frac{1}{pe} \quad (2.49)$$

Hall katsayısı tanımlarken taşıyıcıların τ relaksasyon zamanının taşıyıcıların enerjisinden bağımsız olduğu varsayılmıştır. τ , taşıyıcıların enerjisine bağlı olduğunda ve etkin kütle skaler olmadığında Hall katsayısı aşağıdaki gibi ifade edilir (Kaufmann, 2003).

$$R_H = -\frac{r}{ne} = -\frac{1}{ne} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (2.50)$$

$\tau(\varepsilon)$ relaksasyon zamanı taşıyıcıların örgü titreşimleriyle, katkı ve safsızlıklarla etkileşmesine bağlıdır. Genel olarak r düşük manyetik alanda ölçülen R_H 'ın yüksek manyetik alanda ölçülen R_H 'a bölünmesinden bulunabilir.

$$r = \frac{R_H(\mu B \ll 1)}{R_H(\mu B \gg 1)} \quad (2.51)$$

Hall mobilitesi ile sürüklenme mobilitesi aynı fiziksel boyuttadır ancak birbirlerinden r çarpanı kadar farklıdır. Genellikle r , 1'e eşittir ve 2 değerini aşmaz. Sürüklenme mobilitesi $\mu_c = e\langle \tau \rangle / m^*$ olmak üzere Hall mobilitesi

$$\mu = r\mu_c \quad (2.52)$$

şeklinde verilir. Denklem (2.46) ve aşağıdaki akım yoğunluğu ifadeleri kullanılarak mobilite, Hall katsayısı ve öz direnç ifadeleri deneysel olarak ölçülen büyüklükler cinsinden bulunabilir.

$$j_x = nev_x = ne\mu_c E_x = \frac{ne^2 \langle \tau \rangle}{m^*} E_x = \frac{I}{wt} \quad (2.53)$$

$$\mu = \frac{Ia}{en_{2D} V_{xx(B=0)} w} = \frac{V_{xy} a}{V_{xx(B=0)} w B} \quad (2.54)$$

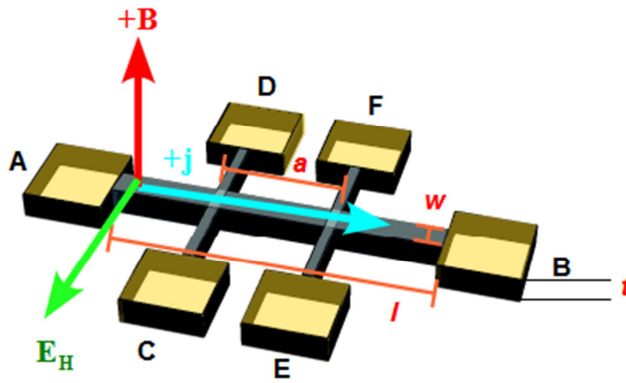
$$n_{2D} = \frac{1}{|R_H| e} = \frac{IB}{V_{xy} e} \quad (2.55)$$

$$R_H = -\frac{r}{ne} = \frac{V_{xy}}{IB} \quad (2.56)$$

$$\rho_{xx} = \rho_{2D} = \frac{R_H}{\mu} = \frac{V_{xx} w}{Ia} \quad (2.57)$$

$$\rho_{xy} = \frac{B}{ne} = \frac{V_{xy}}{I} \quad (2.58)$$

Yukarıdaki denklemlerde V_{xy} ölçülen Hall voltajı, V_{xx} ölçülen örnek voltajı, a Hall çubuğunun DF veya CE kontaktları arasında kalan uzunluğu, w Hall çubuğunun genişliği, I örneğin AB kontaktları arasından sürülen sabit akım, B sabit akıma dik olarak uygulanan manyetik alan şiddetidir (bkz. Şekil 2.13). Dikkat edilirse mobiltenin ölçülmesi için manyetik alanın olmadığı durumda V_{xx} voltajının ölçülmesi gerekir.



Şekil 2.13: Hall çubuğunun geometrisi, sabit akım ve manyetik alanın yönü.

Genellikle ince filmlerde ve 2 boyutlu yapılarda birim alan başına düşen öz direnci ve Hall katsayısını hesaplamak daha kullanışlıdır. Bu durumda öz direnç, t tabaka kalınlığı olmak üzere, $\rho_{2D} = \rho_{3D} / t$ tabaka öz direnci (ohm/kare), Hall katsayısı ise $R_{H2D} = R_{H3D} / t$ tabaka Hall katsayısı olarak adlandırılır (Schroder, 2006). Tabaka

özdirenci örneğin özdirencinin kalınlığı üzerinden alınmış ortalamasıdır. Aynı şekilde 2 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ile 3 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu arasında $n_{2D} = n_{3D}t$ ilişkisi vardır. 2 boyutlu yarıiletken sistemler üst üste epitaksiyel olarak büyütülmüş tabakalardan oluştuğu için büyütme eksenini z doğrultusunda inhomojendir. Eğer n taşıyıcı yoğunluğunun ve μ mobilitesinin z doğrultusunda nasıl değiştiği biliniyorsa σ_{sh} tabaka iletkenliği ve R_{Hsh} tabaka Hall katsayısı (2.59) ve (2.60) yardımıyla hesaplanabilir (Kaufmann, 2003).

$$\sigma_{sh} = \int_0^t \sigma(z) dz = e \int_0^t n(z) \mu(z) dz \quad (2.59)$$

$$R_{Hsh} \sigma_{sh}^2 = \int_0^t n(z) \mu^2(z) dz \quad (2.60)$$

2.5.2. Landau Kuantizasyonu

Elektromanyetik teori çerçevesinde bildiğimiz gibi $\mathbf{E}$ elektrik alanı ve $\mathbf{B}$ manyetik alanı ϕ elektrostatik potansiyelinden ve $\mathbf{A}$ vektör potansiyelinden şu şekilde türetilir.

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{d\mathbf{A}}{dt} \quad (2.61)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.62)$$

Rotasyoneli sıfır olan bir fonksiyon $\mathbf{A}$ 'ya eklenebilir. Çünkü $\nabla \times \nabla \chi = 0$ 'dır. $\mathbf{A}$ 'ya böyle bir χ eklendiğinde $\mathbf{B}$ alanı değişmez. $\mathbf{E}$ 'nin de değişmemesi için aşağıdaki ayar dönüşümleri yapılır. z eksenini doğrultusunda bir $\mathbf{B}$ manyetik alanı seçersek $B_z = \partial A_y / \partial x - \partial A_x / \partial y$ elde edilir. Burada $A_y = B_x$ veya $A_x = -B_y$ olarak seçilebilir. Bu seçim *Landau ayarı* olarak adlandırılmaktadır. Böylece $\mathbf{A}$ vektör potansiyelinin sadece bir bileşeni kalmış olur ve hesaplamalar kolaylaşır.

Landau ayarı $\mathbf{A} = (0, B_x, 0)$ yani $\mathbf{B}$ manyetik alanı z yönünde seçilip Schrödinger denklemi çözülürse 2DEG'nin alabileceği kuantize enerji değerleri

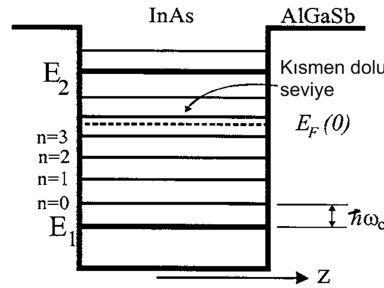
$$E_{n,i} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + E_i \quad (2.63)$$

şeklinde bulunur. Burada $n=0,1,2,\dots$ Landau kuantum sayısı, $\omega_c = eB/m^*$ siklotron frekansı, E_i ise kuantum kuyusunun içerisindeki i . altbantta bulunan elektronun enerjisidir. $E_{n,i}$ seviyeleri *Landau seviyeleri* olarak adlandırılır. Şekil 2.14’de görüldüğü gibi sonlu yüksekliğe sahip bir kuantum kuyusundaki elektronun enerjisi manyetik alan yokken $E_1, E_2, \dots$ şeklinde olabilir. Kuantum kuyusu ve heteroeklemlerdeki elektronlar z doğrultusunda yani büyütme doğrultusunda kuşatılmıştır. z yönünde uygulanan bir dış manyetik alan elektronları daha da kuşatarak xy düzlemine hapseder. Uygulanan manyetik alan sonucunda herbir elektronik enerji seviyesi, enerjileri $E' = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c$ ile verilen n adet Landau seviyesine ayrılır. Herbir Landau seviyesinin arasındaki enerji miktarı $\hbar \omega_c$ kadardır ve herbiri

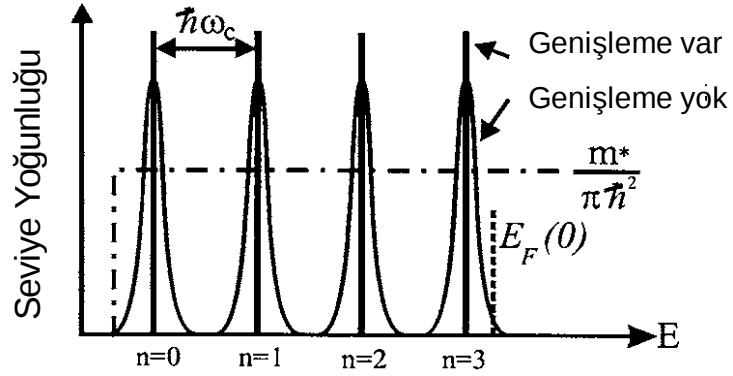
$$(\hbar \omega_c) \left(\frac{m^*}{2\pi \hbar^2} \right) = \frac{m^* \omega_c}{2\pi \hbar} = \frac{eB_z}{h} \quad (2.64)$$

kadar dejeneredir.

Şekil 2.15’de görüldüğü gibi 2 DEG’nin sürekli olan seviye yoğunluğu kesikli δ fonksiyonlarına dönüşür.



Şekil 2.14: Bir kuantum kuyusunda manyetik alan altında oluşan kuantum seviyeleri. (Manasreh 2005)



Şekil 2.15: Bir kuantum kuyusunda manyetik alan altında oluşan Landau kuantum seviyeleri. (Manasreh, 2005)

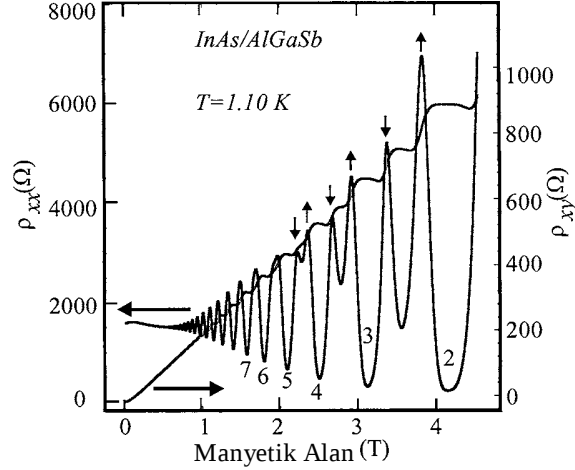
Landau seviyelerinin gözlemlenmesi için taşıyıcıların ortalama termal enerjilerinin Landau seviyeleri arasındaki ayırmadan küçük olması gerekir $k_B T \ll \hbar \omega_c$. Safsızlıklardan, alaşım düzensizliği, arayüzey pürüzlülüğü saçılmalarından ve kristal yapıdaki düzensizliklerden dolayı Landau seviyeleri genişler (bkz. Şekil 2.15). Kesikli olarak belirtilmiş olan eğri, temel seviyedeki 2DEG'nin seviye yoğunluğudur.

Manyetik alanın düşük boyutlu yarıiletken sistemlerdeki diğer bir etkisi; elektronların $s = \pm \frac{1}{2}$ ile ifade edilen spinlere sahip olmalarından dolayı her Landau düzeyinin dış manyetik alandan etkilenerek ikiye ayrılmasıdır. Bu durumda (2.63) ile verilen denkleme spin-dış manyetik alan etkileşmesinin $E_s = sg\mu_B B$ enerjisi eklenmelidir. μ_B Bohr magnetonu, g Landé g-çarpanı, s , $\pm \frac{1}{2}$ değerlerini alabilen elektron spinidir. Serbest elektronlar için g 'nin değeri -2.002'dir. Katılarda bant yapısından ve elektronun spini ile yörüngesel açısal momentumunun etkileşmesinden kaynaklanan spin-yörünge etkileşmesinden dolayı g farklı değerler alır. Külçe GaAs için $g = -0.44$ iken $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ için $g \approx +0.44$ 'tür.

2.5.3. Shubnikov-de Haas Osilasyonları

Düşük boyutlu yarıiletken sistemlerde, uygulanan dış manyetik alan arttıkça Landau düzeylerinin dejenereliği ve aralarındaki mesafe artar. Manyetik alan arttıkça her bir Landau düzeyi Fermi seviyesinden geçiş yaparak seviye yoğunluğunda, manyetik alanın

tersi ile orantılı olacak şekilde periyodik salınımlara yol açar. Bu olaya Shubnikov-de Haas olayı denir. Şekil 2.16'da tek kuantum kuyulu InAs/AlGaSb heteroekleminde Shubnikov-de Haas ve kuantum Hall olaylarına bağlı olarak değişen öz direnç grafikleri görülmektedir.



Şekil 2.16: ρ_{xy} Kuantum Hall olayını, ρ_{xx} Shubnikov de-Haas olayını temsil eden öz direnç değerleridir. Oklar spini yukarı veya aşağı olan elektronları temsil etmektedir. Tam sayılar ise doldurma çarpanını göstermektedir (Manasreh, 2005).

Landau düzeyleri ile Fermi düzeyi çakıştığı zaman magnetorezistansta bir maksimum gözlenir. Fermi seviyesi iki Landau seviyesi arasında kalırsa, seviye yoğunluğu en aza iner ve ρ_{xx} öz direnci minimum olur. ρ_{xx} 'te gözlemlenen periyodiklikten yararlanılarak 2DEG'nin taşıyıcı konsantrasyonu bulunabilir. Landau seviyesini doldurma çarpanı ν , toplam elektron konsantrasyonunun Landau seviyesinin dejenerasyonuna oranı olarak tanımlanır.

$$\nu = \frac{n_s h}{e B_z} \quad (2.65)$$

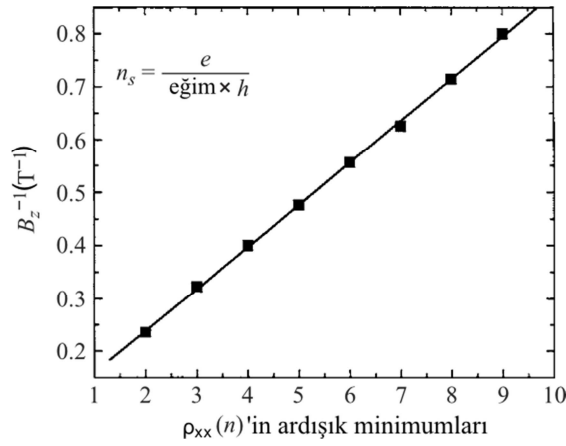
Burada n_s , 2DEG'nin konsantrasyonudur. $\nu, (1, 2, 3, \dots)$ tam sayı değerlerini alabilir. Ardışık Landau seviyeleri için

$$n_s = \frac{e}{h} \frac{1}{\Delta(1/B_z)} \quad (2.66)$$

yazılabilir. n_s 'nin hassas ölçümü için doldurma çarpanı V 'nün büyük yani spin kaynaklı enerji yarılmalarının minimum olacağı, yüksek olmayan manyetik alan değerlerinde çalışılır. Şekil 2.17'de görüldüğü gibi, ρ_{xx} 'in minimum olduğu değerlere karşılık gelen manyetik alan değerlerinin tersinin grafiği çizilerek, oluşturulan doğrunun eğiminden yararlanılarak 2DEG'nin konsantrasyonu

$$n_s = \frac{e}{(\text{eğim})h} \quad (2.67)$$

formülü ile hesaplanabilir.



Şekil 2.17: ρ_{xx} 'in ardışık minimumlarına karşılık gelen manyetik alan değerlerinin tersinin grafiği. Verilere uydurulan lineer doğrunun eğimi 2DEG'nin konsantrasyonunun bulunmasında kullanılır. (Manasreh, 2005)

Shubnikov de-Haas osilasyonlarından yararlanılarak elde edilen tabakasal taşıyıcı yoğunluğu geleneksel Hall ölçümlerinden elde edilenlerden daha kesindir. Bunun sebebi geleneksel Hall ölçümlerinin 2 ve 3 boyutlu taşıyıcıları ayırt edememesidir.

Düşük manyetik alan değerlerinde seviye yoğunluğunun salınım yapan kısmı

$$\frac{\Delta g}{g_0} = 2 \sum_i \exp\left(\frac{-i\pi}{w_c \tau_q}\right) D(i, \chi) \cos\left(\frac{2\pi i(E_F - E_i)}{\hbar \omega_c} - i\pi\right) \quad (2.68)$$

ile verilir (Coleridge ve diğ., 1990, Tıraş ve diğ., 2001). Burada g_0 sıfır manyetik alandaki seviye yoğunluğu, i popülasyona sahip altbant indisi, ω_c siklotron frekansı, τ_q kuantum yaşam ömrü, E_F kuazi Fermi seviyesinin enerjisidir. $\exp(-i\pi/\omega_c\tau_q)$ terimi Landau seviyelerinin çarpışma genişlemesinden kaynaklanan sönümünü ifade eder.

$D(s\chi) = \frac{s\chi}{\sinh(s\chi)}$ ile $\chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}$ ise Landau seviyelerindeki sıcaklık genişlemesinden kaynaklanan termal sönümü ifade eder. Ayrıca $E_F \gg \hbar/\tau_q$, $E_F \gg \hbar\omega_c$ ve $\Delta g(E_F)/g_0 \ll 1$ koşulları altında 2DEG'nin manyetik alan altındaki SdH osilasyonunun $s=1$ birinci harmoniği için seviye yoğunluğunun değişimi ile magnetorezistansın değişimi arasında

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_0} = -\omega_c \tau_0 \frac{\Delta \rho_{xy}}{\rho_0} = \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \quad (2.69)$$

ilişkisi vardır (Coleridge ve Stoner, 1989). Burada ρ_0 sıfır manyetik alanda ölçülen öz direnç, E_F Fermi enerjisi, τ_0 sıfır manyetik alanda transport yaşam ömrüdür. 2DEG için öz direnç ile elektriksel olarak ölçülen direnç arasında $\rho_{xx} = R_{xx} w/a$ ve $\rho_{xy} = R_{xy}$ ilişkileri vardır. Burada w ve a sırasıyla Hall çubuğunun kontaklar arasında kalan eninin ve boyunun uzunluğudur.

2.5.4. Negatif Magnetorezistans

Yük taşıyıcıların yarıiletken içerisinde hareket ettiği kapalı yörüngelerdeki kuantum mekaniksel girişim, yeni olayların doğmasına ve klasik Drude transport formalizminde düzeltmeler yapılmasına yol açmıştır.

Düşük sıcaklıklarda, 2DEG düzlemine dik bir manyetik alan uygulanırsa, kuantum girişim kırılabilir ve yük transportu deneysel olarak incelenebilir. Deneysel olarak bu inceleme, düşük boyutlu sistemlerde, kuantum kısıtlamayı oluşturan potansiyele yoğunlukla dik bir manyetik alanın süpürülmesi vasıtası ile yapılır. Düşük manyetik alan altında, düşük sıcaklıklarda kuantum girişim manyetik alan tarafından engellendiği için iletkenlik artar ve sonuç olarak *negatif magnetorezistans* gözlemlenir.

Dik manyetik alan siklotron çapının $L = \sqrt{D\tau_i}$ Thouless uzunluğundan az olmasına yol açıp negatif magnetorezistansın oluşmasına yol açar. Burada D difüzyon katsayısı, τ_i ise inelastik saçılma zamanıdır (Lin ve diğ., 1984).

d boyutta difüzyon katsayısı, $D = v_F^2 \tau_e / d$ ile belirlenir. Burada v_F Fermi hızıdır ve parabolik bant yaklaşımında değeri $v_F = \hbar k_F / m^*$ dir. τ_e , elastik saçılma zamanıdır ve mobilite cinsinden $\tau_e = m^* \mu / e$ şeklinde yazılabilir. k_F Fermi dalga vektörüdür ve iki boyutlu elektron gazında, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonuna $k_F = (2\pi n_{2D})^{1/2}$ ile bağlıdır. DeneySEL olarak difüzyon katsayısı, Hall ölçümlerinden elde edilen iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite değerleri kullanılarak belirli sıcaklıklarda,

$$D = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} \frac{n_{2D}(T) \mu(T)}{e} \quad (2.70)$$

formülünün yardımıyla hesaplanabilir. Manyetik alanın olmadığı durumda, Drude iletkenliğine zayıf lokalizasyondan kaynaklanan düzeltme

$$\Delta\sigma(0) = -s\alpha \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_e} \quad (2.71)$$

ile verilir (Lee ve Ramakrishnan, 1985). Burada τ_e , safsızlıklardan elastik saçılma zamanı, τ_ϕ ise faz kırılma zamanı, s ise g_s spin dejenerasyonu ile g_v vadi dejenerasyonunun çarpımıdır. GaAs için bu değer 2'dir.

Hikami ve diğ. (1980), Choi ve diğ. (1986) tarafından, iki boyutta B manyetik alanı altında, iletkenlikteki zayıf lokalizasyon düzeltmesi

$$\Delta\sigma(B, T) = -s\alpha \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_e}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_\phi}\right) \right] \quad (2.72)$$

formülü ile ifade edilmiştir. Burada ψ digamma fonksiyonudur. Sonuç olarak B ve $B=0$ manyetik alanları altındaki zayıf lokalizasyondan kaynaklanan düzeltmeler arasındaki fark

$$\Delta\sigma(B,T) - \Delta\sigma(0,T) = \alpha G_0 \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_\phi}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_e}\right) - \ln\left(\frac{\tau_e}{\tau_\phi}\right) \right] \quad (2.73)$$

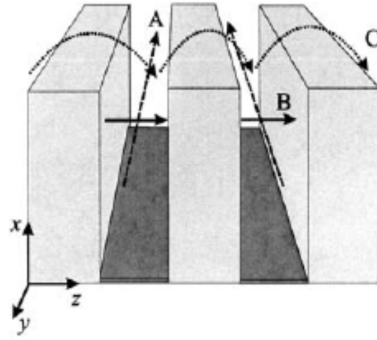
ile verilir (Hikami ve diğ., 1980; Choi ve diğ., 1986; Gao ve diğ., 2011). Burada $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$ ’tır. Yukarıdaki denklemden, $B_e = \hbar/4eD\tau_e$ ve $B_\phi = \hbar/4eD\tau_\phi$ şeklinde iki adet karakteristik manyetik alan tanımı yapılabilir. Denklem (2.73)’te, α zayıf lokalizasyon parametresidir. Tek elektron saçılma teorisine göre α ’nın değeri birdir ve bir olarak alındığında difüzyon yaklaşımının geçerli olduğu söylenilir. Yüksek sıcaklıklarda τ_ϕ/τ_e oranı azaldıkça, α bir değerinden farklılaşır. Lin ve diğ. (1984), Gao ve diğ. (2011), Minkov ve diğ. (2002), gibi çeşitli gruplar, α parametresini birden farklı olarak deneysel sonuçlara denklem (2.73)’ü fit edip, teorik hesaplarla uyumlu τ_ϕ değerleri elde etmişlerdir.

İki adet seviyeye (altbant) sahip bir kuantum kuyusunda kısa erimli saçılmalar baskınsa ve aynı zamanda altbantlar arası saçılma kuvvetli ise altbantlar etkileşecektir. Etkileşimdeki karma elektronlar sanki tek bir altbanttaymış gibi davranacaktır. Bu durumda τ_ϕ , faz uyumluluğunun bozulma zamanı τ_i inelastik saçılma zamanı ile değiştirilebilir (Qui ve diğ., 2004).

2.6. KUANTUM KUYULU SİSTEMLERDE ELEKTRONİK TRANSPORT

Kuantum kuyulu yapılarda iki temel elektronik transport mekanizması mevcuttur. Bunlar paralel transport ve dikey transporttur. Paralel transportta uygulanan dış elektrik alan örneği oluşturan tabakalara dolayısıyla kuantum kuyularına paraleldir ve elektronlar tabakalara paralel olarak hareket ederler. Sıcak elektronlar, Gunn olayı gibi olaylar çoğunlukla paralel transportta gözlemlenir. Dikey transportta ise elektrik alan kuantum kuyularına diktir dolayısıyla elektronlar tabakalara dik olarak hareket eder. Rezonans tünelleme, rezonans tünelleme kaynaklı negatif diferansiyel resistans, ardışık

rezonans tünellemesi, koherant tünelleme gibi olaylar dikey transportta gözlemlenir. Ayrıca süperörgülü yapılarda dikey transportta, Bloch osilasyonları, Wannier-Stark merdiveni oluşumu, tek elektron transportu ve Coulumb tıkanması gibi olaylar günümüzde de yoğun olarak araştırılmaktadır. Yukarıda anlatılan temel mekanizmaların yanında termoiyonik emisyon, termal yardımcı tünelleme, sıçramalı transport gibi birçok transport mekanizması mevcuttur. Şekil 2.18'de, kuantum kuyulu yapılardaki bazı transport mekanizmaları resmedilmiştir.



Şekil 2.18: Kuantum kuyulu yapılarda temel transport mekanizmaları. A. Paralel transport. B. Dikey transport. C. Termoiyonik transport. (Mitin, 1999)

2.6.1. Paralel Transport

Elektron ve boşluklardan kaynaklanan karma iletkenlik; külçe, ince film, kuantum kuyuları ve yariletken aygıtlarda magnetotransport özelliklerini büyük ölçüde etkiler. Taşıyıcı bakımından zengin olan n ve/veya p katkılı tabakalar ve/veya arayüzeylerde oluşmuş olan 2D (2 boyutlu) taşıyıcılar, Γ , X ve L gibi farklı iletkenlik bandı minimumunda veya değerlik bandı maksimumunda bulunan taşıyıcılar aynı anda iletkenliğe katkıda bulunurlar. İletkenliğe katkıları farklı olan taşıyıcı tiplerinin standart öz direnç ve Hall katsayısı ölçümleri ile birbirinden ayrılması güçleşmektedir. Standart öz direnç ve Hall katsayısı ölçümleri sadece ortalama taşıyıcı yoğunluğunu ve Hall mobilitelerini verir.

Birden fazla tip taşıyıcı içeren sistemlerde taşıyıcıların yoğunluğunu ve mobilitelerini deneysel olarak ayırt edebilmek için paralel iletkenlik, çoklu taşıyıcı uydurma (Multi

Carrier Fitting), nicel mobilite spektrum analizi (Quantitative Mobility Spectrum Analysis) gibi yöntemler kullanılır. Bu yöntemlerin tümünde, Hall deneyinde olduğu gibi örnek üzerinden sabit bir akım geçirilir ve şiddeti düzgün olarak artırılan manyetik alana bağlı olarak örnek voltajının ve Hall voltajının değerleri ölçülür. Bu tip ölçümler *magnetotransport ölçümleri* olarak adlandırılır.

Kane ve diğ. (1985), $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bariyerli, GaAs kuantum kuyulu modülasyon katkılı heteroeklemlı yapılara paralel iletkenlik formülasyonunu uygulayarak taşıyıcı tiplerini ayırmayı başarmışlardır. GaAs'in yasak bant aralığının enerjisi, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'ten daha azdır. Üst üste epitaksiyel olarak büyütülmüş bu tabakalar arasında herhangi bir taşıyıcı iletimi söz konusu değildir. Ancak her iki tabaka da aynı dış elektrik alanı hissedecektir. Bu sistemdeki paralel iletkenlik mekanizması, asala yakın yarıiletkenlerde görülen, karma n ve p tipi taşıyıcılardan kaynaklı, iletimin gelişmiş bir halidir. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ile GaAs'in temas ettiği arayüzeyde yüksek mobiliteli elektronlardan oluşan dejenere olmuş 2 boyutlu bir elektron gazı (2DEG) oluşur. Böylece düşük mobiliteli taşıyıcıları içeren $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ile yüksek mobiliteli taşıyıcıları barındıran $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heteroeklemi iki ayrı iletim tabakası olarak düşünülebilir.

Manyetik alan altında iki boyutlu bir tabakanın özdirenci, ρ_i tabaka özdirenç tansörü ile temsil edilebilir. Burada i iletkenliğe katılan tabakaları temsil eder. Herbir tabakadaki taşıyıcıların τ_i ile temsil edilen sabit ortalama bir relaksasyon zamanı vardır. Buna göre tabaka özdirenç tansörü aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\rho_i = \begin{pmatrix} \rho_{0i} & \frac{B}{n_i e} \\ -\frac{B}{n_i e} & \rho_{0i} \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

Burada $\rho_{0i} = m_i / n_i e^2 \tau_i$ 'dir. m_i etkin kütle, n_i i . tabakadaki taşıyıcı yoğunluğudur. Mobilite ile relaksasyon zamanı arasında $\mu_i = e \tau_i / m_i$ bağıntısı vardır. Dikkat edilirse özdirenç tansörünün köşegen elemanları manyetik alana bağlı değildir. Bu tür bir yaklaşım $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ Hall saçılma katsayısının bir olarak alınmasını gerektirir, ki bu da düşük sıcaklık bölgesi için geçerlidir. Düşük sıcaklık bölgesinde taşıyıcıların

saçılması çok dar bir enerji aralığını kapsar. Bu durumda $r=1$ olarak kabul edilebilir. Uygulanan E elektrik alanı ile tabaka öz direnç tansörü ve j_i tabaka akım yoğunluğu arasında

$$E = \rho_i j_i \quad (2.75)$$

ilişkisi vardır. Akım yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki ilişki birbirine, öz direnç tansörünün tersi olan iletkenlik tansörü ile bağlıdır. (2.74) denkleminin tersi alınır ve $\omega_{ci} = eB/m_i$ siklatron frekansı, ρ_{0i} yerlerine yerleştirilirse iletkenlik tansörü için

$$\sigma = \frac{n_i e^2}{m_i} \begin{pmatrix} \frac{\tau_i}{1 + \omega_{ci}^2 \tau_i^2} & \frac{-\omega_{ci} \tau_i^2}{1 + \omega_{ci}^2 \tau_i^2} \\ \frac{\omega_{ci} \tau_i^2}{1 + \omega_{ci}^2 \tau_i^2} & \frac{\tau_i}{1 + \omega_{ci}^2 \tau_i^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_i & -A_i \\ A_i & D_i \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

ifadesi bulunur. Burada

$$D_i = \frac{n_i e^2}{m_i} \frac{\tau_i}{1 + \omega_{ci}^2 \tau_i^2} = \frac{n_i e \mu_i}{1 + (\mu_i B)^2} \quad (2.77)$$

$$A_i = \frac{n_i e^2}{m_i} \frac{\omega_{ci} \tau_i^2}{1 + \omega_{ci}^2 \tau_i^2} = \frac{n_i e \mu_i^2 B}{1 + (\mu_i B)^2} \quad (2.78)$$

dir. Yukarıda $\omega_{ci} \tau_i = \mu_i B$ ve $\mu_i = e \tau_i / m_i$ eşitlikleri kullanılmıştır. İki tabakadan oluşan bir sistem için toplam iletkenlik tansörü, tabakaların iletkenlik tansörlerinin toplanması ile bulunabilir. Sistemin iletkenlik tansörü

$$\sigma_{toplam} = \begin{pmatrix} D_1 + D_2 & -(A_1 + A_2) \\ A_1 + A_2 & D_1 + D_2 \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

dir. Toplam iletkenlik tansörünün tersi alınarak öz direnç tansörünün elemanları bulunabilir.

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{J_x} = \frac{D_1 + D_2}{(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2} \quad (2.80)$$

$$\rho_{xy} = \frac{E_y}{J_x} = R_H B = \frac{-(A_1 + A_2)}{(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2} \quad (2.81)$$

olarak bulunur. (2.80) ve (2.81) denklemi iki tabakalı bir sistemi düşük ve yüksek manyetik alan değerleri için temsil edebilir.

Düşük manyetik alan limitinde $\omega_{c1}\tau_1 \ll 1$ ve $\omega_{c2}\tau_2 \ll 1$ yani $\mu B \ll 1$ dir. Bu limitte (2.80) ve (2.81) aşağıdaki yaklaşımlarla ifade edilebilir.

$$\rho_{xx} = \frac{1}{n_1 e \mu_1 + n_2 e \mu_2} \quad (2.82)$$

$$R_H = \frac{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2}{e(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2} \quad (2.83)$$

ρ_{xx} ’e büyük katkı yüksek mobiliteye sahip taşıyıcılardan gelir. Yüksek mobiliteli taşıyıcılar ρ_{xx} ’te baskındır.

Yüksek manyetik alan limitinde $\omega_{c1}\tau_1 \gg 1$ ve $\omega_{c2}\tau_2 \gg 1$ yani $\mu B \gg 1$ dir. Bu limitte (2.80) ve (2.81) aşağıdaki yaklaşımlarla ifade edilebilir.

$$\rho_{xx} = \frac{(n_1/\mu_1) + (n_2/\mu_2)}{e(n_1 + n_2)^2} \quad (2.84)$$

$$R_H = \frac{1}{e(n_1 + n_2)} \quad (2.85)$$

ρ_{xx} ’e büyük katkı düşük mobiliteye sahip taşıyıcılardan gelir. Düşük mobiliteli taşıyıcılar ρ_{xx} ’te baskındır. Genellikle yüksek ve düşük mobiliteli taşıyıcıları bünyesinde barındıran sistemlerde düşük mobiliteye sahip az sayıdaki taşıyıcı, öz direncin manyetik alan ile büyük miktarda değişimine yol açar. 2 DEG barındıran sistemlerde, 2 DEG’nın mobilitesi arttıkça, belirgin bir magnetorezistansın olması için daha az mobiliteye sahip taşıyıcı türüne olan ihtiyaç da artar.

2.6.2. Dikey Transport

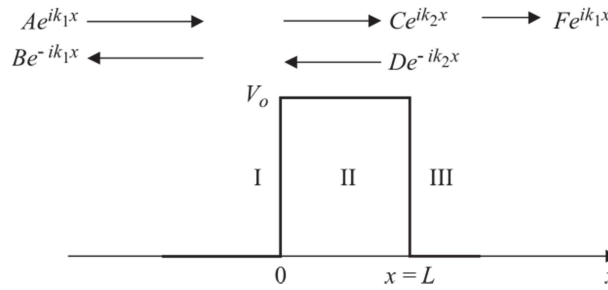
İki boyutlu kuantum kuyulu yapılarda gözlenen önemli bir olay, klasik fizikte karşılığı olmayan tünelleme olayıdır. Kuantum mekaniksel olarak tünelleme olayı parçacıkların dalga karakterine sahip olması ile açıklanabilir. Şekil 2.19'da görülen potansiyel engeli üzerine $x < 0$ 'dan gelen, bariyer yüksekliğinden fazla enerjiye sahip ($E > V_0$) parçacığın I, II ve III bölgelerindeki dalga fonksiyonu aşağıdaki biçimde ifade edilebilir.

$$\phi_I = Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x} \quad (2.86)$$

$$\phi_{II} = Ce^{ik_2x} + De^{-ik_2x} \quad (2.87)$$

$$\phi_{III} = Fe^{ik_1x} \quad (2.88)$$

Burada A , B , C , D , ve F kompleks sayılardır. $x=0$ ve $x=L$ 'de dalga fonksiyonu ve dalga fonksiyonunun birinci türevi sürekli olmalıdır. Eğer $x=0$ ve $x=L$ için bu sınır değerler denklemler halinde yazılırsa bariyeri geçen dalganın F katsayısının gelen dalganın A katsayısına oranı olan F/A değeri hesaplanabilir.



Şekil 2.19: L genişliğinde, V_0 yüksekliğindeki bariyer ve $E > V_0$ enerjili bir parçacığın dalga fonksiyonu (Manasreh, 2005).

I bölgesinden bariyer üzerine gelen parçacıkların hangi oranda III bölgesine geçtikleri, T geçirgenlik katsayısı ile ifade edilir. T , geçirgenlik katsayısı kompleks katsayıların oranı cinsinden denklem (2.89)'daki gibi tanımlanır.

$$T = \left| \frac{F}{A} \frac{F^*}{A^*} \right| = \frac{4k_1^2 k_2^2}{4k_1^2 k_2^2 + (k_1^2 - k_2^2)^2 \sin^2(k_2 L)} \quad (2.89)$$

Denklem (2.89)'da I. ve III. bölge için k_1 dalga vektörü yerine

$$k_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (2.90)$$

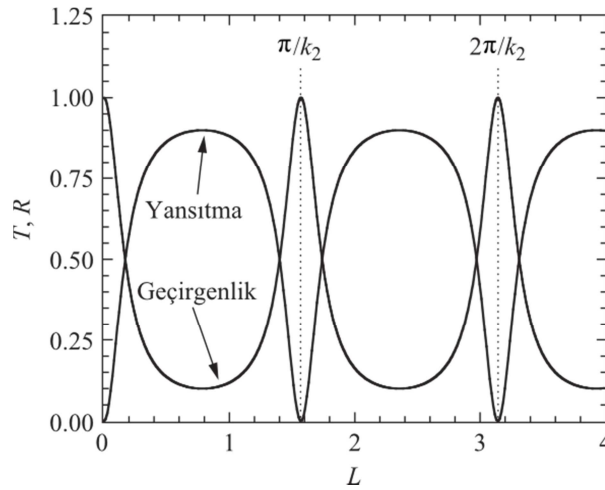
II. bölge için k_2 dalga vektörü yerine

$$k_1^2 = \frac{2m(E-V_0)}{\hbar^2} \quad (2.91)$$

yazılırsa $E > V_0$ durumu için geçirgenlik katsayısı

$$T = \left| \frac{F}{A} \frac{F^*}{A^*} \right| = \frac{4E(E-V_0)}{4E(E-V_0) + V_0^2 \sin^2(\sqrt{2m(E-V_0)}/\hbar^2 L)} \quad (2.92)$$

şeklinde yazılabilir. R, yansıtma katsayısı ise $T+R=1$ eşitliğinden yola çıkılarak hesaplanabilir. Şekil 2.20’de $E > V_0$ için L bariyer genişliğine bağlı olarak geçirgenlik ve yansıtma katsayılarının değişimi gösterilmiştir. Denklem (2.92)’de sinüs fonksiyonu yer aldığı için Şekil 2.20’de salınımlar görülmektedir. Sinüslü terim sıfır olduğunda $kL = n\pi$ olmaktadır. $kL = n\pi$ olduğunda parçacığın enerjisi $E = (n\pi\hbar)^2/(2mL^2) + V_0$ olmaktadır.



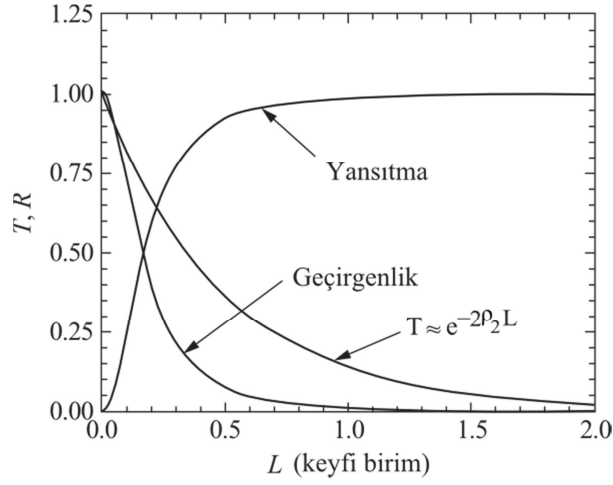
Şekil 2.20: $E > V_0$ koşulunda, L bariyer genişliğine bağlı olarak yansıtma ve geçirgenlik katsayılarının değişimi (Manasreh, 2005).

Bariyer üzerine gelen parçacığın enerjisi bariyer yüksekliğinden az ise ($E < V_0$) yukarıda bahsedilen sınır koşullarının yeniden yazılması sonucunda sinüs fonksiyonunun

argümanı $(-2m(V_0 - E)/\hbar^2)^{1/2}L$ şeklini alır. Bu ifade kompleks olduğundan dolayı $\sin(ix) = i \sinh(x)$ eşitliği denklem (2.92)'de kullanılarak $E < V_0$ için geçirgenlik katsayısı aşağıdaki gibi bulunur.

$$T = \left| \frac{F}{A} \frac{F^*}{A^*} \right| = \frac{4E(V_0 - E)}{4E(V_0 - E) + V_0^2 \sinh^2(\sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}L)} \quad (2.93)$$

T ve R'nin $E < V_0$ koşulunda L bariyer genişliğine bağlı olarak değişimi Şekil 2.21'de görülmektedir.



Şekil 2.21: $E < V_0$ koşulunda, L bariyer genişliğine bağlı olarak yansıtma ve geçirgenlik katsayılarının değişimi (Manasreh, 2005).

Enerjisi bariyer yüksekliğinden az olan ($E < V_0$) bir parçacık için $\rho_2 = (2m(V_0 - E)/\hbar^2)^{1/2}$ olmak üzere, $\rho_2 L \gg 1$ koşulunda

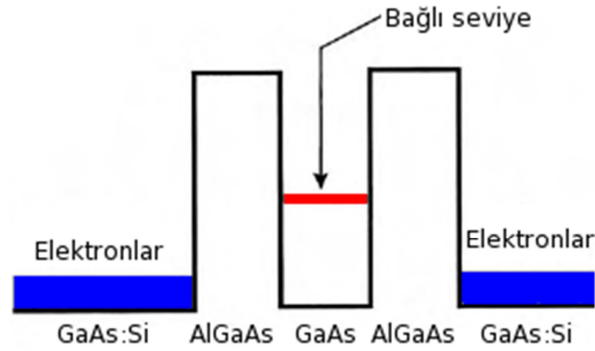
$$4E(V_0 - E) \ll V_0^2 \sinh^2(\sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}L) \text{ ve}$$

$\sinh^2(\sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}L) \approx 1/4 \exp(2\rho_2 L)$ yaklaşımları sonucunda geçirgenlik katsayısı

$$T \approx \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-2\rho_2 L} \quad (2.94)$$

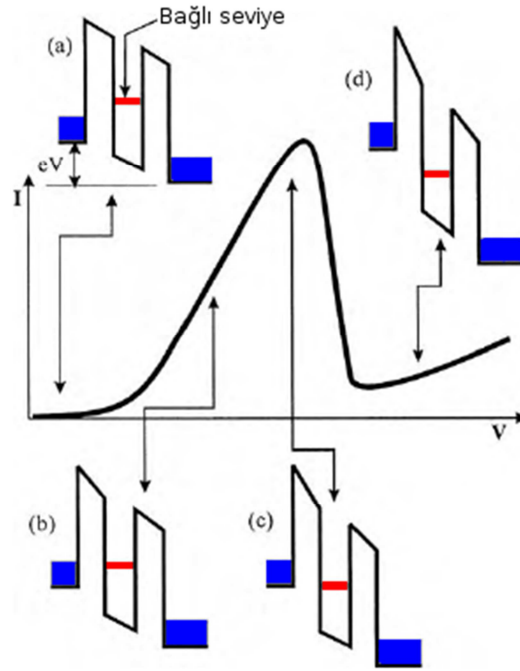
şeklinde yaklaşık olarak ifade edilebilir. Şekil 2.21'de geçirgenlik katsayısının yaklaşık ifadesi de gösterilmiştir. Şekil 2.21'de de görüldüğü gibi $E < V_0$ durumunda parçacığın $x > 0$ 'da bulunma olasılığı dolayısıyla bariyeri geçmesi söz konusudur. Klasik fizikte karşılığı olmayan bu olay parçacığın tünellemesidir.

Tünelleme olayından yararlanılarak birçok yarıiletken aygıt geliştirilmiştir. Bunlardan bazıları rezonans tünellemeli diyot, nokta kontaklı diyot, Schottky diyot, bipolar tranzistör ve alan etkili tranzistördür. Tipik bir rezonans tünellemeli diyot (RTD) yapısı Şekil 2.22’de görülmektedir. Yapı, dejenere Si katkılı n-tipi GaAs kontak tabakaları arasında yer alan iki adet 50 Å kalınlığında AlGaAs bariyer ve bunların arasındaki 50 Å kalınlığındaki GaAs kuantum kuyusundan oluşur. Kuantum kuyusunun içerisinde en az bir adet bağlı seviye bulunmalıdır.



Şekil 2.22: Bir rezonans tünellemeli diyotun iletkenlik bandı diyagramı ve dejenere katkılı kontakları (Manasreh, 2005).

Şekil 2.22’de görülen RTD’un iletkenlik bandı besleme altında değildir. Besleme altında bir RTD’un akım voltaj (I-V) karakteristiği Şekil 2.23 incelenerek anlaşılabilir. Düşük besleme voltajlarında kuantum kuyusundaki bağlı seviye alt kontaktaki elektronların Fermi seviyesinden yukarıdadır. Bağlı seviyeye tünelleme akımı Şekil 2.23a’da görüldüğü gibi azdır. Besleme voltajı arttırıldıkça bağlı seviye, alt kontak tabakasının Fermi seviyesi ile rezonans durumuna geçer. Elektronlar alt kontak tabakasından bağlı seviyeye tünellenirler ve akım artmaya başlar (bkz. Şekil 2.23b). Besleme arttırıldıkça akım artmaya devam eder ve bağlı seviye ile kontak seviyesinin tabanı çakışınca akım maksimum değerine ulaşır (bkz. Şekil 2.23c). Besleme daha da arttırılınca bağlı seviye kontak seviyesinin altında kalır (bkz. Şekil 2.23d), elektronlar tünellenecek seviye bulamadıklarından akım hızla düşer. Eğer GaAs kuantum kuyusunda birden fazla sayıda bağlı seviye varsa I-V eğrisinde gözlenen pik sayısı da artacaktır.



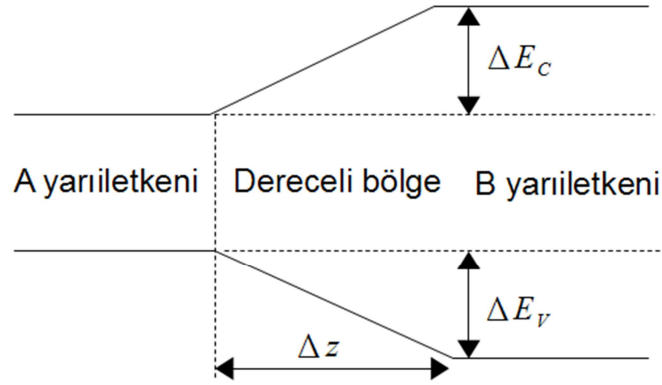
Şekil 2.23: Tek bağlı seviyeli bir rezonans tünellemeli diyotun I-V karakteristiği (Manasreh, 2005).

I-V eğrilerinde gözlenen ve ohmik olmayan bu davranış literatürde *negatif diferansiyel rezistans* (NDR) olarak bilinmektedir. Çift ve çoklu bariyerli GaAs/Al_xGa_{1-x}As yapılarında aynı bant içerisindeki bariyerde negatif diferansiyel rezistansın olabileceğini 1973 yılında Tsu ve Esaki önermişlerdir. Külçe GaAs'te ise NDR 1960'lı yıllardan beri bilinmektedir. Külçe GaAs'te NDR, yüksek elektrik alan altında elektronların Γ vadisinden, X vadisine transfer olması ile gerçekleşir. Γ vadisindeki elektronların etkin kütlesi, X vadisindekilerden daha düşüktür. Dolayısıyla elektronlar yüksek mobiliteye sahip oldukları Γ vadisinden, düşük mobiliteye sahip oldukları X vadisine geçiş yaptıklarında oluşan negatif diferansiyel mobiliteden dolayı NDR gözlemlenir.

Dejenere katkılı p ve n-tipi yarıiletkenlerden yapılmış bir homoeklem pn diyodunda (*Esaki diyodu* olarak da adlandırılmaktadır) tünelleme, n bölgesindeki iletkenlik bandı ile p bölgesindeki değerlik bandı arasında gerçekleşir. pn eklemli tünel diyotta NDR, n-tipi bölgedeki dolu seviyelerdeki elektronların, arınmış bölgeyi tünelleyerek p-tipi bölgedeki boş seviyelere geçip geçmemesi ile oluşur. Denge durumunda tünelleme ters yönde yani p bölgesinden, n bölgesine doğru da olabilir. Dolayısıyla denge durumunda ileri ve geri yöndeki tünelleme akımları birbirine eşittir.

2.6.3. Dereceli Bariyerler

Şekil 2.24’de Δz kalınlığında, dereceli olarak büyütülmüş dar bant aralıklı A yarıiletkeni ile geniş bant aralıklı B yarıiletkeni arasında, $A_x B_{1-x}$ alaşım yarıiletkeni görülmektedir. Dereceli yarıiletkenlerde x oranı kalınlığa göre lineer değiştiğinden ΔE_C iletkenlik bandı süreksizliği, ΔE_V değerlik bandı süreksizliği ve E_g bant aralığı da x ’e lineer bağlı olacaktır. Dereceli bant aralığına sahip yarıiletkenler ilk olarak 1957 yılında Kroemer tarafından önerilmiştir. Kroemer bant kenarı enerjilerinin konuma bağlı değişiminin, kuazi-elektrik alanlar yardımıyla anlaşılabilceğini göstermiştir (Kroemer, 2001).



Şekil 2.24: A ve B yarıiletkenleri arasında kalan lineer dereceli bariyerli tabaka.

Şekil 2.24’da görülen bant diyagramında iletkenlik bandındaki kuazi elektrik alan

$$|\mathbf{E}_C| = \Delta E_C / e \Delta z \quad (2.95)$$

değerlik bandındaki kuazi elektrik alan

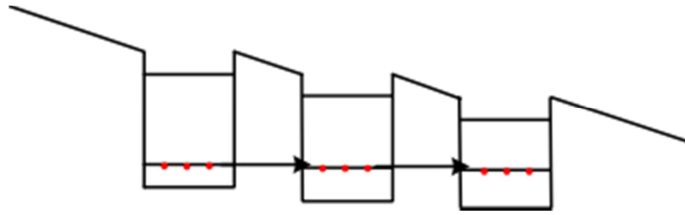
$$|\mathbf{E}_V| = \Delta E_V / e \Delta z \quad (2.96)$$

ile verilir. İletkenlik bandındaki elektrik alan ile değerlik bandındaki elektrik alan birbirlerine terstir. Dolayısıyla elektronlar ve boşluklar, düşük potansiyele (şeklin sol tarafına) doğru aynı yönde sürüklenirler. Bu etki gerçek bir dış elektrik alan ile elde edilemez.

Dereceli bariyerler, QWIP’lerde fotouyarılmış taşıyıcıları kuazi-elektrik alan yardımıyla süpürmek için kullanılır. Ayrıca bazı QWIP tiplerinde taşıyıcıların kontağa süpürülmesini kolaylaştırmak için kollektör tabakası dereceli yapılmıştır. Dereceli bariyerlere sahip QWIP’lerin maksimum cevaplama gösterdikleri dalgaboylarının voltaja bağlı değişme miktarı yüksektir (Levine, 1993). Dereceli bariyerler kullanılarak cevaplama pik dalgaboyu voltaj ile ayarlanabilen QWIP’ler yapılmıştır (Levine ve diğ., 1990b).

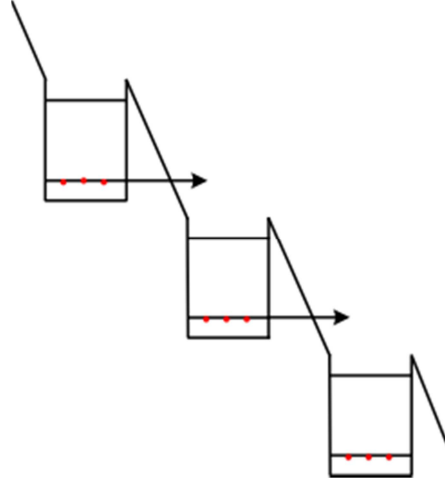
2.6.4. Çoklu Kuantum Kuyulu Yapılarda Karanlık Akımın Kaynağı

Simetrik çoklu kuantum kuyulu yapılarda karanlık akım besleme voltajına ve sıcaklığa bağlı olarak değişir. Voltaja bağlı olarak değişim tünelleme mekanizmalarına bağlı iken, sıcaklığa bağlı değişim termoiyonik emisyonu ve/veya termik yardımcı tünellemeye bağlıdır. Şekil 2.25’de görüldüğü gibi düşük besleme voltajlarında elektrik alandan kaynaklanan bant eğilmesi azdır ve taşıyıcıların kuyulardaki taban seviyeleri arasındaki ardışık rezonans tünellemeleri sonucu karanlık akım oluşur.

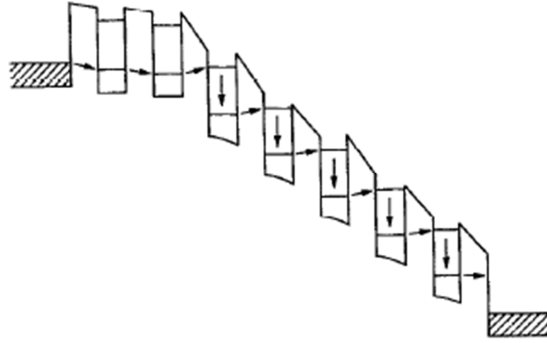


Şekil 2.25: Çoklu kuantum kuyularında ardışık rezonans tünellemesi.

Yüksek besleme voltajı değerlerinde Şekil 2.26’da görüldüğü gibi kuantum kuyularının taban seviyeleri örtüşmez, taşıyıcıların gördüğü bariyerler üçgenleşir dolayısıyla kalınlıkları azalır. Bu durumda taşıyıcıların sürekli seviyeye olan tünelleme miktarı artar ve karanlık akım değeri yükselir. Ara besleme voltajı değerlerinde Şekil 2.27’de görüldüğü gibi ardışık kuantum kuyularında 1. bağlı seviye ile 2. bağlı seviye arasında tünelleme gerçekleşir (Levine 1993). 2. bağlı seviyeden 1. bağlı seviyeye geçiş yapan taşıyıcılar yine ardışık kuantum kuyusunun 2. bağlı seviyesine tünellenirler.



Şekil 2.26: Yüksek besleme voltajında çoklu kuantum kuyularında sürekli seviyeye tünelleme.



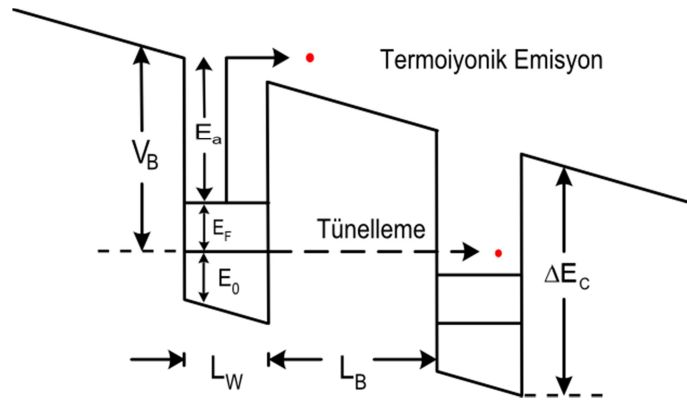
Şekil 2.27: Çoklu kuantum kuyularında tünelleme ve bağlı seviyeler arasındaki geçişler. (Levine 1993)

2.6.5. 2-Boyutlu Elektron Gazında Termoionik Emisyon

Kuantum kuyularının termal olarak uyarılması sonucu taşıyıcılar kuyu dışına çıkarak elektronik transporta katkıda bulunurlar. *Termoionik emisyon* olarak adlandırılan bu süreçten sonra taşıyıcıların aygıtın kontaklarına ulaşması için bir elektrik alan altında sürüklenmeleri gerekir. Sürüklenme sonucu oluşacak olan akım yoğunluğu dış elektrik alana, mobiliteye ve termal olarak uyarılmış taşıyıcı yoğunluğuna denklem (2.97)'deki gibi bağlıdır.

$$j_e = nq\mu_e E \quad (2.97)$$

Şekil 2.28’de bir dış elektrik alan altındaki kuantum kuyusundaki tünelleme ve termoiyonik emisyon iletim mekanizmaları resmedilmiştir. Bariyer enerjisi, Şekil 2.28’de de görüldüğü gibi iletkenlik bandı süreksizliğinin enerjisi ile 1. alt bant seviyesinin enerjisinin farkına eşittir. Şekilde ΔE_c iletkenlik bandı süreksizliğini, V_B bariyer yüksekliğini, E_a aktivasyon enerjisini E_0 1. alt bant seviyesini, E_F 1. alt bant seviyesinin kuazi-Fermi seviyesine olan uzaklığını, L_w kuyu genişliğini, L_b bariyer genişliğini temsil etmektedir.



Şekil 2.28: Elektrik alan altındaki kuantum kuyusundaki tünelleme ve termoiyonik emisyon iletim mekanizmaları (Karunasiri 1996).

Karanlık akımın sıcaklığa bağlı değişimini elde etmek için bariyer enerjisini aşan termal olarak uyarılmış elektronların sayısını bulmak gerekir.

$$n(T) = \int_{V_b}^{\infty} f(E) g_{2D}(E) dE \quad (2.98)$$

Bariyer enerjisini aşabilen elektronlar için $E - E_F \gg k_B T$ dir ve Fermi-Dirac fonksiyonu, (2.99) ile verilen Maxwell-Boltzmann dağılımına indirgenebilir.

$$f(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.99)$$

Böylece (2.98) denkleminde termal olarak uyarılmış elektronların yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi elde edilir.

$$n(T) = \frac{m_w^* k_B T}{\pi \hbar^2 L_w} \exp\left(-\frac{V_b - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.100)$$

Karanlık akım termoiyonik emisyonu uğramış taşıyıcıların sayısı ile orantılı olacaktır. Sonuç olarak karanlık akım değerinin sıcaklığa bağlı değişimi, bariyer yüksekliğinden daha fazla enerjiye sahip elektronların sayısı ile (2.101)'deki gibi orantılı olacaktır.

$$\frac{I(T)}{T} \propto \exp\left(-\frac{V_b - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.101)$$

$\ln(I(T)/T)$ 'nin $1000/T$ 'ye karşılık değişimi çizdirip lineer fit yapılırsa oluşacak olan doğrunun eğimi $-\frac{(V_B - E_F)}{1000k_B}$ olacaktır. Bu eğim değerinden faydanılarak $(V_B - E_F)$ aktivasyon enerjisi hesaplanabilir.

2.6.6. Karanlık Akım ile Dedektivite Arasındaki İlişki

QWIP'lerde karanlık akımın anlaşılması tasarım ve optimizasyon için büyük öneme sahiptir. Kuantum kuyulu kırmızıaltı dedektörlerde karanlık akımının minimuma indirgenmesi istenilen bir özelliktir. Arka planda yüksek bir karanlık akımın var olması, aygıtın performansını düşürecek ve dedektivitesini diğer bir değişle hassasiyetini azaltacaktır. Yüksek karanlık akım dedektörün gürültüsüne katkıda bulunur ve gürültünün azalması için dedektör düşük sıcaklıklarda çalıştırılır. Genel olarak fotodedektörlerin performansı cevaplamaya ve dedektiviteye bağlıdır. Cevaplama, optik giriş gücü başına elde edilen çıkış akımıdır. Cevaplama,

$$R_p = \frac{I_{pc}}{\Phi_p} [A/W] \quad (2.102)$$

şeklinde tanımlanır. Burada I_{pc} fotoakım, Φ_p aygıt üzerine düşen optik güçtür. Bir fotodedektörün absorpsiyon katsayısı ile fotoakımı arasındaki ilişki denklem (2.103) ile ifade edilebilir. Denklem (2.103)'de η devredeki akıma katkıda bulunan elektron, boşluk sayısının optik olarak yaratılan elektron-boşluk çifti sayısına oranıdır ve *kuantum verimlilik* olarak da adlandırılır. P , örneğin üzerine düşen ışığın optik gücü, ω

açısal frekansdır. α fotodedektörün ω frekansındaki absorpsiyon katsayısı, l ise aktif bölgenin uzunluğudur. Burada aygıtın ön yüzeyindeki yansıma ihmal edilmiştir.

$$I_{pc} = e\eta \frac{P}{\hbar\omega} (1 - e^{-\alpha l}) \quad (2.103)$$

Bir aygıtın dedektivitesi ise, ölçebileceği en küçük foton akısı ile belirlenebilir ve dedektörün gürültüsüne bağlıdır. Dedektivite

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} [cm\sqrt{Hz} / W] \quad (2.104)$$

şeklinde tanımlanır. Burada A aygıtın aktif alanı, Δf band genişliği (genelde $\Delta f = 1 Hz$ alınır), NEP (*noise equivalent power*) ise aygıtın gürültüsüne eşdeğer potansiyeli üretebilen elektromanyetik dalganın gücünün karekök ortalamasıdır.

Kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektörlerde fotouyarılma ile taşıyıcılar oluşturulacağından dolayı gürültü, taşıyıcıların yaratılıp yeniden birleşmesinden kaynaklanacaktır. i_n yaratma-yeniden birleşme gürültü akımı ile karanlık akım arasındaki ilişki

$$i_n = \sqrt{4egI_d\Delta f} = \sqrt{i_n^2} \quad (2.105)$$

ile verilir (Levine, 1993). Burada g optik kazanç, I_d ise sıcaklığa bağlı karanlık akımdır. g optik kazanç, elektronların geçiş zamanı $\tau_T = l/v$ ile sıcak elektronların ortalama serbest yolları olan $L = v\tau_L$ cinsinden aşağıdaki formülle verilir (Levine 1993).

$$g = \left(\frac{v\tau_L}{l} \right) = \left(\frac{\tau_L}{\tau_T} \right) = \left(\frac{L}{l} \right) \quad (2.106)$$

Cevaplama ifadesinde Φ_p yerine gürültüye eşdeğer güç yerleştirilirse

$$NEP = \frac{i_n}{R_p} \quad (2.107)$$

bulunur. i_n ve NEP değerleri dedektivite tanımında yerine konursa dedektivitenin karanlık akıma bağlı ifadesi elde edilir.

$$D^* = \sqrt{\frac{A}{4egI_d}} R_p \quad (2.108)$$

Yukarıdaki ifadede A aygıtın ışığa maruz kalan yüzeyinin alanıdır ve büyüdükçe dedektiviteyi artırır. Karanlık akımın artmasıyla beraber dedektivite, karanlık akımın karekökünün tersi ile orantılı olacak şekilde azalır.

2.7. YARIİLETKENLERDE 2 BOYUTLU SAÇILMA MEKANİZMALARI

Düşük elektrik alan altında elektronların saçılma mekanizmaları ele alınarak Hall mobilitesi hesaplanabilir. Deneysel olarak ölçülen Hall mobilitesi ile teorik hesapların karşılaştırılması sonucu etkin saçılma mekanizmaları ve temel malzeme parametreleri hakkında bilgiler elde edilebilir. 2 boyutlu yarıiletken sistemlerde etkin olan saçılma mekanizmaları ilerleyen bölümlerde özetlenmiştir. Herbir saçılma mekanizmasının belirlediği mobilité değerleri Matthiessen kuralına göre (bkz. Denklem (2.109)) ayrı ayrı toplanarak toplam mobilité hesaplanabilir.

$$\frac{1}{\mu_T} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (2.109)$$

2.7.1. Polar Optik Fonon Saçılması

Malzemenin birim hücrelerini oluşturan atomların, iyonik yüklerinin, optik kristal titreşimleri sonucunda oluşturdukları polarizasyon, polar optik fonon saçılmasının kaynağıdır. Karşıt yüklere sahip komşu atomların yerdeğiştirmesi sonucu bir dipol moment oluşur. Sonuç olarak dipollerin oluşturacağı potansiyelden elektronlar saçılırlar. Polar optik fonon saçılması sıvı azot ve daha yüksek sıcaklıklarda özellikle iyonik karaktere sahip yarıiletkenlerde önemli bir saçılma mekanizmasıdır. 2 boyutta taşıyıcıların polar optik fononlardan saçılmaları sonucu belirlenen mobiliteleri Ridley (1982) tarafından hesaplanmıştır.

$$\mu_{po} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_p\hbar^2}{e\omega_{LO}m^{*2}L_w} \left(e^{(\hbar\omega_{LO}/k_B T)} - 1 \right) \quad (2.110)$$

Burada $\hbar\omega_{LO}$ boyuna polar optik fonon enerjisi, L_w 2 boyutlu taşıyıcıların hapsediği kuantum kuyusunun genişliğidir. Yüksek ve düşük frekanslardaki, ϵ_∞ , ϵ_s dielektrik sabitlerine bağlı olan ϵ_p parametresi

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (2.111)$$

ile verilir. Optik fonon enerjisi yüksek olduğu için optik fononlardan saçılma inelastiktir. Sıcaklık yükseldikçe taşıyıcıların mobilitesi polar optik fononlar tarafından akustik deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik saçılma ile kıyaslanabilecek şekilde sınırlanır.

2.7.2. Piezoelektrik Saçılma

Piezoelektrik saçılma, akustik fononlardan kaynaklanan piezoelektrik olay sonucu oluşur. Piezoelektrik olay simetri merkezine sahip olmayan tüm bileşik yarıiletkenlerde gözlemlenebilir. Bu saçılma mekanizması daha az simetriye sahip olduğu için wurtzite yapıda, çinko-sülfür yapısından daha kuvvetlidir. Kuvvetli polar malzemelerde düşük enerjilerde (elektrik alan altında) akustik fononlar ile en kuvvetli etkileşme piezoelektrik olay aracılığıyla olur. Piezoelektrik etkileşme açıya karmaşık olarak bağlıdır. Dolayısıyla elektromekanik çiftlenim sabiti için küresel ortalama alınarak sadeleştirme yoluna gidilir. Piezoelektrik saçılmaya bağlı mobilite ifadesi Ridley ve diğ. (2000) göre aşağıdaki formülle ifade edilir.

$$\mu_{PE} = \frac{\pi\epsilon_s\hbar^3k}{e^2K^2k_B T m^*} \frac{1}{J_{PE}(k)} \quad (2.112)$$

Burada K elektromekanik çiftlenim sabitidir. J_{PE} integrali

$$J_{PE}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2(q+q_s)^2\sqrt{1-(q/2k)^2}} q^3 dq \quad (2.113)$$

ile verilir (Zanato ve diğ., 2004). k elektronun dalga vektörüdür. q_s , 2 boyutta ters perdeleme uzunluğudur ve

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \hbar^2 \epsilon_s} F_{11}(q) f(0) \quad (2.114)$$

formülü ile belirlenir. $f(0)$ bant kenarındaki seviye işgal olasılığıdır ve genelde 1 olarak kabul edilir. $F_{11}(q)$ sonsuz kuantum kuyusu yaklaşımında, taban seviye dalga fonksiyonuna karşılık gelen form faktörüdür ve

$$F_{11}(q) = \frac{2}{qL_w} + \frac{qL_w}{(qL_w)^2 + 4\pi^2} - \frac{32\pi^4}{(qL_w)^2 [(qL_w)^2 + 4\pi^2]^2} (1 - e^{-qL_w}) \quad (2.115)$$

ile verilir (Sun ve diğ., 2010). L_w , kuantum kuyusunun genişliğidir. Termal enerjinin Fermi enerjisinden küçük olduğu durumda $k_B T \ll E_F$, mobilite $\mu = e\tau(E_F)/m^*$ şeklinde yazılabilir. Bu durumda elektronun dalga vektörü $k = \sqrt{2m_{2D}}$ ile hesaplanabilir. Bu mekanizma düşük sıcaklıklarda daha baskındır.

2.7.3. Deformasyon Potansiyelinden Saçılma

Kristal titreşimleri sonucunda oluşan gerinim, örgü atomları arasındaki uzaklığın değişmesine yol açar. İletkenlik ve değerlik bantlarının kenarları kristal örgü içerisinde noktadan noktaya farklılık gösterir ve deformasyon potansiyelinin doğmasına yol açar. Deformasyon potansiyelinden akustik fononların saçılması Ridley, 1999 tarafından elastik bir saçılma olarak ele alınmıştır. Arora ve Naeem (1985) tarafından bu saçılma mekanizmasının sınırlandığı mobilite

$$\mu_A = \frac{2e\hbar^3 \rho u_l^2 L_w}{3m^{*2} E_d^2 k_B T} \quad (2.116)$$

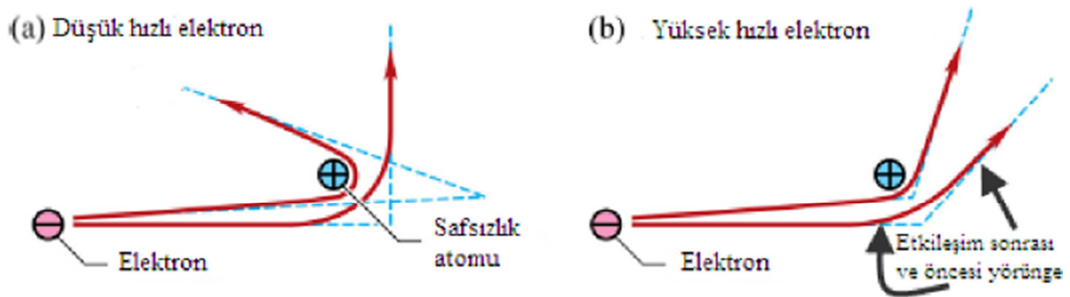
ile verilir. Burada ρ kristal yoğunluğu, u_l boyuna optik fonon hızı, L_w kuantum kuyusunun genişliği, E_d deformasyon potansiyeli sabitidir. Külçe ve 2 boyutlu yarıiletkenlerin deformasyon potansiyelleri karşılaştırıldığında

$$\mu_{dp2D} / \mu_{dp3D} = \frac{L_w}{(2\pi^{1/2}\tilde{\lambda}_D)} \quad (2.117)$$

oranı elde edilir. Burada $\tilde{\lambda}_D = \hbar / (2m^*k_B T)^{1/2}$ dır. 2 boyutta, deformasyon potansiyeline bağlı mobilité, kuantum kuyusunun genişliği arttıkça artar.

2.7.4. İyonize Katkı Saçılması

İyonize katkı saçılmasının kaynağı yük taşıyıcıları ile örgü içerisindeki yüklü katkıların Coulomb etkileşmesidir. İyonize safsızlık saçılması ile Rutherford saçılması fiziksel olarak aynı prensiplere dayanır. İki yüklü parçacık arasındaki Coulomb etkileşmesi, aralarındaki uzaklığın azalmasıyla ve etkileşme zamanının artması ile kuvvetlenir. Sıcaklık arttıkça elektronların termal hızları da artacağı için iyonize katkılar ile etkileşme zamanı azalacaktır. Elektronlar yollarından zayıf sapıtılacaktır. Sıcaklık düştükçe elektronların iyonize katkılar yakınında bulunma süreleri artacak ve yollarından kuvvetli sapıtılacaktır. Şekil 2.29’da düşük ve yüksek hızlı elektronların saçılma miktarları temsili olarak gösterilmiştir. Elektronlar iyonize katkı atomuna ne kadar yakın olurlarsa o kadar büyük açıda doğrultularından sapacaklardır. Külçe yarıletkenlerde iyonize safsızlık saçılmasının sınırladığı mobilitenin hesaplanmasında Conwell-Weisskopf perdelenmemiş, Brooks-Herring ise perdelenmiş, Coulomb potansiyelini kullanmıştır (bkz. Tablo 2.1). Perdelenmiş Coulomb potansiyeli daha çok dejenere katkılı yarıletken sistemlerde kullanılır.



Şekil 2.29: Elektronların iyonize katkılardan saçılması (Schubert 2009).

Tablo 2.1 : Conwell-Weisskopf ve Brooks-Herring yaklaşımlarında kullanılan Coulomb potansiyelleri.

Conwell-Weisskopf	Brooks-Herring
$V = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s r}$	$V = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s r} e^{-r/r_s}$

Brooks-Herring'e göre iyonize safsızlık saçılmasına bağlı mobilite (Schubert 2009).

$$\mu_{IBH} = \frac{128\sqrt{2\pi\epsilon_0^2\epsilon_s^2}(kT)^{3/2}}{N_{II}e^3(m^*)^{1/2}} \left[\ln(1 + \beta_{BH}^2) - \frac{\beta_{BH}^2}{1 + \beta_{BH}^2} \right]^{-1} \quad (2.118)$$

ile verilir. β_{BH} parametresi

$$\beta_{BH} = 2 \frac{m^*}{\hbar} \left(\frac{2}{m^*} 3kT \right)^{1/2} r_D \quad (2.119)$$

ile verilir. Burada r_D Debye perdeleme uzunluğudur ve taşıyıcıların dejenere olmadığı sistemler için kullanılabilir. Dejenere sistemlerde denklem (2.119)'daki r_D yerine Tablo 2.2'de verilen Thomas-Fermi perdeleme uzunluğu kullanılır. r_D sıcaklığa direk bağlı iken r_{TF} sıcaklığa direk bağlı değildir.

Eğer perdelemenin kaynağı olan taşıyıcılar kuantum kuyusu gibi iki boyutlu bir ortamda kuşatılmışsa, iki boyutlu perdeleme davranışı gözlemlenir. Bu durumda perdelenmiş Coulomb potansiyeli değişeceği gibi perdeleme uzunluğu da Tablo 2.2'deki gibi değişir. İki boyutlu perdeleme uzunluğu ne sıcaklığa ne de tabaka taşıyıcı konsantrasyonuna bağlıdır. Bu özellik iki boyutta seviye yoğunluğunun enerjiye bağlı olmayıp sabit olmasından kaynaklanır.

Tablo 2.2 : İyonize safsızlık saçılması hesaplarında kullanılan perdeleme uzunlukları.

Debye	Thomas-Fermi	İki Boyutta
$r_D = \left(\frac{\epsilon_0\epsilon_s kT}{e^2 n} \right)^{1/2}$	$r_{TF} = \pi^{2/3} \left(\frac{\epsilon_0\epsilon_s \hbar^2}{e^2 m^* (3n)^{1/3}} \right)^{1/2}$	$r_s^{2D} = \frac{2\epsilon \pi \hbar^2}{e^2 m^*}$

Conwell-Weisskopf'a göre iyonize safsızlık saçılmasına bağlı mobilite (Schubert 2009)

$$\mu_{HCW} = \frac{128\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2\epsilon_s^2(kT)^{3/2}}{N_H e^3 (m^*)^{1/2}} \left[\ln \left(1 + \frac{(12\pi\epsilon_0\epsilon_s kT)^2}{N_H^{2/3} e^4} \right) \right]^{-1} \quad (2.120)$$

ile verilir. Burada N_H ve n sırasıyla iyonize katkı ve serbest elektron konsantrasyonudur. Conwell-Weisskopf ve Brooks-Herring modelleri külçe yarıiletkenler için geliştirilmiştir ancak dejenere katkılı 2 boyutlu sistemlerde de kullanılabilir.

İki boyutlu elektron gazının düşük sıcaklıklardaki mobilitesi, iyonize katkılardan kaynaklanan Coulomb saçılmasına hassas olarak bağlıdır. İyonize katkıların kaynağı iki çeşit olabilir. i. kuantum kuyusuna elektronlarını aktarmış olan, bariyer tabakasındaki katkılar ve ii. kuantum kuyusunda veya bariyerde bulunan artık katkılar. Kuantum kuyulu kırmızıaltı fotodedektörlerde (QWIP) kuantum kuyuları, fotonların dedekte edilebilmesi için yüksek konsantrasyonda katkılандığı için özellikle düşük sıcaklıklarda kuyu içindeki iyonize katkılardan dolayı Coulomb saçılması mobilitayı sınırlamada etkindir. Bastard 1990'e göre $k_F z_0 \gg 1$ yaklaşımı altında relaksasyon zamanı sadeleştirilirse mobilite

$$\mu(E_F) = 16 |z_0|^3 \frac{e}{\hbar} \sqrt{2m_{2D}} \quad (2.121)$$

formülü ile belirlenebilir. Burada z_0 iyonize donörler ile elektronlar arasındaki uzaklıktır. İncelenen QWIP'lerde kuantum kuyuları merkezden belli bir kalınlıkta katkılanmıştır. Dolayısıyla z_0 değeri olarak kuantum kuyusunun kalınlığının $\sim 1/2$ 'si kadar alınmıştır. Mobilite z_0^3 ve $n_{2D}^{1/2}$ ile doğru orantılıdır. Yukarıdaki formülde nötralite koşuluna göre iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu, iyonize donörlerin konsantrasyonuna eşit alınmıştır. Eğer saçıcılar donörlardan farklı ise $n_{2D} \neq N_D$, bu durumda mobilite

$$\mu(E_F) = 16 |z_0|^3 \frac{e}{\hbar} \frac{n_{2D}}{N_D} \sqrt{2m_{2D}} \quad (2.122)$$

iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonuna $n_{2D}^{3/2}$ ile orantılı olacak şekilde bağlı olacaktır. Dikkat edilirse mobilite etkin kütle değerinden bağımsızdır. Ayrıca iki boyutta $\hbar/\tau$ oranı, $m^*/\pi\hbar^2$ seviye yoğunluğu ile orantılıdır (Bastard, 1990).

2.7.5. Nötr Katkı Saçılması

Nötr bir katkı atomundan saçılma sonucu elektrona momentum transferi gerçekleşebilir. Erginsoy tarafından bu saçılmanın elastik olduğu varsayılarak mobilite ifadesi için aşağıdaki denklem türetilmiştir (Adachi, 2005).

$$\mu_{ns} = \frac{e^3 m^*}{80\pi N_0 \hbar^3 \epsilon_0 \epsilon_s} \quad (2.123)$$

burada N_0 nötr katkı konsantrasyonudur. Saçılma zamanı ve mobilite hem sıcaklıktan hem de elektronun enerjisinden bağımsızdır. Nötr katkı saçılması, düşük sıcaklıklarda sıg-katkı seviyelerine sahip yarıiletkenlerde taşıyıcı donması olacağı için daha belirgin olur.

2.7.6. Arka Plan İyonize Katkı Saçılması

Kuantum kuyulu yapılarda kuyu içerisinde iyonize olan katkılardan kaynaklanan saçılmaya bağlı mobilite Hess (1979) tarafından

$$\mu_{BI} = \frac{8\pi \hbar^3 \epsilon_0^2 \epsilon_s^2 k_F^2 I_B(\beta)}{e^3 m^{*2} N_{BI}} \quad (2.124)$$

formülü ile ifade edilmiştir. 2 boyutta arka plan safsızlık konsantrasyonu N_{BI} , 3 boyuttaki safsızlık konsantrasyonu N_d ile L_w , kuyu genişliğinin çarpılmasıyla elde edilir. k_F Fermi yüzeyindeki dalga vektörüdür ve değeri $k_F = \sqrt{2\pi n_{2D}}$ ile hesaplanabilir. $I_B(\beta)$ integrali ise

$$I_B(\beta) = \int_0^\infty \frac{\sin^2 \theta}{(\sin \theta + \beta)^2} d\theta \quad (2.125)$$

formülü ile hesaplanır. β değeri S_0 perdeleme sabitine bağlıdır ve değeri $\beta = S_0 / 2k_F$ ile hesaplanabilir. Lee ve diğ. (1983) tarafından perdeleme sabiti, taşıyıcıların dejenere olduğu durumlar için

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon_0\epsilon_s\hbar^2} \quad (2.126)$$

dejenere olmayan durumlar içinse

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon_0\epsilon_s k_B T} \quad (2.127)$$

şeklinde ele alınmıştır. Dejenere katkılı durumu ele aldığımızda; kuantum kuyulu sistemlerde 2 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklığa bağlı olmadığı için ve Fermi dalga vektörü dolayısıyla arka plan katkı saçılması sıcaklıktan bağımsızdır.

2.7.7. Dislokasyon Saçılması

Dislokasyonlardan kaynaklanan saçılma ifadesi türetilirken, dislokasyonların yerleştiği eksen, kuantum kuyusuna dik alınmıştır. 2 boyutlu dejenere elektron gazından dolayı kuvvetli bir perdeleme söz konusudur. 2 boyutlu dejenere elektron gazı için saçılma oranı (Das Sarma, 1985) tarafından

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{N_{dis} m^* e^2}{\hbar^3 \epsilon^2 c^2} \frac{I_t}{4\pi k_F^4} \quad (2.128)$$

ile verilmiştir. Burada N_{dis} dislokasyon yoğunluğu, ϵ kristalin dielektrik sabiti, c zincirde yapısındaki kristalin örgü sabitidir. I_t integrali ise

$$I_t = \frac{1}{2} \xi^2 \int_0^1 \frac{du}{(1 + \xi^2 u^2) \sqrt{1 - u^2}} \quad (2.129)$$

ile verilir. ξ boyutsuz bir parametredir ve $\xi = 2k_F / q_{TF}$ ile ifade edilir. q_{TF} , 2 boyutta Thomas-Fermi dalga vektörüdür. Thomas-Fermi dalga vektörü a_B^* , malzemenin etkin Bohr yarıçapı olmak üzere $q_{TF} = 2/a_B^*$ ile verilir.

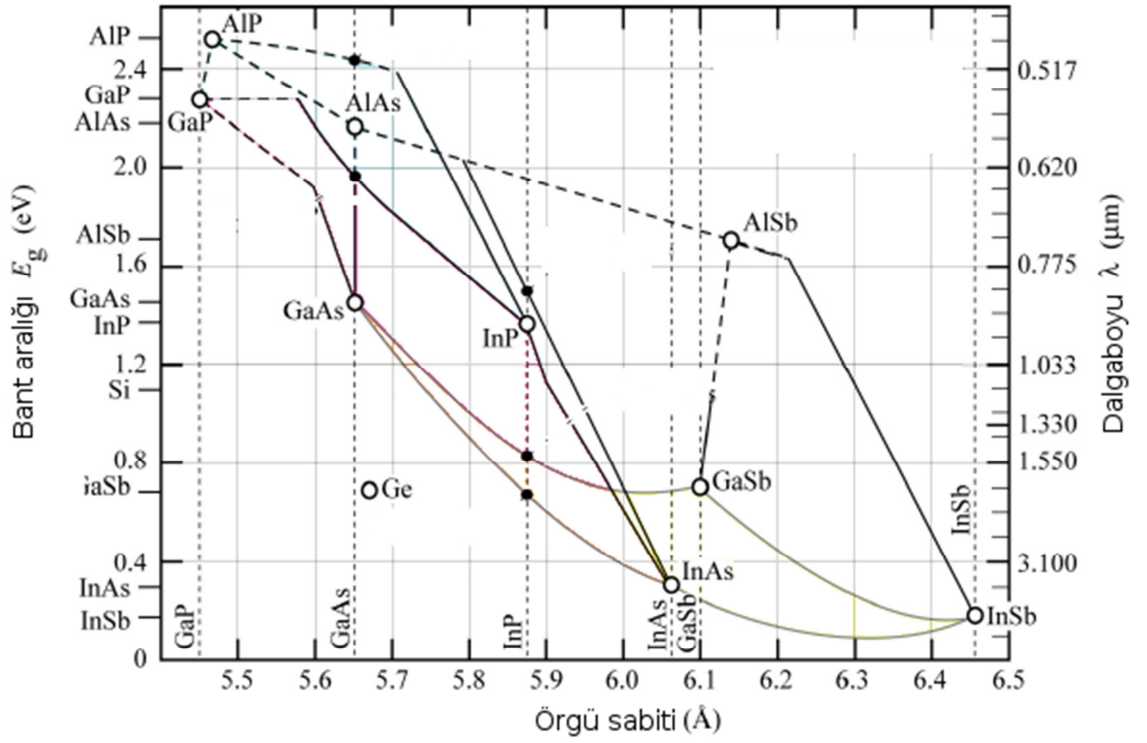
3. MALZEME VE YÖNTEM

Bu bölümde incelenen örneklerin tabaka yapıları, GaAs, AlAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, III-V grubu bileşiklerinin fiziksel özellikleri özet olarak verilmiştir. Tez kapsamında kullanılan karakterizasyon teknikleri ve deney düzenekleri hakkında açıklamalar yapılmıştır.

3.1. KULLANILAN MALZEMELERİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ

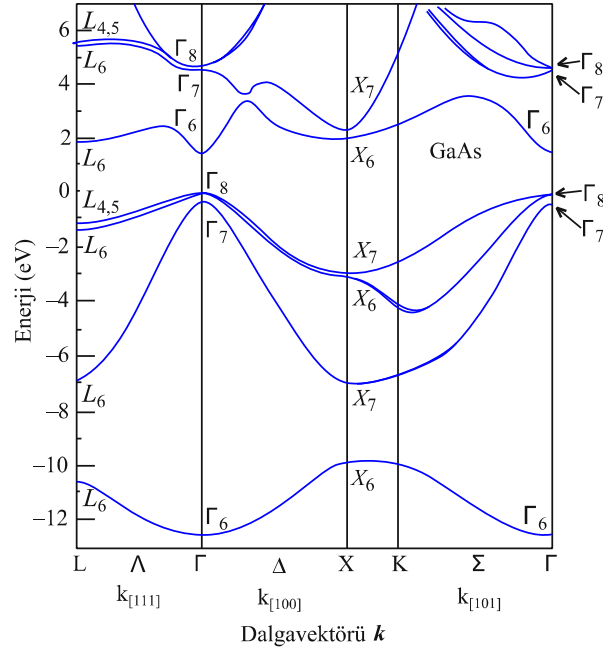
GaAs, III-V grubunda yer alan bir yarıiletkenidir. GaAs mikrodalga frekanslarında çalışan tümleşik devrelerde (IC), kırmızıaltı ışık yayan diyotlarda, laser diyotlarda ve güneş pillerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Günümüzde GaAs malzemesi ile 250 GHz frekanslarında çalışan transistörler yapılabilmektedir.

Şekil 3.1’de III-V grubu yarıiletkenlerin ve alaşımlarının bant aralıkları ile örgü sabitlerinin alaşımlama miktarına bağlı olarak değişimi gösterilmiştir. GaAs, AlAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ aynı kristal yapıya ve simetriye sahiptir. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ’te x oranı arttıkça bant aralığı artar. Ancak örgü sabitinde belirgin bir değişim olmaz. GaAs içerisine Al katılarak oluşturulan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ üçlü alaşımının örgü sabiti, GaAs ve AlAs’in örgü sabitine çok yakındır. Dolayısıyla GaAs ile AlAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, atomik tabakalar aralarında büyük bir gerilme olmadan üst üste epitaksiyel olarak büyütülebilir. III-V grubu yarıiletkenler arasında örgü sabiti uyumlu çiftler az sayıdadır. GaAs - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sistemi örgü sabiti uyumu bakımında çok avantajlıdır. Aynı kristal yapıya sahip ve örgü sabiti uyumlu atomik tabakalar arasında, gerilme ve sıkışmalardan kaynaklı dislokasyonlar olmayacak veya çok az sayıda olacaktır. Dolayısı ile malzeme kalitesi açısından tercih edilen ve epitaksiyel büyütme teknolojisi en gelişmiş malzemelerin başında gelmektedir.



Şekil 3.1: III-V grubu yarıiletkenlerin ve alaşımlarının oda sıcaklığındaki örgü sabitleri (Schubert, 2009).

GaAs direk, AlAs ise indirek bant yapılı III-V grubu yarıiletkenlerdir. GaAs'te iletkenlik bandının minimumu Γ noktasındadır. AlAs'te minimum X noktasına yakındır. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ üçlü alaşımındaki x oranı arttıkça iletkenlik bandının minimumu Γ noktasından X noktasına doğru kayar. $x=0.43$ oranı ve üzerinde alaşım indirek bant yapılı olur, optik ve elektrik özellikleri önemli ölçüde değişir. QWIP yapılarında çoğunlukla $x<0.43$ olacak şekilde alaşımlama yapılır. Şekil 3.2'de GaAs'in psödopotansiyel tekniği ile hesaplanmış bant diyagramı görülmektedir.



Şekil 3.2: GaAs'ın bant yapısı (Yu ve Cardona, 2005).

Tablo 3.1'de tez kapsamındaki hesaplamalarda kullanılan GaAs, AlAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'e ait fiziksel parametreler listelenmiştir.

Tablo 3.1 : GaAs, AlAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ kristallerinin önemli fiziksel özellikleri. (Adachi, 1985 ve IOFFE, 2012'den yararlanılmıştır).

Parametre	GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	AlAs
Kristal yapısı	Çinko sülfür	Çinko sülfür	Çinko sülfür
Simetri grubu	$T_d^2\text{-F43m}$	$T_d^2\text{-F43m}$	$T_d^2\text{-F43m}$
Örgü sabiti, a (Å)	5.6533	$5.6533+0.0078x$	5.6611
Kristal yoğunluğu (g/cm^3)	5.32	$5.32-1.56x$	3.76
Erime sıcaklığı ($^\circ\text{C}$)	1238	$1238-58x+560x^2$	1740
cm^3 'teki atom sayısı ($\times 10^{22}$)	4.42	$4.42-0.17x$	4.25
Isıl genleşme katsayısı, α_{th} ($\times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	5.73	$5.73-0.53x$	5.2
Ses hızı ($\times 10^5 \text{ cm/s}$)	$v_L=5.447$ $v_T=2.799$		
($T=77\text{K}$ 'de)			
[111] doğrultusunda			
[110] doğrultusunda	$v_L=5.447$ $v_T=5.289$		
[100] doğrultusunda	$v_L=2.479$ $v_T=3.350$		
Elastik sabitleri, C_{ij} ($\times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{dyn}$)	11.88	$11.88+0.14x$	12.02
C_{11}	5.38	$5.38+0.32x$	5.70
C_{12}	5.94	$5.94-0.05x$	5.89

C_{44}			
Young modülü, $Y (\times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	8.53	8,53-0,18x	8,35
Bulk modülü, $B (\times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	7.55	7,55+0,26x	7,81
Sıkıştırılabilirlik, $C (\times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2)$	1.33	1,33-0,05x	1,28
Debye sıcaklığı (K)	370	$370+54x+22x^2$	446
Yüksek frekans dielektrik sabiti, $\epsilon_{\infty}/\epsilon_0$	10.89	10,89-2,73x	8,16
Statik dielektrik sabiti, ϵ_s/ϵ_0	12.90	12,90-2,84x	10,06
Elektromekanik çiftlenim katsayısı, K_{14}	0.0617	0,0617+0,0323x	0,094
Piezoelektrik sabiti $e_{14} (\text{C/m}^2)$	-0.16	-0,16-0,065x -2,69-1,13x	-0,225
$d_{14} (10^{-12} \text{ m/V})$	-2.69		-3,82
LO fonon enerjisi, $\hbar\omega_{LO}$ (meV)	36,25	$36,25-6,55x+1,79x^2$ $x \leq 0,43$ $44,63+8,78x-3,32x^2$ $x > 0,43$	50,09
TO fonon enerjisi, $\hbar\omega_{TO}$ (meV)	33,29	$33,29-0,64x-1,16x^2$ $x \leq 0,43$ $44,63+0,55x-0,30x^2$ $x > 0,43$	44,88
Bant aralığı, E_g (eV) (T=300 K'de)	1,424	$1,424+1,247x$ $0 \leq x \leq 0,45$ $1,900+0,125x+0,143x^2$ $0,45 \leq x \leq 1,0$	2,168
Elektron etkin kütlesi, m^*/m_0 Γ vadisinde	0,067	$0,067 + 0,083x$ $0 \leq x \leq 0,41$	-
Etkin akustik deformasyon potansiyeli, Ξ_{eff} (eV)	6,7	6,7-1,2x	5,5
Elektron afinitesi, χ_e (eV)	4,07	$4,07+1,1x$ $0 \leq x \leq 0,45$	3,5

3.2. KULLANILAN ÖRNEKLERİN YAPISAL ÖZELLİKLERİ

Tez kapsamında, 6, 13 ve 14 nolu, 3 QWIP tasarımı üzerinde çalışılmıştır. Bu tasarımlar Prof. Dr. Yüksel ERGÜN ve arkadaşlarının teorik olarak modellediği QWIP yapılarıdır. 13 ve 14 nolu yapılar temelde aynı yapılardır. Her ikisi de yarıyalıtkan GaAs (SI-GaAs) altlık üzerinde büyütülmüş olmakla beraber, 13 nolu örnek dik transport ölçümlerine imkan veren aşırı n^+ katkılanmış, kalınca bir alt ve üst kontak tabakası içermektedir. 14 nolu örnek ise, paralel transport ölçümleri için hazırlandığından bu tabakaları içermemektedir. Yapıların diğer bir önemli özelliği; basamaklı bariyerlere sahip

kuantum kuyularından oluşmasıdır. Bu yapılar literatürde *merdiven tip* bariyerli yapılar olarak adlandırılmıştır (Eker ve diğ., 2006). Merdivenin her bir basamağını oluşturan kuantum kuyularının taban seviye enerjileri birbirinden farklıdır. Dolayısıyla dikey transporta, taban seviyeler arasındaki tünelleme miktarı azalacaktır. Taban seviye tünellemesinin azalması karanlık akımı azaltacak ve aygıtın dedektivitesini arttıracaktır. Basamaklı bariyerli bu tip QWIP'ler iki veya üç farklı dalga boyunda çalışabilecek şekilde tasarlanmıştır.

Deneyisel çalışmalar kapsamında kullanılan örneklerin adlandırılması ve üretim yerleri Tablo 3.2'de özetlenmiştir. 6 kodlu örnekler haricindeki tüm örnekler; alttaş olarak kullanılan yarıyalıtkan GaAs'ın, (100) düzlemi üzerinde büyütülmüştür. IQE6 ve SHE6 örnekleri ise $1-2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ oranında Si katkılı, n+ GaAs alttaş üzerinde büyütülmüştür. Örnekler Anadolu Üniversitesi Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı'nda, A.B.D.'de IQE firmasında ve Sheffield Üniversitesi'nde moleküler demet epitaksi (MBE) yöntemi ile büyüttürülmüştür. Örneklerin, elektriksel karakterizasyona uygun olarak işlenmesi ve kontaklarının yapımı, Bilkent ve Essex Üniversiteleri'nde yaptırılmıştır.

Kullanılan örneklerin kodlamasında; ilk 3 karakter büyütme yapılan kurumu, takip eden 2 rakam tasarlanan yapıyı, örnek halinde şekillendirilmiş ise “-“ den sonraki harf proses yerini ve son rakam örnek numarasını göstermektedir. “-“ den sonra gelen sadece numara ise işlenmemiş, optik ölçümler için “wafer”dan kesilmiş örnekleri göstermektedir.

Tablo 3.2 : Tez kapsamında incelenen örnekler ve üretim yerleri.

Örnek Kodu	Büyültme Yeri	Proses Yeri	Tanım
ANA13-1	Anadolu Üniversitesi	İşlenmemiş	Wafer
ANA14-1	Anadolu Üniversitesi	İşlenmemiş	Wafer
ANA14-B1	Anadolu Üniversitesi	Bilkent Üniversitesi	Hall bar
ANA14-B2	Anadolu Üniversitesi	Bilkent Üniversitesi	Hall bar
ANA14-E1	Anadolu Üniversitesi	Essex Üniversitesi	Hall bar
IQE13-1	IQE	İşlenmemiş	Wafer
IQE13-3	IQE	İşlenmemiş	Wafer
IQE13-B2	IQE	Bilkent Üniversitesi	Mesa

IQE14-1	IQE	İşlenmemiş	Wafer
IQE14-B4	IQE	Bilkent Üniversitesi	Hall bar
IQE14-B5	IQE	Bilkent Üniversitesi	Hall bar
IQE14-E1	IQE	Essex Üniversitesi	Hall bar
IQE6-1	IQE	İşlenmemiş	Wafer
SHE6-E1- A-B-C-E-D-F	Sheffield Üniversitesi	Essex Üniversitesi	Halka

ANA örneklerinde dereceli $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bariyerindeki x oranı 0,3'ten 0,21'e, IQE örneklerinde 0,27'den 0,21'e kadar dereceli olarak değiştirilmiştir. Günümüzde MBE cihazları bilgisayar kontrollüdür ve x oranı hassas olarak istenilen aralıkta değiştirilebilir. x oranının bu şekilde dijital olarak değiştirilerek, 13 ve 14 kodlu tasarımlarda 10 periyot tekrarlanan, aktif bölgeyi oluşturan tabakaların her periyodunun başında, 30 nm genişliğinde üçgen kuantum kuyuları oluşturulmuştur. Dereceli bariyer görevi yapan bu üçgen kuantum kuyuları yapı içerisinde bir iç elektrik alan oluşturur. Böylece dereceli bariyerlerin önlerindeki tabakalardaki foto uyarılmış taşıyıcıların, toplayıcı (collector) kontağa doğru süpürebileceği veya uygun polaritedeki dış elektrik alana katkıda bulunabileceği düşünülmüştür.

3.2.1. ANA13 Kodlu Örneğin Yapısı

Şekil 3.3'de ANA13 kodlu örneğin tabaka yapısı görülmektedir. Bu örneğin kapak ve tampon tabakası katkılı GaAs'tir. Bu yüzden üzerinde dikey transport, fotocevaplama ve fotoiletkenlik deneylerinin yapılması elverişlidir. Yapının 10 kez tekrarlanan biriminde, merdiven şeklini oluşturan antisimetrik bariyerlere sahip 3 adet kuantum kuyusu vardır. Ayrıca her periyodun başında Al oranı 0.3'ten 0.21'e kadar azalan bir $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakası mevcuttur. Bu tabaka iletkenlik ve değerlik bandında dereceli bir bariyer oluşturur ve önlerinde bulunan kuantum kuyularından fotouyarılmış taşıyıcıların süpürülmesini sağlar. Yapıda kuantum kuyuları katkılı iken bariyerler katkısızdır.

AuGe/Ni/Au			AuGe/Ni/Au
400 nm	n+ GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
50 nm	i $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$		
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
40 nm	i $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$		
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
10 nm	i $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$		
30 nm	dereceli AlGaAs	$x=0.30 - 0.21$ arası	
10 nm	i $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$		
5 nm	n GaAs	Merkezden 5 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
40 nm	i $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$		
5 nm	n GaAs	Merkezden 3.1 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
40 nm	i $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$		
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
40 nm	i $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$		
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
50 nm	i $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$		
700 nm	n+ GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
100 nm	i GaAs tampon		
375 μm GaAs Yarıyalıtkan Alttaş			

Şekil 3.3: ANA13 kodlu örneğin tabaka yapısı.

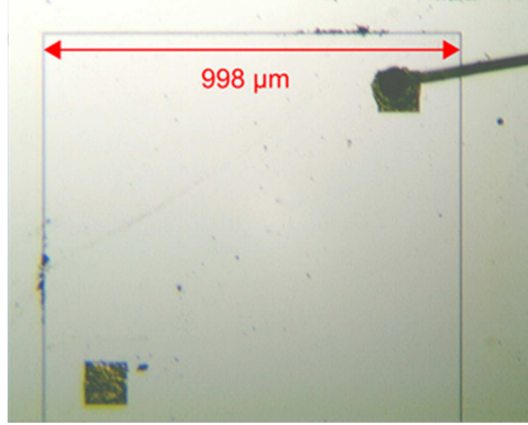
3.2.2. IQE13 Kodlu Örneğin Yapısı

Şekil 3.4’de verilen IQE13 yapısının ANA13 yapısından farkı, 30 nm’lik dereceli olarak alaşımlandırılmış $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakasında, Al oranının 0.30-0.21 yerine 0.27-0.21 arasında değişmesidir. Ayrıca 5.5 nm genişliğindeki kuantum kuyularındaki merkezi katkılama genişliği ANA13’te 1.2 nm iken IQE13’te 2.5 nm’dir. ANA13 örneğinde tüm kuantum kuyularındaki donör katkı oranı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ iken bu değer IQE13 örneğinde 5 nm genişliğindeki kuantum kuyularında $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ve 5.5 nm genişliğindeki kuantum kuyularında $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ olmak üzere iki farklı değerdedir. Mesa yapısında alt kontak, Şekil 3.4’de görüldüğü gibi 700 nm’lik n+ GaAs tabakasının 350 nm’si aşındırılıp, üzerine kontak kaplanarak yapılmıştır. Kontak yapısının bu şekilde seçilmesi sonucu, büyütülmüş tabakaların toplam kalınlığı küçük olduğundan, örneğe uygulanan düşük

voltaj, yüksek bir elektrik alanın doğmasına yol açmaktadır. IQE13 örneğinin kontakları arasında kalan kalınlığı yaklaşık 2400 nm'dir. Kontaklar arasına 10 V luk potansiyel farkı uygulandığında elde edilecek olan elektrik alan yaklaşık 40 kV/cm olacaktır. Şekil 3.5'de IQE13-B2 örneğinin 1×1 mm lik kare şeklindeki bir mesası ve mesa üzerindeki kantağa ultrasonik yöntemle bağlanmış altın tel görülmektedir.

AuGe/Ni/Au			AuGe/Ni/Au	
400 nm	n+ GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
50 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkılı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkılı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
10 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
30 nm	dereceli AlGaAs x=0.27 – 0.21 arası			
10 nm	i Al _{0.27} Ga _{0.73} As			
5 nm	n GaAs	Merkezden 5 nm Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.27} Ga _{0.73} As			
5 nm	n GaAs	Merkezden 3.1 nm Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.24} Ga _{0.76} As			
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkılı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkılı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
50 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
700 nm	n+ GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
100 nm	i GaAs tampon			
375 µm GaAs Yarıyalıtkan Alttaş				

Şekil 3.4: IQE13 kodlu örneğin tabaka yapısı.



Şekil 3.5: IQE13 kodlu örneğin 1×1 mm lik kare şeklindeki bir mesası.

3.2.3. ANA14 Kodlu Örneğin Yapısı

Şekil 3.6’da ANA14 kodlu örneğin tabaka yapısı görülmektedir. ANA14 ile ANA13 örneklerinin periyodik olarak tekrarlanan bariyer ve kuantum kuyulu tabakaları aynıdır. ANA14 yapısında, ANA13 yapısındaki katkılı GaAs kapak tabakası, katkısız GaAs ile değiştirilmiştir. Ayrıca ANA13 yapısında tampon tabakasının üzerine büyültülmüş olan katkılı GaAs tabakası ANA14 yapısında yoktur. ANA14’te tabakalar yarı yalıtkan GaAs alttaş üzerine moleküler demet epitaksisi yöntemi ile büyütülmüştür. Tüm tabakalara elektron enjekte etmeyi sağlamak için AuGe/Ni/Au kontaklar, termal olarak yapı içerisine difüze ettirilmiştir. Bu örnekte taşıyıcılar, bir dış elektrik alandan kaynaklanan pertürbasyon sonucu, büyütülen tabakalar boyunca hareket ettiğinden dolayı paralel transport mekanizması geçerlidir. Bu örnek Hall ölçümleri için uygundur.

AuGe / Ni / Au Katak	100 nm	i GaAs		Katkısız	AuGe / Ni / Au Katak
	50 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	10 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	30 nm	dereceli AlGaAs x=0.30 – 0.21 arası			
	10 nm	i Al _{0.3} Ga _{0.7} As			
	5 nm	n GaAs	Merkezden 5 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.27} Ga _{0.73} As			
	5 nm	n GaAs	Merkezden 3.1 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.24} Ga _{0.76} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 1.2 nm Si katkılı	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	50 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	300 nm	i GaAs tampon		Katkısız	
375 µm GaAs Yarıyalıtkan Alttaş					

x10

Şekil 3.6: ANA14 kodlu örneğin tabaka yapısı.

3.2.4. IQE14 Kodlu Örneğin Yapısı

IQE13 yapısı ile ANA13 yapısı arasındaki farklılıklar, Şekil 3.7’de verilen IQE14 ile ANA14 arasında da geçerlidir.

AuGe/Ni/Au Kontak	100 nm	i GaAs		katkısız	AuGe/Ni/Au Kontak
	50 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	10 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	30 nm	dereceli AlGaAs	x=0.27 – 0.21 arası		
	10 nm	i Al _{0.27} Ga _{0.73} As			
	5 nm	n GaAs	Merkezden 5 nm Si katkı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.27} Ga _{0.73} As			
	5 nm	n GaAs	Merkezden 3.1 nm Si katkı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.24} Ga _{0.76} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	5.5 nm	n GaAs	Merkezden 2.5 nm Si katkı	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	50 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
	300 nm	i GaAs tampon		katkısız	
375 μm GaAs Yarıyalıtkan Alttaş					x10

Şekil 3.7: IQE14 kodlu örneğin tabaka yapısı.

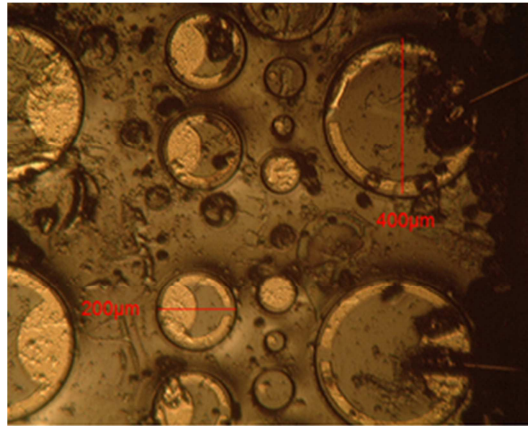
3.2.5. SHE6-E1 Kodlu Örneğin Yapısı

Şekil 3.8’de SHE6-E1 kodlu örneğin tabaka yapısı görülmektedir. Alttaş diğer örneklerden farklı olarak katkı GaAs’tir. Örnek, n-katkılı GaAs kuantum kuyularından ve katkısız Al_xGa_{1-x}As bariyerlerden oluşmuş üç tür kuyuya sahiptir. Farklı üç bariyer bileşimi ile üç farklı kalınlıktaki kuantum kuyusu merdiven şeklinde bir iletkenlik bandı profiline yol açar. Farklı üç kuantum kuyusu ve bariyerden oluşan heteroeklemler 30 periyot büyütülmüştür. Kuantum kuyularının katkı konsantrasyonu $5.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ’tür. n+ GaAs’ten yapılmış olan üst ve alt kontak tabakaları Si ile $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyonunda katkılanmıştır.

AuGe/Ni/Au			AuGe/Ni/Au	
1000 nm	n+ GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	x30
50 nm	n GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.21} Ga _{0.79} As			
6.5 nm	n GaAs	Si katkılı	$5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.24} Ga _{0.76} As			
5.5 nm	n GaAs	Si katkılı	$5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.3} Ga _{0.7} As			
4.5 nm	n GaAs	Si katkılı	$5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	
40 nm	i Al _{0.35} Ga _{0.65} As			
1500 nm	n+ GaAs	Si katkılı	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
375 μm	n+ GaAs Alttaş	Si katkılı	$1\text{-}2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
Au Kaplı Seramik				

Şekil 3.8: SHE6-E1 kodlu yapının tabaka yapısı.

Kontak tabakalarının yoğun katkı ve kalın olması aygıtın uçlarındaki bant bükülmesini önler ve aygıt için iyi bir ohmik kontak sağlar (Eker ve diğ, 2006). Bu örneğin kontak yapısı dikey transport özelliklerini incelemek için daha uygundur. Üst kontak optik ölçümlere imkan sağlamak için, GaAs tabakası açık kalacak şekilde ince bir halka şeklinde yapılmıştır. A, B, C harfleri ile kodlanan mesaların çapları 200 ve D, E, F harfleri ile kodlananların ise 400 μm 'dir. Şekil 3.9'da SHE6-E1'in farklı çaptaki mesaları görülmektedir.

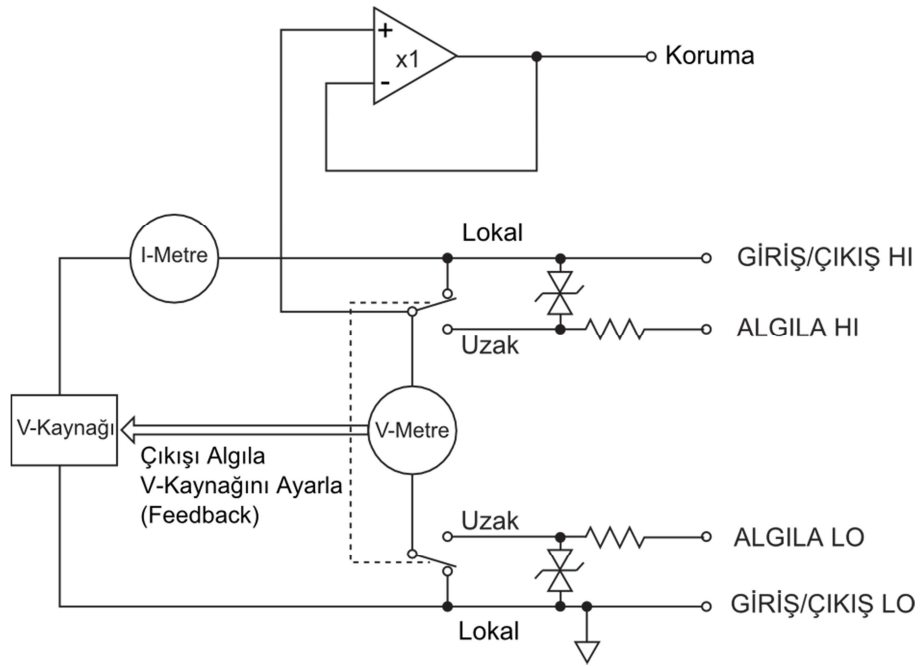


Şekil 3.9: SHE6-E1 kodlu örneğe ait farklı çaptaki mesalar.

3.3. KARAKTERİZASYON TEKNİKLERİ

3.3.1. Akım Gerilim (I-V) Ölçümü

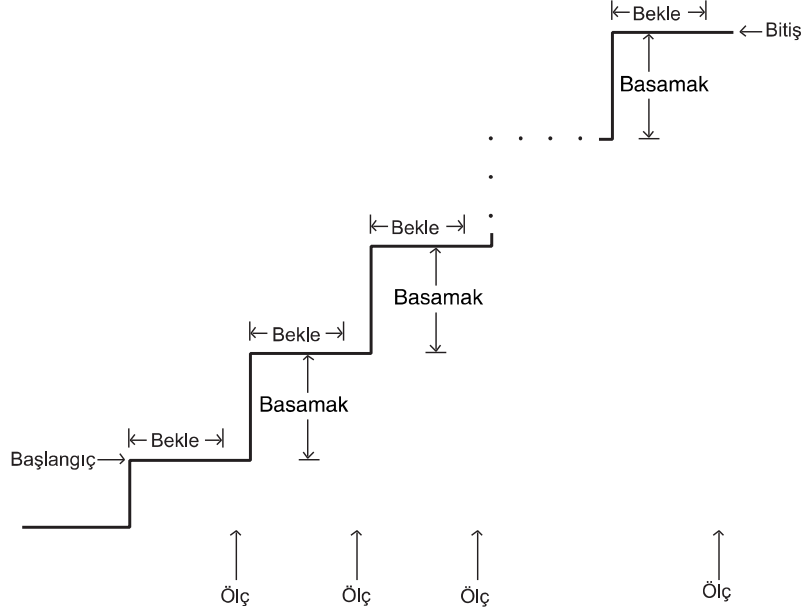
I-V ölçümlerinde Keithley 2601 ve Keithley 2635A System SourceMeter'lar kullanılmıştır. I-V ölçümlerinde kullanılan bu cihazlar 2 tel ve 4 tel metotları ile ölçüm yapabilmektedirler. Deneylerde, 2 tel ile ölçüm metodu kullanılmıştır. Dikey transport örneklerinin I-V karakteristiğini ölçmek için kullanılan örnek tutucuda, yüksek frekanslı ölçümlere de olanak sağlayan çelik kılıflı koaksiyel kablolar ve altın kaplı SMA tipi konnektörler kullanılmıştır. Koaksiyel kabloların kullanılması düşük akımların daha az gürültülü olarak ölçülmesine imkan sağlamıştır. Mesa tipi dikey transport örneklerinde; ileri besleme, üst kontağa, tabandaki alt kontağa göre pozitif elektriksel potansiyel uygulanması şeklinde tanımlanmıştır.



Şekil 3.10: I-V ölçümlerinde kullanılan System SourceMeter'ların ölçüm şeması.

I-V ölçümlerinde besleme, negatif voltaj değerinden pozitif voltaj değerine doğru lineer artımlarla süpürülmüştür. Süpürme, başlangıç ve bitiş seviyeleri ile başlangıç ve bitiş noktalarını da içeren toplam nokta sayısı ile tanımlanır. Artımları oluşturan basamak voltaj değerleri $\text{Basamak} = (\text{Başlangıç} - \text{Bitiş}) / (\text{Nokta Sayısı} - 1)$ formülü ile belirlenebilir.

Deneyler, tez çalışmaları kapsamında geliştirilen ve ölçüm cihazları ile GPIB IEEE-488 veri yolu üzerinden haberleşebilen bir bilgisayar programı yardımıyla yapılmıştır.



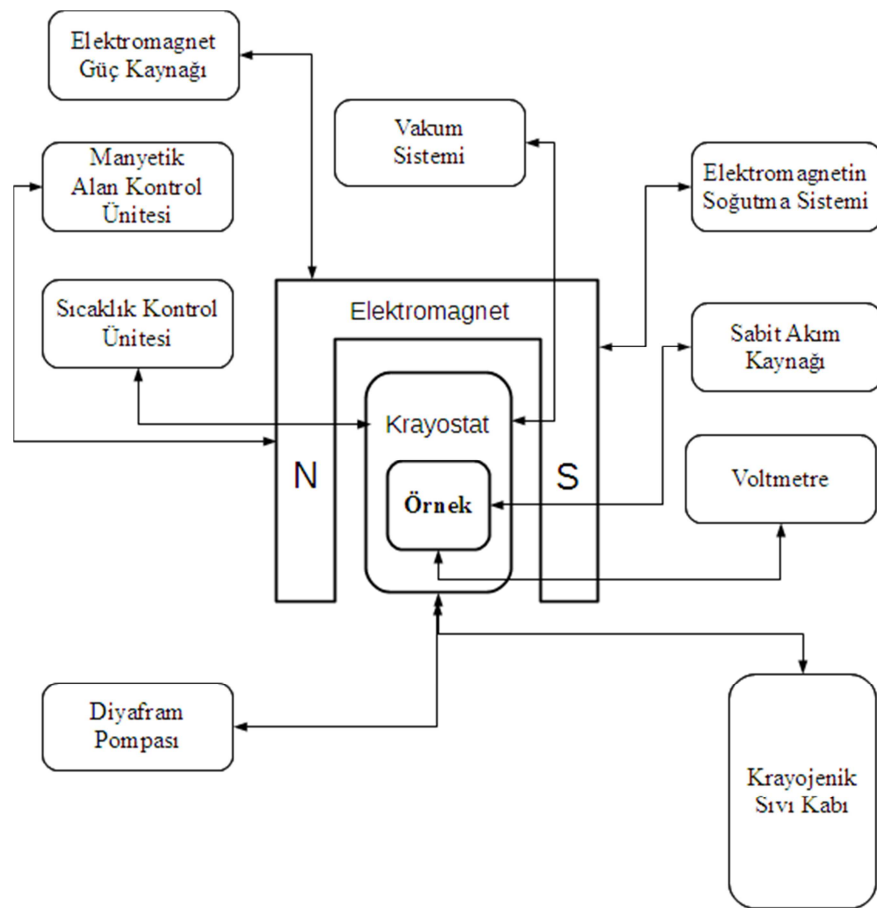
Şekil 3.11: Lineer merdiven tipi süpürme.

IR aydınlık altında yapılan I-V ölçümlerinde, ışık kaynağı olarak Newport 6575 kodlu maksimum 22 W'lık IR seramik element kullanılmıştır. Seramik elementin yaydığı ışık örnek üzerine, açıklığı F/4.4 olan, ışığı 5.2 mm çapında odaklayabilen rodyum kaplı elipsoidal ayna ile odaklanmıştır. IR elementin üzerinden geçen akım ayarlanarak, IR elementin sıcaklığı dolayısıyla Wien yasasına uygun şekilde pik dalga boyu değiştirilmiştir.

3.3.2. Hall Mobilitesinin Ölçümü

Hall olayı yardımıyla bir yarıiletken malzeme içerisindeki taşıyıcının tipi, konsantrasyonu ve Hall mobilitesi belirlenebilir. Sıcaklığa bağlı Hall olayı ölçümlerinden katkılar, safsızlıklar, malzeme kalitesi ve çeşitli saçılma mekanizmaları hakkında bilgi edinilebilir. Hall ölçümlerinde Şekil 2.13'de görüldüğü gibi örnek üzerinden sabit bir akım, bu akıma dik bir manyetik akı geçirilir ve örneğin kontakları arasındaki potansiyel farkları ölçülür. Hall deney düzeneğinde örneğin AB uçları arasından sabit akım sürmek için Keithley 2400 SourceMeter kullanılmıştır. Örneğin 1 ve 2 numaralı (V_{CD} ve V_{EF}) kollarından Hall voltajı, 3 ve 4 numaralı (V_{DF} ve V_{CE}) kollarından ise örnek voltajı Keithley 199 DMM Scanner ile ölçülmüştür. Ölçümlerde

örneğin A'dan B'ye ve B'den A'ya olmak üzere farklı polaritelerde sabit akım sürülmüştür. Manyetik alan ise örneğe ve uygulanan akıma dik olacak şekilde, tek yönde Şekil 3.13'de görülen elektromagnetle uygulanmıştır. Mobilitenin ve taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimini incelemek için continuos flow (sürekli akışlı) statik tip krayostat kullanılmıştır. 77-300 K sıcaklık aralığındaki ölçümlerde soğutma, sıvı azot sirkülasyonu ile sağlanmıştır. 10-80 K sıcaklık aralığındaki ölçümlerde ise soğutma için sıvı helyum kullanılmıştır. Sıcaklığı ayarlamak için Oxford ITC4 sıcaklık kontrol ünitesi kullanılmıştır. Deney düzeneğinin genel şeması aşağıdaki gibidir. Deney sisteminin fotoğrafı Şekil 3.13'de görülmektedir.



Şekil 3.12: Hall ölçümlerinde kullanılan deney düzeneği.



Şekil 3.13: Elektromagnet sistemi.

3.3.3. Magnetorezistans Ölçümü

Magnetorezistans ölçümlerinde, Hall mobilitesi ölçümlerinden farklı olarak örneğin direncinin süpürülen manyetik alanla beraber değişimi incelenir. İstenilirse Hall voltajının değişimi de ayrı bir kanaldan okunabilir. Farklı sıcaklıklarda yapılan magnetorezistans ölçümlerinde örnek üzerinden sabit akım geçirilmiş ve manyetik alana bağlı olarak V_{xx} ve V_{xy} 'nin değişimi kayıt edilmiştir. 0-1.6 T arasındaki ölçümler elektromagnet sistemi ile 0-7 T arasındaki ölçümler ise süperiletken magnet sistemi ile yapılmıştır. Elektromagnet sistemindeki ölçümlerde, sabit akım kaynağı olarak Keithley 2400 SourceMeter, çok kanallı voltmetre olarak Keithley 199 DMM Scanner kullanılmıştır. Süperiletken magnet sisteminde sabit akım kaynağı olarak Keithley 2635A System SourceMeter, çok kanallı voltmetre olarak Keithley 2700 Digital Multimeter kullanılmıştır. V_{xx} , V_{xy} ve manyetik alan değerleri çok kanallı multimetreden

tez çalışmaları kapsamında geliştirilen bir bilgisayar programı aracılığıyla anahtarlama yapılarak okunup kayıt edilmiştir. Deney setinin prensip şeması Hall sistemine benzer olup ölçümler farklı sistemler üzerinde yapılmıştır. Deney sisteminin fotoğrafı Şekil 3.14’de görülmektedir. Bu sistemde ayrıca I-V ölçümleri de yapılmıştır.

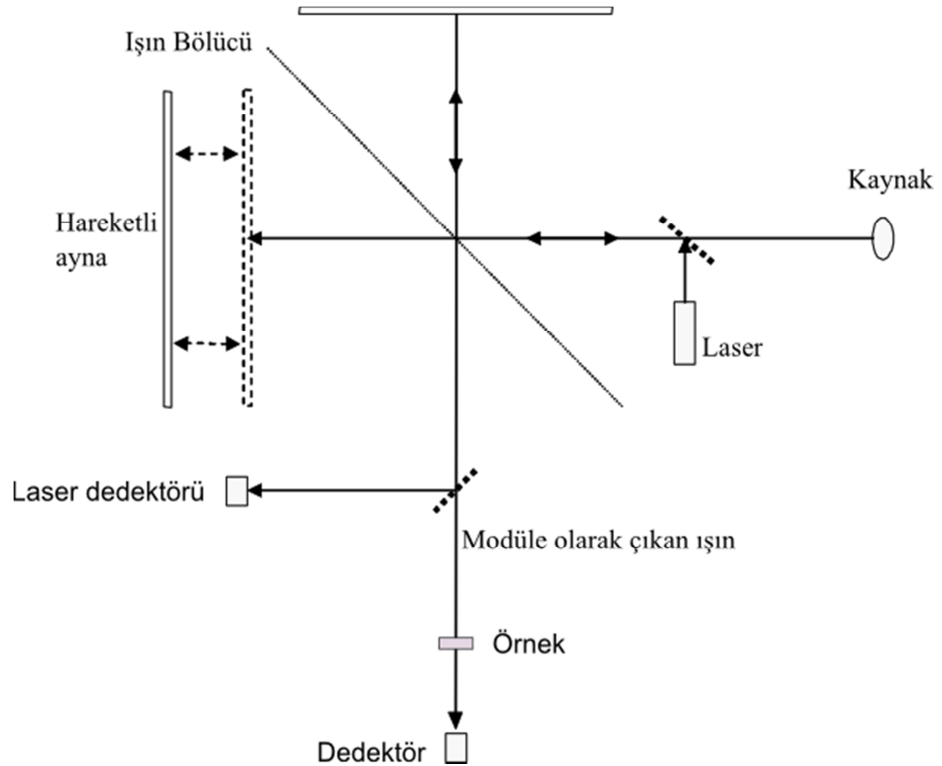


Şekil 3.14: Süperiletken magnet sistemi.

3.3.4. Fourier Transform Kırmızıaltı Spektroskopisi

Fourier Transform Kırmızıaltı Spektrometresi (FTIR) kullanılarak bir yarıiletken malzemenin boyuna ve enine optik fonon frekansları belirlenebilir. Alt bant geçişlerine karşılık gelen dalga boylarındaki absorpsiyon piklerinden kuantum kuyusu içindeki bağlı seviyeler ve kuyu dışındaki yarı bağlı seviyeler hakkında bilgi edinilebilir. FTIR ölçümleri sonucu elde edilen absorpsiyon piklerinden süperörgü yapılarındaki minibantların ve yarıbağlı seviyelerin genişliği hakkında da nitel bilgi elde edinilebilir.

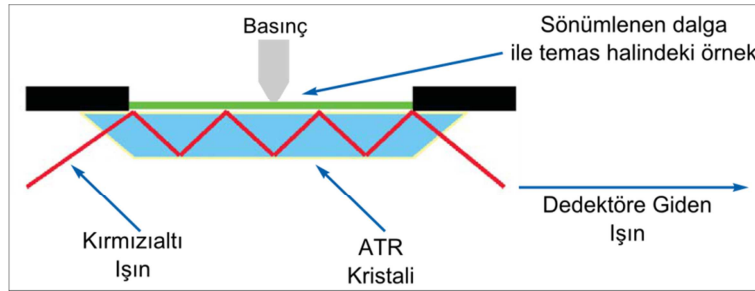
FTIR spektrometreleri Michelson interferometresinin prensibine dayalı olarak çalışır. Örnek içinden geçirilen ışınlar, Michelson interferometresinde aralarında yol farkı oluşturulmuş olan ışınlardır. Şekil 3.15’de görüldüğü gibi interferometrede birbirine dik olarak yerleştirilmiş iki adet ayna bulunur. Bunlardan biri düzlemine dik olan eksen boyunca hareket edebilecek şekilde yapılmıştır (Giannopoulos 2003). Hareketli aynanın konumu, interferometrede dolaşan bir laser ışını yardımıyla kayıt edilmektedir. Örnek kendi karakteristik spektrumuna uyan tüm dalgalıboylarını absorbe eder ve bu dalgalıboyları sonuç interferogramdan çıkartılır. Örnekten absorbe olmadan geçen ışınlar ise dedektöre gelir. Dedektör, üzerine düşen tüm dalgalıboylarındaki ışınların enerjilerini aynı anda zamana bağılı olarak ölçer. Laser ışını da laser dedektörüne gönderilerek referans ölçümü için kullanılır. Bir bilgisayar programı yardımıyla interferogramdaki her nokta için Fourier dönüşümü yapılarak zamana bağılı şiddet spektrumu, frekansa bağılı şiddet spektrumuna dönüştürölüp kayıt edilir.



Şekil 3.15: FTIR’da kullanılan interferometrenin çizimi.

FTIR spektrumu alınırken dedektöre, örneğin içinden geçen ışınlar gönderiliyor ise bu yöntemge geçirgenlik (transmission) yöntemi adı verilir. Eğer dedektöre, örneğin

içerisinde belli bir kalınlığa girmiş ve oradan yansımış ışınlar gönderiliyor ise bu yöntemle yansıma (reflection) yöntemi adı verilir. Yansıma yöntemi ile ölçüm yapılabilmesi için FTIR spektrometresine monte edilebilen ATR (attenuated total reflectance, sönümlenmiş tam yansıma) aparatı kullanılır. Bu aparat yardımıyla örnek, saydam bir kristal ile aralarında hava kalmayacak şekilde temas ettirilir. Arada hava kalmaması için örneğin üzerine bir mengene düzeneği ile basınç uygulanır. ATR yönteminde saydam kristal olarak çinko selenit (ZnSe), germanyum (Ge), çinko sülfür (ZnS), silisyum (Si), elmas gibi kristaller kullanılır. Örnek içerisinde tam yansımaların olabilmesi için seçilen kaynak dalgaboyunda, örnek ile temas halinde olan kristalin kırma indisinin örneğin kırma indisinden büyük olması gerekir. Örneğin üzerine belli bir açıda kaynak ışın gönderilir. Bu ışın Şekil 3.16’da görüldüğü gibi örnek içerisine 1-4µm girip içeride tam yansımalar yaparak örnekten çıkar ve dedektöre gider. ATR yönteminde % geçirgenlik ile absorpsiyon spektrumu birbirine benzerdir. Farklı açılarda kesilmiş kristaller veya açı değiştirici aksesuarı kullanılarak çok tabakalı yapılarda, tabakalar hakkında ayrı ayrı bilgi edinilebilir.



Şekil 3.16: Yansıma yöntemi ile FTIR spektrumu almak için kullanılan ATR aparatı (PelkinElmer, 2005).

Beer-Lambert yasasına göre absorbe edici bir ortam içerisinde yayılan elektromanyetik dalganın şiddetinin ortama gelen ışığın şiddeti ile ilişkisi denklem (3.1) ile verilir.

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (3.1)$$

Burada α , absorpsiyon katsayısı, x ortamın kalınlığıdır. Ortamın geçirgenliği (transmittans) ise

$$T_{\lambda} = \frac{I}{I_0} \quad (3.2)$$

ile ifade edilir. Absorbans ile geçirgenlik arasındaki ilişki ise

$$A_{\lambda} = -\log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) = -\log_{10} (T_{\lambda}) \quad (3.3)$$

ile ifade edilir. Eğer ışığın örnek içerisinde kat ettiği kalınlık biliniyorsa, Beer-Lambert yasasından yola çıkılarak absorpsiyon katsayısı hesaplanabilir.

4. BULGULAR

Bu bölümde incelenen örneklerin transfer matris yöntemi ile elde edilen enerji seviyeleri, Schrödinger ve Poisson denklemlerinin özuyumlu olarak çözülmesi sonucu elde edilen elektron yoğunluklarının dağılımları verilmiştir. Sıcaklığa bağlı akım voltaj karakteristiklerinden yararlanılarak, tünelleme akımı ile termoiyonik emisyon kaynaklı akımın davranışı hakkında bilgiler verilmiştir. Sıfır ve farklı elektriksel potansiyel farkları için deneysel verilerden yararlanılarak hesaplanan aktivasyon enerjileri tablolandırılmıştır. Sonlu kuantum kuyusuna dayalı bir iterasyon yöntemiyle, kuazi-Fermi seviyesi ve sıfır beslemedeki aktivasyon enerjisinden yararlanılarak, yapıda bulunan farklı kuantum kuyularının taban enerji seviyeleri hesaplanmıştır. Hall ölçümlerinden mobilite, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu, öz direnç gibi temel fiziksel büyüklükler sıcaklığa bağlı olarak incelenmiştir. Teorik mobilite fitleri yardımıyla yapıda paralel transport olduğu gösterilmiştir. Paralel örneklerin magnetorezistans ölçümlerinde negatif magnetorezistans gözlemlenmiştir. Bu olayı açıklayan zayıf lokalizasyon teorisinden yararlanılarak sıcaklığa bağlı faz kırılma zamanları hesaplanmıştır. Son olarak FTIR ölçümlerinden yararlanılarak yapıların optik fonon davranışları açıklanmıştır.

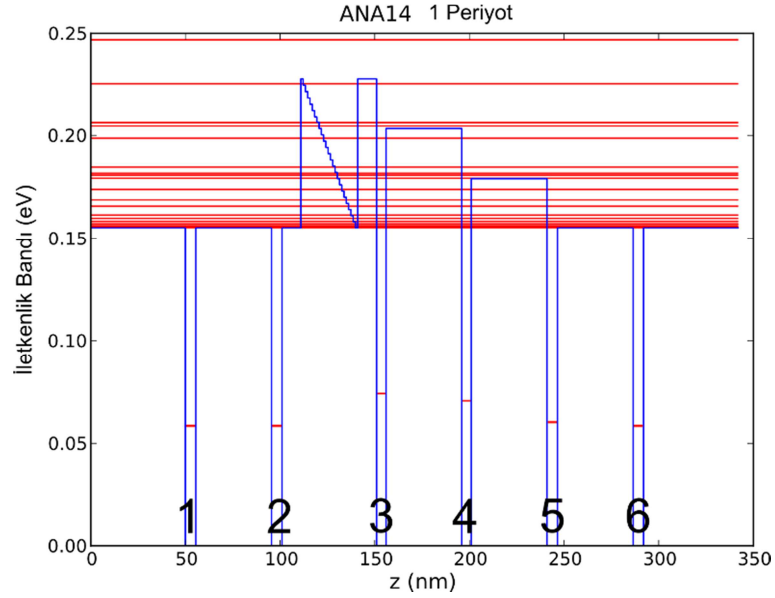
4.1. TRANSFER MATRİS YÖNTEMİ İLE HESAPLANAN ENERJİ SEVİYELERİ

ANA14, IQE14 ve SHE6 kodlu örneklerin iletkenlik ve değerlik bantlarında oluşan kuantum kuyularının içindeki enerji seviyeleri transfer matris tekniği kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda iletkenlik ve değerlik bandı süreksizliklerinin sıcaklıktan bağımsız olduğu varsayılmıştır. Zira, sıcaklığa bağlı olarak bant aralıkları değişim gösterse de süreksizlik değerleri hemen hemen değişmeyecektir. Hesaplamalar elektrik ve manyetik alanın olmadığı durum için yapılmıştır. Ayrıca taşıyıcı

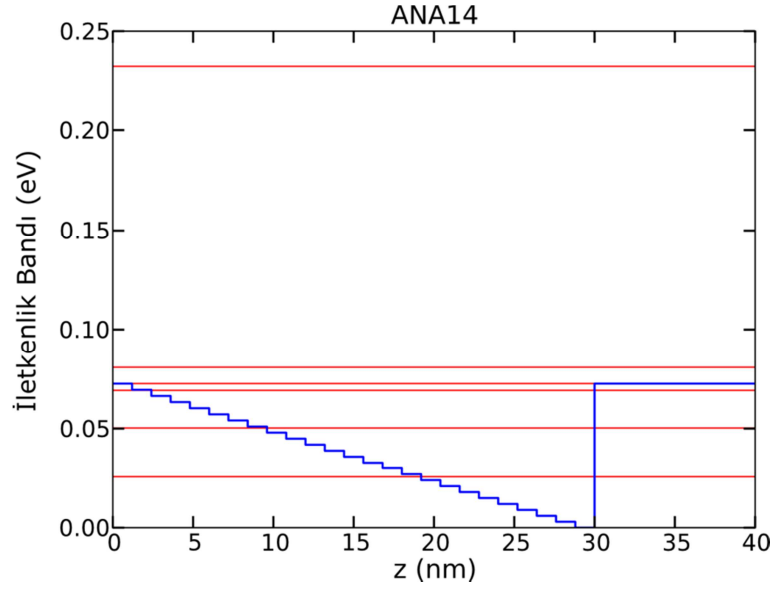
konsantrasyonlarının bant yapısına etkisi göz önüne alınmamıştır. Bu varsayımlar altında 13 ve 14 kodlu örnekler için bulunan seviyeler aynı olacaktır.

4.1.1. ANA14 Kodlu Yapının Enerji Seviyeleri

Şekil 4.1’te ANA14 kodlu örneğe ait büyütme parametreleri ile elde edilen iletkenlik bandı diyagramı ve enerji seviyeleri görülmektedir. 10 kez tekrarlanan periyodun sadece bir tanesi hesaplamalarda ele alınmıştır. Numaralanmış olan kuyular Şekil 3.6’da mavi renkle belirtilmiş olan GaAs kuantum kuyularıdır. Şekil 4.2’de ise yapının üçgen kuyusunda hesaplanan enerji seviyeleri, açıklık açısından ayrı olarak verilmektedir.



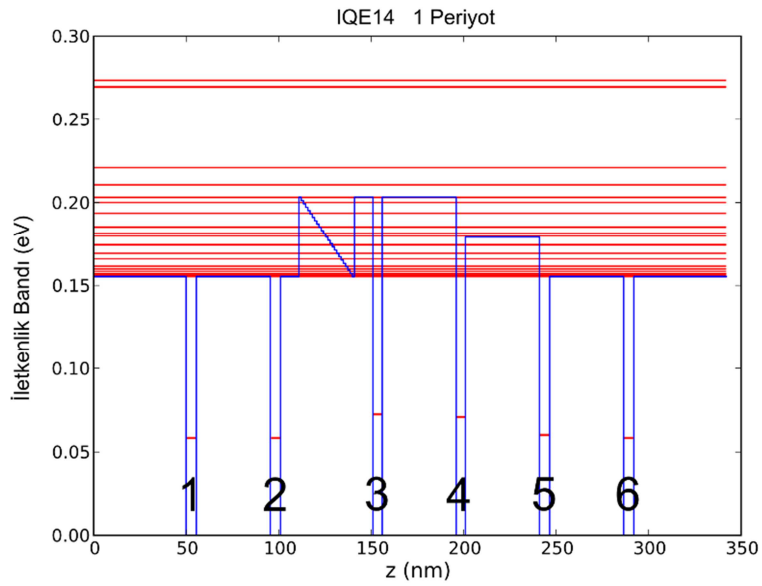
Şekil 4.1: ANA14’ün iletkenlik bandı diyagramı ve enerji seviyeleri.



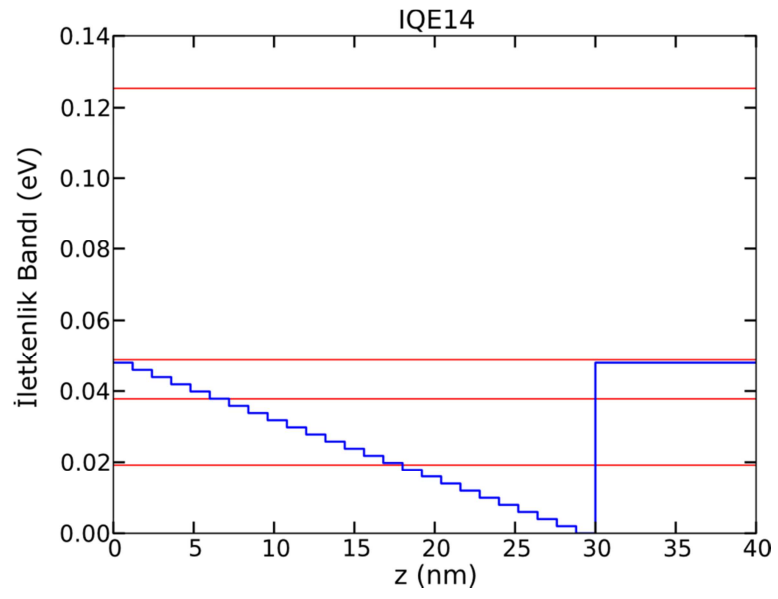
Şekil 4.2: ANA14 kodlu yapıdaki üçgen kuantum kuyusunun enerji seviyeleri.

4.1.2. IQE14 Kodlu Yapının Enerji Seviyeleri

IQE14 örneğine ait büyütme parametreleri ile yapılan hesaplar, ANA14 örneği ile benzer olup, elde edilen sonuçlar Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’de verilmiştir. Bu sonuçlar, sayısal olarak, numaralı kuyular için Tablo 4.1 ve üçgen kuyular için Tablo 4.2’de karşılaştırmalı olarak özetlenmektedir. ANA ve IQE yapılarında ~ 155 meV ve üzerinde çok sayıda yarıbağlı seviye tespit edilmiştir.



Şekil 4.3: IQE14’ün iletkenlik bandı diyagramı ve enerji seviyeleri.



Şekil 4.4: IQE14 kodlu yapıdaki üçgen kuantum kuyusunun enerji seviyeleri.

Tablo 4.1 : ANA14 ve IQE14 kodlu yapıların iletkenlik bandındaki altbant seviye enerjileri.

Kuyu Numarası	Kuyu Genişliği (nm)	ANA14				IQE14			
		Elektron Seviye Enerjisi (meV) E1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH2	Hafif Boşluk Seviye Enerjisi (meV) LH1	Elektron Seviye Enerjisi (meV) E1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH2	Hafif Boşluk Seviye Enerjisi (meV) LH1
1	5.5	58.4	13.9	53.3	43.4	58.4	13.9	53.3	43.4
2	5.5	58.4	13.9	53.3	43.4	58.4	13.9	53.3	43.4
3	5	74.1	17.2	66.8	55.4	72.5	16.9	65.8	54
4	5	70.5	16.8	64.6	52.4	70.5	16.8	64.6	52.4
5	5.5	60.2	14.1	54.4	44.8	60.2	14.1	54.4	44.8
6	5.5	58.4	13.9	53.3	43.4	58.4	13.9	53.3	43.4

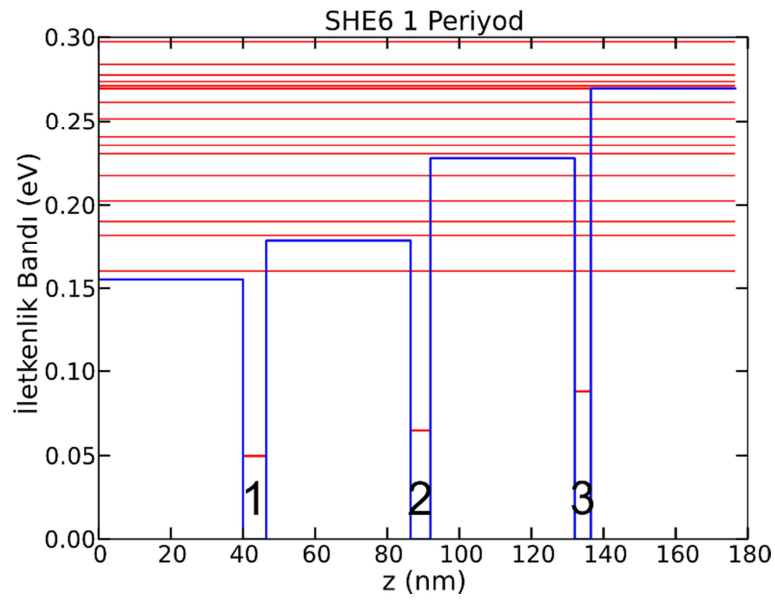
Tablo 4.2 : ANA14 ve IQE14 kodlu yapılarda yer alan üçgen kuantum kuyusu içerisindeki seviyeler.

Enerji Seviyesi	Kuyu Genişliği (nm)	ANA14			IQE14		
		Elektron Seviye Enerjisi (meV) E1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH1	Hafif Boşluk Seviye Enerjisi (meV) LH1	Elektron Seviye Enerjisi (meV) E1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH1	Hafif Boşluk Seviye Enerjisi (meV) LH1
1	30	25.5	10.4	18.2	19.1	7.9	13.7
2		50.3	20.3	35.9	37.8	15.5	26.8
3		69.2	28.5	48.1	48.8	21.6	32
4		72.6	35.6	48.4		27	
5		80.8	42.1			31.5	
6			47.7			32	
7			48.4			32.8	
8			49.2			37.3	

Tablo 4.1’den de görüleceği gibi ANA ve IQE yapıları arasında kuyular için elde edilen enerji seviyeleri arasındaki fark en fazla 1.6 meV dir. Üçgen kuyularda dereceli bariyer bölgesindeki Al konsantrasyonunun biraz farklı olmasından dolayı seviye sayıları farklıdır.

4.1.3. SHE6 Kodlu Yapının Enerji Seviyeleri

Benzer hesaplar SHE6 örneği için Şekil 4.5’de ve sayısal veriler olarak Tablo 4.3’de görülmektedir.



Şekil 4.5: SHE6’nın iletkenlik bantı diyagramı ve enerji seviyeleri.

Tablo 4.3 : SHE6 kodlu yapının iletkenlik ve değerlik bandındaki altbant enerji seviyeleri.

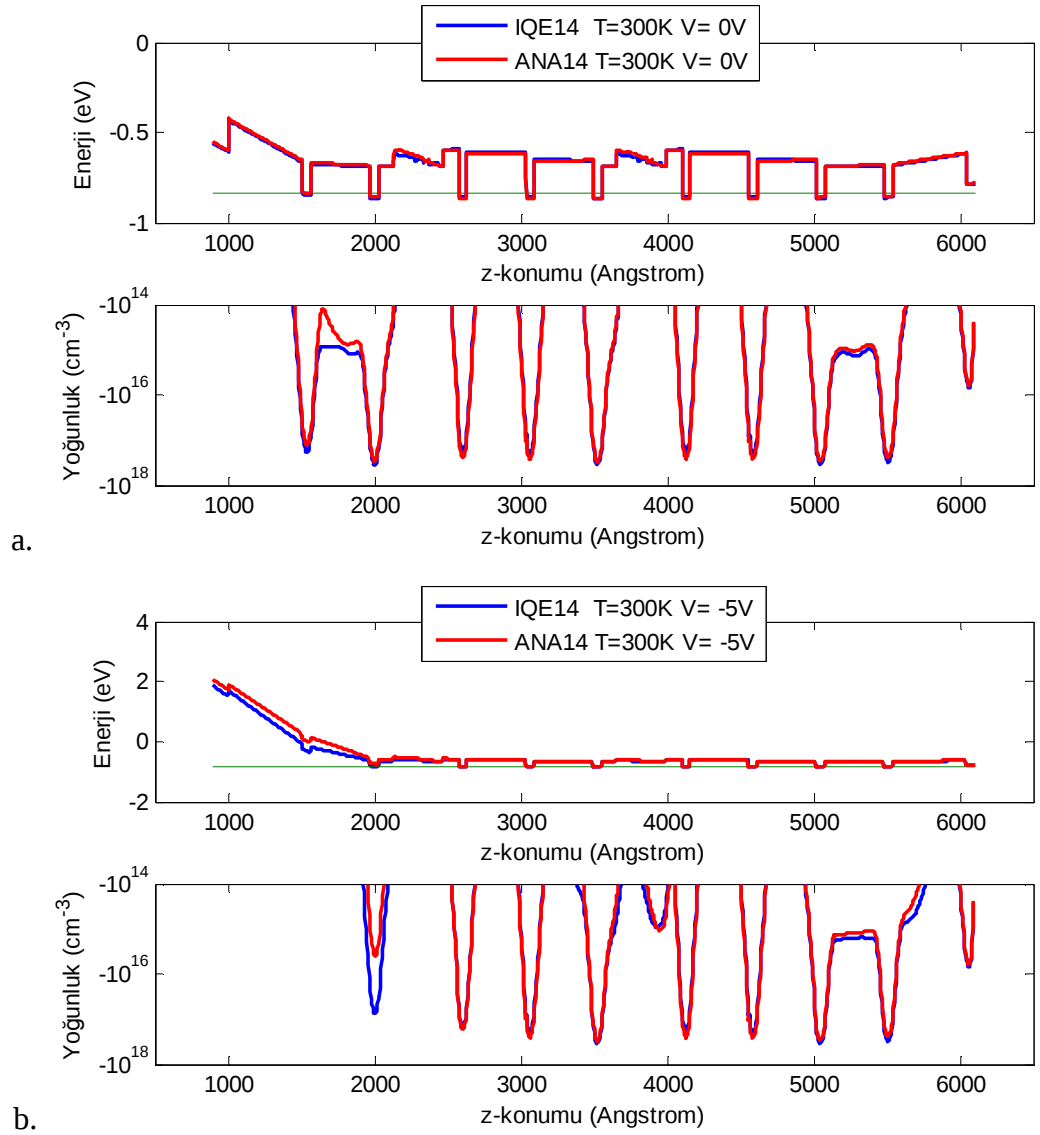
Enerji Seviyesi	Kuyu Genişliği (nm)	Elektron Seviye Enerjisi (meV) E1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH1	Ağır Boşluk Seviye Enerjisi (meV) HH2	Hafif Boşluk Seviye Enerjisi (meV) LH1
1	6.5	50	10.9	42.6	37.5
2	5.5	65	14.7	57.2	48.6
3	4.5	88	20.8	80.6	65.5

4.2. SCHRÖDINGER-POISSON DENKLEMLERİNİN ÇÖZÜMLERİ

QWIP yapılarının sıfır ve sıfırdan farklı elektrik alanlar altındaki iletkenlik bandı diyagramları ve elektronların kuyu ve bariyerlerdeki yoğunlukları; Schrödinger, Poisson denklemlerinin özuyumlu olarak çözülmesi ile incelenmiştir. Denklemlerin çözümünde Aquila adlı bir program kullanılmıştır (Rother, 2003). Hesaplamalarda basitliği korumak için yapılarda periyodik olarak tekrarlanan tabakaların sadece iki periyodu ele alınmıştır. Yapıların kalın olan alt ve üst kontak tabakaları programa daha ince olacak şekilde girilmiştir. Ayrıca yapı oluşturulurken merkezi katkılama yerine kuantum kuyusunun tamamının homojen şekilde katkılандığı düşünülmüştür. Dolayısıyla, çözümler ilk bakışta nitel intibas uyandırır da nicel değerlerden çok az fark gösterecektir. Bant diyagramlarında görülen yeşil yatay çizgi sistemin denge durumuna geldikten sonra sahip olduğu Fermi enerji seviyesidir. Genel olarak çözümler iki farklı sıcaklıkta beslemenin olduğu ve olmadığı toplam dört durum için yapılmıştır. Sıcaklık 300 K'den 77 K'e düşürüldüğünde, tüm yapılarda donör iyonizasyon oranı azalacağı için serbest elektron konsantrasyonu azalacaktır. Bu etki kendini çözümlerde göstermektedir. Serbest elektron konsantrasyonundaki azalma kuantum kuyularında daha belirgindir. ANA ve IQE yapıları karşılaştırıldığında iki yapıya ait elektron konsantrasyonlarında büyük farklılıklar gözlenmemiştir.

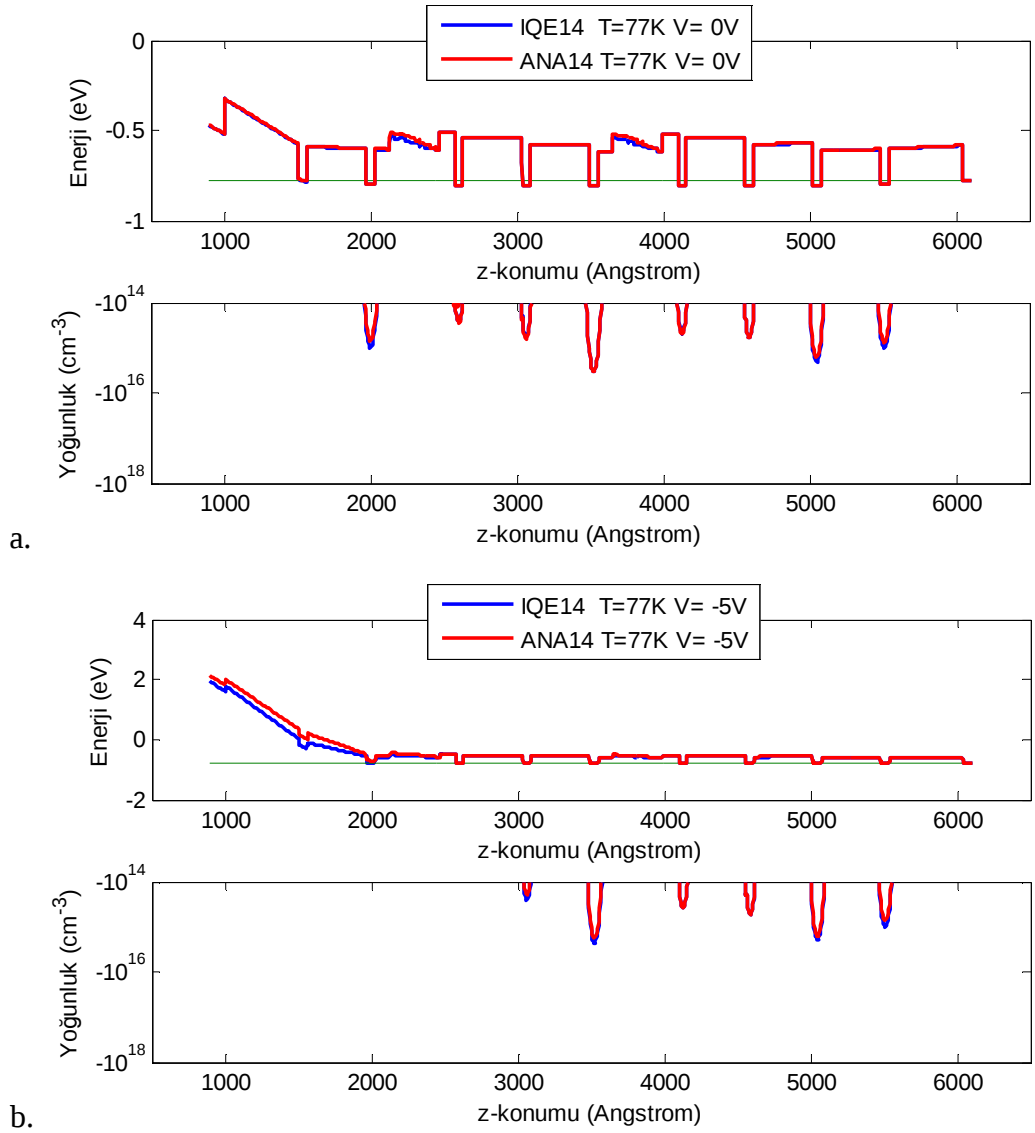
4.2.1. ANA14 ve IQE14 Kodlu Yapıların Çözümlerinin Karşılaştırılması

ANA14 ve IQE14 örnekleri paralel transporta uygun örneklerdir. Ancak fikir vermesi açısından yapı dikey yapıymış gibi en sol (üst kontak tabakası) tabaka ile en sağ (alt kontak tabakası) tabaka arasında $V_b = -5$ V olacak şekilde potansiyel farkı uygulanmıştır. Oluşan elektrik alan sonucu elektronların anoda doğru sürüklendiği Şekil 4.6b ve Şekil 4.7b'deki elektron yoğunlukları incelendiğinde görülmektedir.



Şekil 4.6: ANA14 ve IQE14 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. $T=300\text{ K}$, $V_b=0\text{ V}$. b. $T=300\text{ K}$, $V_b=-5\text{ V}$.

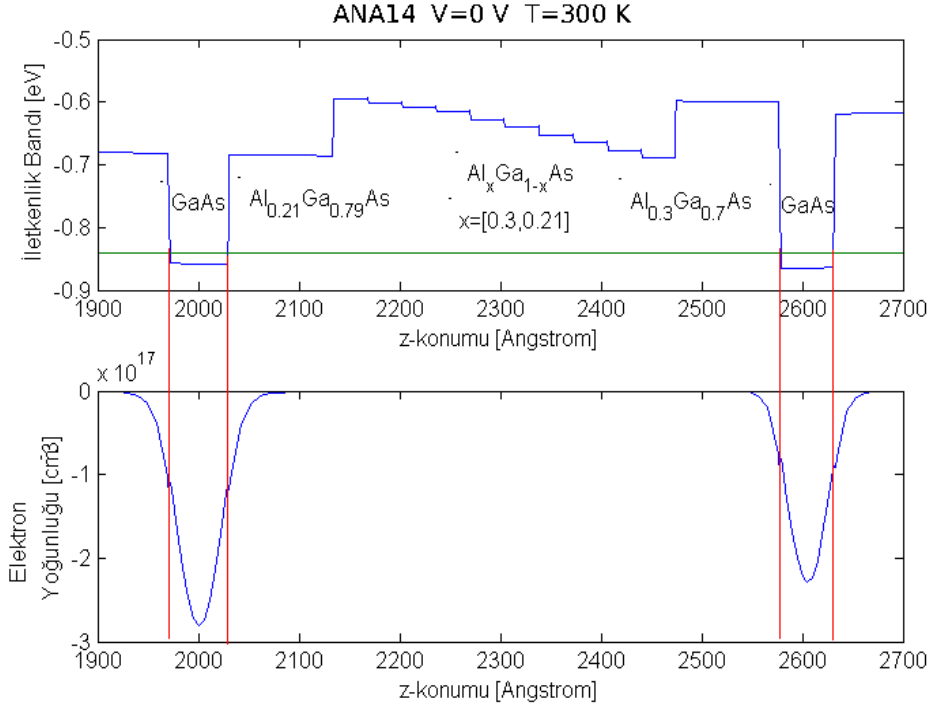
Sıcaklık 77 K 'e düşürüldüğünde beklenildiği gibi serbest elektron konsantrasyonu azalacaktır.



Şekil 4.7: ANA14 ve IQE14 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. $T=77\text{ K}$, $V_b = 0\text{ V}$. b. $T=77\text{ K}$, $V_b = -5\text{ V}$.

Bariyer tabakalarına elektronların ne kadar sızdığını anlamak için Aquila programı yardımıyla, 300 K sıcaklığında beslemesiz durumda Schrödinger-Poisson denklemi özuyumlu olarak çözdürülmüştür. Örnek olması açısından dereceli bariyerin sol ve sağ yanındaki kuantum kuyularındaki elektron yoğunlukları incelenmiştir. Şekil 4.8’de görüldüğü gibi kuyu içerisindeki elektronlar bariyer tabakalarına tünellenmiş ve buralarda bir elektron yoğunluğunun oluşmasına yol açmıştır. Kuyu içindeki elektron dağılımının bariyerlere sızması diğer kuantum kuyuları için de söz konusudur.

Dolayısıyla paralel kontak konfigürasyonunda, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakaları da iletme katkıda bulunacaklardır.

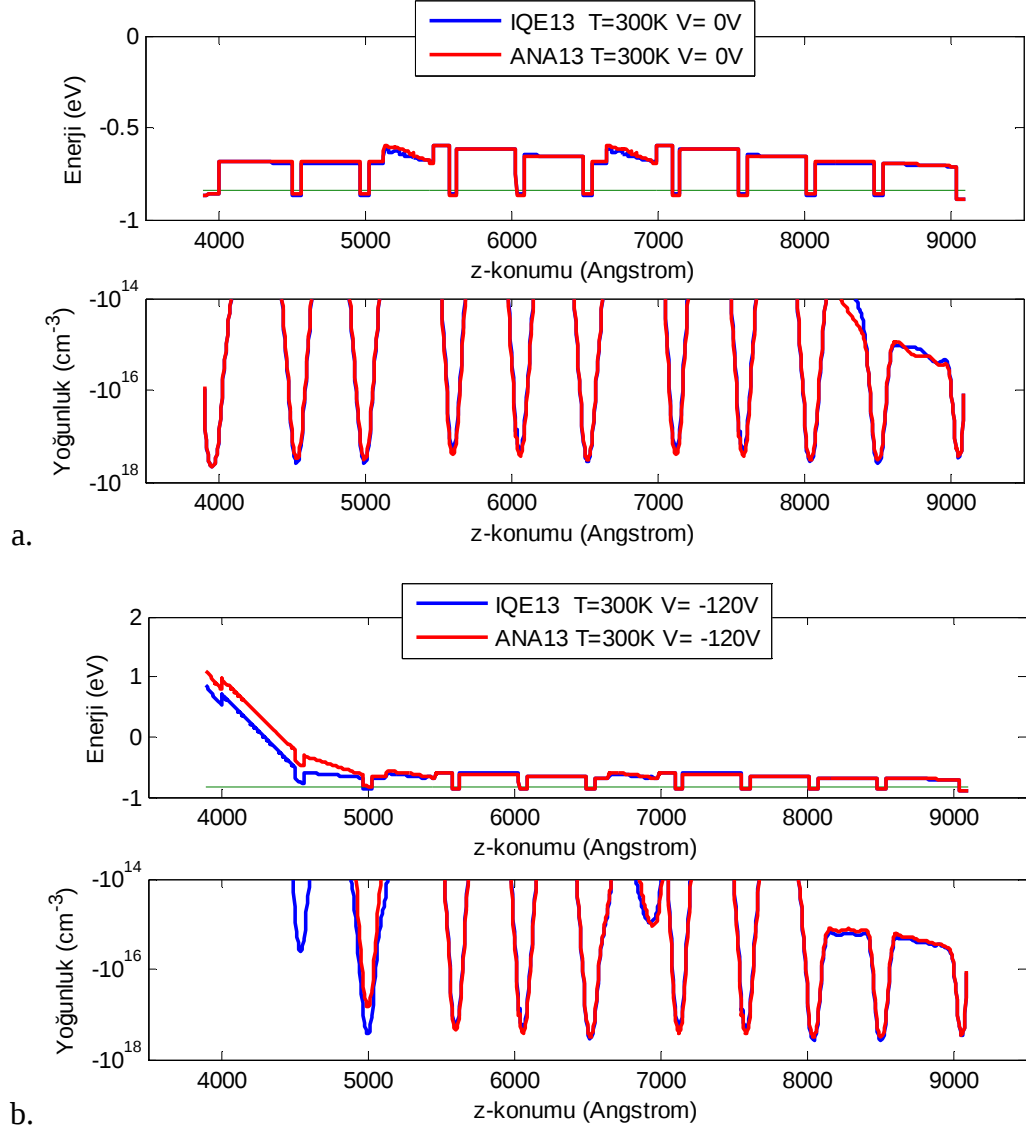


Şekil 4.8: ANA14'te dereceli alaşımlandırılmış bariyer bölgesine elektronların tünellemesi.

4.2.2. ANA13 ve IQE13 Kodlu Yapıların Çözümlerinin Karşılaştırılması

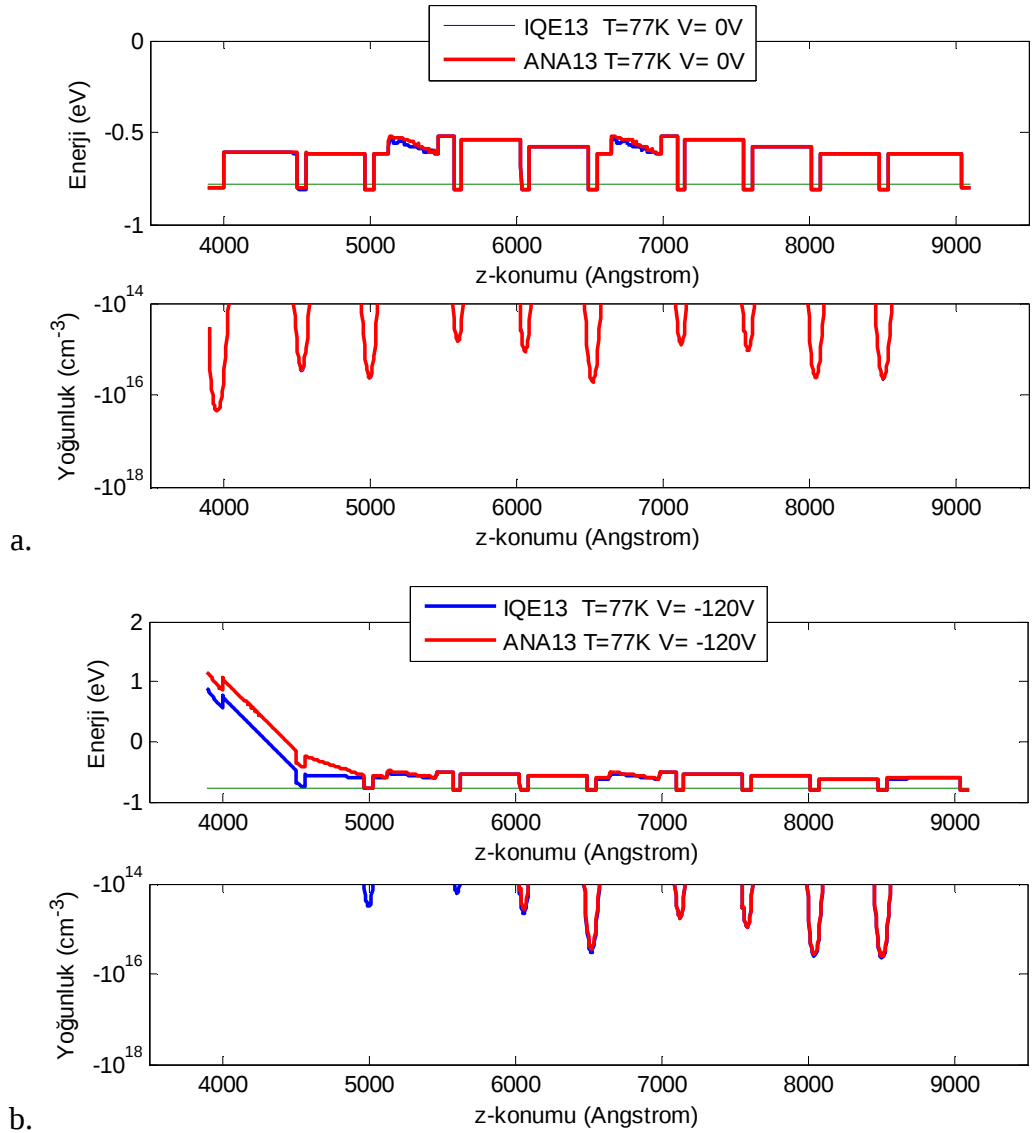
ANA13 ve IQE13 örnekleri dikey transporta uygun örneklerdir. Üst ve alt kontaklara $V_b = -120$ V potansiyel farkı uygulanmıştır. 120 V besleme değeri çalışmalarda kullanılan değerlerden yüksek olmakla beraber, taşıyıcıların yapıda nerelerde bulunabileceğini göstermek açısından önemlidir. Şekil 4.9b ve Şekil 4.10b'de görüldüğü gibi elektrik alan altında elektronlar anoda doğru sürüklenip toplanmaktadır. Oda sıcaklığında elektrik alan altında, 2. periyotta dereceli bariyerin oluşturduğu üçgen kuantum kuyusunun içerisinde elektron yoğunluğu olduğu gözlemlenmiştir. Dolayısıyla elektronlar her periyotta bulunan dereceli bariyerin oluşturduğu kuazi-elektrik alan yardımıyla ardışık periyota süpürülmektedir. Bu sayede kuantum kuyularının içerisinde fotouyarılmış elektronların kontaklara daha kolay sürülebileceği yorumu yapılabilir. Benzer sonuçlar Şekil 4.6b'de görüldüğü gibi ANA14 ve IQE14 yapıları için de

geçerlidir. Şekil 4.9b’de ANA13 ve IQE13 yapısı arasında belirgin bir fark gözlemlenmiştir. Elektrik alan altında IQE13’ün ilk kuantum kuyusunda elektron yoğunluğu olmasına karşın ANA13 yapısında yoktur. IQE13’ün 2. kuantum kuyusundaki elektron konsantrasyonu ANA13 den daha yüksektir.



Şekil 4.9: ANA13 ve IQE13 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. T=300 K, V_b= 0 V. b. T=300 K, V_b= -120 V.

Sıcaklık 77 K’e düşürüldüğünde beklenildiği gibi serbest elektron konsantrasyonu azalacaktır.

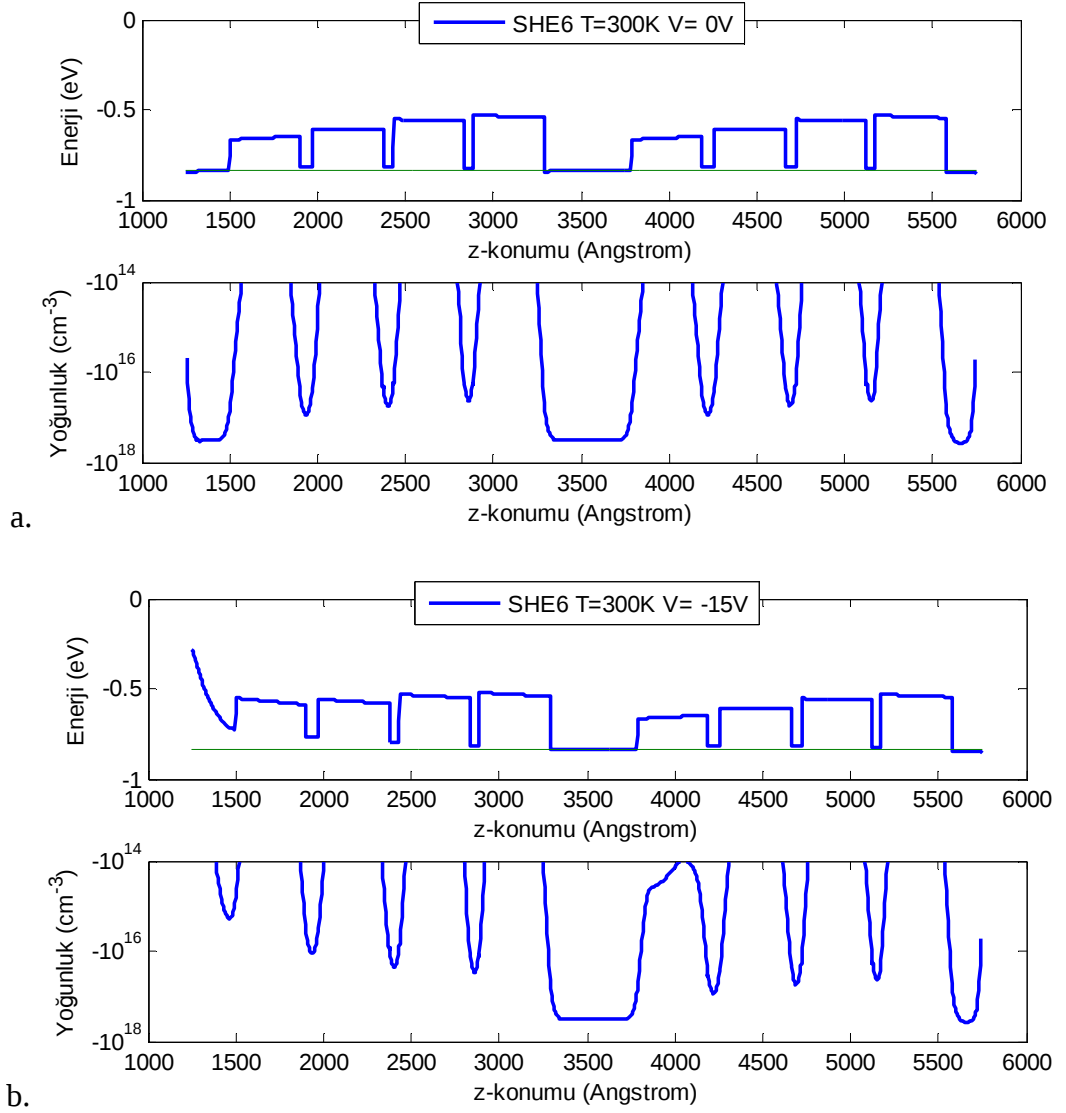


Şekil 4.10: ANA13 ve IQE13 örneklerinin, iletkenlik bandı diyagramları ve elektron yoğunluklarının dağılımı. a. T=77 K, V_b= 0 V. b. T=77 K, V_b= -120 V.

4.2.3. SHE6 Kodlu Yapının Çözümleri

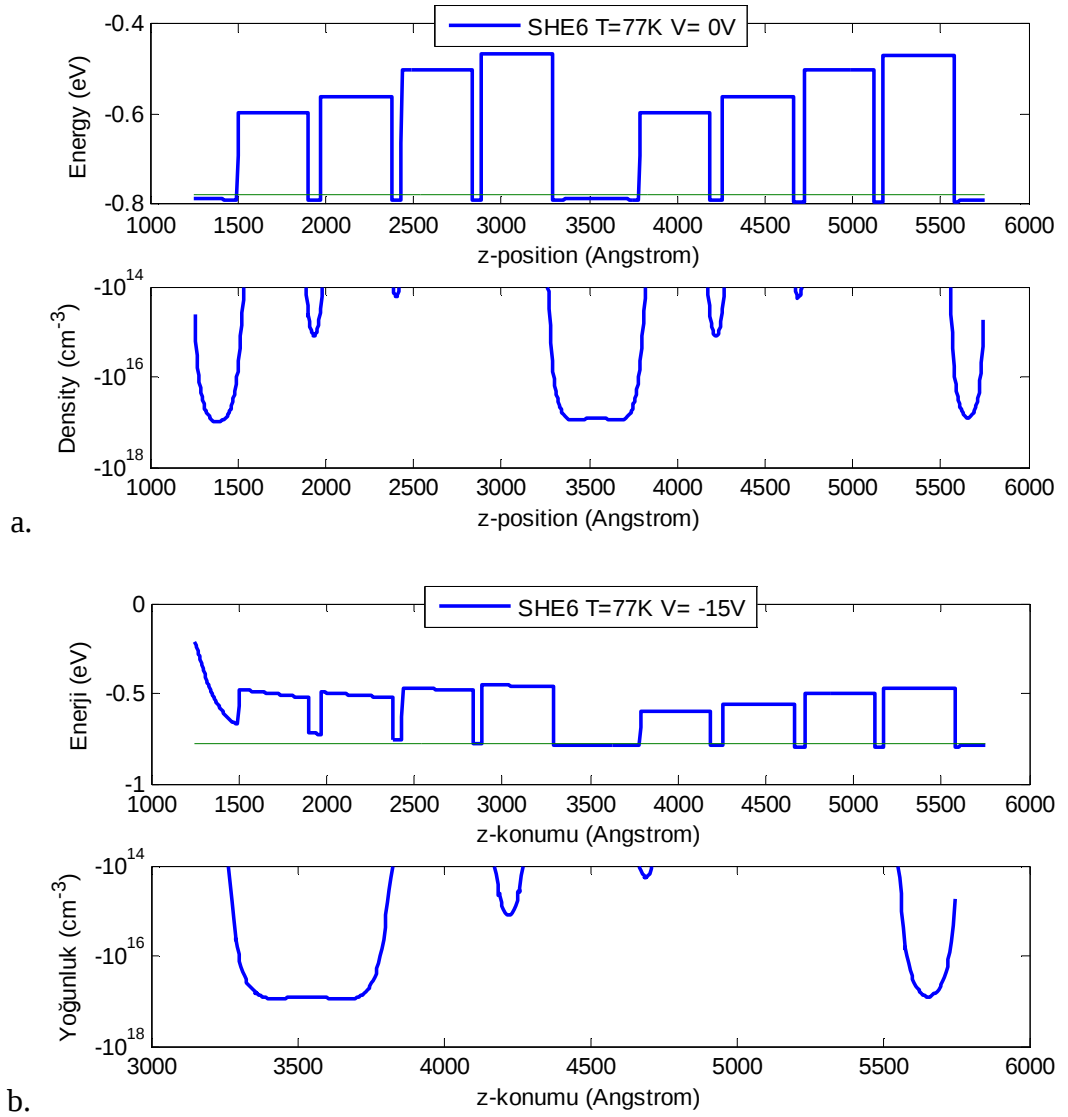
Şekil 4.11a'da oda sıcaklığında, besleme olmadığı durumda SHE6 yapısının iletkenlik bandı diyagramı ve elektron yoğunluğunun yapı içerisindeki dağılımı görülmektedir. Şekil 4.11b'de şeklin solundaki kontak (yani üst kontak) negatif, sağdaki kontak (yani alt kontak) pozitif olacak şekilde V_b= -15 V potansiyel farkı uygulandığında elde edilen çözüm görülmektedir. SHE6 örneğinde periyodik olarak tekrarlanan birimler arasında 50nm katkılı GaAs tabakası mevcut olduğundan sıfır beslemede her periyot arasında

elektron yoğunluğu yüksek olacaktır. Çözümler de bu öngörüü doğru lamaktadır. Yüksek elektrik alandan ve tünellemeden dolayı bir miktar elektron Şekil 4.11b’de görüldüğü gibi 2. periyodun ilk bariyerine sızmıştır. Elektrik alan altında elektronlar sürüklenerek anoda doğru toplanmaktadırlar.



Şekil 4.11: SHE6 örneğinin, iletkenlik bandı diyagramı ve elektron yoğunluğunun dağılımı.
a. T=300 K, $V_b=0$ V. b. T=300 K, $V_b=-15$ V.

Sıcaklık 77 K’e düşürüldüğünde beklenildiği gibi serbest elektron konsantrasyonu azalacaktır.



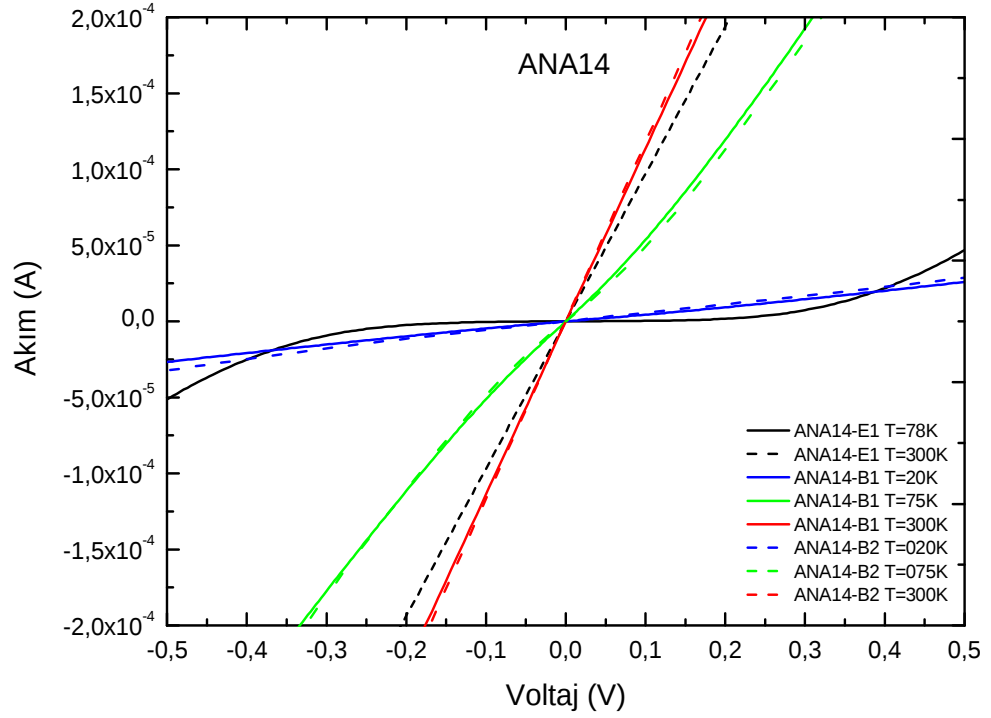
Şekil 4.12: SHE6 örneğinin, iletkenlik bandı diyagramı ve elektron yoğunluğunun dağılımı.
a. $T=77\text{ K}$, $V_b=0\text{ V}$. b. $T=77\text{ K}$, $V_b=-15\text{ V}$.

4.3. SICAKLIĞA BAĞLI AKIM VOLTAJ (I-V) ÖLÇÜM SONUÇLARI

Yatay örneklerde Hall olayı ölçümleri yapılmadan önce akım voltaj karakteristiği ölçülerek kontaktların Ohmik olup olmadığı kontrol edilmelidir. Şayet kontaktlarda bir Shockley bariyeri oluşmuşsa bu Hall ölçümlerini olumsuz yönde etkileyecektir. Dikey örneklerde ise sıcaklığa bağlı I-V karakteristiği çoklu kuantum kuyulu yapıların elektriksel potansiyel altındaki davranışını anlamak, etkin transport mekanizmalarını

tespit etmek için önemlidir. Dikey örneklerde aksi belirtilmedikçe alınan tüm ölçümler karanlıkta ve termal radyasyondan mümkün olduğunca izole biçimde yapılmıştır.

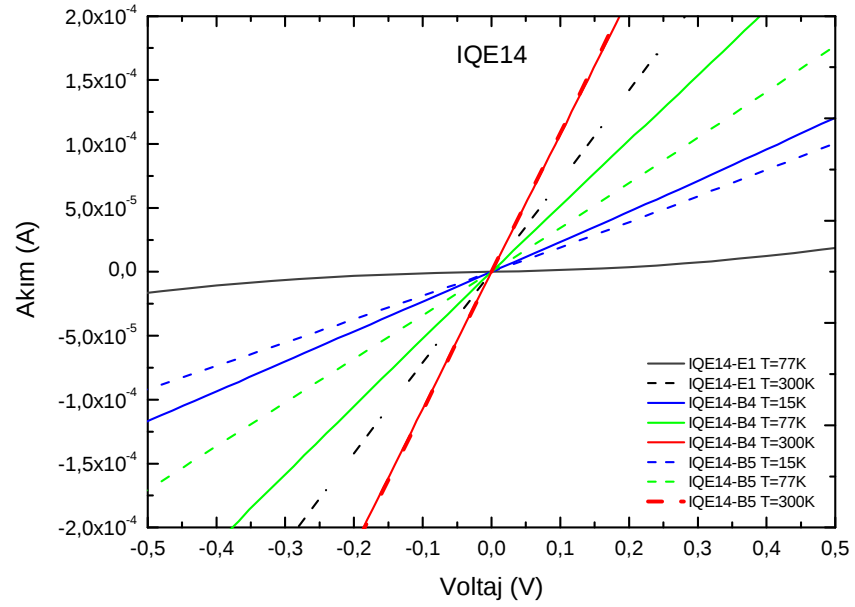
4.3.1. ANA14 Kodlu Örneklerin I-V Sonuçları



Şekil 4.13: ANA14 kodlu örneklerin karşılaştırmalı I-V grafiği.

Şekil 4.13'de görüldüğü gibi ANA14-E1 kodlu örneğin oda sıcaklığında I-V karakteristiği lineer dolayısıyla Ohmik'tir. Ancak 78 K gibi düşük bir sıcaklıkta Ohmik davranıştan sapma görülmüştür. Direnç değeri diğer örneklerin 20 K'deki değerine yakındır.

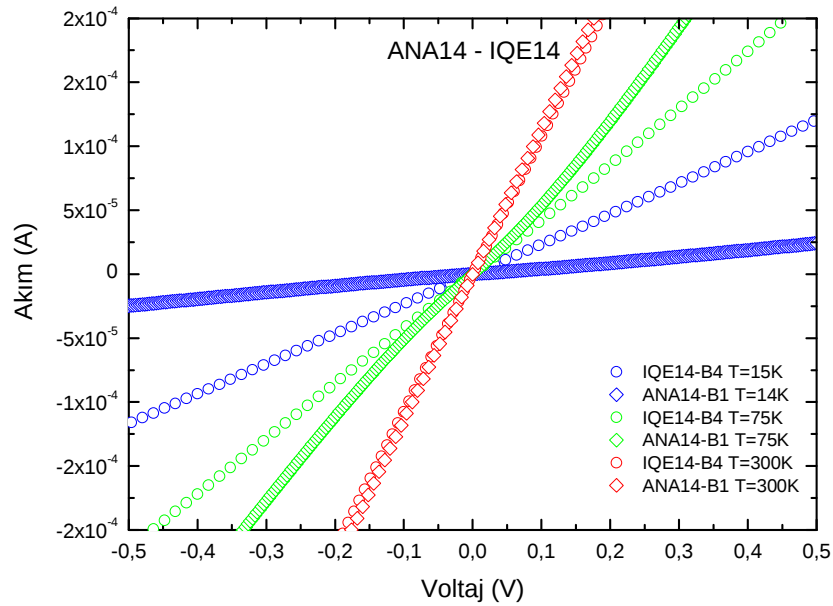
4.3.2. IQE14 Kodlu Örneklerin I-V Sonuçları



Şekil 4.14: IQE14 kodlu örneklerin karşılaştırmalı I-V karakteristiği.

Şekil 4.14’de görüldüğü gibi IQE14-E1 kodlu örneğin oda sıcaklığında I-V karakteristiği Ohmik olmasına karşın 77 K sıcaklıktaki davranışı Ohmik değildir. Direnç değeri ise diğer örneklerin 15 K’deki değerlerinden de yüksektir.

4.3.3. ANA14 ve IQE14 Kodlu Örneklerin I-V Sonuçlarının Karşılaştırılması



Şekil 4.15: ANA14, IQE14 kodlu örneklerin karşılaştırmalı I-V karakteristiği.

ANA14-E1 ve IQE14-E1 örneklerinde I-V karakteristiğinin Ohmik olmamasının sebebinin, litografik proseste kontakların üretim aşamasındaki bir problemten kaynaklandığı düşünülmektedir. Dolayısıyla Hall ölçümlerine Ohmik davranışa sahip örnekler ile devam edilmiştir. ANA14-B1 ile IQE14-B4 örneği karşılaştırıldığında, Şekil 4.15'deki doğrulardan yola çıkılarak, oda sıcaklığında direnç değerlerinin birbirine çok yakın, 75 K sıcaklıkta ANA14-B1 örneğinin daha düşük, 15 K'de ise IQE14-B4 örneğinin daha düşük dirençli olduğu tespit edilmiştir. IQE14-B4 örneğinin düşük sıcaklıkta düşük dirençli olmasının, IQE14 örneklerinin, ANA14'lerden daha yüksek katkı konsantrasyonuna (IQE14, $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ve $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ANA14 ise $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyonunda donor katkılı kuantum kuyularına sahipti) sahip olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Sıcaklık azaldıkça, azalan termal enerjileriyle donörlara bağlı elektronlar daha düşük oranda iyonize olup serbest kalacaklardır. Bu durumda yüksek katkı konsantrasyonu iletkenliğin yüksek olmasına sebep olacaktır. Hall ölçümlerinde de IQE14-B4'ün öz direncinin ANA14-B1'in öz direncinden düşük olduğu tespit edilmiştir. Tablo 4.4'de yatay örnekler için farklı sıcaklıklarda 0.5 V besleme voltajında ölçülen direnç değerleri listelenmiştir.

Tablo 4.4 : Yatay örneklerin sıcaklığa bağlı direnç değerleri.

Örnek Kodu	ANA14-B1	ANA14-B2	IQE14-B4	IQE14-B5
T=15 K Direnç (Ω)	20960	19896	4142	4464
T=75 K Direnç (Ω)	1421	1479	2269	2826
T=300 K Direnç (Ω)	878	852	932	922

4.3.4. SHE6 Kodlu Örneğin I-V Sonuçları

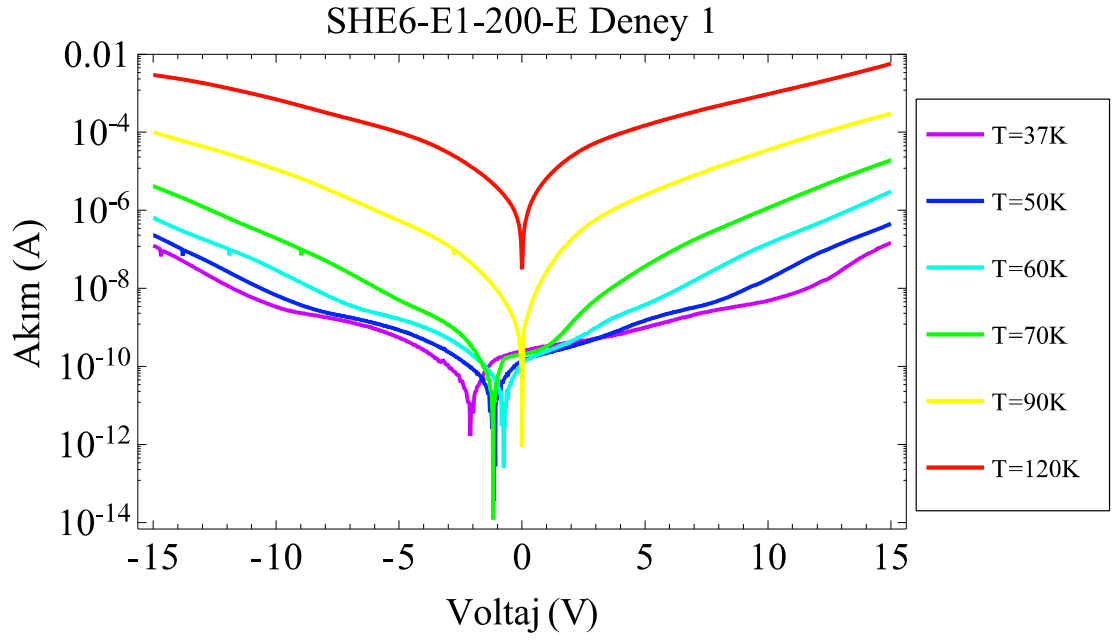
Deney 1 ile belirtilen, sıcaklığa bağlı ölçümler kapalı devre helyum krayostatı ile yapılmıştır. Karanlık akım ölçümleri için karanlık ortam, krayostatın radyasyon kalkını ve optik pencerenin alüminyum folyo ile kapatılması sonucu sağlanmıştır. Deney 2 ise sürekli akışlı dinamik krayostat ile sıvı helyum kullanılarak yapılmıştır. Bu dinamik

kryostat safir optik pencereye sahiptir. Deney 1 ve 2’de süpürme gecikmesi farklı seçilmiş ve okunan nokta sayısı ile toplam deney süresi Tablo 4.5’de listelenmiştir. Besleme aralığı -15 ila +15 V arasında olup, süpürme yönü minimum besleme voltajından (-15 V), maksimum besleme voltajına (+15 V) doğrudur. Örneklerden, A, B, C kodlu olanların mesa çapı 400 μm , D, E, F kodlu olanların 200 μm ’dir.

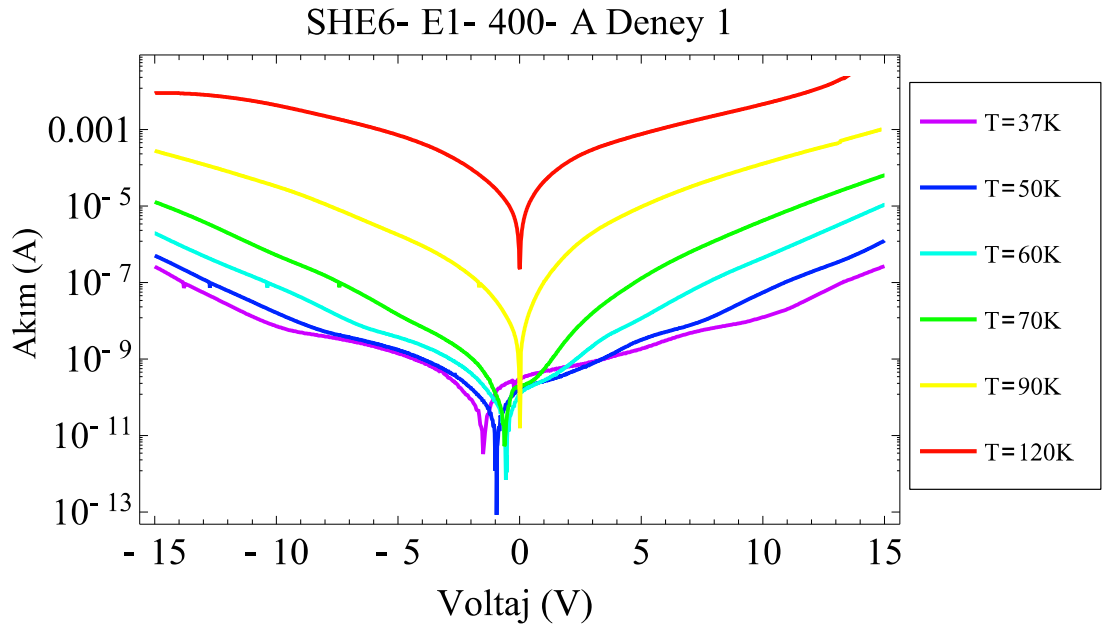
Deney 1’de, besleme voltajına bağlı olarak değişen karanlık akım değerleri incelendiğinde 37-70 K sıcaklık aralığında elde edilen eğrilerde belli bir besleme voltajına kadar akımın yavaş arttığı görülmektedir (bkz. Şekil 4.16 ve Şekil 4.17). Belli bir limit besleme voltajından sonra karanlık akımın hızlı bir artış gösterdiği gözlenmiştir. 37-70 K aralığında farklı sıcaklıklarda elde edilen I-V grafiklerinde akımın hızla artmaya başladığı limit voltaj değerinin sıcaklığın azalmasıyla arttığı görülmektedir. Bu, taşıyıcıların tünellenmesinin düşük sıcaklıklarda, termoiyonik emisyonu göre baskın olduğu anlamına gelmektedir. Dolayısıyla düşük sıcaklıklarda etkin transport mekanizması tünellemedir. Aynı olgular deney 2’de de 6-70 K aralığında belirgin olarak gözlemlenmiştir.

Tablo 4.5 : SHE6-E1 kodlu örneğin I-V karakteristiğinde kullanılan deneysel parametreler.

Deney No	Süpürme Gecikmesi (ms)	Nokta Sayısı	Toplam Deney Süresi (s)
Deney 1	5	1500	~7.5
Deney 2	350	500	~175



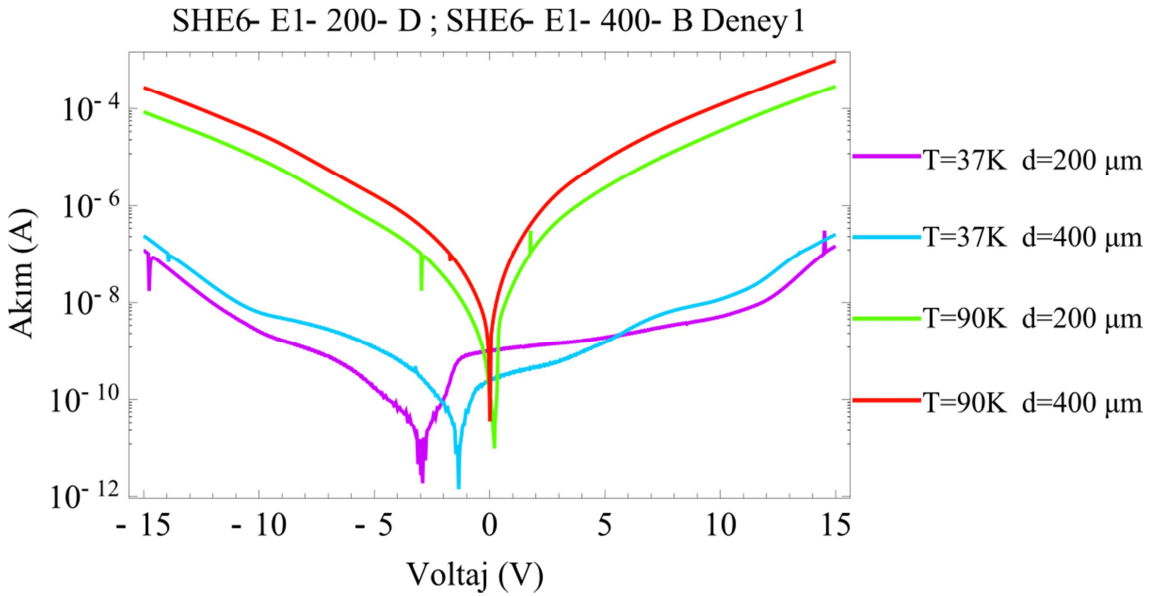
Şekil 4.16: SHE6-E1-200-E, d=200 μm çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği.



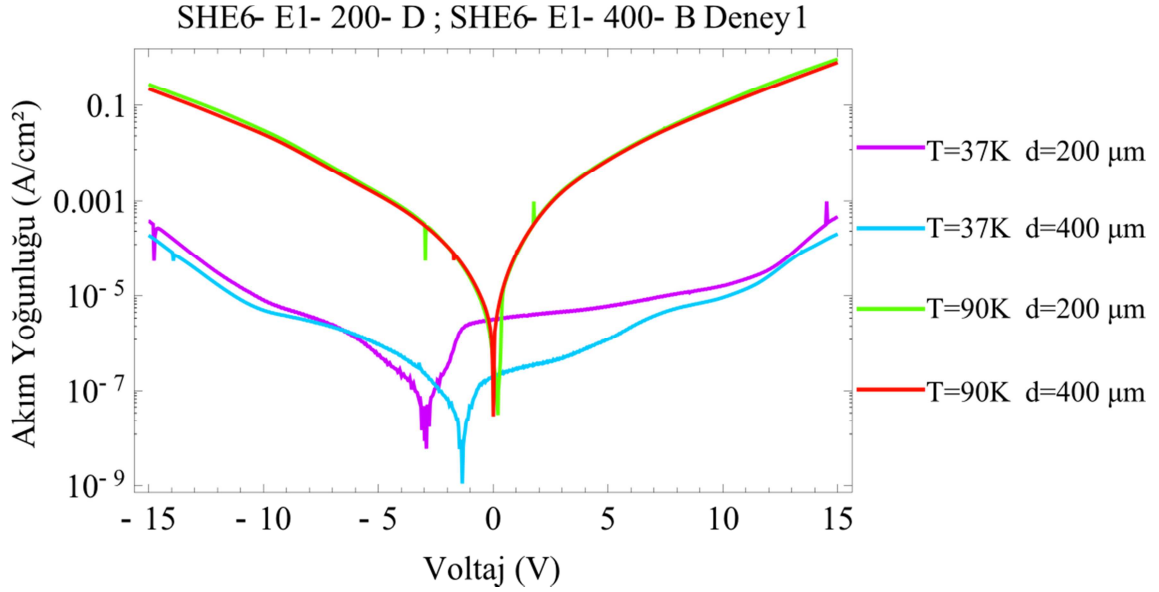
Şekil 4.17: SHE6-E1-400-A, d=400 μm çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği.

Teorik olarak mesa tipi örneklerde V elektriksel potansiyeli altında, akım yoğunluğu $j = V / \rho t$ ile hesaplanabilir. Burada ρ , elektrik alan altında kalan tüm tabakaların toplam özdirenci, t ise kalınlığıdır. Farklı kesit alanına sahip mesalar için V , ρ , t sabit olduğunda akım yoğunluğu aynı olmalıdır. Deney 1'de 400-A ile 200-E örneklerinin I-

V karakteristikleri karşılaştırıldığında büyük mesa alanına sahip örnekten daha yüksek akım geçtiği görülmektedir. Akım yoğunluğu teorik olarak kesit alanından bağımsız olduğundan büyük alana sahip mesadan yüksek akım geçmesi beklenen bir sonuçtur (bkz. Şekil 4.18). Akım yoğunluğunun besleme voltajına bağlı değişimi incelendiğinde yüksek sıcaklıklarda akım yoğunluğunun aynı besleme voltajı için mesa kesit alanından hemen hemen bağımsız olduğu gözlemlenmiştir. Düşük sıcaklıklarda ise 200 μm çaplı örnekten geçen akım yoğunluğu, 400 μm 'lik olandan daha yüksektir (bkz. Şekil 4.19). Bunun örneklerin kontak geometrisinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Tüm örneklerde üst kontağın alt kontağa olan dik uzaklığı aynıdır. Mesa çapı büyüdükçe üst kontak ile alt kontağın ortası arasındaki uzaklık artacağı için elektrik alan çizgilerinin eğriliği artar. Bu büyük kesit alanlı mesada elektrik alanın küçülmesine yol açabilir ve akım yoğunluğunun azalmasına sebep olur.

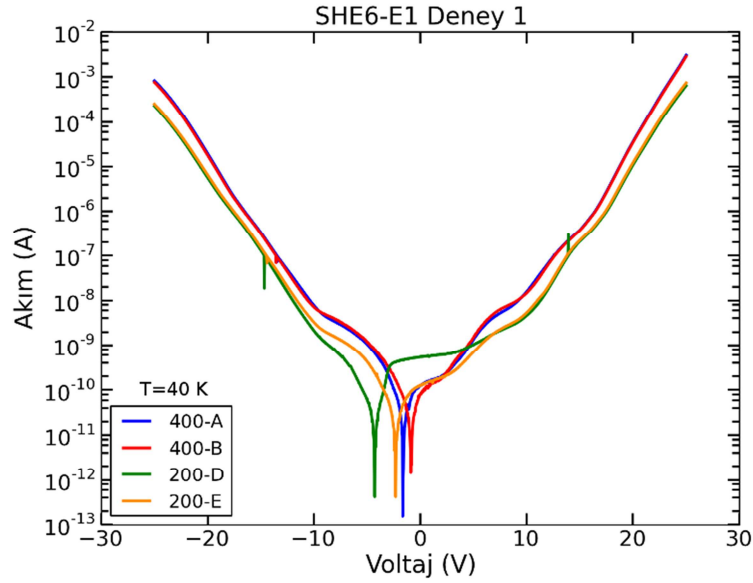


Şekil 4.18: Deney 1, farklı çaptaki mesaların I-V karakteristiği. (200-D, 400-B).



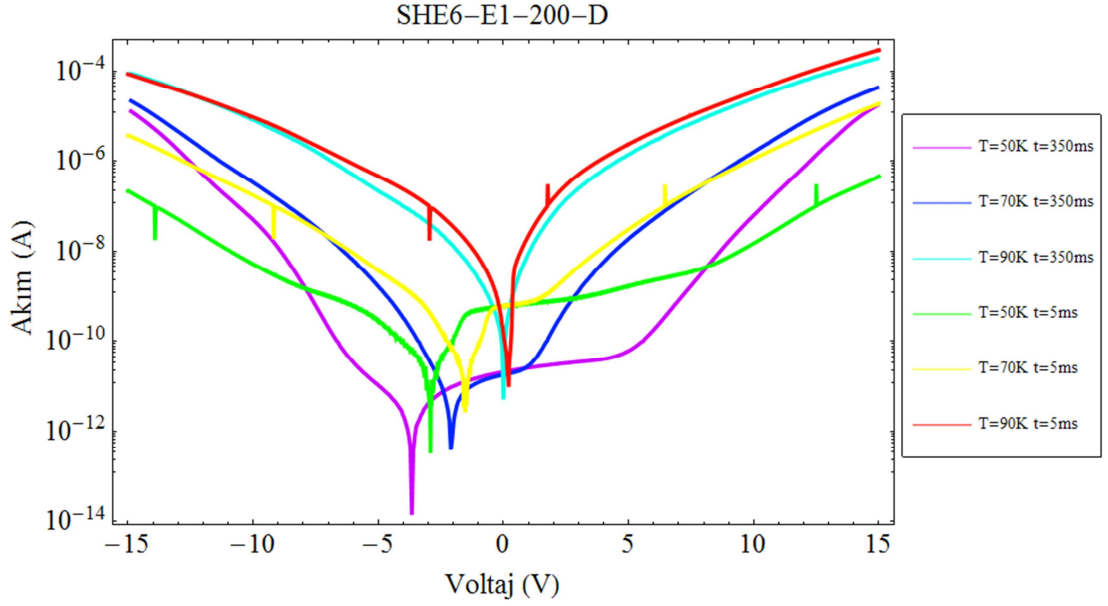
Şekil 4.19: Deney 1, farklı çaptaki mesaların j-V karakteristiği. (200-D, 400-B).

Deney 1’de, 37 ve 50 K’de alınan tüm I-V eğrilerine bakıldığında geri beslemede üç basamağın, ileri beslemede tek basamağın olduğu görülür. Şekil 4.20’de 40 K sıcaklığında dört farklı mesa için I-V karakteristiğinde gözlemlenen dalgalanmalar görülmektedir. Eğri üzerindeki herbir omuzun farklı tipteki kuantum kuyusu ile bariyerin heteroeklemine karşılık geldiği düşünülmektedir. Bu ölçümde [-25, 25] V aralığında potansiyel uygulanarak, bariyerler maksimum oranda eğilmiş ve dalgalanmalar daha belirgin hale getirilmiştir. Benzer basamaklı I-V karakteristiğine, uzun dalgaboyunda çalışan çift bariyerli Si_{1-x}Ge_x/Si heteroeklemlili iç fotoemisyonlu (HIP) kırmızıaltı fotodedektörler de sahiptir (Aslan ve diğ., 2004).



Şekil 4.20: SHE6'da düşük sıcaklıkta I-V karakteristiğinde gözlemlenen dalgalandırma.

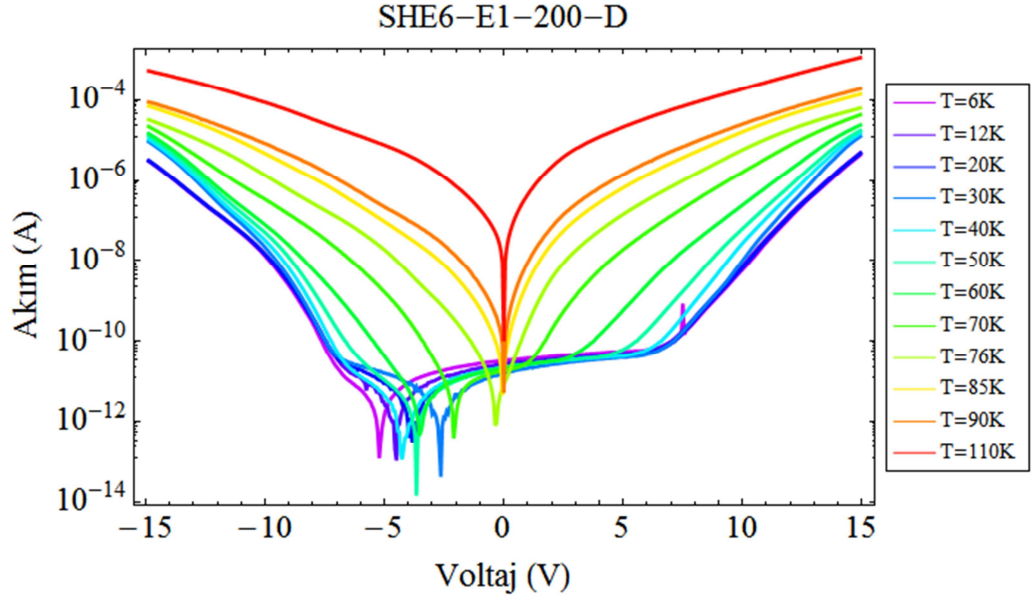
Deney 2'de toplam deney süresi deney 1'e göre yaklaşık 25 kat uzundur. Şekil 4.21'de aynı mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda, farklı tarama zamanları ile alınan sonuçlar karşılaştırılmıştır. 90 K sıcaklığında tarama zamanının örnek üzerinden geçen akımda belirgin bir farklılık oluşturmadığı görülmektedir. Ancak 50 ve 70 K sıcaklıklarında belli bir yüksek potansiyel aralığında yavaş beslemede, örnek üzerinden hızlı beslemeye göre daha yüksek akım geçmektedir. Bu şöyle açıklanabilir; I-V taramasına geri beslemenin maksimum değeri ile başlanıldığı için taramanın ilk anlarında örnek, üzerine düşen yüksek potansiyelden dolayı Joule ısınmasına maruz kalır. Isınan örneğin direnci düşer, üzerinden geçen akım artar. Dolayısıyla düşük sıcaklıklarda yüksek potansiyel altında elektronik transport, termal yardımcı tünelleme ile gerçekleşmektedir.



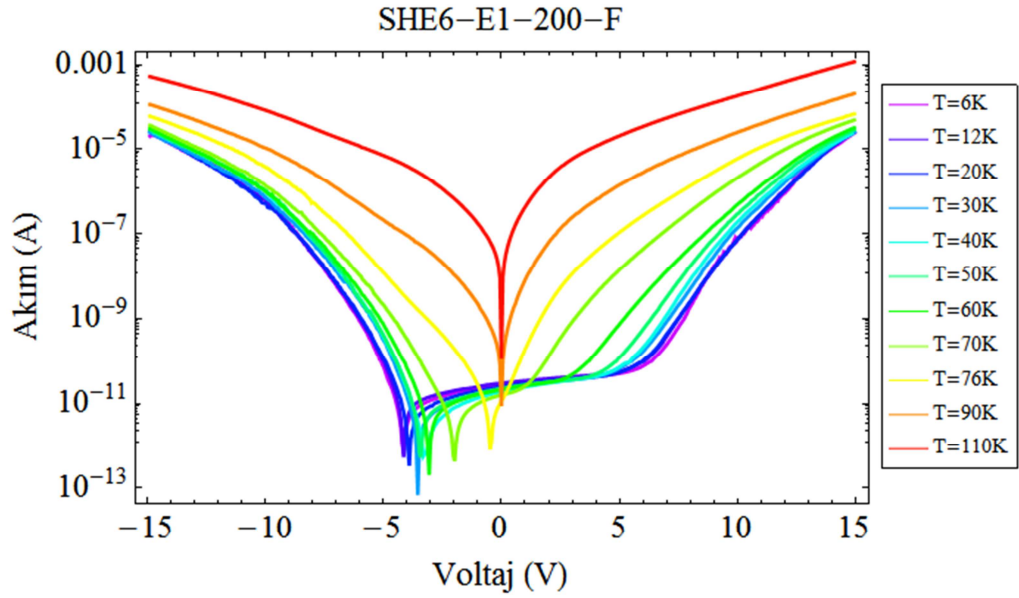
Şekil 4.21: SHE6-E1-200-D örneğinde farklı süpürme zamanlarının etkisi.

Şekil 4.21'deki eğriler incelendiğinde akımın minimum olduğu voltaj değerinin 0 V olmadığı görülmektedir. Akımın minimum olduğu voltaj değerinin kaymasına literatürde *sıfır besleme kayması* (zero-bias offset) adı verilmiştir (Singh ve Cardimona, 1999). Aynı sıcaklık değerlerinde süpürme zamanı yüksek olan ölçümlerde akımın minimum olduğu voltaj değeri, süpürme zamanı düşük olan ölçümlerde ölçülen voltaj değerinden mutlak değer olarak yüksektir. Voltaj süpürme işlemi geri beslemeden, ileri beslemeye doğru yapılmıştır. Dolayısıyla Şekil 4.21'deki eğrilerden görüldüğü gibi ofset değerleri başlangıç geri besleme voltajına yakındır. Sıcaklık arttıkça farklı süpürme zamanlarında ölçülen ofset değerleri arasındaki fark azalmaktadır.

Deney 2'de 200 μ m'lik mesalardan elde edilen I-V grafikleri Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'de gösterilmiştir. 6-76 K arasındaki eğriler incelendiğinde akımın minimum olduğu değerler, sıcaklık arttıkça -5 V'tan 0 V'a doğru düzenli olarak kaymaktadır.



Şekil 4.22: SHE6-E1-200-D, $d=200\ \mu\text{m}$ çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği.

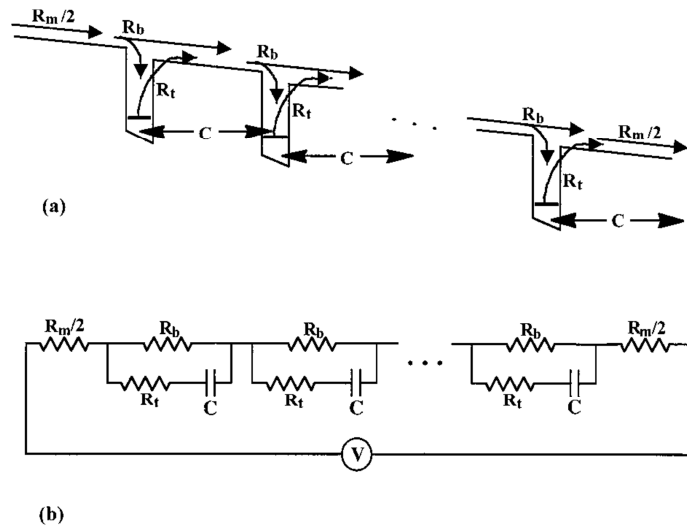


Şekil 4.23: SHE6-E1-200-F, $d=200\ \mu\text{m}$ çaplı mesa yapısına ait I-V karakteristiği (Nutku ve diğ., 2011).

QWIP'lerde düşük sıcaklarda sıfır besleme kayması birçok grup tarafından da gözlemlenmiştir (Singh ve Cardimona, 1999; Cardimona ve diğ., 2001; Luna ve diğ., 2005). Literatürde ofsetin oluşma nedeninin açıklanması çeşitlilik göstermektedir. Ofsetin kaynağı, ölçüm sırasında kullanılan kabloların kapasitansı, kalitesiz kontaklar,

katkı göçü, RC zaman sabitinden kaynaklanan etkiler ve fotovoltajik davranış olabilir. Genel olarak ofsetin büyüklüğü ve davranışı deneysel olarak, sıcaklığa, QWIP tipine, DC ve AC beslemeye, voltaj süpürme yönüne ve zamanına bağlı olarak değişim göstermektedir.

Singh ve Cardimona (1999), QWIP'te yer alan kuantum kuyularını, Şekil 4.24'da görüldüğü gibi eşdeğer bir devre ile modellemişler ve ofset kaymalarını teorik olarak hesaplamışlardır. Burada ardışık katkılı kuantum kuyuları ile aralarındaki bariyer tabakası bir kondansatör gibi düşünülmüştür. Şekil 4.24'daki R_t , tünellemeye eşdeğer direnci, R_b , sürekli ortamda taşınan elektronun ohmik olarak maruz kaldığı külçe yarıiletken direnci olan $R_{külçe}$ ile kuyuların üzerinden transfer olan taşıyıcıların kuyu tarafından yakalanma oranının temsil eden $R_{yakalama}$ direncinin toplamını temsil eder. Yani $R_b = R_{külçe} + R_{yakalama}$ 'dır. R_m , mesanın kontak direncini temsil etmektedir. R_t kuantum kuyularından fonon-yardımlı, termal yardımlı, Fowler-Nordheim veya kusur yardımlı tünelleme ile kaçmak isteyen elektronlardan kaynaklanan dinamik bir dirençtir. R_t , düşük sıcaklıklarda karanlık akımı belirler, beslemeye ve QWIP tabaka yapısına bağlı olarak değişir. R_m , kontak direnci sıcaklığa bağlı değildir dolayısıyla ofset değerine bir katkısı yoktur.

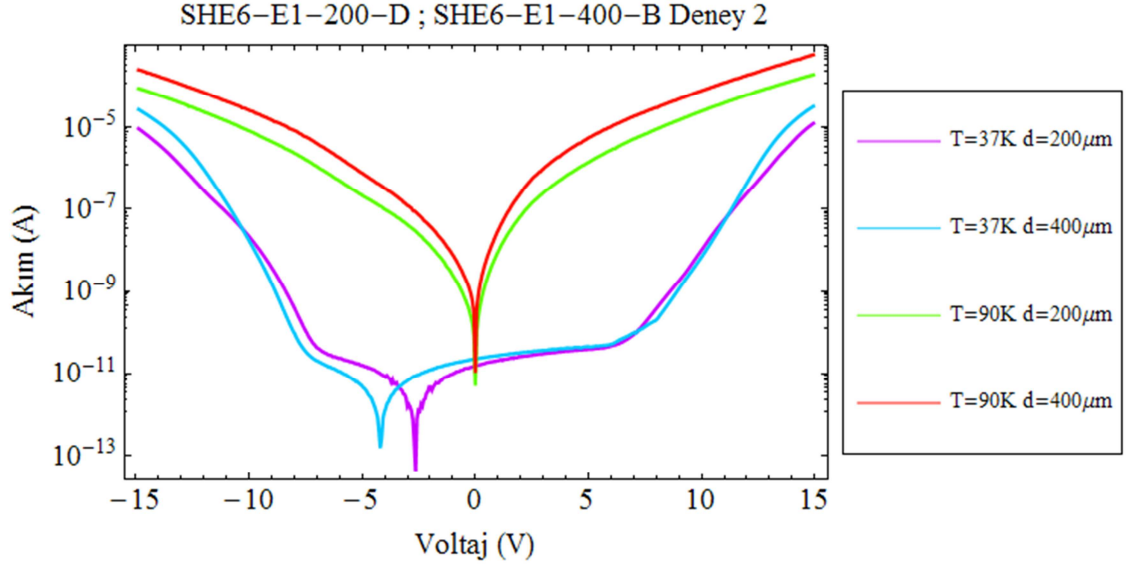


Şekil 4.24: a. QWIP'in direnç ve kapasitesini betimleyen bant iletkenlik bantı diyagramı. b. QWIP'in RC eşdeğer devresi (Singh ve Cardimona, 1999).

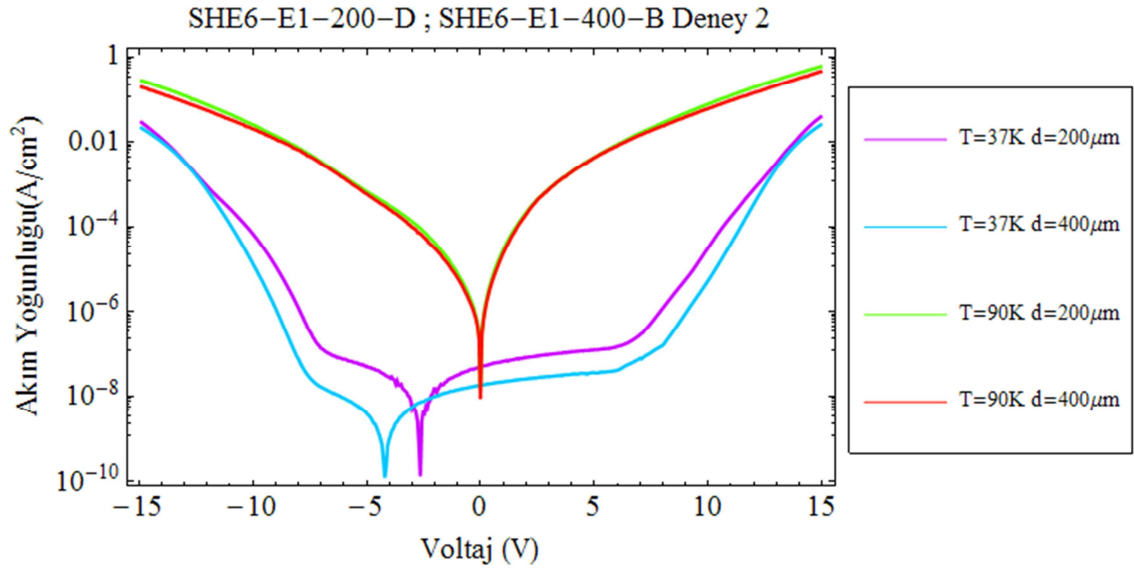
Lune ve diğ. (2005) ise sıfır besleme kaymaları ile fotovoltaiik cevaplama arasında ilişki kurmuşlardır. Luna ve diğ. (2005)'nin incelediği yapı çift bariyerli bir QWIP'tir ve düşük sıcaklıklarda ofset değerini verecek şekilde fotovoltaiik özellik gösterir. Ayrıca bu grup inceledikleri çift bariyerli QWIP için ofset değerlerinin, besleme yönünden, süpürme zamanından, ölçümler arası duraklama zamanından bağımsız olduğunu gözlemlemişlerdir.

Tez kapsamında incelenen örnekler fotoiletken QWIP olarak tasarlanmıştır. Düşük sıcaklıklarda gözlemlenen ofset değerlerini verecek büyüklükte fotovoltaiik etki gözlemlenmemiştir. Ayrıca voltaj süpürme zamanına bağlı olarak gözlemlenen ofset değişimlerini fotovoltaiik etki ile açıklamak mümkün değildir. 77 K'den düşük sıcaklıklarda sıcaklığın azalmasıyla birlikte örneğin direnci, dolayısıyla tünellemeye eşdeğer olan R_t direnci artmaktadır. Singh ve Cardimona, (1999)'nın açıklamalarına benzer şekilde, kuantum kuyu kapasitansına seri olarak bağlı olan R_t direncinin artmasıyla birlikte RC zaman sabiti de artmakta, QWIP kapasitif davranış sergilemekte ve sıfır besleme kayması meydana gelmektedir. Sıcaklık düştükçe direnç daha fazla artacağı için ofset büyüklüğü de artacaktır. Düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara doğru çıkıldıkça Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'te görülen ofset değerlerinin düzenli olarak sıfır voltaja doğru kayması, RC sabitinin yani kapasitif etkinin sıcaklığın artmasıyla beraber azalmasıyla nitel olarak açıklanabilir.

Deney 2'de farklı çaptaki mesaların I-V ve j-V karakteristikleri Şekil 4.25 ve Şekil 4.26'da karşılaştırılmıştır. Sonuçlar deney 1'de elde edilenler ile paraleldir.



Şekil 4.25: Deney 2, farklı çaptaki mesaların I-V karakteristikleri. (200-D, 400-B).

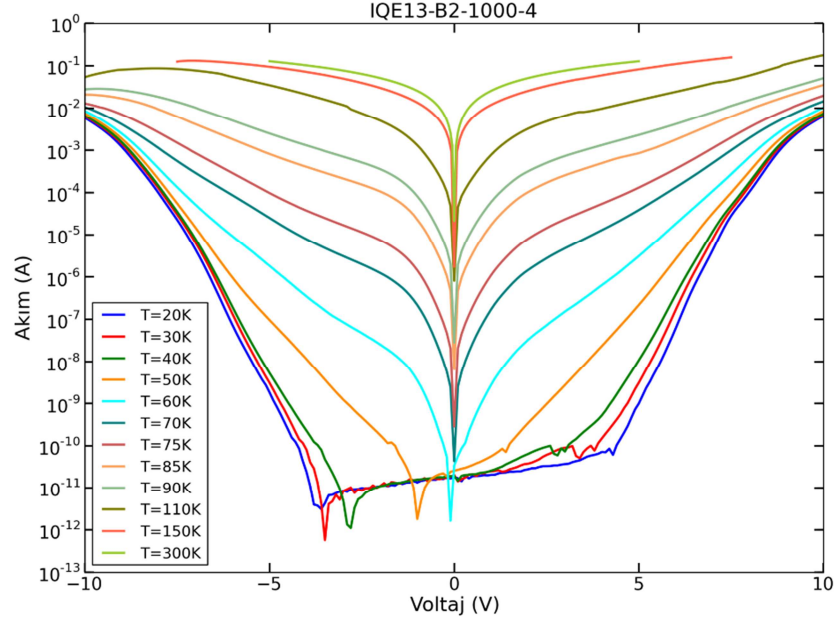


Şekil 4.26: Deney 2, farklı çaptaki mesaların j-V karakteristikleri. (200-D, 400-B).

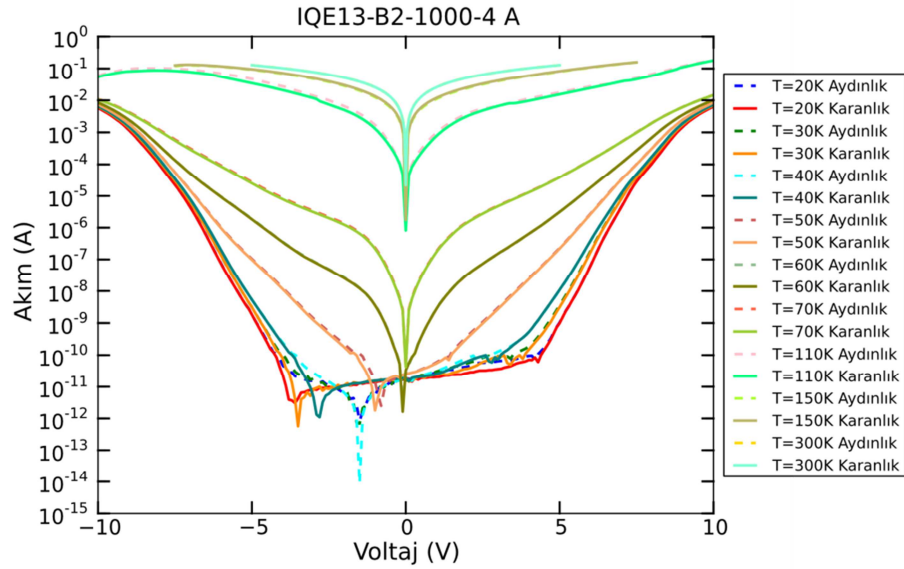
4.3.5. IQE13-B2 Kodlu Örneğin I-V Sonuçları

IQE13-B2 örneğinin 1×1 mm lik kare şeklindeki mesasından alınan karanlık akım grafiği Şekil 4.27’de gösterilmiştir. SHE6 örneğine benzer şekilde IQE13 örneğinde de 70 K sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda sıfır besleme kayması vardır. SHE6 örneğinde de olduğu gibi sıfır besleme kayması, sıcaklığın armasıyla beraber 0 V’a doğru düzenli

olarak ötelenmektedir. Geniş bir yüzey alanına sahip bu örneklerin kırmızı ötesi aydınlık altında da I-V karakteristiği incelenmiştir. IR elementten, sıcaklığı 400 K dolayısıyla yaydığı ışığın pik dalgaboyu 7250 nm olacak şekilde akım geçirilmiştir.



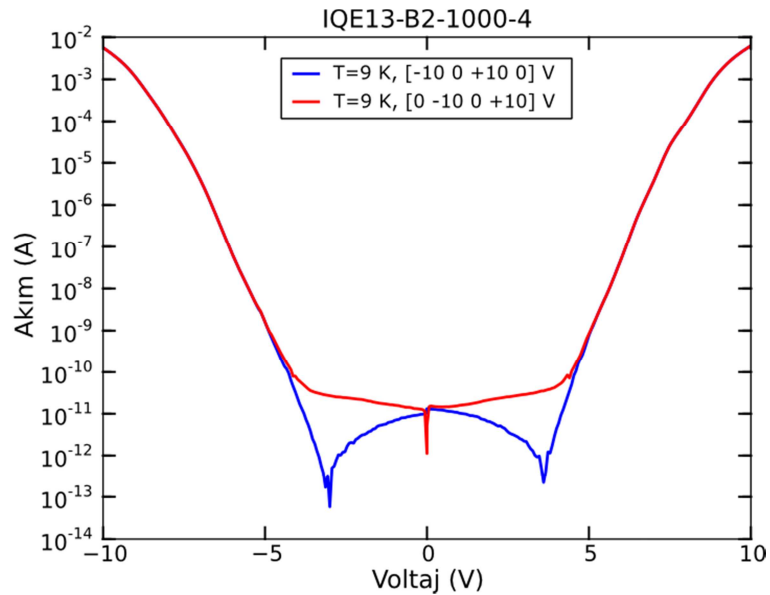
Şekil 4.27: IQE13-B2 örneğinin 1×1 mm'lik mesa yapısına ait I-V karakteristiği.



Şekil 4.28: IQE13-B2-1000-4 örneğinin IR aydınlık ve karanlık altındaki I-V karakteristikleri.

IR aydınlık altında elde edilen I-V karakteristikleri incelendiğinde, 20-50 K sıcaklık aralığında, aydınlık altında sıfır besleme kaymasının karanlığa göre daha az olduğu görülmüştür. Aydınlık altında 20, 30 ve 40 K sıcaklıklarında, minimum akımın geçtiği besleme voltajı değerlerinin aynı olduğu gözlemlenmiştir. 50 K sıcaklıkta, aydınlıkta, minimum akıma, karanlıktakinden daha düşük voltaj değerinde ulaşılmaktadır. Ancak bu fark ~ 0.2 V'tur. 60 K ve üzerinde ise hem aydınlıkta hem de karanlıkta sıfır besleme kayması yoktur.

Sıfır besleme kaymaları, voltaj süpürme yönüne ve seçilen başlangıç voltajına bağlıdır. 9 K sıcaklığında yapılan bir deneyde, IQE13-B2 örneğinden Şekil 4.29'da görüldüğü gibi iki farklı şekilde voltaj süpürülüp, akım değeri okunmuştur. [0 -10 0 +10] etiketi, süpürmenin ilk aşamasında voltajın 0 V'tan başlatılıp -10 V'a kadar arttırıldığını, ikinci aşamada ise tekrar 0 V'tan başlatılıp +10 V'a kadar arttırıldığını göstermektedir. [-10 0 +10 0] etiketi ise süpürmenin ilk aşamasında voltajın -10 V'tan başlatılıp 0 V'a kadar azaltıldığını, ikinci aşamada ise +10 V'tan başlatılıp tekrar 0 V'a kadar azaltıldığını göstermektedir. Ofset değeri süpürmenin başladığı voltaj değerine yakındır. +10 V'tan başlayan süpürmede +3.56 V'luk, -10 V'tan başlayan süpürmede -3.00 V'luk ofset değeri ölçülmüştür.



Şekil 4.29: IQE13-B2-1000-4 örneğinin farklı voltaj süpürme tiplerinde I-V karakteristikleri.

4.3.6. Karanlık Akım İncelemeleri

Farklı sıcaklıklarda ölçülen I-V karakteristiklerinden ve Bölüm 2.6.5'te açıklanan iki boyutta termoiyonik emisyonun sıcaklığa bağlılığından yararlanarak, QWIP'lerin farklı bariyerlere sahip kuantum kuyularındaki elektronların aktivasyon enerjileri hesaplanabilir. Bu işlem aşağıdaki basamaklar izlenerek yapılabilir. Tünelleme rejiminin önemini kaybettiği, termoiyonik emisyonun baskın olduğu sıcaklık değerleri seçilerek $1000/T$ 'ye karşılık $\ln(I(T)/T)$ grafiği, seçilen sabit besleme voltajı değerleri için çizilir. Grafikteki değerlere lineer fit işlemi yapılırsa elde edilen doğrunun eğimi $-(V_B - E_F)/1000k_B$ ile orantılı olacaktır. Şekil 2.28'de gösterildiği gibi aktivasyon enerjisi $E_a = V_B - E_F$ şeklinde tanımlanır. E_F kuazi Fermi enerjisi değerleri ise Bölüm 2.1.2'deki denklem (2.20) kullanılarak çok yüksek olmayan sıcaklıklar için hesaplanabilir. Burada dikkat edilmesi gereken nokta, kuantum kuyusunun taban seviye enerjisi olan E_0 'ın E_F değerine eklenmediğidir. Çünkü burada kuazi Fermi seviyesinin kuantum kuyusunun tabanına göre değil, taban seviye enerjisine göre konumu önemlidir. Dolayısıyla eğimlerden yararlanarak seçilen besleme voltajları için aktivasyon enerjileri hesaplanabilir. Tablo 4.6'da SHE6-E1 örneğinin 350 ms süpürme gecikmesi kullanılarak alınan I-V grafiklerinden elde edilen aktivasyon enerjileri değişik elektriksel potansiyeller için listelenmiştir.

Tablo 4.6 : SHE6-E1 için, deney 2'den elde edilen aktivasyon enerjileri.

Besleme Voltajı (V)	Aktivasyon Enerjisi E_a (meV)	Dalgaboyu Karşılığı (nm)	Aktivasyon Enerjisi E_a (meV)	Dalgaboyu Karşılığı (nm)
SHE6-E1-400-B			SHE6-E1-400-C	
-14	59	21017	59	21017
-9	88	14091	87	14253
-4	147	8435	146	8493
4	110	11273	109	11376
9	74	16757	75	16533
14	63	19683	64	19375
SHE6-E1-200-D			SHE6-E1-200-F	
-14	51	24314	39	31795
-9	89	13933	67	18507
-4	145	8552	148	8378
4	115	10783	123	10081
9	76	16316	73	16986
14	49	25306	47	26383

Tablo 4.6 incelendiğinde SHE6-E1-200-F örneğine ait -14 ve -9 V'ta hesaplanan aktivasyon enerjileri hariç, tüm değerlerin birbiri ile uyumlu olduğu görülür. İleri ve geri besleme değerlerinde elde edilen sonuçlar birbirlerinden farklıdır. Bu fark yapının simetrik bariyerli değil de basamaklı bariyerli olmasının bir göstergesidir. -14 ve +14 V değerlerindeki aktivasyon enerjileri karşılaştırıldığında, B, C, F örneklerinde ters beslemedeki aktivasyon enerjilerinin, ileri beslemedeki değerlerden düşük olduğu görülmektedir. Dolayısıyla ters beslemede yüksek elektrik alandan dolayı bariyerler bükülmekte ve taban seviyeler ile yarı-bağlı seviyeler arasındaki enerji farkı azalmaktadır. Ayrıca bükülmeden dolayı bariyerlerin tepeleri üçgenleşmekte ve etkin bariyer kalınlığı azalmaktadır. 4 - 9 V aralığında ise F örneği hariç ileri beslemede elde edilen aktivasyon enerjileri, geri beslemede elde edilenlerden daha düşüktür. Tablo 4.7'de örneğinin 5 ms süpürme gecikmesi kullanılarak alınan I-V grafiklerinden elde edilen aktivasyon enerjileri değişik elektriksel potansiyeller için listelenmiştir.

Tablo 4.7 : SHE6-E1 için, deney 1'den elde edilen aktivasyon enerjileri.

Besleme Voltajı (V)	Aktivasyon Enerjisi E_a (meV)	Dalgaboyu Karşılığı (nm)
SHE6-E1-200-D		
-14	95	13053
-9	116	10690
-4	145	8552
4	121	10248
9	93	13333
14	74	16757

5 ve 350 ms süpürme gecikmesi ile yapılan deneyler karşılaştırıldığında -4 V ve +4 V besleme için aktivasyon enerjileri benzer bulunmuştur. Diğer besleme voltajlarındaki aktivasyon enerjilerinde ise 20-45 meV fark vardır. Geri besleme de elde edilen farklar ileri beslemede elde edilen farklardan daha fazladır. Bunun sebebi yüksek elektrik alanda bariyerlerin bükülmesi ve daha uzun süre beslemede kalan örneklerde termal yardımcı tünelleme mekanizması ile iletimin daha etkin olmasıdır.

Tablo 4.8'de IQE13-B2 örneğinin çeşitli elektriksel potansiyeller altında hesaplanan aktivasyon enerjileri ve bu enerjilere karşılık gelen dalgaboyları listelenmiştir. IQE13-

B2 örneği ileri ve geri beslemede daha simetrik bir davranış sergilemiştir. Bunun sebebi, yapı içerisinde her periyotta bulunan ve geniş bir üçgen kuyusu oluşturan dereceli bariyere sahip tabakanın, yüksek elektriksel alan altında aynı periyot içerisinde bulunan diğer bariyerlerin bükülmesini dengelemesi olabilir. Bu dengeleme ileri ve geri beslemede kendini göstermekte ve yapının elektrik alan altında simetrik davranmasına yol açmaktadır. IQE13-B2 ile SHE6-E1 örnekleri karşılaştırıldığında 4 V beslemede her iki örneğin aktivasyon enerjisinin 10-12.5 μm dalgaboyuna karşılık geldiği tespit edilmiştir.

Tablo 4.8 : IQE13-B2 için, I-V grafiklerinin sıcaklığa bağlı değişiminde elde edilen aktivasyon enerjileri.

Besleme Voltajı (V)	Aktivasyon Enerjisi E_a (meV)	Dalgaboyu Karşılığı (nm)
IQE13-B2-1000-4		
-9	42	29514
-4	121	10250
4	98	12644
9	43	28643

Yukarıdaki analizler sonucunda, incelenen yapının uygulanan elektrik alana göre değişen bir foto cevaplamaının olacağı ileri sürülebilir. İncelenen örneğe benzeyen yapılarda elektrik alana bağlı olarak fotocevaplama piklerinin değişeceği teorik olarak hesaplanmıştır (Hostut ve diğ, 2007).

Aktivasyon enerjisine ek olarak, Karunasiri (1996)'nin, kullandığı iterasyon yönteminden yararlanılarak kuantum kuyularının ΔE_C iletkenlik bandı süreksizliği ve E_0 taban seviye enerjileri hesaplanabilir. İterasyon sonsuz kuantum kuyusundan, sonlu kuantum kuyusuna geçiş şeklinde yapılır. İterasyona sonsuz yükseklikte bariyerlere sahip kuantum kuyusunun taban enerji seviyesi ile başlanılmıştır. Bu enerji değeri denklem (4.1) ile ifade edilir ve tüm sonlu kuantum kuyularının taban enerji seviyelerinden daha büyüktür.

$$E_0^{max} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_w^* L_w^2} \quad (4.1)$$

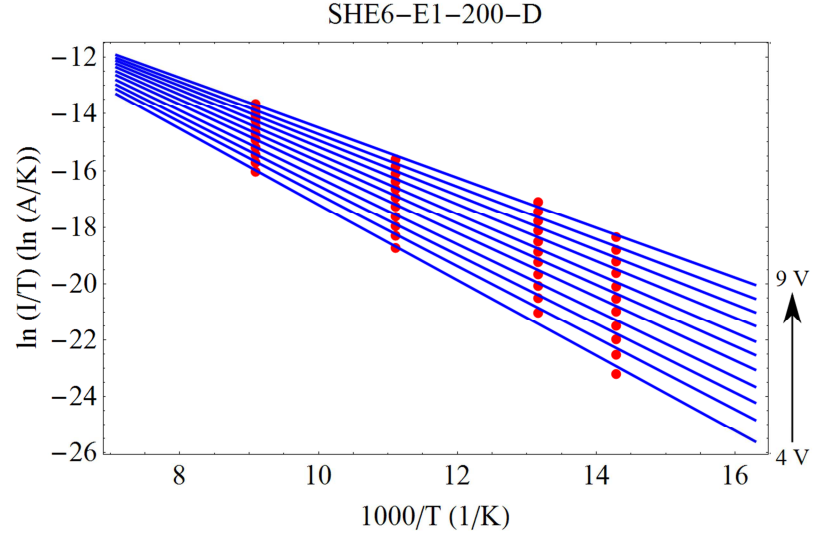
İletkenlik bandı süreksizliğinin Şekil 2.28 yardımıyla

$$\Delta E_c = E_a + E_F + E_0 = V_B + E_0 \quad (4.2)$$

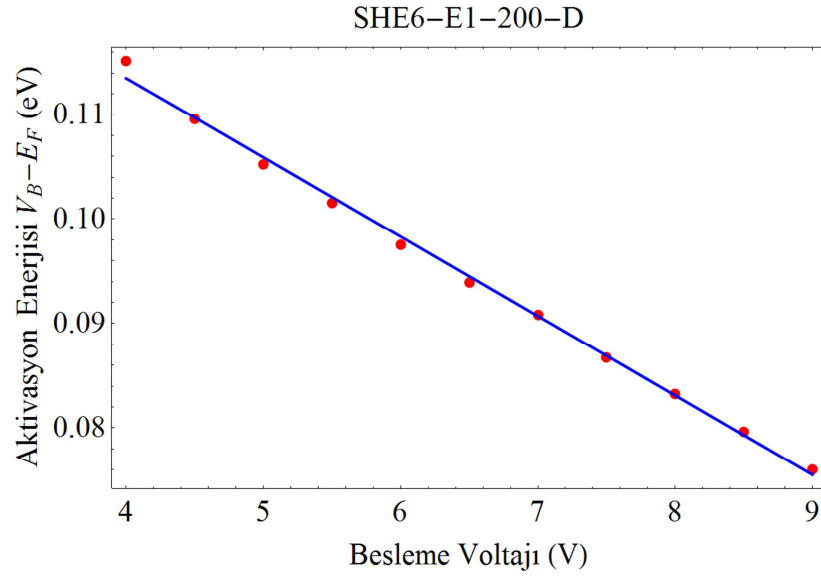
olduğu görülmektedir. Burada $E_a = V_B - E_F$ 'dir. Dolayısıyla iletkenlik bandı süreksizliğinin maksimum değeri

$$\Delta E_c^{max} = V_B + E_0^{max} = V_B + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_w^* L_w^2} \quad (4.3)$$

dir. Denklem (2.20) kullanılarak, kuazi Fermi seviyesi ile farklı genişliklere sahip herbir antisimetrik kuantum kuyusundaki taban seviyesi arasındaki enerji farkı olan E_F değeri hesaplanabilir, E_a ise sıfır besleme voltajı için hesaplanmalıdır. Bunun için farklı besleme voltajlarına denk gelen $1000/T$ 'ye karşı $\ln(I/T)$ grafikleri çizilir. Şekil 4.30'da SHE6-E1-200-D için, 4-9V ileri besleme voltajı aralığında çizilmiş olan grafikler görülmektedir. Seçilen sıcaklık değerleri 70-110 K aralığındadır. 60 K'nin altındaki noktalar, termiyonik emisyon baskın iletim mekanizması olmadığından hesaplara dahil edilmemiştir. Lineer fit edilmiş doğruların eğimlerinden hesaplanan aktivasyon enerjilerinin, besleme voltajına bağlı değişimi Şekil 4.31'deki gibi elde edilmiştir. Şekil 4.31'deki lineer fit doğrusunun denklemi kullanılarak sıfır besleme voltajındaki aktivasyon enerjisi bulunabilir. Besleme voltajı aralığının seçiminde, aktivasyon enerjisinin değişiminin Şekil 4.31'deki gibi bir lineer aralıkta kalmasına dikkat edilmiştir.

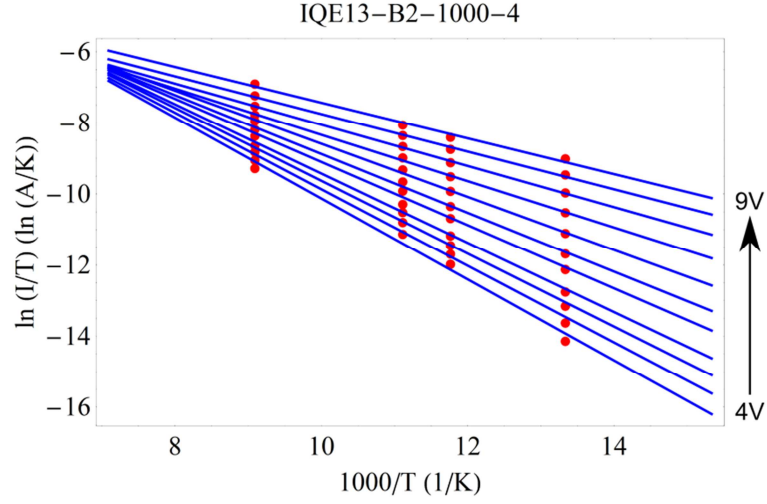


Şekil 4.30: SHE6-E1-200-D örneğinin $1000/T$ 'ye karşı $\ln(I/T)$ grafiği.

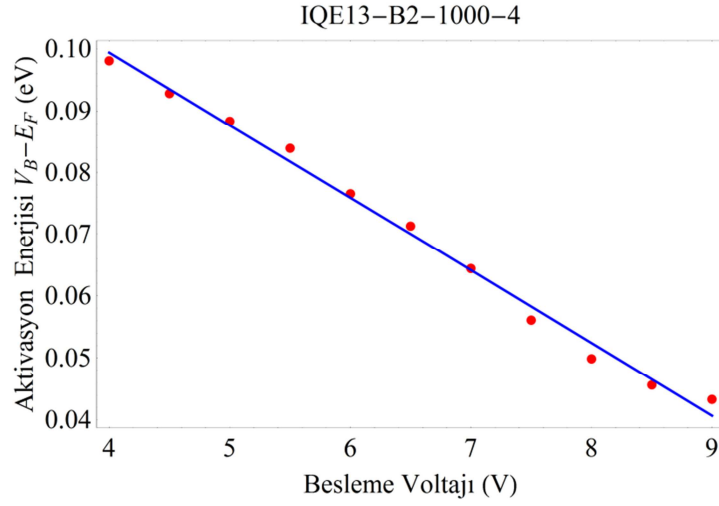


Şekil 4.31: SHE6-E1-200-D örneğinin aktivasyon enerjisinin besleme voltajına bağlı değişimi.

Benzer işlemler IQE13-B2 örneği içinde Şekil 4.32 ve Şekil 4.33'de görüldüğü gibi yapılmıştır.



Şekil 4.32: IQE13-B2-1000-4 örneğinin $1000/T$ 'ye karşı $\ln(I/T)$ grafiği.



Şekil 4.33: IQE13-B2-1000-4 örneğinin aktivasyon enerjisinin besleme voltajına bağlı değişimi.

E_a ve E_F değerinden yararlanılarak V_B hesaplanmış ve E_0^{max} değeri ile toplanıp iterasyonun ilk ΔE_c^{max} iletkenlik bandı süreksizliği bulunmuştur. Bu değer sonlu kuantum kuyusunun yeni yüksekliği olarak alınıp, yeni taban seviye enerjisi (Davies, 1998)

$$\begin{aligned}
k \tan\left(\frac{kL_w}{2}\right) m_B &= m_w \kappa \\
k &= \frac{\sqrt{2m_w^* E}}{\hbar} \\
\kappa &= \frac{\sqrt{2m_b^* (\Delta E_c - E)}}{\hbar}
\end{aligned} \tag{4.4}$$

denklemleri kullanılarak türetilen

$$\sqrt{\frac{E}{m_w^*}} \tan\left(\sqrt{\frac{m_w^* L_w^2 E}{2\hbar^2}}\right) = \sqrt{\frac{\Delta E_c - E}{m_b^*}} \tag{4.5}$$

denklemini sağlayan E değerinin bulunması ile hesaplanır. Burada m_w^* , m_b^* sırasıyla elektronun kuyu ve bariyerdeki etkin kütlesi, L_w ise kuyu genişliğidir. Kuyular antisimetrik bariyerlere sahip olduğundan hesaplamalarda, kuyuların sol ve sağ bariyerlerindeki etkin elektron kütlelerinin aritmetik ortalaması kullanılmıştır. İterasyon, iletkenlik bandı süreksizliğinin sonuç değere yakınsaması sağlanınca kesilir. Tablo 4.9'da aktivasyon enerjisi kullanılarak hesaplanmış; SHE6-E1 örneklerinin herbir kuantum kuyusuna ait taban ve iletkenlik bandı süreksizliği enerjisi listelenmiştir. Bulunan değerler teorik hesaplamalarla ve iletkenlik bandı şemasıyla uyum içerisindedir. İletkenlik bandı süreksizliğindeki farkların, iterasyonda antisimetrik sonlu kuantum kuyusu yerine simetrik sonlu kuantum kuyusu formalizminin kullanılmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Tablo 4.9 : SHE6-E1 için, hesaplanan taban ve iletkenlik bandı süreksizliği enerjilerinin değerleri.

Örnek Kodu	Besleme Tipi	Seçilen Sıcaklıklar (K)	Kuyu Genişliği (nm)	Elektronun Bariyerdeki Etkin Kütlesi (m_b^*)	0 V'ta Aktivasyon Enerjisi E_a (meV)	Dalgaboyu Karşılığı (nm)	Taban Seviye ile Kuazi Fermi Seviyesi Arasındaki Enerji Farkı (meV)	Bariyer Yüksekliği (meV)	Taban Enerji Seviyesi	Transfer Matris (meV)	İteratif Hesap (Deneysel) (meV)	ΔE_c (meV)
SHE6-E1-400-B	İleri	76, 90, 110	6,5	0,077	135	9185	1,2	136,2	1. Kuyu E_{11}	50	53	189
	[4, 9] V		5,5	0,079	135	9185	1,0	136,0	2. Kuyu E_{21}	65	65	201
			4,5	0,082	135	9185	0,8	135,8	3. Kuyu E_{31}	88	83	219
SHE6-E1-400-C	İleri	76, 90, 110	6,5	0,077	133	9323	1,2	134,2	1. Kuyu E_{11}	50	53	187
	[4, 9] V		5,5	0,079	133	9323	1,0	134,0	2. Kuyu E_{21}	65	65	199
			4,5	0,082	133	9323	0,8	133,8	3. Kuyu E_{31}	88	83	217
SHE6-E1-200-D	İleri	70, 76, 90, 110	6,5	0,077	144	8611	1,2	145,2	1. Kuyu E_{11}	50	54	199
	[4, 9] V		5,5	0,079	144	8611	1,0	145,0	2. Kuyu E_{21}	65	67	212
			4,5	0,082	144	8611	0,8	144,8	3. Kuyu E_{31}	88	85	230
SHE6-E1-200-F	İleri	70, 76, 90, 110	6,5	0,077	160	7750	1,2	161,2	1. Kuyu E_{11}	50	56	217
	[4, 9] V		5,5	0,079	160	7750	1,0	161,0	2. Kuyu E_{21}	65	69	230
			4,5	0,082	160	7750	0,8	160,8	3. Kuyu E_{31}	88	89	250

Tablo 4.10 : IQE13-B2-1000 için, hesaplanan taban ve iletkenlik bandı süreksizliği enerjilerinin değerleri.

Örnek Kodu	Besleme Tipi	Seçilen Sıcaklıklar (K)	Kuyu Genişliği (nm)	Elektronun Bariyerdeki Etkin Kütlesi (m_b^*)	0 V'ta Aktivasyon Enerjisi E_a (meV)	Dalgaboyu Karşılığı (nm)	Taban Seviye ile Kuazi Fermi Seviyesi Arasındaki Enerji Farkı (meV)	Bariyer Yüksekliği (meV)	Taban Enerji Seviyesi	Transfer Matris (meV)	İteratif Hesap (Deneysel) (meV) $+E_{ex}$	ΔE_c (meV)
IQE13-B2-1000-4		75, 85, 90, 110	5,0	0,079	146	8493	17,9	163,9	3. Kuyu E_{31} $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	74	79-11=68	243
	İleri		5,0	0,078	146	8493	17,9	163,9	4. Kuyu E_{41} $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	71	79-11=68	243
	[4, 9] V		5,5	0,077	146	8493	59,0	205,0	5. Kuyu E_{51} $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	60	75-16=59	280
			5,5	0,076	146	8493	59,0	205,0	6. Kuyu E_{61} $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	58	76-16=60	281

SHE6 ve IQE13 için iterasyon yöntemi ile elde edilen seviye enerjileri ile transfer matris yöntemi ile elde edilenler karşılaştırıldığında, SHE6'nın sonuçlarının IQE13'ün sonuçlarından daha uyumlu olduğu görülmektedir. İki yapı arasındaki önemli fark, kuantum kuyularının katkı konsantrasyonlarının farklı olmasıdır. Kuantum kuyularındaki katkı konsantrasyonu arttıkça elektronların birbirleriyle olan, direkt Coulomb etkileşmesi ve değiş-tokuş etkileşmesi artar. Direkt Coulomb etkileşmesi kuyu içindeki taban seviye enerjisini arttırırken, değiş-tokuş etkileşmesi azaltır. Bandara ve diğ. (1988), sonsuz yükseklikte bariyerlere sahip tek kuantum kuyusu için direkt Coulomb ve değiş-tokuş etkileşmelerini içeren Hartree-Fock denkleminin yaklaşık çözümünü yapmışlardır. Elektron değiş-tokuş enerjisinden dolayı taban enerji seviyesindeki azalma (Helm, 2000)

$$E_{ex} \approx -\frac{e^2 k_F}{4\pi\epsilon} \left[\frac{2}{\pi} \mathbf{E} \left(\frac{k}{k_F} \right) - 0.32 \left(\frac{k_F}{k_L} \right) \right] \quad (4.6)$$

denklemini belirler. Bu denklem $k=0$ durumu için

$$E_{ex}(k=0) \approx -\frac{e^2 k_F}{4\pi\epsilon} \left[1 - 0.32 \left(\frac{k_F}{k_L} \right) \right] \quad (4.7)$$

$k=k_F$ durumu içinse

$$E_{ex}(k=k_F) \approx -\frac{e^2 k_F}{4\pi\epsilon} \left[\frac{2}{\pi} - 0.32 \left(\frac{k_F}{k_L} \right) \right] \quad (4.8)$$

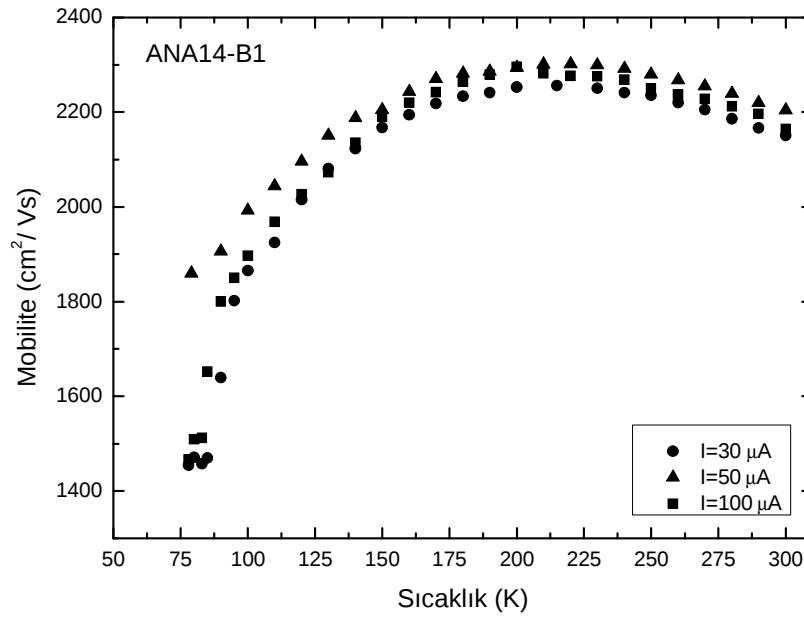
şeklini alır. Burada $\mathbf{E}$ ikinci türden tam eliptik integral, $k_L=\pi/L_w$, L_w ise kuantum kuyusunun genişliğidir. Değiş-tokuş etkileşmesi tam dolu olmayan uyarılmış seviyelerde etkin değildir. Değiş-tokuş etkileşmesinden en fazla taban seviye etkilenir. Ayrıca Bandara ve diğ. (1988), tarafından dolu taban seviye ile uyarılmış seviyeler arasındaki, yani altbantlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinin önemli olmadığı gösterilmiştir. IQE13 örneğinde $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) katkı konsantrasyonlu kuyular için bulunan deneysel sonuç ile teorik hesap arasında $\sim 10 \text{ meV}$ ($\sim 20 \text{ meV}$) fark vardır. $k=k_F$ alınarak hesaplanan E_{ex} enerjileri deneysel olarak bulunan taban enerjilerinden çıkarılırsa teorik olarak elde edilen sonuçlara yakın değerler elde edilir (bkz. Tablo 4.10). IQE13 örneğinde $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) katkı konsantrasyonlu

kuyular için E_{ex} değeri ~ 11 meV (~ 16 meV)'tur. SHE6 örneğinin kuyu katkı konsantrasyonu $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olduğundan E_{ex} enerjisi $k=k_F$ için ~ 3 meV'tur ve bu enerji değeri taban seviye enerjisi ile karşılaştırıldığında küçük olduğundan ihmal edilebilir.

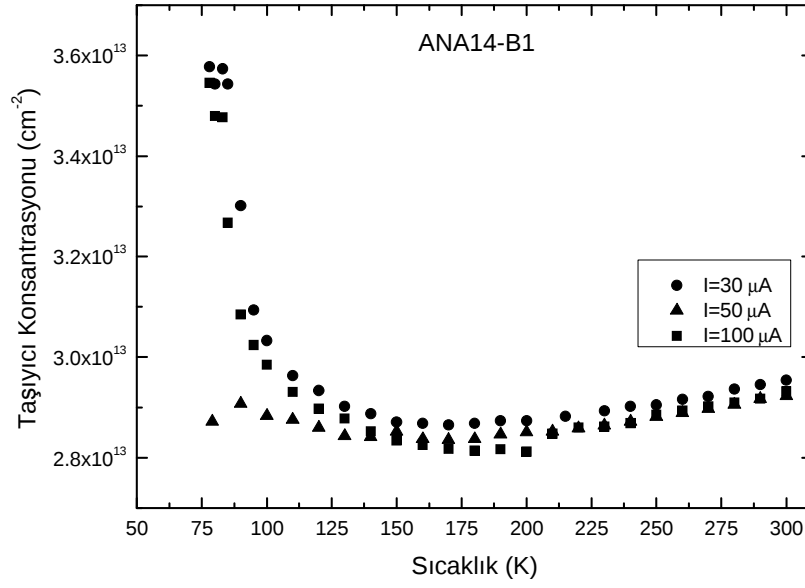
4.4. HALL ÖLÇÜMLERİ

4.4.1. ANA14-B1 Kodlu Örneğin Ölçüm Sonuçları

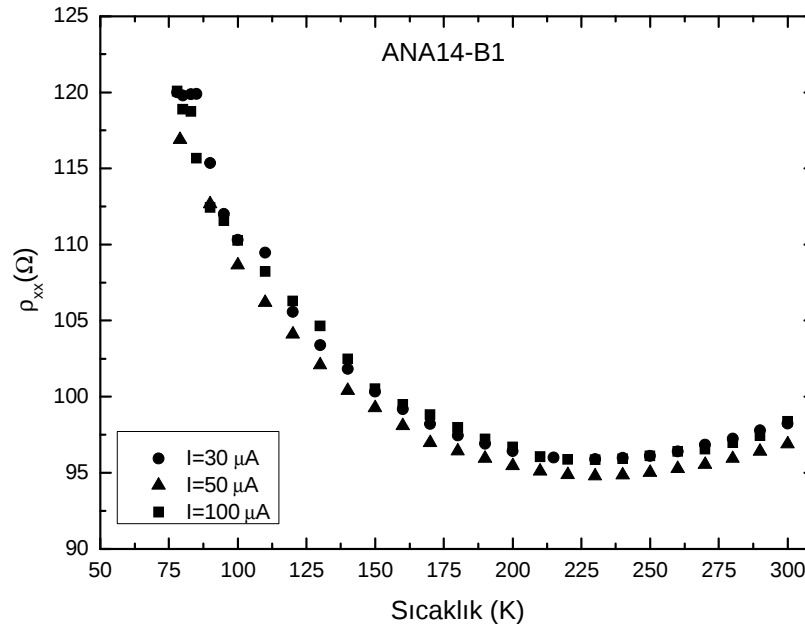
Hall ölçümlerinde sürülen akım değerleri, örnek direncinin akımdan bağımsız olduğu değer aralığından seçilmiştir. Dolayısıyla Hall ölçümlerinden elde edilen mobilite değerinin sürülen akımdan bağımsız olması gerekir. Örneğe yüksek elektrik alan uygulanarak fazla akım sürülürse Joule ısınması sonucu mobilite akıma bağlı hale gelecektir. İncelenen örneklerle, farklı deneylerde farklı akımlar sürülmüştür, ancak tüm deneylerde manyetik alan 0.395 T değerinde seçilmiştir. Mobilite, taşıyıcı konsantrasyonu ve öz direnç değerlerinde sürülen akıma bağlı belirgin bir bağıllık saptanmamıştır. Ölçülen değerlerin belli bir aralık içerisinde kaldığı gözlemlenmiştir. İleride de bahsedileceği gibi incelenen tüm ANA14 örneklerinde $\sim 75 \text{ K}$ sıcaklığında, IQE14 örneklerinde $\sim 100 \text{ K}$ sıcaklığında, mobilite ve taşıyıcı konsantrasyonunda ani değişimler gözlemlenmiştir.



Şekil 4.34: ANA14-B1’de farklı akımlarda mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi.



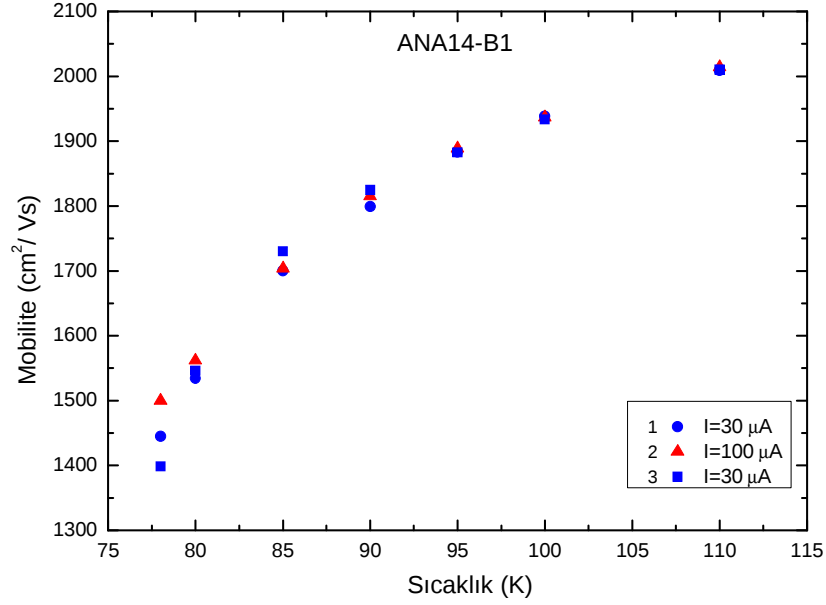
Şekil 4.35: ANA14-B1’de farklı akımlarda taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi.



Şekil 4.36: ANA14-B1’de farklı akımlarda öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi.

Sıvı azot sıcaklığında ANA14-B1 üzerinde yürütülen bir başka deneyde, örnek üzerinden önce 30 μA , sonra 100 μA ve son olarak tekrar 30 μA sabit akımları geçirilerek Hall ölçümleri alınmıştır. Şekil 4.37’de kılavuzda görülen 1, 2, 3 rakamları yukarıdaki süreci temsil etmektedir. 95 K’den yüksek sıcaklıklarda sıralama ve akım

değeri ölçülen mobilitelerinde bir fark yaratmamaktadır. Ancak 95 K ila 78 K arasında örnekten 100 μA sürüldükten sonra tekrar 30 μA sürülünce ilk ölçümdeki mobiliteler değeri elde edilememiştir. 78 K’de sürülen 2. ile 3. akım değerlerinden elde edilen mobiliteler arasındaki fark $\sim 100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ’dir.

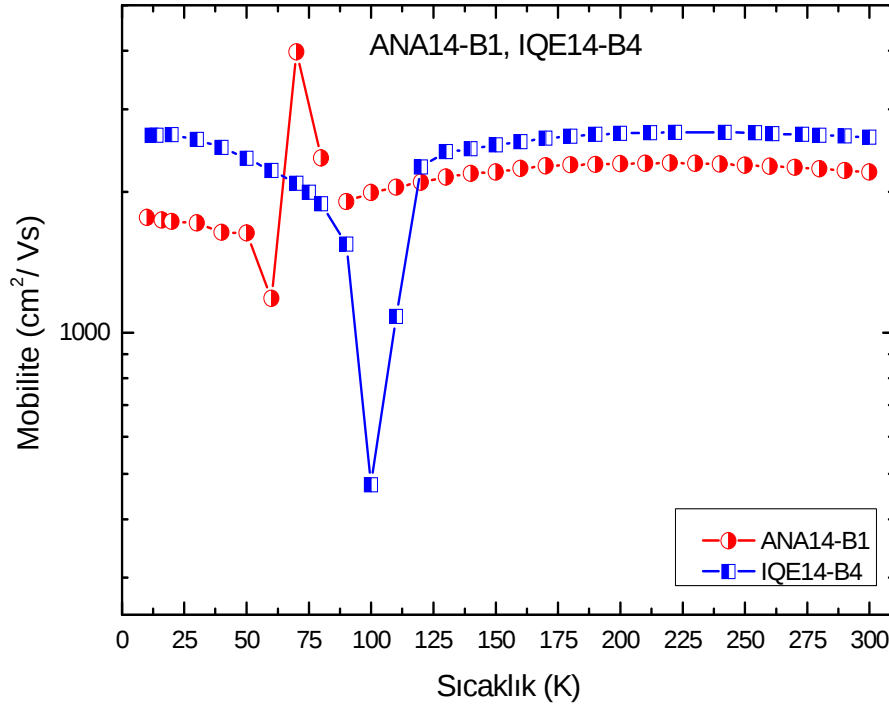


Şekil 4.37: ANA14-B1’de farklı akımlarda mobiliteler ölçümünde görülen histerezis.

4.4.2. ANA14 ve IQE14 Kodlu Örneklerin Hall Ölçümlerinin Karşılaştırılması

Aşağıda sonuçları verilen tüm Hall ölçümlerinde, örnek üzerinden sabit 50 μA akım geçirilmiş ve 0.35 T manyetik alan uygulanmıştır. Sıcaklığa bağlı olarak mobilitenin değişimi incelendiğinde, ANA14 örneklerinde 60-80 K, IQE14 örneklerinde 90-110 K arasında mobilitelerde bir süreksizlik olduğu gözlemlenmiştir. Mobilitenin süreksizlik gösterdiği sıcaklık aralığında; Hall deneylerinde çoğu örneğin mobilitesinde ani bir düşüş meydana gelmektedir. ANA14-B1 ve IQE14-B4’ün karşılaştırıldığı ölçümler 10 K’den başlanarak 300 K sıcaklığa kadar yapılmıştır. ANA14-B1 örneğinde Şekil 4.38’de görüldüğü gibi mobiliteler değeri, 60 K’de önce düşmekte, 70 K’de aniden artıp 80 ve 90 K’de tekrar düşüp daha sonra oda sıcaklığına kadar dar bir aralıkta kalmaktadır. IQE14-B4 örneğinde ise mobiliteler 90 ve 100 K sıcaklıklarında düşmekte, 110 K sıcaklığında artmakta ve 120 K’den oda sıcaklığında kadar dar bir aralıkta

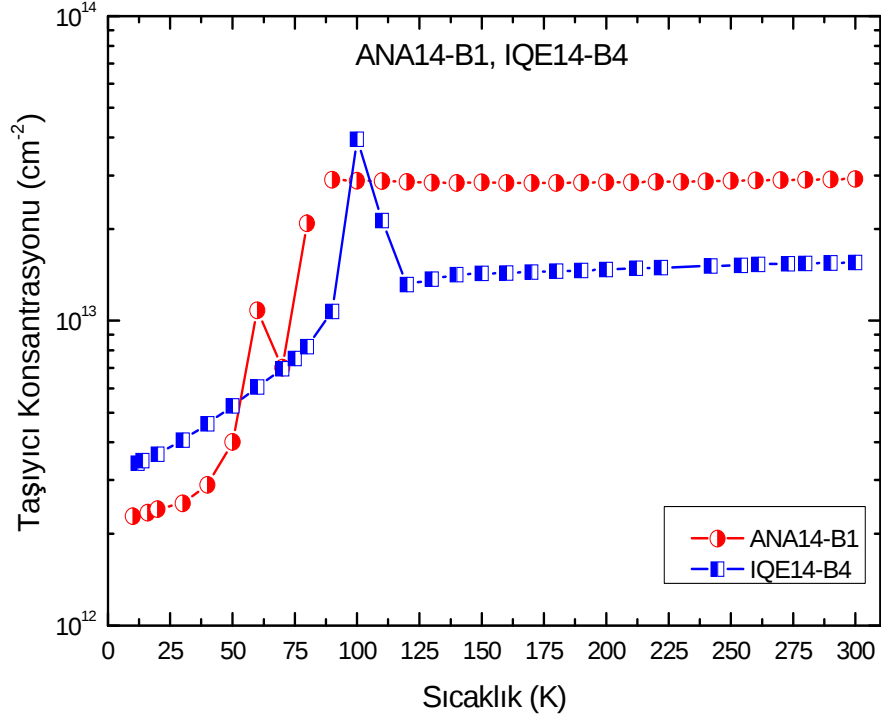
kalmaktadır. IQE14-B4 örneğinin mobilitesi, süreksizliğin olduğu sıcaklık aralığının dışında, tüm sıcaklıklarda ANA14-B1'den yüksektir. Mobilitenin sıcaklığa bağlı olarak belirgin bir değişim göstermemesi kuantum kuyularındaki 2DEG'nin bir karakteristik özelliğidir.



Şekil 4.38: 14 kodlu örneklerde mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi.

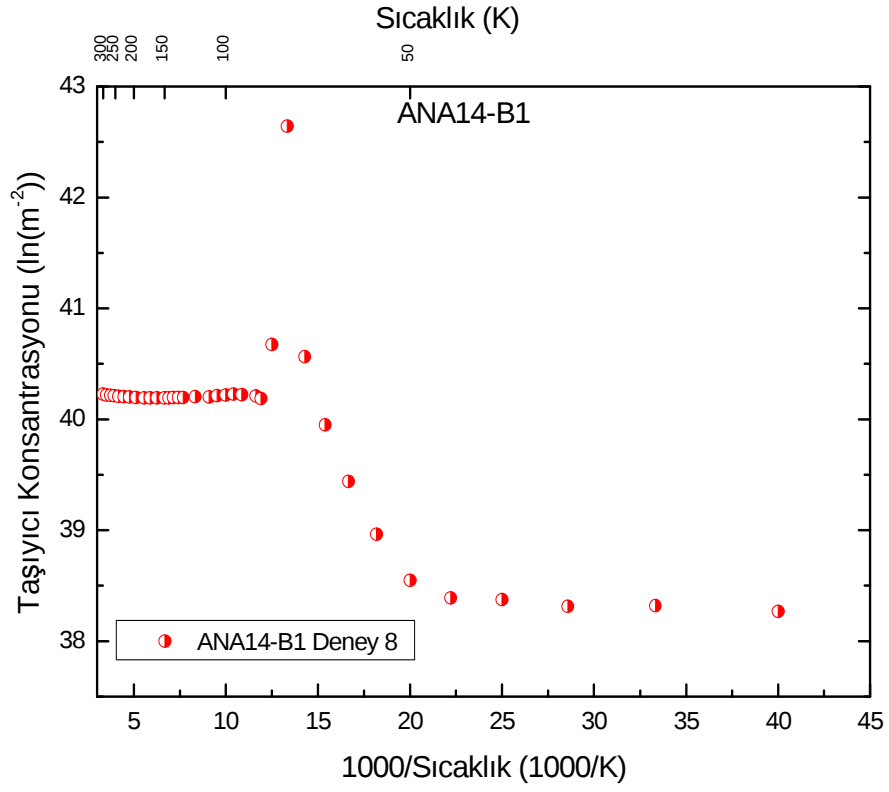
ANA14-B1 ve IQE14-B4 örneklerinin Hall deneylerinden elde edilen iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonları Şekil 4.39'da karşılaştırılmıştır. ANA14-B1 örneğinin iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu, süreksizliğin gözlemlendiği sıcaklığa kadar IQE14-B4'ten büyüktür. Süreksizlik bölgesinin altındaki sıcaklıklarda ANA14-B1'in iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu IQE14-B4'ten küçüktür. Bu tespit şu şekilde açıklanabilir. ANA14 örneklerindeki kuantum kuyuları $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, IQE14 örneklerinde ise bazı kuyular $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ katkı konsantrasyonuna sahiptir. Dolayısıyla düşük sıcaklıklarda donmamış serbest taşıyıcı konsantrasyonu IQE14 örneklerinde daha fazla olacaktır. Mobilitede süreksizliğin yaşandığı sıcaklık bölgelerinde çoğu örnekte taşıyıcı konsantrasyonunda ani artışlar gözlemlenmiştir. Her iki tip örnekte, süreksiz bölgenin altındaki sıcaklıklarda, sıcaklık düştükçe iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu

azalmaktadır. Süreksiz bölgenin üzerindeki sıcaklardan oda sıcaklığına kadar taşıyıcı konsantrasyonu hemen hemen sabit kalmaktadır.



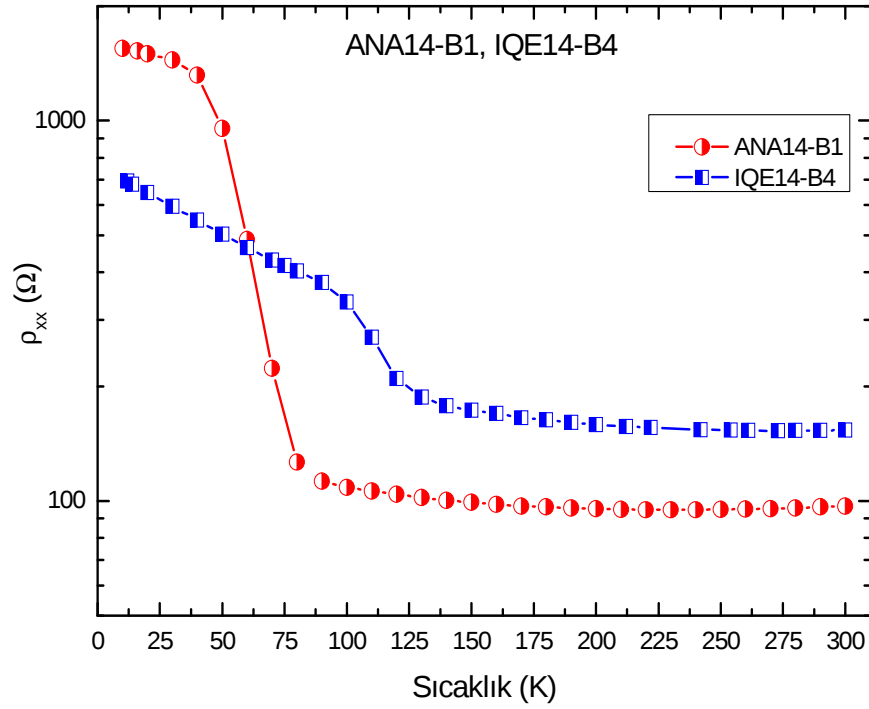
Şekil 4.39: 14 kodlu örneklerde taşıyıcı konsantrasyonun sıcaklığa bağlı değişimi.

ANA14-B1 örneğinin taşıyıcı konsantrasyonunun logaritmasının sıcaklığın tersine bağlı olarak değişimi incelendiğinde 75 K civarındaki tekilliğin haricinde, Şekil 4.40'da görüldüğü gibi taşıyıcıların 300-90 K aralığında satürasyon, 70-50 K sıcaklık aralığında termal iyonizasyon ve 45-25 K aralığında tekrar satürasyon rejiminde olduğu anlaşılır.



Şekil 4.40: ANA14-B1’de taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığın tersine göre değişimi.

ANA14-B1 ve IQE14-B4 örneklerinin öz dirençleri Şekil 4.41’de karşılaştırılmıştır. ANA14-B1 örneğinin öz direnci düşük sıcaklıklardan 60 K’e kadar, IQE14-B4 örneğinin direncinden yüksektir. 60 K’den oda sıcaklığına kadar ise ANA14-B1’in öz direnci IQE14-B4 örneğinkinden düşüktür.



Şekil 4.41: 14 kodlu örneklerde özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.

Özet olarak tüm ANA14 ve IQE14 örnekleri, düşük sıcaklıklardaki az miktardaki farkların dışında benzer taşıyıcı konsantrasyonu ve özdirenç davranışını sergilerler. ANA14 ve IQE14 örnekleri modülasyon katkılı olmadıkları için kuyu içindeki yüksek konsantrasyondaki katkılama, iyonize katkı saçılmasının baskın olmasına, dolayısıyla mobilite değerinin düşük çıkmasına yol açmaktadır. Özellikle 75 K'nin altındaki sıcaklıklarda, katkıların iyonizasyon miktarı giderek azalacağı için serbest taşıyıcı konsantrasyonunun azalması beklenen bir durumdur. Serbest taşıyıcı konsantrasyonunun azalmasına paralel olarak özdirenç de artmaktadır. Tablo 4.11'de yatay örnekler için farklı sıcaklıklarda yapılan Hall ölçümleri sonucunda elde edilen, mobilite, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve özdirenç değerleri özetlenmiştir. IQE14-B5 örneğinin 20 K'deki mobilite ve iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin dışında diğer tüm sonuçlar birbirleri ile tutarlıdır. ANA14-B1 ve ANA14-B2 örneklerinin n_{2D} değerleri her sıcaklıkta birbirine yakındır. Mobiliteleri ve özdirençleri arasındaki fark ise sıcaklık düştükçe artmaktadır. Düşük sıcaklıkta özdirenci büyük olan örneğin mobilitesi küçüktür. İki örneğin taşıyıcı konsantrasyonu birbirine yakın olduğundan $\mu = |R_H| \sigma$ formülüne göre iletkenliği büyük olanın

(özdirenci küçük olanın) mobilitesi de büyük olacaktır. Buradan ANA14-B1 örneğinin düşük sıcaklıklardaki kontak direncinin büyük olduğu sonucuna varılabilir. Benzer durum IQE14-B5 örneği için de geçerlidir.

Tablo 4.11 : Yatay örneklerin mobilite, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve özdirenç değerleri.

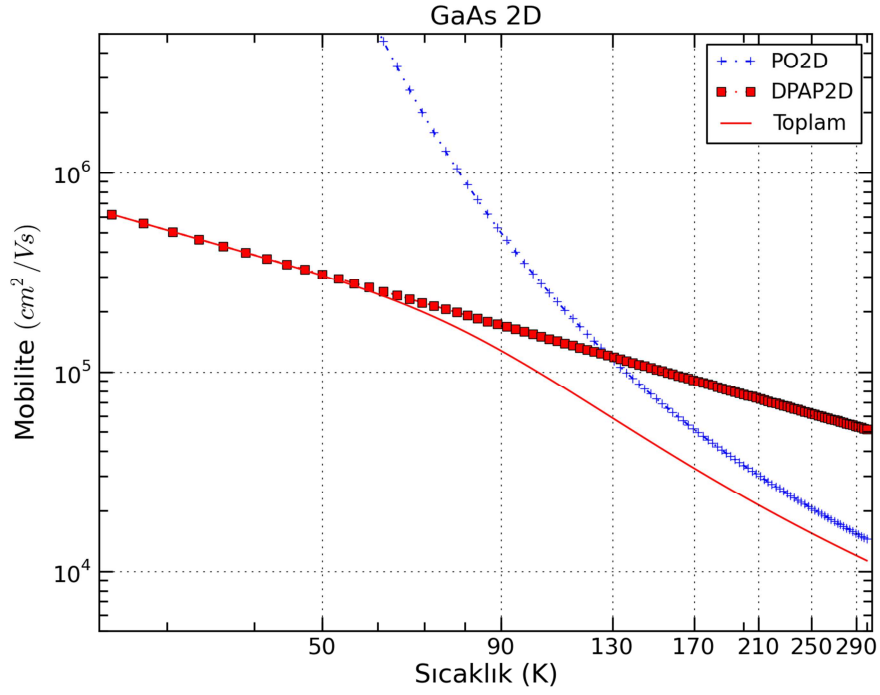
Örnek Kodu	ANA14-B1	ANA14-B2	IQE14-B4	IQE14-B5
Mobilite (cm^2/Vs) T=20 K	1727	2062	2643	1085
Mobilite (cm^2/Vs) T=150 K	2205	2251	2519	2511
Mobilite (cm^2/Vs) T=300 K	2204	2214	2612	2562
n_{2D} (cm^{-2}) T=20 K	$2,41 \times 10^{12}$	$2,51 \times 10^{12}$	$3,65 \times 10^{12}$	$8,32 \times 10^{12}$
n_{2D} (cm^{-2}) T=150 K	$2,85 \times 10^{13}$	$2,87 \times 10^{13}$	$1,43 \times 10^{13}$	$1,45 \times 10^{13}$
n_{2D} (cm^{-2}) T=300 K	$2,92 \times 10^{13}$	$2,97 \times 10^{13}$	$1,56 \times 10^{13}$	$1,59 \times 10^{13}$
Özdirenç (Ω) T=20 K	1499,1067	1090,67	647,00	714,40
Özdirenç (Ω) T=150 K	99,25	96,53	173,27	427,34
Özdirenç (Ω) T=300 K	96,89	94,83	153,70	382,86

4.5. TEORİK MOBİLİTE HESAPLARI İLE DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

4.5.1. GaAs'teki İki Boyutlu Elektron Gazının Mobilitesi

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ modülasyon katkılı GaAs kuantum kuyulu bir yapıda, 2 boyutlu elektron gazının sadece polar optik fonon ve akustik fonon saçılmaları sonucu kısıtlanan mobilitesi Şekil 4.42'de görüldüğü gibidir. Kuantum kuyusu içerisinde iyonize olmuş

katkı atomu olmayacağı için iyonize katkı saçılması olmayacaktır ve hesaba katılmamıştır. Bu grafik Pfeiffer ve diğ. (1989) ile uyum içerisindedir. Günümüzde modülasyon katkılı örneklerin mobilitesi düşük sıcaklıklarda $10 \times 10^6 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ kadar çıkabilmektedir.

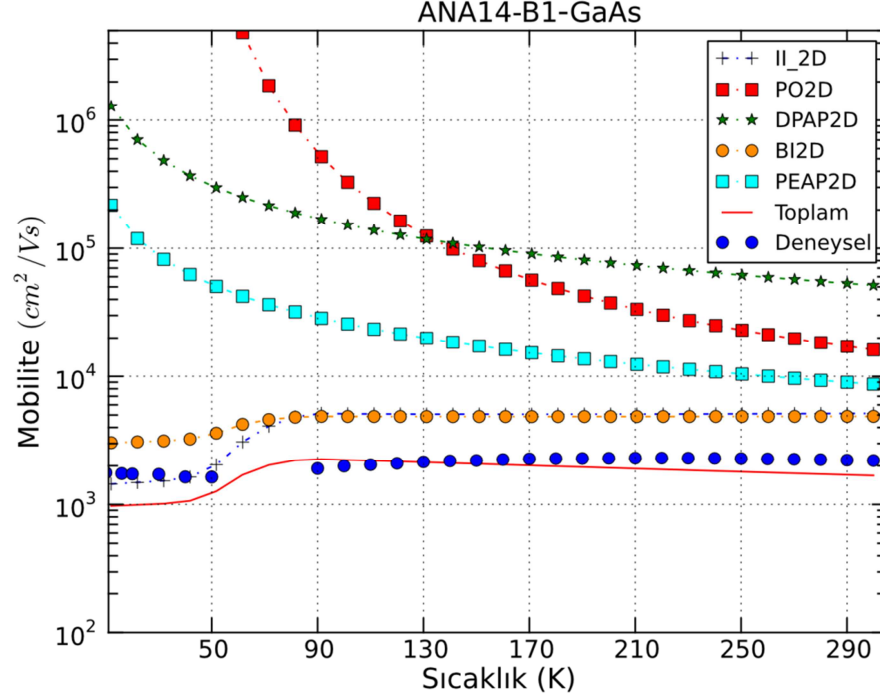


Şekil 4.42: GaAs'teki 2 boyutlu elektron gazının mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.

4.5.2. ANA14, IQE14 Örnekleri

Mobilite eğrileri oluşturulurken, iyonize katkılardan kaynaklanan saçılma hesaplarında, 2 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu olarak, deneysel olarak ölçülen değerler kullanılmıştır. ANA14-B1 örneğinde, sadece GaAs kuantum kuyularındaki elektronların saçılma mekanizmaları ele alındığında elde edilen mobilite eğrisi Şekil 4.43'te görülmektedir. Hesaplarda deneysel olarak ölçülen 2 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu kullanılmıştır. Burada II kısaltması iyonize katkılardan, PO; polar optik fononlardan, DPAP; deformasyon potansiyeli akustik fononlarından, BI; arka plan safsızlıklarından, PEAP; piezoelektrik akustik fononlardan kaynaklanan saçılmaları temsil etmektedir.

Herbir kısaltmanın sonundaki 2D eki saçılmaların iki boyutlu sistem için formülize edildiğini göstermektedir.



Şekil 4.43: ANA14-B1 örneğinde, yalnız GaAs kuantum kuyularındaki, 2 boyutlu elektron gazının mobilitelerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Bölüm 4.2’de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakalarında da elektron yoğunluğunun olduğu gösterilmiştir. Buna göre mobilitelerinde hesaplarında GaAs kuantum kuyusundaki ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ arayüzeyindeki elektronlar göz önüne alınmalıdır. Kane ve diğ. (1985) göre paralel iletkenliğin var olduğu durumda düşük manyetik alan $\omega_c\tau_1 \ll 1$ ve $\omega_c\tau_2 \ll 1$ yani $\mu B \ll 1$ limitinde

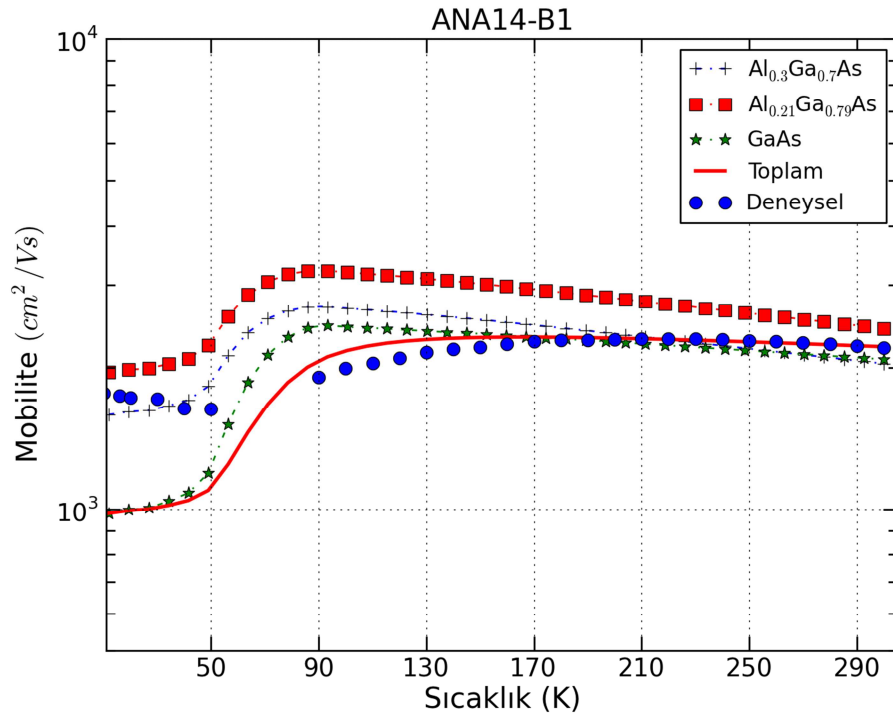
$$\rho_{xx} = \frac{1}{n_1 e \mu_1 + n_2 e \mu_2} \quad (4.9)$$

$$R_H = \frac{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2}{e (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2} \quad (4.10)$$

denklemlerinden yararlanılarak elde edilen

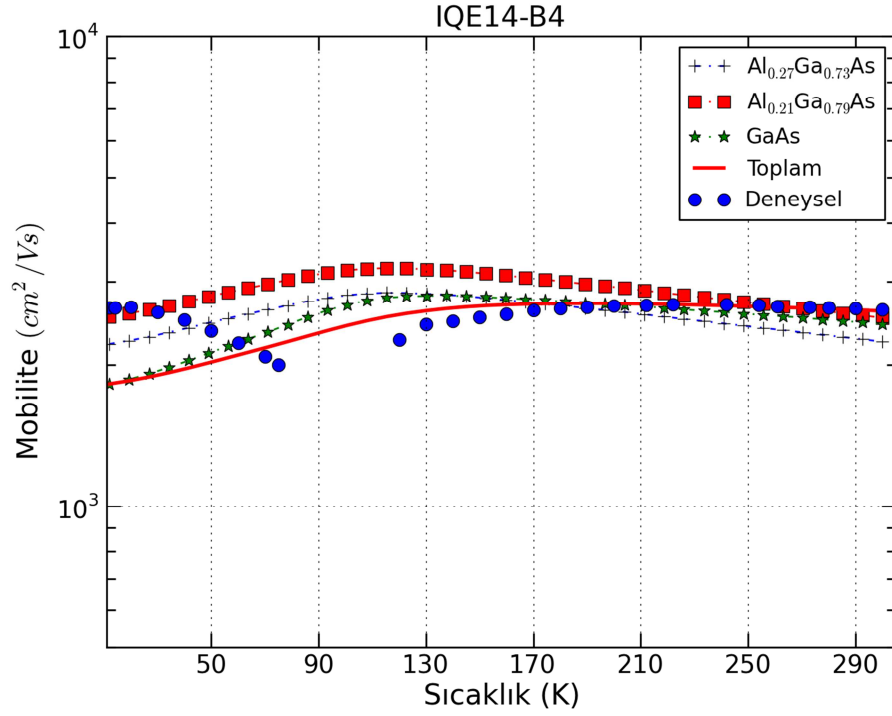
$$\mu_{eff} = \frac{n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2}{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)} \quad (4.11)$$

denklemleri yardımıyla etkin bir mobilité değeri hesaplanabilir. ANA14-B1 örneği için Şekil 4.44'deki toplam mobilité eğrisi oluşturulurken donör konsantrasyonları sırasıyla GaAs tabakası için $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ tabakası için $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$ tabakası için $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak seçilmiştir. Seçilen bu konsantrasyon değeri sadece denklem (4.11)'de kullanılmıştır. Tabakaların mobilité hesaplarında deneysel olarak ölçülen 2 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu kullanılmıştır.



Şekil 4.44: ANA14-B1 örneğinde 2 boyutta mobilitenin sıcaklığa bağılı değişimi.

IQE14-B4 örneği için Şekil 4.45'teki toplam mobilité eğrisi oluşturulurken donör konsantrasyonları sırasıyla GaAs tabakası için $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ tabakası için $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$ tabakası için $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak seçilmiştir.



Şekil 4.45: IQE14-B4 örneğinde 2 boyutta mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi.

ANA14-B1 örneğinin 60-80 K, IQE14-B4 örneğinin 80-110 K arasında bulunan ve tekliklik gösteren noktaları grafiklerden çıkarılmıştır. Şekil 4.44 ve Şekil 4.45'teki deneysel sonuçlardan aşağıdaki sonuçlar çıkarılmıştır. i. Tekilliğin olduğu bölgede elektronik transportta bir rejim değişikliği söz konusudur. ii. Düşük sıcaklık bölgesinde, iletim büyük oranda $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ve/veya $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ arayüzeyindeki elektronlar tarafından gerçekleştirilir dolayısıyla mobilité bu elektronlar tarafından belirlenir. iii. Yüksek sıcaklık bölgesinde iletim büyük oranda GaAs kuantum kuyusundaki elektronlar tarafından gerçekleştirilir. Dolayısıyla mobilitéyi kuantum kuyularının içindeki elektronlar belirler.

4.6. MAGNETOREZİSTANS ÖLÇÜMLERİ

Zayıf lokalizasyonun nitel olarak incelenebilmesi için bazı koşulların sağlanması gerekmektedir. Bu koşullar Minkov ve diğ. (2001) tarafından özetlenmiştir. İncelenen örnekte de olduğu gibi σ_0 Drude iletkenliği, kuantum girişimden kaynaklanan düzeltmeden daha yüksek olmalıdır. Bu koşul $\sigma_0/(\pi G_0) = k_F l \gg 1$ ile verilir. Burada

$\sigma_0 = \pi G_0 k_F l$ Drude iletkenliği, l ise ortalama serbest yoldur. Kuantum düzeltmeyi ölçebilmek için elektron saçılması yüksek, dolayısıyla mobilite düşük değerde olmalıdır. İncelenen örneklerin mobilite değerleri yukarıdaki koşulu sağlamaktadır. Yapı içerisindeki elektronlar sadece kuantum kuyularında bulunmalıdır ve yapıda paralel transport olmamalıdır. 11-20 K sıcaklık aralığında incelenen örneklerde etkin bir termoiyonik emisyon olmayacağı için elektronların kuantum kuyularından, paralel bariyer tabakalarına çıkması söz konusu değildir. Örneklerin kontak konfigürasyonu dikey olmadığından, elektrik alan altında elektronların paralel tabakalara tünellemesi söz konusu değildir. Diğer yandan incelenen örnekler tek kuantum kuyulu simetrik bariyerlere sahip sistemler değildir. Ancak kuantum kuyularının içinde bir adet seviye vardır. Bu özellik, tek altbantlı heteroeklemler için geliştirilmiş olan teorileri kullanabilmemize olanak sağlar. Burada, yapı içerisinde yer alan katkısız üçgen kuantum kuyularında birçok seviye hesaplandığını ve üçgen kuantum kuyularının zayıf lokalizasyona etkilerinin incelenmediğini hatırlatmakta yarar vardır. Literatürde antisimetrik bariyerlere sahip örneklerin, spin-yörünge etkileşmesinden dolayı tam olarak açıklanamayan olaylara yol açabileceği vurgulanmıştır (Hikami ve diğ., 1980). İncelemede spin-yörünge etkileşmesi ihmal edilmiştir. Ayrıca iletkenliğe Zeeman yarılmasından kaynaklanan katkı dahil edilmemiştir. Çünkü 5 K sıcaklığında $B_z = k_B T / g \mu_B$ karakteristik manyetik alanı ~ 17 T olmaktadır ve bu manyetik alan değerine çıkılmamıştır. Zeeman yarılmasının etkin olabilmesi için sıcaklığın daha düşük ve manyetik alanının B_z karakteristik manyetik alanından büyük olması gerekir. Yukarıdaki denklemde g , Landé g-faktörüdür, GaAs için 5 K sıcaklığında deneysel olarak değeri Oestreich ve Rühle (1995) tarafından -0.44 olarak bulunmuştur.

Hall ve magnetoresistans ölçümleri 4.2 – 300 K sıcaklık aralığında 0 – 1.6 T arası manyetik alanın süpürülmesi ile yapılmıştır. 50 μ A sabit akım altında yapılan ölçümlerde elektrik alan 1 V/cm değerini aşmamıştır. Dolayısıyla taşıyıcıların Joule ısınması ve farklı bir vadiye sıçraması söz konusu değildir. Mobilite ve iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonları, süpürülen B manyetik alanına karşılık ölçülen Hall voltajı değerlerine fit edilmiş doğruların eğimleri kullanılarak hesaplanmıştır. 2DEG'nin mobilitesinin sıcaklığa zayıf bağlı olmasının nedeni, dejenere biçimde δ -katkılı kuantum kuyularındaki elektronların dağılımının, sıcaklığa bağlı olarak değişmesidir. Eğer

sistemdeki düzensizlik sıcaklığa bağlı olarak değişiyor ise mobilite de sıcaklığın fonksiyonu olur (Minkov ve diğ., 2001). İncelenen örneklerin mobilitelerinin düşük olmasından dolayı, 7 T manyetik alana çıkılmasına karşın $\mu B \gg 1$ koşulu sağlanamadığından Shubnikov de-Haas salınımları gözlemlenememiştir.

ANA14 ve IQE14 örneklerine ait deneysel magnetorezistans verilerinin denklem (2.73) ile fit edilemediği tespit edilmiştir. Bunun olası nedeni, sıcaklığın tamamen difüzyif koherant transportu mümkün kılacak şekilde düşük olmamasıdır. Örnekteki tabakalara dik bir manyetik alan uygulanmasına rağmen, zayıf lokalizasyonun bastırılması, elektron-elektron etkileşmelerinden ayırt edilememiştir. Choi ve diğ. (1986), zayıf lokalizasyon formülüne manyetik alanın elektron-elektron etkileşmelerine olan etkisini eklemiştir.

Deneysel sonuçları fit etmek için aşağıdaki ampirik denklem önerilip kullanılmıştır.

$$\Delta\sigma(B) - \Delta\sigma(0) = -\beta(T)G_0 \left[\ln \left(\frac{\hbar}{4eDB\tau_\phi} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_\phi} \right) \right] \quad (4.12)$$

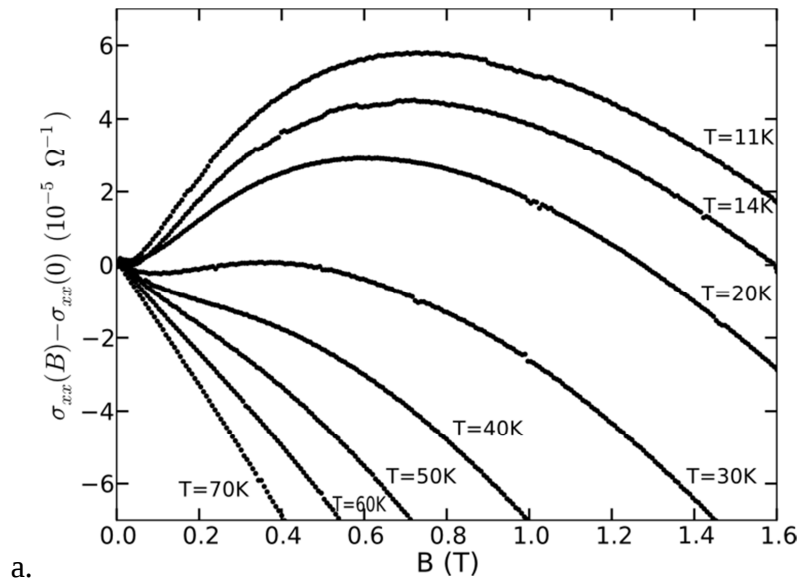
Bu denklem $B = \hbar/2eD\tau_e$ limitinde Hikami ve diğ. (1980) tarafından geliştirilen orjinal denklem ile benzerdir. Farklılık sadece denklem (4.12)'nin sıcaklığa bağlı bir $\beta(T)$ parametresi içermesidir. Benzer şekilde Choi ve diğ. (1986) geliştirdiği manyetik alanın elektron-elektron etkileşmelerine olan katkısını içeren magnetorezistans formülü sıcaklığa bağlı çarpan şeklinde terimler içermektedir.

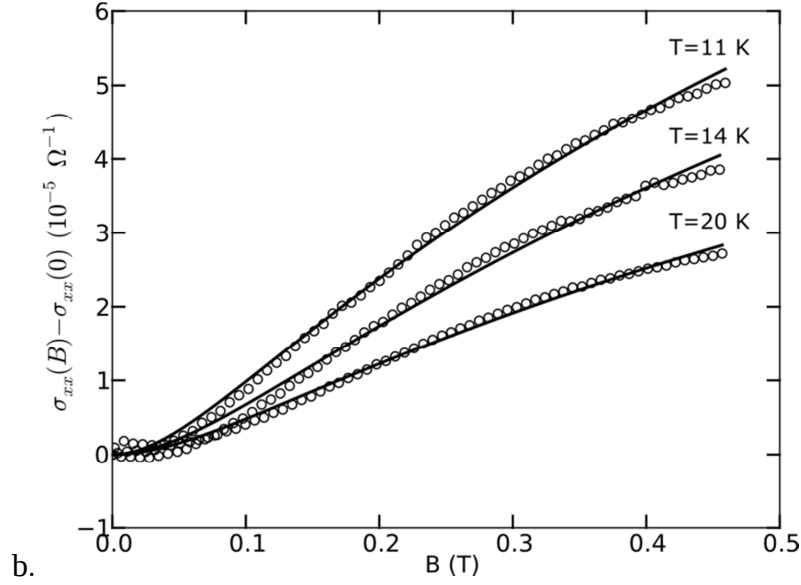
IQE14-B4 örneği için elde edilen magnetorezistans grafiği Şekil 4.46a'da görülmektedir. Düşük sıcaklıklarda negatif magnetorezistansın artım miktarı, artan manyetik alan ile azalmakta ve yüksek manyetik alan değerlerinde satüre olmaktadır. 20 K'nin üzerinde seçilen sıcaklıklarda ise negatif magnetoresistans, pozitif magnetoresistansa dönmektedir. Yüksek sıcaklıklardaki pozitif magnetorezistans, manyetik alanın artmasıyla birlikte lineer olarak artmaktadır. Negatif magnetorezistanstan, pozitif magnetorezistansa geçiş şöyle açıklanabilir; kısa erimli etkileşmeler önemli hale geldiğinde parçacık-parçacık etkileşmeleri pozitif

magnetorezistansa yol açar (Lin ve diğ., 1984). İncelenen örnek, kuantum kuyularında yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna sahip olduğu için Mott kriterini sağlar. Dolayısıyla elektronlar kısa erimli Coulomb potansiyeli altındadırlar. Dik manyetik alan altında pozitif magnetorezistansın gözlemlenebilmesi için siklotron çapı veya *manyetik uzunluk* olarak adlandırılan $l_B = (\hbar/2eB)^{1/2}$, $l_T = (\hbar D/k_B T)^{1/2}$ termal difüzyon uzunluğu ile karşılaştırılabilir olması gerekir. Eğer l_B ile l_T eşitlenirse,

$$T = \frac{2\pi\hbar^2 n_{2D} \mu B}{k_B m^*}, \quad (4.13)$$

negatif magnetorezistans, pozitif magnetoresistansa geçiş sıcaklığı elde edilebilir. Tablo 4.12'den 20 K sıcaklığı için iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite değerleri alınırsa 0.02 T manyetik alan için geçiş sıcaklığı 27 K olarak bulunur. Bu değer Şekil 4.46a'da görülen 30 K ve üzeri sıcaklıklarda gözlemlenen pozitif magnetorezistans ile uyumludur. Burada dikkat edilmesi gereken diğer bir konu denklem (4.13)'ün sadece düşük manyetik alan değerleri için yukarıda bahsedilen geçiş sıcaklığını vermesidir.





Şekil 4.46: IQE14-B4'ün; a. Dik manyetik alan altında magnetoresistansın sıcaklığa bağlı değişimi. b. 11-20 K arasında gözlemlenen negatif magnetoresistans verilerine (•) denk. (4.12) ile yapılan fitler (—).

Zayıf lokalizasyon teorisi çerçevesinde önerilmiş olan denklem (4.12) kullanılarak Şekil 4.46b'de görülen fit eğrileri elde edilmiştir. Sıcaklığa bağlı difüzyon katsayıları kullanılarak τ_ϕ faz kırılma zamanı fit parametrelerinden hesaplanmıştır. τ_e elastik saçılma zamanları, *relaksasyon zamanı yaklaşımı* (relaxation time approximation) altında deneysel olarak ölçülmüş mobilite değerlerinden hesaplanmıştır. Değişik sıcaklıklarda difüzyon katsayısı hesaplanırken Hall ölçümlerinden elde edilen iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite değerleri kullanılmıştır. Tablo 4.12'de değişik sıcaklıklar için elde edilen tüm sonuçlar listelenmiştir.

Tablo 4.12 : IQE14-B4 için deneysel olarak elde edilmiş örnek parametreleri ve fit sonucu elde edilmiş parametreler.

T (K)	n_{2D} ($\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)	μ (cm^2/Vs)	D (cm^2/s)	$k_F l_e$	τ_e ($\times 10^{-14} \text{ s}$)	τ_ϕ ($\times 10^{-14} \text{ s}$)	β
11	13.14	763	358	29.32	2.9	11.41	4.99
14	12.64	815	368	30.13	3.1	9.08	4.61
20	12.07	894	386	31.56	3.4	8.98	3.12

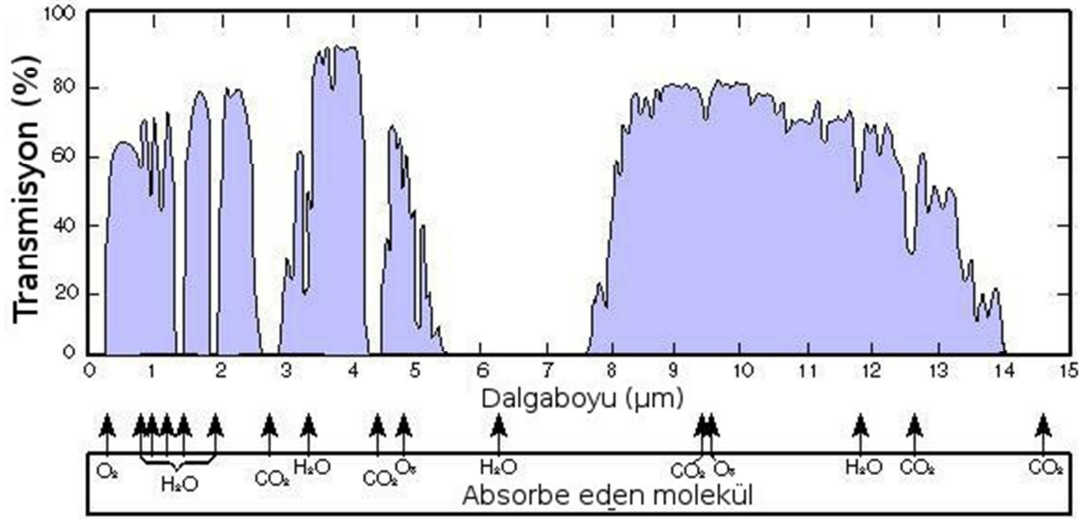
Ölçüm yapılan minimum sıcaklık 11 K'dir. Sıcaklığın düşürülmesiyle birlikte faz kırılma zamanının artacağı ve koherant transportun baskın hale geleceği söylenebilir. Sıcaklığın artmasıyla beraber τ_e/τ_ϕ oranının artması iletimde elastik çarpışma mekanizmasının difüzyon mekanizmasından daha baskın hale gelmesinin göstergesidir. Ayrıca tüm sıcaklıklarda τ_ϕ 'nin τ_e 'den çok büyük olmaması difüzyonun etkin iletim mekanizması olmadığına göstergesidir ve bu durumda koherant transporttan söz edilemez.

4.7. FOURIER TRANSFORMLU KIRMIZIALTI SPEKTROSKOPİ ÖLÇÜMLERİ

FTIR ölçümleri iki farklı spektrometre kullanılarak yapılmıştır. Bunlardan biri tek ışınlı Jasco FT/IR-6300typeA, diğeri ise tek ışınlı Pelkin-Elmer Spectrum 400 FT-IR/FT-FIR'dır. Spektrumlar, dalga boyu 2500-25000 nm ($4000-400\text{ cm}^{-1}$) ve $14.4-333\text{ }\mu\text{m}$ ($700-30\text{ cm}^{-1}$) olmak üzere iki farklı bölgede oda sıcaklığında alınmıştır. İncelenen 13 ve 14 kodlu örnekler iki tarafı parlatılmış wafer üzerinde büyütülmüştür. IQE6-1 örneğinde ise alttaş (alt tabaka) mat, kapak tabakası (üst tabaka) parlaktır. Jasco ile yapılan ölçümlerde kaynak ışınlar, örneğin içine, önce kapak tabakasından veya alttaştan geçerek girecek şekilde yüzeyin normali doğrultusunda gönderilmiştir. Geçirgenlik (transmisyon) yöntemi ile alınan FTIR ölçümlerinde, dedektör üzerine örneğin içinden geçen ışınlar düşmektedir ve iki yüzeyi parlak örneklerde maksimum %25 oranında, sadece kapak tabakası parlatılmış örneklerde ise örneğin içindeki iç yansımadan dolayı maksimum %2 transmisyon elde edilmiştir. IQE6-1 örneğinden ancak ATR ile yapılan ölçümler sonucu absorpsiyon spektrumu almak mümkün olmuştur.

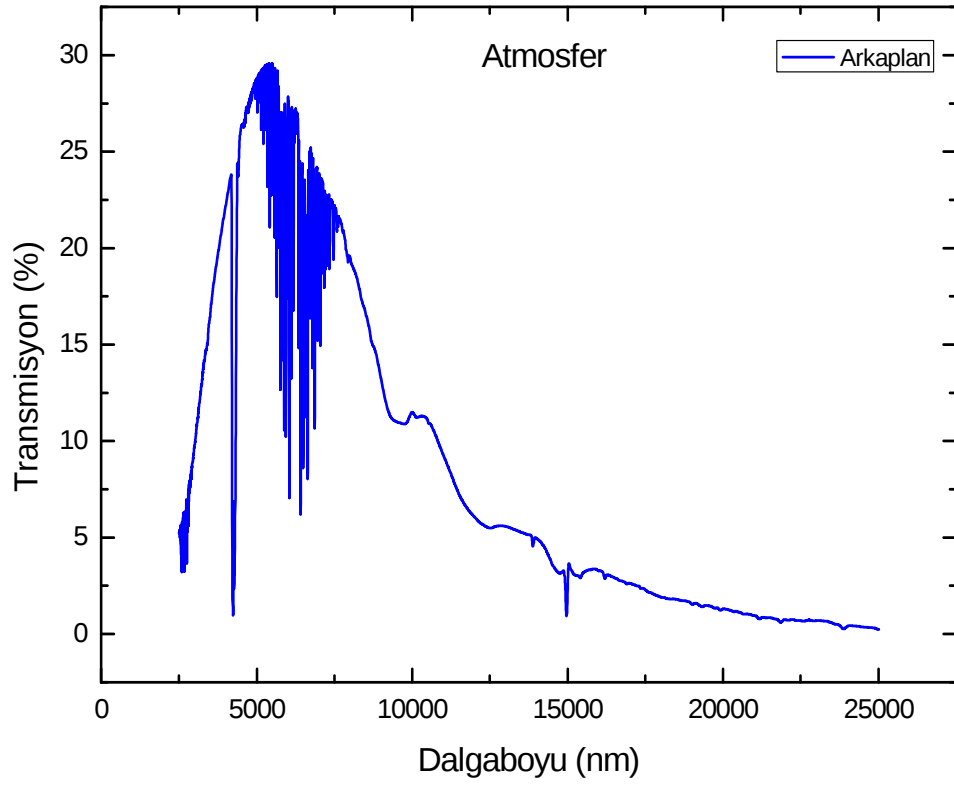
Kırmızıaltı bölgede atmosferin geçirgenliği önemlidir ve QWIP tasarımında hesaba katılır. Atmosferin geçirgenliği nem oranına, coğrafi konuma bağlı olarak farklılık göstermektedir. *Atmosferik pencere* olarak adlandırılan dalga boyu aralıklarında atmosferde bulunan su buharı, ozon ve CO_2 gazlarının absorpsiyonu, kırmızıaltı geçirgenlik spektrumunu etkiler. Atmosferin kırmızıaltı geçirgenlik spektrumu ve atmosferdeki gazların bağ titreşimlerinden kaynaklanan absorpsiyon dalga boyları Şekil

4.47’de görülmektedir. 5.5-7.5 μm arasında su buharından kaynaklanan sürekli bir absorpsiyon vardır. Dolayısıyla klasik olarak kırmızıaltı fotodedektör tasarımında 3-5 μm ve 8-12 μm aralığında çalışacak malzeme ve tasarımlar kullanılır. 3-5 μm aralığında indiyum antimonite (InSb), 8-12 μm aralığında civa kadmiyum tellür (HgCdTe, MCT) dedektörler kullanılır.



Şekil 4.47: Atmosferin kırmızıaltı geçirgenlik spektrumu ve bazı moleküllerin absorpsiyonları (Wikipedia, 2012).

Ortamin havasındaki gazların absorpsiyonu ölçülerek FTIR spektrometreleri kalibre edilmiş ve sonuç spektrumlar arka plan spektrumuna göre düzeltilmiştir. Şekil 4.48’de havanın, kalibrasyon aşamasında, ölçülen kırmızıaltı geçirgenliği görülmektedir. Jasco marka spektrometre ile yapılan ölçümlerde, örneğin içinden geçen ışık şiddetinden yola çıkılarak absorpsiyon spektrumu hesaplanmıştır. Ayrıca örneklerin kırma indisleri ve yansıtmaları yüksek olduğundan dolayı Pelkin-Elmer marka spektrometre ile yapılan ölçümlerde ATR (attenuated total reflectance, sönümlenmiş tam yansıma) aparatı kullanılmıştır. Örnek yüzeyinin normali ile 60° açı yapacak şekilde yansıtılan ışınların şiddeti ölçülerek absorbans spektrumu elde edilmiştir. ATR ile yapılan ölçümlerde, sinyal-gürültü oranı optimal olan sonuçlar alınmıştır.



Şekil 4.48: Oda sıcaklığında atmosferin kırmızıaltı geçirgenliği.

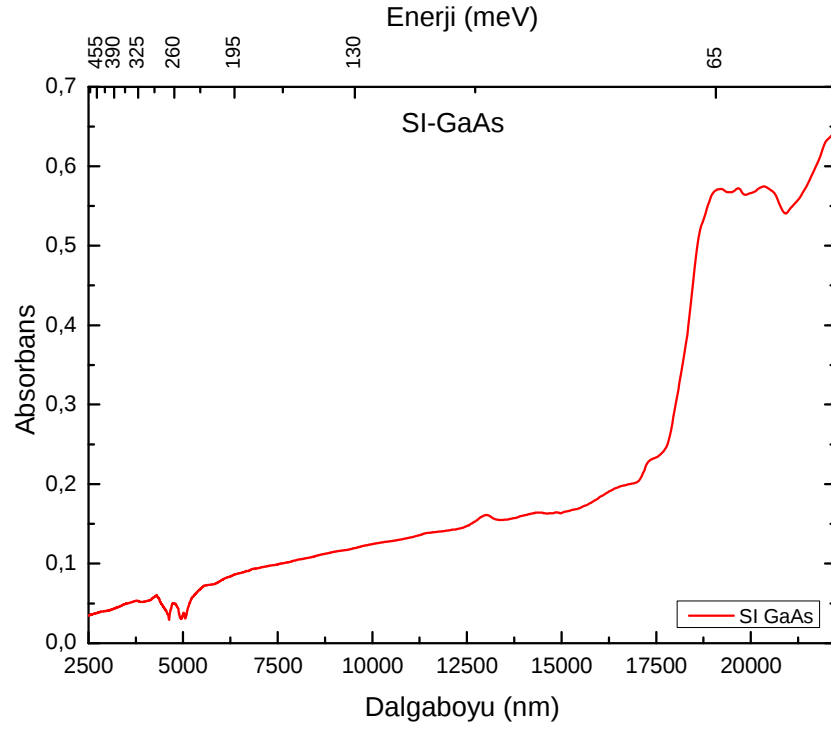
Kırmızıaltı bölgede yarıiletkenlerin spektroskopisinde önemli olan diğer bir fiziksel olay çoklu fonon absorpsiyonudur. Çoklu fonon absorpsiyonu iki veya daha fazla fononun bir elektrik dipol momentini oluşturacak şekilde etkileşmesidir. Oluşan elektrik dipol moment bir elektromanyetik dalga ile çiftlenebilir. Elektromanyetik dalgalar eninedir ve kristalin sadece enine modları ile etkileşebilir. Bundan dolayı elektromanyetik dalgalar enine optik (TO) fonon modları ile çiftlenebilir. Işık ile TO fononların etkileşmesi için kristalin iyonik karakterde olması gerekir. III-V grubu yarıiletkenlerde atomlar arasındaki bağ yarı kovalenttir ve bağda paylaşılan elektronlar, V. gruptaki atomlara III. gruptakilerden daha yakındır. Böylece bağ kısmen iyonik karakter kazanır, atomların etrafındaki asimetrik elektron dağılımı dış elektrik alan ile etkileşebilen bir dipolün oluşmasına yol açar. Bağın polar (kutupsal) karakterde olması fonon modlarının IR aktif olmasını sağlar.

Elektrik dipol momentin titreşim modu, üzerine gelen uzak kırmızıaltı radyasyonun frekansına eşit olduğunda, radyasyonun enerjisini absorplar. Farklı titreşim modları,

farklı tipte titreşimlere yol açar. Kristal içindeki atomların boyuna ve enine olmak üzere iki titreşim modu vardır. Boyuna modda atomların denge konumları etrafındaki yerdeğiştirmesi, dalganın ilerleme yönüne paraleldir. Enine modda atomların yerdeğiştirmesi, dalganın ilerleme yönüne diktir.

Eğer birim hücre bir atom içeriyorsa, fonon dispersiyon eğrileri sadece akustik dallar ile temsil edilir. Eğer birim hücre birden fazla atom içeriyorsa, dispersiyon eğrileri hem akustik, hem de optik dallar içerir. Titreşim modlarının sayısı arttıkça, akustik ve optik modların sayısı da artacaktır. 2 atoma sahip (diatomik) bir hücrede, atomların aynı fazda birlikte hareket etmeleri sonucunda akustik dal, zıt fazlı titreşmeleri sonucunda optik dal oluşur. Genel olarak birim hücrede N adet atom varsa toplam 3 akustik dal (1 boyuna ve 2 enine) ve $3N-3$ adet optik dal ($N-1$ boyuna ve $2N-2$ enine) vardır. Bileşik yarıiletkenler, 2 enine optik (TO), 2 enine akustik (TA), bir boyuna optik (LO) ve bir boyuna akustik (LA) moda sahiptir. 2 enine mod, enerji-dalga vektörü (E-k) diyagramında benzer dispersiyon karakteristiğine sahip olabilir. Fonon enerjisi kuantumlu olduğundan dolayı bazı fonon absorpsiyon modlarının kombinasyonu yasaktır. Ancak izinli kombinasyonların çeşitliliği, karmaşık absorpsiyon spektrumları oluşturur.

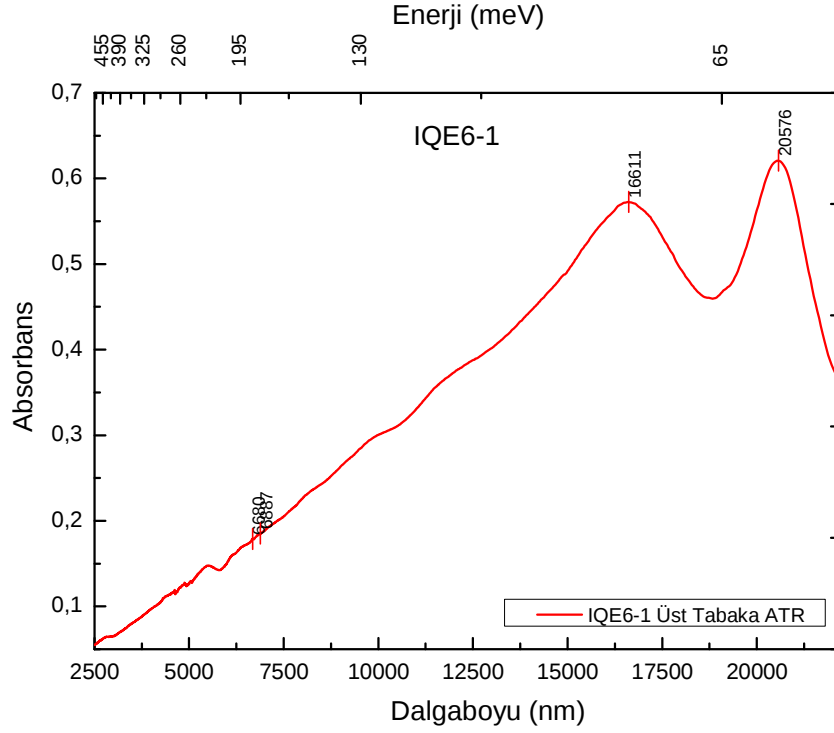
Referans olması amacıyla, ANA örneklerinin üzerinde büyütüldüğü, her iki yüzü parlatılmış yarı yalıtkan GaAs alttaşların ATR ile spektrumu alınmıştır. $\lambda = 19 \mu m$ 'deki absorpsiyon, GaAs'in çoklu fonon absorpsiyonuna karşılık gelmektedir. Spektrumlarda görülen çoklu fonon absorpsiyonunun genliğinin yarısındaki değeri $\lambda_{1/2} = 17.9 \mu m$ bulunmuştur. Bu değer Levine ve diğ. (1992), tarafından $\lambda_{1/2} = 18.4 \mu m$ olarak ölçülmüştür.



Şekil 4.49: Oda sıcaklığında SI-GaAs'in FTIR spektrumu.

4.7.1. IQE6-1 Kodlu Örneğin Ölçüm Sonuçları

IQE6-1 örneğinin absorpsiyon spektrumu incelendiğinde iki adet temel pik tespit edilmiştir. 16611 nm (≈ 74.5 meV) karşılık gelen çoklu fonon enerjisi Tablo 4.14'e göre TO_1+TO_1+TA 'ya, 20576 nm (≈ 60.3 meV) karşılık gelen çoklu fonon enerjisi ise TO_1+LO veya TO_2+LO karşılık gelmektedir.



Şekil 4.50: IQE6-1'in ATR ile alınan absorpsiyon spektrumu.

4.7.2. Serbest Taşıyıcı Absorpsiyonu

FTIR spektroskopisi sonucu elde edilen absorpsiyon piklerine karşılık gelen dalgaboyu değerlerinde serbest taşıyıcı absorpsiyonun etkili olup olmadığını anlamak için yansıtmanın sıfıra düştüğü plasma kenar frekans değerinden yararlanılabilir. Bu frekans değeri Drude'nin serbest elektron iletkenliği modeli ile Lorentz'in dipol salınıcıları modeli birleştirilerek oluşturulan Drude-Lorentz modeli kullanılarak bulunabilir. Bu modele göre elektronların plasma frekansı (Fox 2001)

$$w_p = \left(\frac{n_{3D} e^2}{\epsilon_\infty \epsilon_0 m^*} \right)^{1/2} \quad (4.14)$$

ile verilir. Burada ϵ_∞ yarıiletken malzemenin yüksek frekanslardaki dielektrik geçirgenlik katsayısı, n_{3D} ise 3 boyutlu taşıyıcı konsantrasyonudur. Plasma frekansının biraz üstündeki

$$w = \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_{\infty} - 1} w_p^{1/2} \quad (4.15)$$

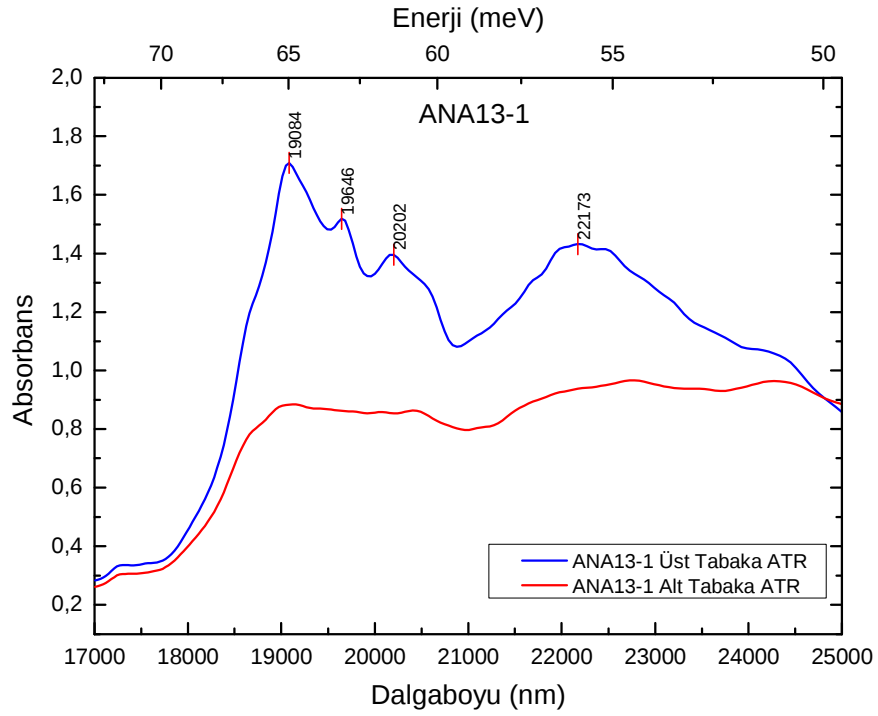
frekans değerinde yansıtma sıfıra düşer. Bu olaya serbest taşıyıcı absorpsiyonu adı verilir. 13 ve 14 kodlu yapılarda yer alan GaAs kuantum kuyularındaki elektronların etkin kütlesi, taşıyıcı konsantrasyonundan bağımsız olarak ele alınırsa absorpsiyonun maksimum olduğu pik değerine karşılık gelen taşıyıcı konsantrasyonu

$$n_{3D} = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda_{abs}^2} \left(\frac{\epsilon_{\infty} \epsilon_0 m^*}{e^2} \right) \left(\frac{\epsilon_{\infty} - 1}{\epsilon_{\infty}} \right) \quad (4.16)$$

yardımıyla hesaplanabilir.

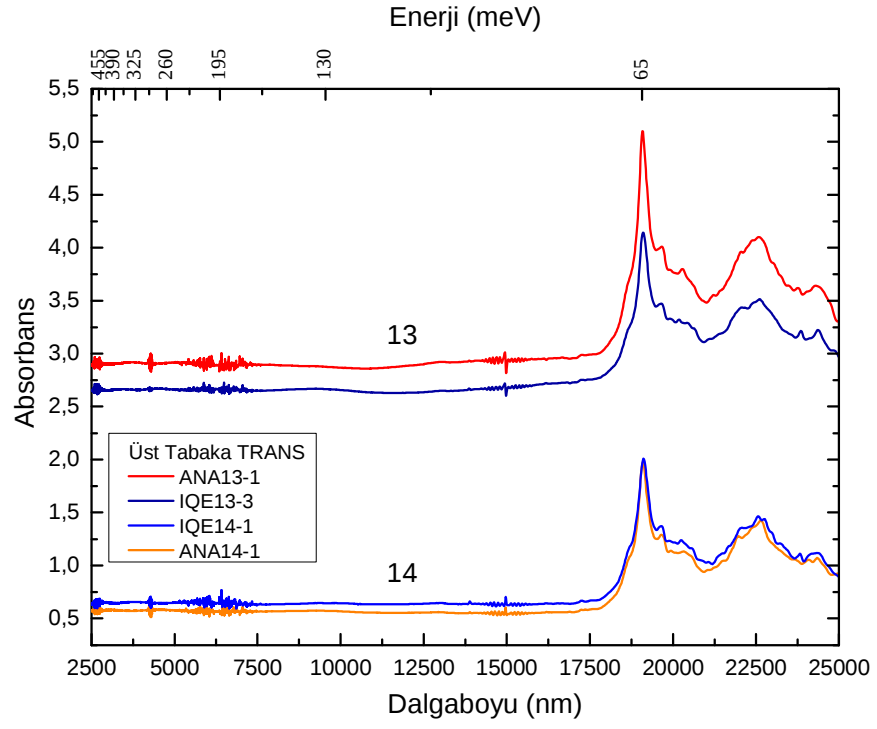
4.7.3. ANA13, 14; IQE13, 14 Kodlu Yapıların FTIR Ölçümleri

Geçirgenlik yöntemi ile alınan absorpsiyon spektrumlarında yapı ile alttaş ayırt etmek mümkün değildir. ATR ile yapılan tüm ölçümlerde ise alttaş (alt tabaka) ile epitaksiyel olarak büyütülmüş yapıyı (üst tabaka) ayırt etmek kısmen mümkün olmuştur (bkz. Şekil 4.51). ANA13, ANA14 örneklerinin Şekil 4.53'teki spektrumlarından görülebileceği gibi örnekten; geçirgenlik ve üst tabakasından (epitaksiyel yapının olduğu) yansıma yöntemi ile alınan spektrumların birbirine paralel olduğu görülür. IQE13, IQE14 yapıları için aynı paralellik çok belirgin değildir (bkz. Şekil 4.54).

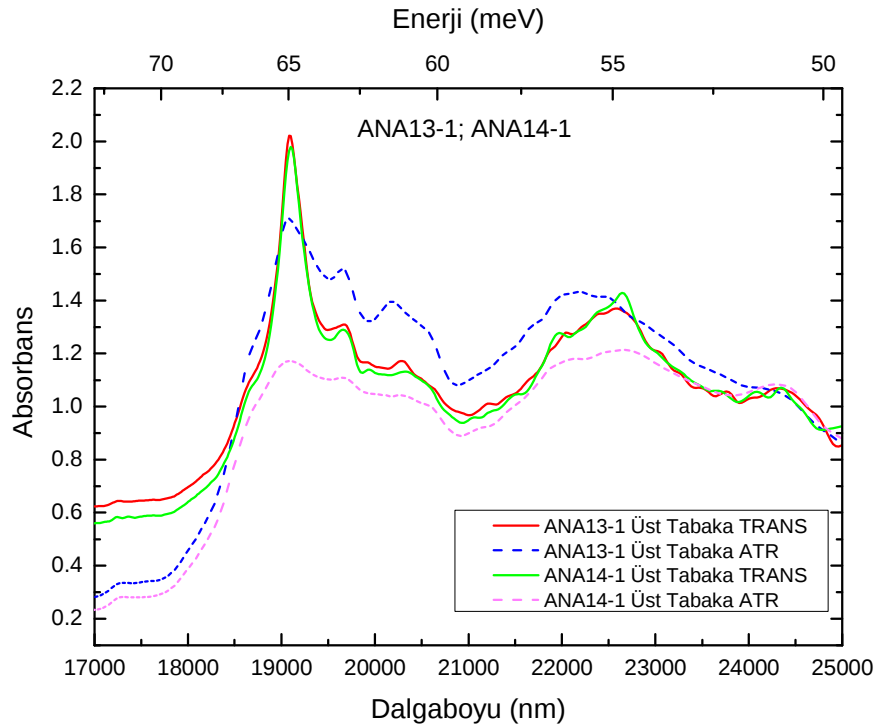


Şekil 4.51: Oda sıcaklığında ANA13-1'in ATR ile elde edilen absorpsiyon pikleri.

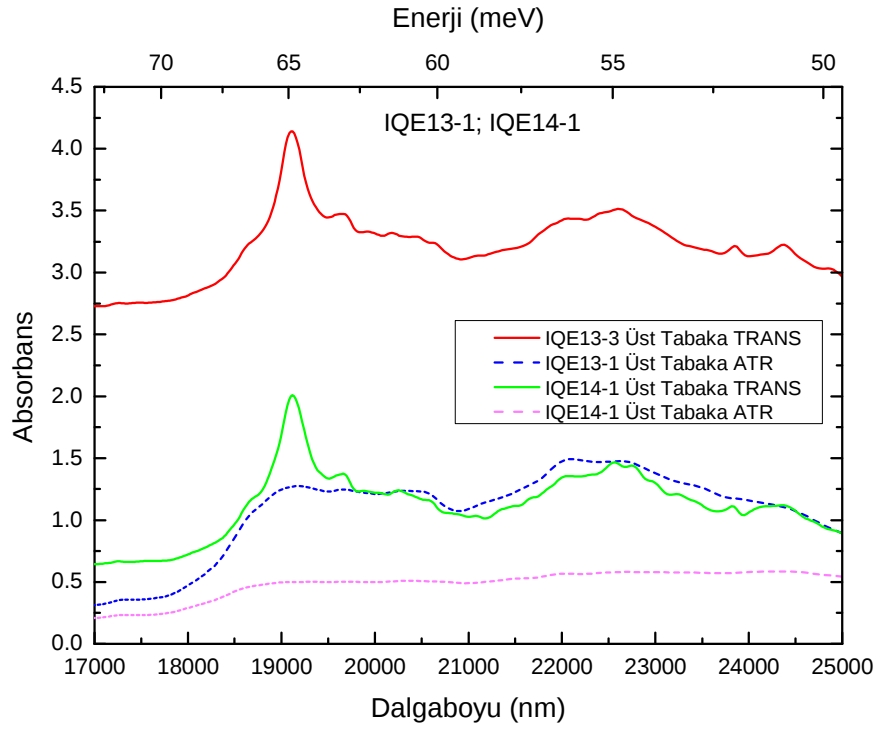
ANA13, IQE13, ANA14 ve IQE14 örneklerinin transmisyon yöntemi ile elde edilen FTIR spektrumları Şekil 4.52'de karşılaştırılmıştır. 13 kodlu örneklerde absorpsiyonun daha yüksek olması, kapak tabakalarının 14 örneklerine kıyasla kalın ve n+ katkılı olmasından ileri gelmektedir. n+ katkılı tabakalar daha kuvvetli serbest taşıyıcı absorpsiyonuna yol açmaktadır.



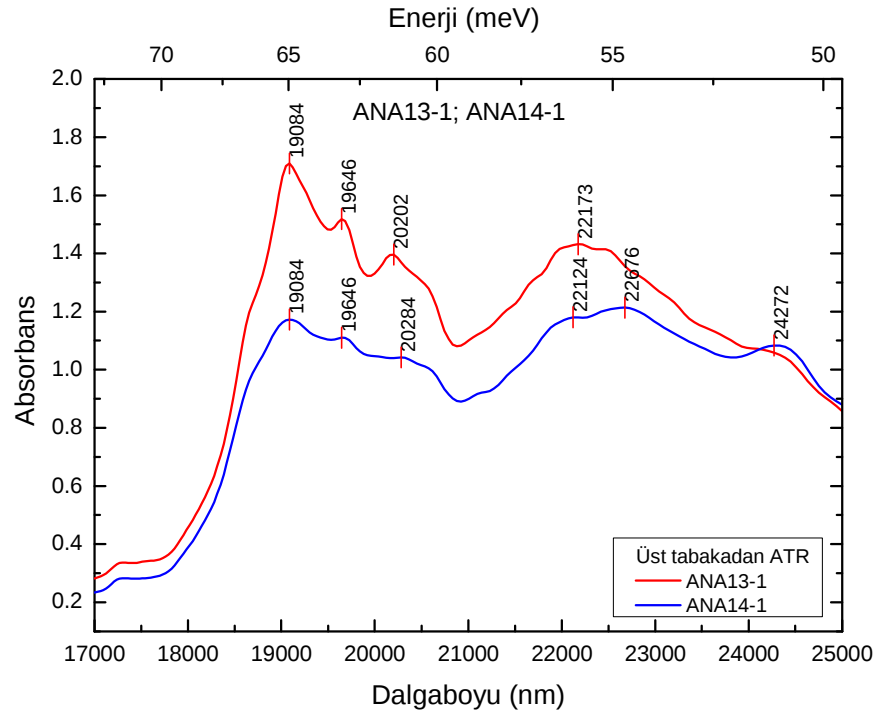
Şekil 4.52: 13 ve 14 kodlu örneklerin geçirgenlik yöntemi ile alınan absorpsiyon spektrumları.



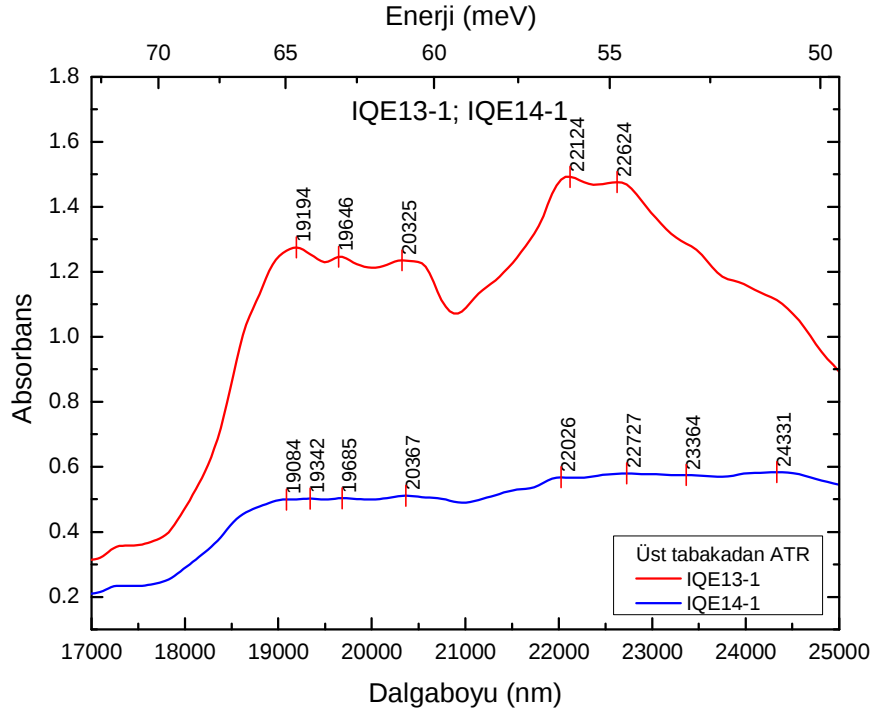
Şekil 4.53: ANA13-1 ve ANA14-1'in geçirgenlik ve yansıma yöntemi ile alınan absorpsiyon spektrumları.



Şekil 4.54: IQE13-3 ve IQE14-1'in geçirgenlik ve yansıtma yöntemi ile alınan absorpsiyon spektrumları.



Şekil 4.55: Oda sıcaklığında ANA13-1 ve ANA14-1'in ATR ile elde edilen absorpsiyon pikleri.



Şekil 4.56: Oda sıcaklığında IQE13-1 ve IQE14-1'in ATR ile elde edilen absorpsiyon pikleri.

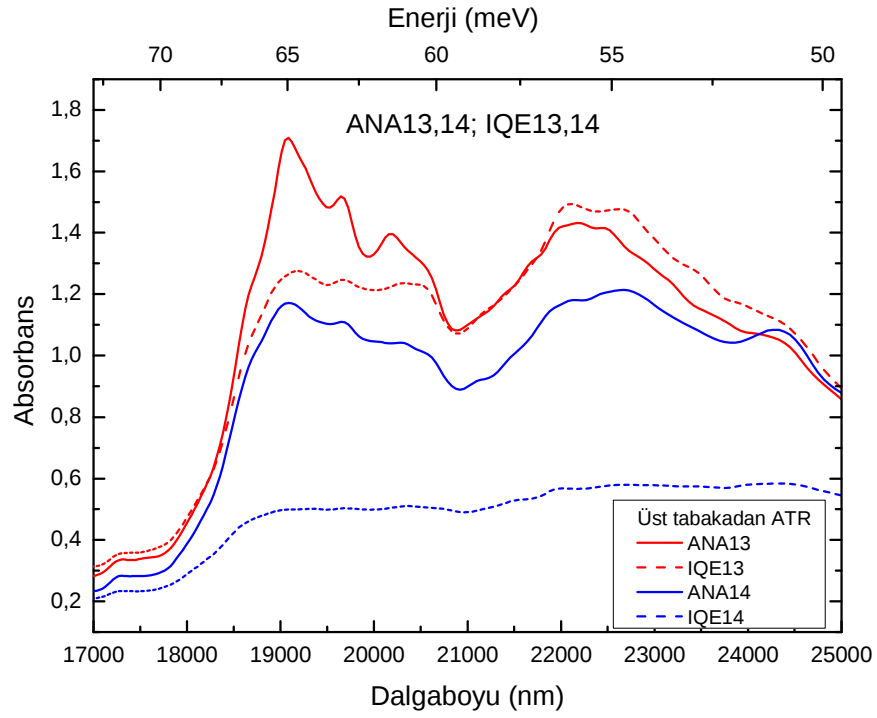
ANA13-1, ANA14-1 ve IQE13-1 IQE14-1 örneklerine 17-25 μm aralığında yapılan Gaussiyen pik fitleri sonucunda elde edilen dalgalıboyları Şekil 4.55 ve Şekil 4.56'da görülmektedir. Tablo 4.13'de, ANA13-1, IQE13-1 ve ANA14-1, IQE14-1 için pik fitlerinden elde dalgalıboyları ve bunlara karşılık gelen enerji değeri meV cinsinden tablolannmıştır. Fitlenen absorpsiyon piklerinin tümü ATR ile yansıma yöntemi ile elde edilen FTIR spektrumlarından alınmıştır. Birbirine benzeyen bu yapılar için absorpsiyonun pik değeriinden denklem (4.16) kullanılarak hesaplanan serbest taşıyıcı konsantrasyonu değeri benzer çıkmıştır. Çoklu optik fonon absorpsiyonu ile serbest taşıyıcıların plasma kenar frekansı, rezonans durumundadır. Piklerin gözleendiği dalgalıboylu aralığında serbest taşıyıcı absorpsiyonu ile çoklu fonon absorpsiyonunu ayırt etmek güçtür. Bundan dolayı ilk pikin dışında diğeri pikler için de taşıyıcı konsantrasyonu değeri hesaplanmıştır. ~19 μm 'deki pikler için hesaplanan değeri, büyütücünün vermiş olduğı katkı konsantrasyonu ile uyum içeriindedir. ANA örneklerinin kuantum kuyuları $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, IQE örneklerinin kuantum kuyuları ise $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ve $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyonunda donör katkıdır. ANA örneklerinde 19

μm 'deki pikler IQE örneklerinden daha keskindir. Pik yarı genişlikleri (FWHM) daha dardır.

Tablo 4.13 : Serbest taşıyıcı absorpsiyonu piklerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları.

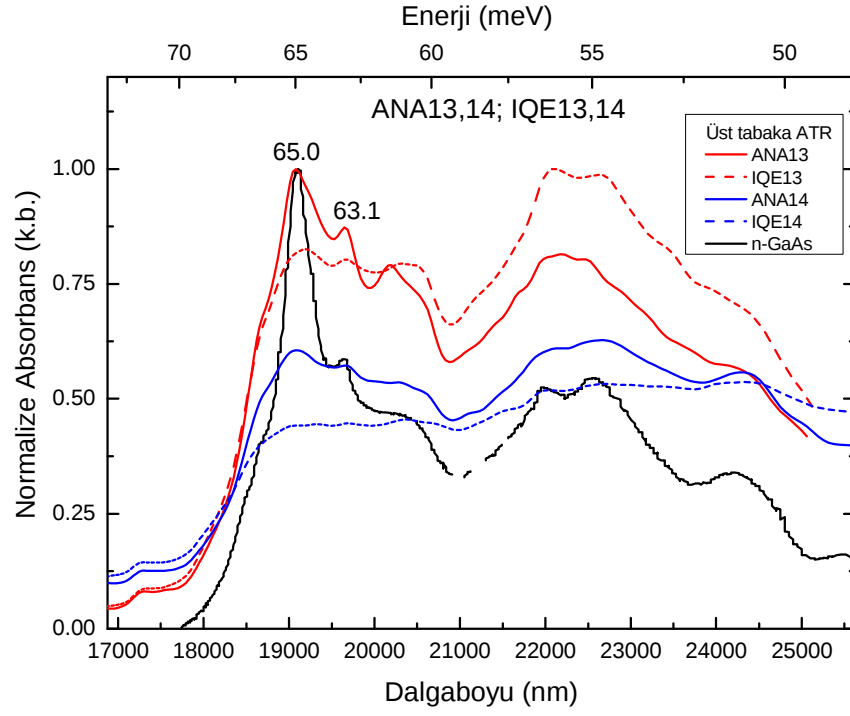
Yansıma Yöntemi ile Ölçülen Absorpsiyon Pikleri (nm) (meV)								Hesaplanan Serbest Taşıyıcı Konsantrasyonları ($\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)			
ANA13-1		IQE13-1		ANA14-1		IQE14-1		ANA13-1	IQE13-1	ANA14-1	IQE14-1
19084	65.0	19194	64.6	19084	64.9	19084	65.0	2.028	2.005	2.028	2.028
19646	63.1	19646	63.1	19646	63.1	19342	64.1	1.914	1.914	1.914	1.975
20202	61.4	20325	61.0	20284	61.1	19685	63.0	1.810	1.788	1.795	1.906
22173	55.9	22124	56.0	22124	56.0	20367	60.9	1.503	1.509	1.509	1.781
		22624	54.8	22676	54.7	22026	56.3		1.443	1.437	1.523
				24272	51.1	22727	54.6			1.254	1.430
						23364	53.1				1.353
						24331	51.0				1.248

Şekil 4.57 ve Şekil 4.58'de görüldüğü gibi ANA örneklerinde $19 \mu\text{m}$ dalgaboyu bölgesinde absorbands, diğer dalgaboylarına göre daha şiddetlidir. IQE örneklerinde ise $22 \mu\text{m}$ bölgesindeki absorbands daha şiddetlidir. ANA örneklerinin $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyonlu, kuantum kuyularındaki serbest taşıyıcıların elektromanyetik dalgayı absorbe ettiği enerji (plasma kenar frekansı veya absorpsiyon kenar frekansı), denklem (4.14) ve (4.15) yardımıyla 64.5 meV olarak hesaplanmıştır. Bu değer çoklu optik fonon absorpsiyon enerjisi olan 64.9 meV'a çok yakındır. Dolayısıyla çoklu optik fonon absorpsiyonu ile serbest taşıyıcıların plasma kenar frekansı rezonans durumunda olabilir. Sonuç olarak ANA örneklerinde $19 \mu\text{m}$ 'de olası rezonanstan dolayı kuvvetli bir absorpsiyon piki gözlemlenmektedir. IQE örneklerinde donör konsantrasyonu $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ile $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 'tür ve serbest taşıyıcı absorpsiyonun kesme frekansına karşılık gelen enerjiler sırasıyla 45.6 meV ve 79 meV'tur. Ancak bu pikler spektrumda gözlemlenmemiştir.



Şekil 4.57: 13 ve 14 kodlu örneklerin ATR ile alınan absorpsiyon spektrumları.

Şekil 4.58’de Cochran ve diğ. (1961)’nin yüksek öz dirençli n-tipi GaAs’te ölçtükleri absorpsiyon spektrumu siyah renk ile gösterilmiştir. 65.0 meV’ta ANA13 örneğinin spektrumu ile tam bir örtüşme vardır. Cochran ve diğ. (1961) Şekil 4.58’de görülen spektrumu incelemişler ve çoklu fonon absorpsiyonuna karşılık gelen pikleri ve enerji değerlerini tespit etmişlerdir. Tablo 4.14’e göre 65.0 meV’luk enerji TO_1+TO_1 , 63.1 meV’luk enerji TO_2+TO_2 , 61.4 meV’luk enerji TO_1+LO veya TO_2+LO çoklu optik fonon absorpsiyonuna karşılık gelmektedir. IQE13 örneğinde belirgin olarak gözlemlenen 56 meV’luk enerji TO_1+LA , 54.8 meV’luk enerji TO_2+LA çoklu optik fonon absorpsiyonuna karşılık gelmektedir.



Şekil 4.58: 13 ve 14 kodlu örnekler ile yüksek öz dirençli n-tipi GaAs'in absorpsiyon spektrumlarının karşılaştırılması.

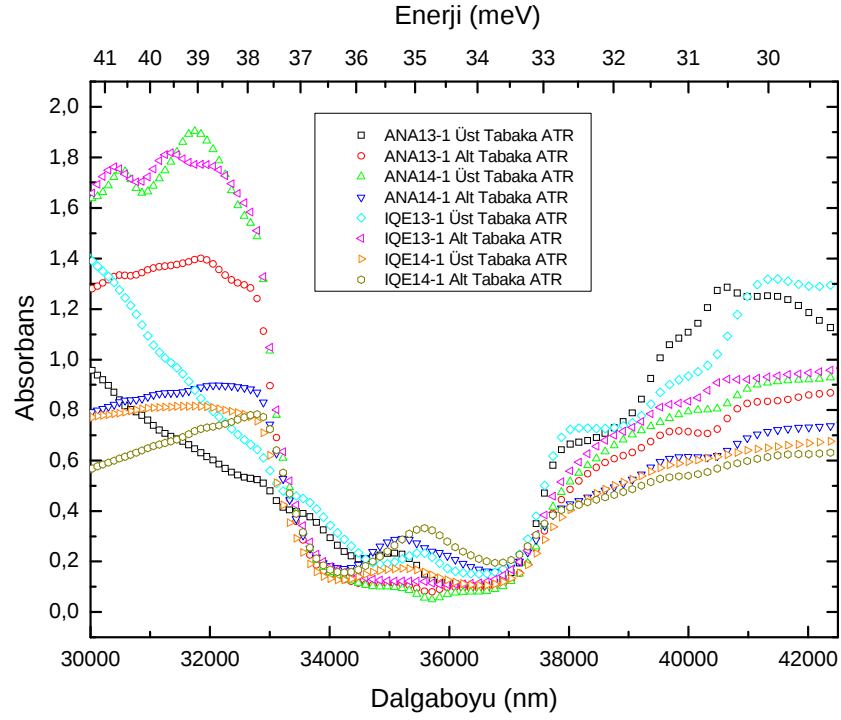
Tablo 4.14 : Cochran ve diğ. (1961) göre yüksek öz dirençli n-tipi GaAs'in çoklu fonon enerjileri.

Pik (meV)	Fonon Enerjileri (meV)
95.5	TO ₁ +TO ₂ +TO ₂ 32.4 + 31.6 + 31.6
88.5	TO ₁ +TO ₁ +LA 32.4 + 32.4 + 23.7
86	TO ₂ +TO ₂ +LA 31.6 + 31.6 + 22.8
73.5	TO ₁ +TO ₁ +TA 32.4 + 32.4 + 8.7
71.6	TO ₂ +TO ₂ +TA 31.6 + 31.6 + 8.4
64.8	TO ₁ +TO ₁ 32.4 + 32.4
63.2	TO ₂ +TO ₂ 31.6 + 31.6
61.2	TO ₁ +LO 32.4 + 28.8
	TO ₂ +LO 31.6 + 29.6

58	LO+LO 29 + 29
56.5	TO ₁ +LA 32.4 + 24.1
54.8	TO ₂ +LA 31.6 + 23.2
51	LO+LA 28.8 + 22.2
48	LA+LA 24 + 24
41.3	TO ₁ +TA 32.4 + 8.9
39.8	TO ₂ +TA 31.6 + 8.2
38	LO+TA 29 + 9

Şekil 4.59’da görüldüğü gibi ($700\text{-}30\text{ cm}^{-1}$) uzak kızılötesi bölgesinde üst ve alt tabakadan ATR ile çekilen tüm spektrumlarda $\sim 36\text{ meV}$ ve $\sim 34\text{ meV}$ enerjilerinde iki minimum gözlemlenmiştir. Bunlar GaAs’in boyuna optik fonon (LO) ve enine optik fonon (TO) enerjilerine karşılık gelmektedir. $34\text{-}36\text{ meV}$ bölgesi GaAs’in reststrahlen bölgesidir. Bu bölgede kırma indisi sıfıra yaklaşır, ν_{TO} ile ν_{LO} frekans bölgesi arasında yansıtma %100’dür. Reststrahlen bandında ışık ortam içerisinde ilerleyemez (Fox, 2001). Yansıtma %100 olduğundan ATR kristalinden örneğe gönderilen ışın bu frekans aralığında örnekten geri yansır, dolayısıyla absorptans sıfıra yaklaşır.

GaAs’in boyuna optik fonon enerjisi literatürde yıllara göre farklılık gösterse de Adachi, 2009’a göre, $\hbar\omega_{LO}$, boyuna optik fonon enerjisi 36.21 meV , $\hbar\omega_{TO}$, enine optik fonon enerjisi 33.23 meV ’tur. $\hbar\omega_{LO}$ değeri Adachi, 2005’e göre 35.3 meV , Adachi 1985’e göre 36.25 meV ’tur. $\hbar\omega_{TO}$ değeri Adachi, 2005’e göre 33.1 meV , Adachi 1985’e göre 33.29 meV ’tur.

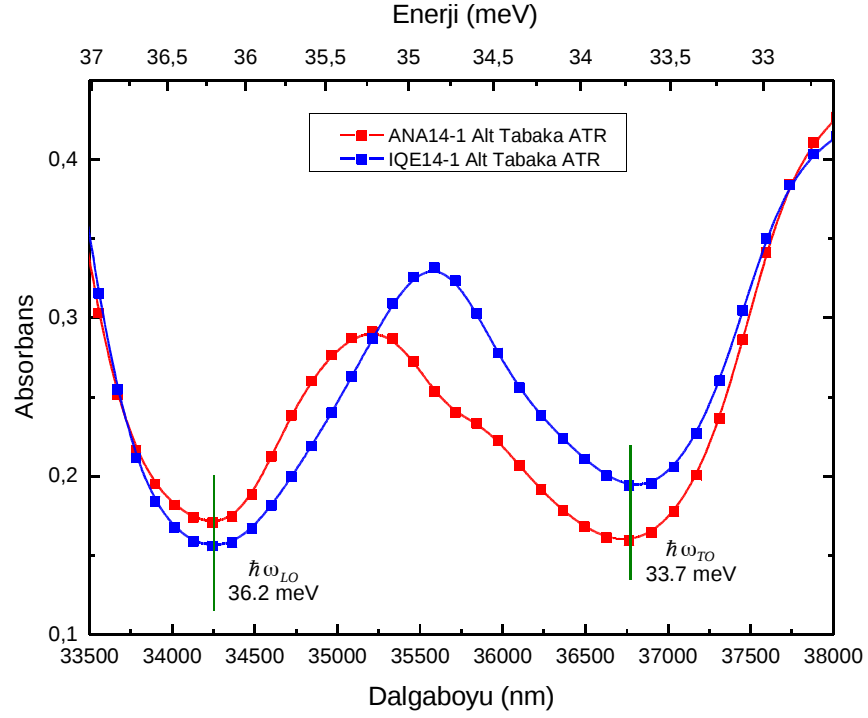


Şekil 4.59: 13 ve 14 kodlu örneklerde optik fonon enerjilerine karşılık gelen absorpsiyon spektrumları.

Aşağıdaki tabloda 13 ve 14 kodlu örneklerde gözlemlenen optik fonon enerjileri listelenmiştir. Yapılar içerisinde bulunan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakaların optik fonon enerjileri $x=[0.21, 0.3]$ aralığında, $\hbar\omega_{LO}=[35.25, 34.83]$ meV, $\hbar\omega_{TO}=[32.89, 32.75]$ meV olacaktır. Spektrumlar incelendiğinde $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakalarının TO fonon enerjilerine karşılık gelen herhangi bir pik bulunamamıştır. LO fonon enerjilerinde ise $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakalarını GaAs'ten ayırmak, $x=[0.21, 0.3]$ alaşım aralığında mümkün görünmemektedir. ANA14-1 ve IQE14-1 örneklerinin alttaştan alınan spektrumları ve tespit edilen optik fonon enerjileri detaylı olarak Şekil 4.60'de gösterilmiştir.

Tablo 4.15 : 13 ve 14 kodlu örneklerde GaAs'in gözlemlenen optik fonon enerjileri.

Örnek Kodu	LO Fonon Dalgaboyu (nm)	LO Fonon Enerjisi (meV)	TO Fonon Dalgaboyu (nm)	TO Fonon Enerjisi (meV)
ANA14 Alt	34247	36,2	36765	33,7
IQE14 Alt	34247	36,2	36765	33,7
ANA13 Alt	-	-	35714	34,7
IQE13 Alt	35211	35,2	35971	34,5
ANA14 Üst	-	-	35714	34,7
IQE14 Üst	34247	36,2	36496	34,0
ANA13 Üst	34602	35,8	36496	34,0
IQE13 Üst	34843	35,6	36496	34,0



Şekil 4.60: 13 ve 14 kodlu örneklerde LO ve TO fonon enerjileri.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Anadolu Üniversitesi tarafından büyütülen ANA ve ABD’de IQE firmasında büyütülen IQE kodlu QWIP yapılarının antisimetrik bariyerli kuantum kuyularının transfer matris yöntemi ile hesaplanan taban seviye enerjileri arasında büyük farkların olmadığı görülmüştür. Her asimetrik kuantum kuyusunda 1 adet seviye vardır. ANA ve IQE yapılarında, bariyerlerin hemen üzerinde ~ 155 meV ve üzeri enerjilere sahip yarı-bağlı seviyeler hesaplanmıştır. Dolayısıyla tasarlanan QWIP’ler bağlı-yarıbağlı seviyeli tiptedir. ANA yapısında dereceli bariyerin oluşturduğu üçgen kuantum kuyusu IQE’daki ile aynı genişlikte ancak farklı yüksekliktedir. Dolayısıyla ANA’daki üçgen kuyuda 4 adet seviye mevcut iken IQE’de 3 adet seviye vardır.

Schrödinger-Poisson denklemlerinin özuyumlu olarak çözülmesi sonucunda ANA ve IQE yapıları için benzer sonuçlar elde edilmiştir. Özellikle sıfır besleme altında, her iki yapıdaki elektron dağılımı birbirine çok yakındır. Elektrik alan altında ise oda sıcaklığında, IQE13 örneğinin katot kontağına yakın ilk kuantum kuyusunda elektron yoğunluğu mevcut iken ANA13 yapısının çözümünde elektron yoğunluğuna rastlanılmamıştır. IQE13’ün katota yakın ikinci kuantum kuyusundaki elektron yoğunluğu ANA13’tekinden fazladır. QWIP’in çalışma prensibi açısından önemli olan diğer bir sonuç da besleme altındaki çözümlerde ANA ve IQE yapılarında 2. periyottaki üçgen kuantum kuyusunun içerisinde yaklaşık $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyonunda elektron olduğu görülmüştür. Dolayısıyla üçgen kuyuyu oluşturan dereceli bariyer bir quazi-elektrik alanın oluşmasına yol açmakta ve elektronları süpürmektedir. Sonuç olarak dereceli bariyerler fotouyarılmış taşıyıcıların toplayıcı kontağa süpürülmesi açısından yapıya işlevsellik katmaktadır.

Karanlık akım, termoiyonik emisyonla uğramış taşıyıcıların sayısı ile orantılıdır. Sıcaklık arttıkça karanlık akım artmıştır. İncelenen dikey örneklerde aktivasyon enerjisi hem sıcaklığa, hem de besleme voltajına göre değişmektedir. Sıfır besleme voltajındaki

aktivasyon enerjisinden iterasyon tekniği ile bulunan, taban seviye enerjileri ve ortalama bariyer yükseklikleri, teorik hesaplarla elde edilen sonuçlarla uyumludur. Buradan şu sonuç çıkarılabilir; belirli besleme voltajı aralığında asimetrik bariyerlere sahip kuantum kuyuları, sol ve sağ bariyer yüksekliklerinin ortalamasına sahip simetrik kuantum kuyuları gibi düşünülebilir. Düşük besleme altında aktivasyon enerjilerine karşılık gelen dalgaboyu aralığı SHE6 için 8-10 μm , IQE13 için 10-12 μm olarak hesaplanmıştır. Dolayısıyla geliştirilen tasarımların 8-12 μm aralığında fotocevaplamaya sahip olması beklenilmektedir. SHE örneklerinde kuantum kuyularının katkı konsantrasyonu $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ iken IQE örneklerinde $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ve $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ olmak üzere iki farklı değerdedir. Yüksek katkı konsantrasyonunun yol açtığı elektron değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı taban enerji seviyesindeki azalma hesaplamalara katıldığında daha uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Yüksek katkı oranına sahip kuantum kuyulu QWIP tasarımlarında bu etkinin de hesaba katılmasının önemli olduğu sonucuna varılmıştır. Literatürde de yüksek katkı konsantrasyonunun enerji seviyelerinde oluşturduğu değişiklikler dikkate alınmaktadır (Schneider ve Liu, 2007).

Paralel transporta uygun örneklerin, Hall ve I-V ölçümleri karşılaştırıldığında aynı kodlu tasarıma sahip örneklerden özellikle düşük sıcaklıklarda aynı sonuçlar elde edilmemiştir. Oda sıcaklığında elektriksel olarak birbirinden ayırt edilemeyen örneklerin düşük sıcaklıklardaki ölçümlerinde belirgin farklar gözlemlenmiştir. Farklılıkların kontakların homojen olarak yapılamamasından kaynaklandığı sonucuna varılmıştır.

GaAs ve farklı alaşım oranlarında $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ içeren, toplam 90 adet tabakadan oluşan bu yapılarda, AuGe/Ni/Au kontakların homojen olarak tüm tabakalara difüzyonun sağlanıp, sağlanmadığının tespit edilmesi önemli bir problemdir. Kontak kaplama kalınlığının, tavlama süresinin ve sıcaklığının optimize edilmesi sonucu tüm sıcaklıklarda daha düşük dirence sahip, homojen kontakların yapılabileceğine inanılmaktadır. Buradan, düşük boyutlu yarıiletken sistemlerde (özellikle çoklu kuantum kuyulu yapılarda), elektronik transportun ölçülebilmesi, kuantum olaylarının anlaşılabilmesi, tasarlanan aygıtların istenilen işlevde ve performansta çalışabilmesi için gerekli kontak teknolojisinin önemi bir kez daha ortaya çıkmaktadır.

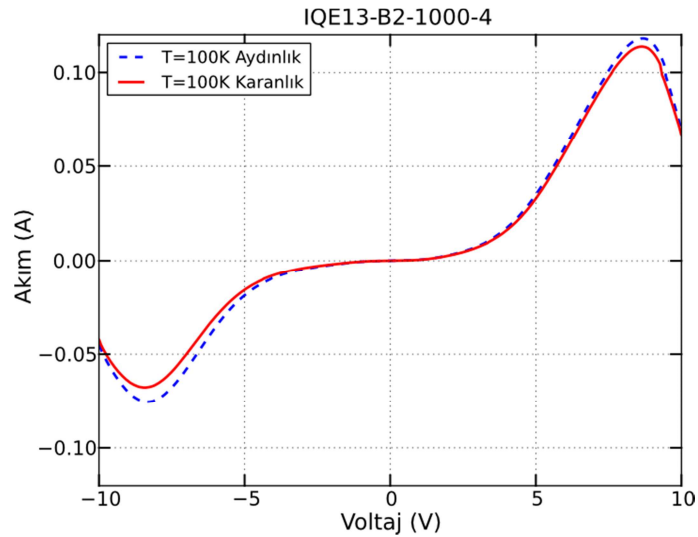
İncelenen paralel transporta uygun örneklerde, kuantum kuyuları yüksek konsantrasyonda katkılı olduğu için iyonize safsızlık saçılması baskındır. Bu durum, mobilitenin düşük çıkmasına yol açmaktadır. ANA14 (IQE14) örnekleri için 80 K (100K) sıcaklıkları civarında mobilite ve taşıyıcı konsantrasyonu davranışı bir tekliklik (singülarite) içermektedir. 20-300 K sıcaklık aralığında mobilite $1000-2500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ arasında değişmektedir. Aynı sıcaklık aralığında ANA örneklerinin iki boyutlu elektron konsantrasyonu $0.24 - 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, IQE örneklerinin ise $0.37 - 1.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ arasında değişmektedir. Genel olarak IQE14 örneklerinin mobilitesi ANA14 örneklerinin mobilitesinden yüksektir. 70 K sıcaklığın altında ANA14 örneklerinin IQE14 örneklerine kıyasla, öz direnci yüksek, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu düşüktür. Yüksek sıcaklıklarda ise ANA14 örneklerinin IQE14 örneklerine kıyasla, öz direnci düşük, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu yüksektir.

İncelenen sistemlerde paralel iletkenlik, Kane modeline göre, sistemde sadece üç tür taşıyıcının var olduğu varsayılarak incelenmiştir. Bu varsayımın doğruluğu, sistemde kaç adet; hangi tipte (n veya p); mobilitede ve konsantrasyonda taşıyıcı olduğunun tespit edilmesini sağlayan, nicel mobilite spektrumu analizinin (QMSA) yapılması ile mümkündür. İleriki çalışmalarda QMSA analizinin yapılması göz önünde bulundurulmalıdır.

IQE14 örneklerinde örneğinde 11-25 K arasında negatif, 30-75 K arasında pozitif magnetoresistans gözlemlenmiştir. ANA14 örneğinde de düşük sıcaklıklarda negatif magnetoresistans gözlemlenmiştir. Negatif magnetorezistans 25-30 K sıcaklığına kadar devam ettiği için zayıf lokalizasyonun bastırılması, elektron-elektron etkileşmelerinden ayırt edilememiştir. Dolayısıyla deneysel sonuçları fit etmek için ampirik olarak önerilen denklem (4.12) kullanılmıştır. Düşük sıcaklıklarda ölçülen negatif magnetorezistans eğrilerine, zayıf lokalizasyon teorisi çerçevesinde yapılan fitler sonucunda τ_ϕ faz kırılma zamanları 10^{-14} s mertebesinde hesaplanmıştır. Bu değer incelenen sıcaklık aralığında literatürdeki sonuçlar ile uyumludur (Minkov ve diğ., 2001).

FTIR sonuçlarında, 18-25 μm dalgaboyu aralığında, yapı içerisindeki GaAs'ten kaynaklanan çoklu fonon absorpsiyonu baskındır. Özellikle ANA13 örneğinde gözlemlenen 65.0 meV'luk TO_1+TO_1 , 63.1 meV'luk TO_2+TO_2 , 61.4 meV'luk TO_1+LO veya TO_2+LO çoklu optik fonon absorpsiyonunları belirgin ve literatür ile uyumludur (Cochran ve diğ. (1961). Tüm 13 ve 14 kodlu yapılarda, ~ 36 meV ve ~ 34 meV enerjilerinde absorbansta gözlemlenen minimumlar GaAs'in sırasıyla boyuna ve enine optik fonon enerjilerine karşılık gelmektedir. Ölçülen optik fonon enerjileri literatürle uyum göstermektedir (Adachi, 2009).

Şekil 5.1'de 100 K sıcaklığında IQE13-B2 örneğinin karanlık ve aydınlık altında elde edilen I-V grafiği görülmektedir. Aydınlatma pik dalgaboyu 7250 nm olan IR ışık kaynağı ile yapılmıştır. Voltaj taraması -10 V'tan başlatılmıştır, besleme 0 V'a ulaşıncı, +10 V'a çıkılarak 0 V'a kadar azaltılmıştır. Örnek, IR ışık kaynağı ile aydınlatıldığında, -8.5 V besleme değerinde üzerinden karanlıktakinden ~ 10 mA daha yüksek akım geçmektedir. Yüksek elektrik alanlarda termal etkilerin I-V karakteristiğini etkilediği düşünülmekle beraber IR aydınlık altında örneğin fotoiletkenliğinin artması, örneğin optik cevaplamasının olduğunu göstermek bakımından önemlidir.



Şekil 5.1: IQE13-B2 örneğinde 100 K sıcaklığında, IR aydınlık ve karanlık altında elde edilen I-V karakteristikleri.

Tez kapsamında elde edilen sonuçlar, QWIP yapılarda optiksel incelemelerin önemli sonuçlar verebileceğini göstermektedir. Bu bağlamda, QWIP yapılar üzerinde fotoluminesans, fotoreflektans, fotoiletkenlik gibi foton-destekli çalışmalar ve hatta FTIR spektroskopisi üzerinde çalışmaların sürdürülmesi planlanmaktadır. Bu ölçümler sayesinde QWIP yapısının duyarlı olduğu dalga boyları, çok renkli olup olmadığı, fotocevaplaması ve fotocevaplamasının besleme voltajına bağlı olarak değişim gösterip göstermediği hakkında bilgiler elde edilebilir.

Bunun yanısıra, paralel iletkenlik olayının detaylı olarak incelenmesi ve QMSA analizinin yapılması da QWIP yapılardaki taşıyıcı transportuna yönelik temel özelliklerin belirlenmesinde önemli sonuçlar verecektir.

KAYNAKLAR

- ADACHI, S., 1985, GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Material parameters for use in research and device applications, *Journal of Applied Physics*, 58 (3), R1-R29.
- ADACHI, S., 2005, *Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, John Wiley & Sons Ltd, West Sussex, 0-470-09032-4.
- ADACHI, S., 2009, *Properties of Semiconductor Alloys - Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, John Wiley & Sons Ltd, West Sussex, 978-0-470-74369-0.
- ANTOSZEWSKI, J., SEYMOUR, D., FARAONE, L., MEYER, J., HOFFMAN, C., 1995, Magneto-transport characterization using quantitative mobility-spectrum analysis, *Journal of Electronic Materials*, 24 , 1255-1262.
- ANDO, T., FOWLER, A. B., STERN, F., 1982, Electronic properties of two-dimensional systems, *Rev. Mod. Phys.*, *American Physical Society*, 54, 437-672.
- ARORA, V. K., NAEEM, A., 1985, Phonon-scattering-limited mobility in a quantum-well heterostructure, *Physical Review B* 31(6), 3887-3892.
- ASLAN, B., 2004, *Physics and technology of the infrared detection systems based on heterojunctions*, Thesis (PhD), The Middle East Technical University.
- ASLAN, B., TURAN, R., LIU, H. C., BARIBEAU, J. M., 2004, Mechanisms of photocurrent generation in SiGe/Si HIP infrared photodetectors, *Semiconductor Science and Technology*, 19, 399.
- BANDARA, K. M. S. V., COON, D. D., BYUNGSUNG, O., LIN, Y. F., FRANCOMBE, M. H., 1988, Exchange interactions in quantum well subbands, *Applied Physics Letters* 53(20), 1931.
- BASTARD, G., 1990, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, New York, Orsay, Les Ullis, France, Halsted Press, Les Editions de Physique, 2868830927.
- BECK, W. A., ANDERSON, J. R., 1987, Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique, *Journal of Applied Physics*, 62 , 541-554.

- BOHRA, G., 2008, *Magnetotransport study of a high mobility two-dimensional electron gas*, M.S. Dissertation, State University of New York at Buffalo, United States, New York.
- CANKURTARAN, M., ÇELİK, H., TIRAŞ, E., BAYRAKLI, A., BALKAN, N., 1998, Quantum and transport mobilities of electrons in GaAs-GaAlAs multiple quantum wells, *Phys. Stat. Sol. b*, 207, 139.
- CARDIMONA, D. A., SINGH, A., HUANG, D., MORATH, C., VARANGIS, P., 2001, Time-dependent effects in QWIPs in low temperature, low background conditions, *Infrared Physics & Technology*, 42(3-5), 211-219.
- CHOI, K. K., TSUI, D. C., PALMATEER, S. C. (1986), Electron-electron interactions in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures, *Phys. Rev. B* 33(12), 8216-8227.
- COCHRAN, W., FRAY, S. J., JOHNSON, F. A., QUARRINGTON, J. E., WILLIAMS, N., 1961, Lattice Absorption in Gallium Arsenide, *Journal of Applied Physics* 32(10), 2102-2106.
- COLERIDGE, P. T., STONER, R., 1989, Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs Heterostructures, *Physical Review B*, 39, 1120-1124.
- COLERIDGE, P. T., 1990, Inter-subband scattering in a 2D electron gas, *Semiconductor Science and Technology* 5(9), 961-966.
- COON, D. D., KARUNASIRI, R. P. G., 1984, New Mode of IR Detection Using Quantum Wells, *Applied Physics Letters* 45(6), 649-651.
- DAVIES J.H., 1998, *The Physics Of Low-Dimensional Semiconductors An Introduction*, Cambridge University Press, Cambridge, ISBN 0 521 48148.
- DELL, J., FARAONE, L., TAN, L., RAMAN, A., CHUA, S., HOLMES, D., LINDEMUTH, J., ANTOSZEWSKI, J., MEYER, J., 1997, Evaluation of III-V multilayer transport parameters using quantitative mobility spectrum analysis, *Materials Science and Engineering: B*, 44, 65-69.
- DZIUBA, Z., GORSKA, M., 1992, Analysis of the electrical conduction using an iterative method, *J. Phys. III France* 2, 110.
- EKER, S., HOSTUT, M., ERGUN, Y., SOKMEN, I., 2006, A new approach to quantum well infrared photodetectors: Staircase-like quantum well and barriers, *Infrared Physics and Technology*, 48, 101-108.
- FOX, M., 2001, *Optical properties of solids*, Oxford University Press, Oxford, ISBN 0 19 850613 9.
- FTIR Spectroscopy Attenuated Total Reflectance (ATR)*, 2005, Technical Note, PelkinElmer Life and Analytical Sciences.

- GAO, K., YU, G., SPRINGTHORPE, A., AUSTING, D., LIN, T., HU, G., DAI, N., CHU, J. (2011), Anomalous dephasing of two-dimensional electrons in an AlGaAs/GaAs parabolic quantum well structure, *Solid State Communications* 151(21), 1537-1540.
- GIANNOPOULOS, M., 2003, *Tunable Bandwidth Quantum Well Infrared Photo Detector (TB-QWIP)*, Thesis (M.S.), Naval Postgraduate School, California.
- Hall effect measurements Lake Shore 7500/9500 series Hall system user's manual.*
- HAMAGUCHI, C., 2010, *Basic semiconductor physics*, Springer-Verlag, Berlin, 978-3-642-03303-2.
- HIKAMI, S., LARKIN, A. I., NAGAOKA, Y., 1980, Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System, *Progress of Theoretical Physics* 63(2), 707-710.
- HELM, M., 2000, The basic physics of intersubband transitions. Intersubband Transition in Quantum Wells: Physics and Device Applications I. *Semiconductors and Semimetals*, vol. 62, ch. 1, ed. by H.C. Liu, F. Capasso, Academic Press, San Diego, 1-99.
- HESS, K., 1979, Impurity and phonon scattering in layered structures, *Apply. Phys. Lett.*, 35, 484-486.
- HICKEY, T. R., 2002, *Temperature Dependence of Dark Current in Quantum Well Infrared Detectors*, Thesis (M.S.), Naval Postgraduate School, California.
- HOSTUT, M., KARTAL, D., ERGUN, Y., SOKMEN, I., 2007, Tunable long-wavelength broad band asymmetric quantum well infrared photodetector, *Semiconductor Science and Technology*, 22, 422-426.
- IOFFE, *Physical Properties of Semiconductors*,
<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html> [Ziyaret Tarihi: 2 Nisan 2012].
- GUNAPALA, S. D., RHIGER D. R., JAGADISH C., 2011, *Semiconductors and Semimetals Vol. 84, Advances in Infrared Photodetectors*, Academic Press, ISBN 978-0-12-381337-4.
- JONSSON, B., ENG, S. T., 1990, Solving the Schrodinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using the transfer matrix method, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26, 2025-2035.
- KANE, M. J., APSLEY, N., 1985, Parallel conduction in GaAs/Al_xGa_{1-x}As modulation doped heterojunctions, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 18, 5629-5636.

- KARUNASIRI, G., 1996, Thermionic emission and tunneling in InGaAs/GaAs quantum well infrared detectors, *Journal of Applied Physics*, Vol. 79, No. 10, 8121-8123.
- KAUFMANN, E. N., 2003, *Characterization of materials*, John Wiley & Sons, New Jersey, 0-471-26882-8.
- KROEMER, H., 2001, Quasi-Electric Fields and Band Offsets: Teaching Electrons New Tricks, *Reviews of Modern Physics*, 73, 783-793.
- LANTZ, K. R., 2002, *Two Color Photodetector Using an Asymmetric Quantum Well Structure*, Thesis (PhD), Naval Postgraduate School, California.
- LEE, P. A., RAMAKRISHNAN, T. V. (1985), Disordered electronic systems, *Rev. Mod. Phys.* 57, 287-337.
- LEE, K., SHUR, M. S., DRUMMOND, T. J., MORKOÇ, H., 1983, Low field mobility of 2-D electron gas in modulation doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ layers, *Journal of Applied Physics* 54(11), 6432-6438.
- LEVINE, B. F., CHOI, K. K., BETHEA, C. G., WALKER, J., MALIK, R. J., 1987, Quantum well avalanche multiplication initiated by 10 μm intersubband absorption and photoexcited tunneling, *Applied Physics Letters* 51(12), 934.
- LEVINE, B. F., BETHEA, C. G., HASNAIN, G., SHEN, V. O., PELVE, E., ABBOTT, R. R., HSIEH, S. J., 1990, High-Sensitivity Low Dark Current 10 μm GaAs Quantum-Well Infrared Photodetectors, *Applied Physics Letters* 56(9), 851-853.
- LEVINE, B. F., BETHEA, C. G., SHEN, V. O., MALIK, R. J., 1990, Tunable Long-wavelength Detectors Using Graded Barrier Quantum-wells Grown By Electron-beam Source Molecular-beam Epitaxy, *Applied Physics Letters* 57(4), 383-385.
- LEVINE, B. F., ZUSSMAN, A., KUO, J. M., JONG, J., 1992, 19 μm cutoff long wavelength GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well infrared photodetectors, *Journal of Applied Physics* 71(10), 5130 -5135.
- LEVINE, B., 1993, Quantum-well infrared photodetectors, *Journal of Applied Physics*, 74, R1-R81.
- LEVINSTEIN M., RUMYANTSEV S., SHUR M., 2000, *Handbook Series On Semiconductor Parameters Vol. 1&2*, 2nd edition, World Scientific Publishing Company, Singapore, 77-98, ISBN 981-0214-200.
- LIN, B. J. F., PAALANEN, M. A., GOSSARD, A. C., TSUI, D. C., (1984), Weak localization of two-dimensional electrons in GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures, *Phys. Rev. B* 29(2), 927.

- LIN, YIPING 2002, *Magnetotunneling in electron-hole systems*, Ph.D. dissertation, State University of New York at Stony Brook, New York, United States.
- LUNA, E., GUZMAN, A., MUNOZ, E., 2005, Offset in the dark current characteristics of photovoltaic double barrier quantum well infrared photodetectors, *Infrared Physics & Technology* 47(1-2), 22-28.
- MANASREH, O., 2005, *Semiconductor Heterojunctions and Nanostructures*, McGraw-Hill Professional, New York, 0-07-145228-1.
- MEYER, J. R., VURGAFTMAN, I., REDFERN, D., ANTOSZEWSKI, J., FARAONE, L., LINDENMUTH, J. R., 2000, *Quantitative mobility spectrum analysis of magnetic-field dependent hall and resistivity data*, United States Patent and Trademark Office Granted Patent, 6100704.
- MEYER, J. R., HOFFMAN, C. A., ANTOSZEWSKI, J., FARAONE, L., 1997, Quantitative mobility spectrum analysis of multicarrier conduction in semiconductors, *Journal of Applied Physics*, AIP, 81, 709-713.
- MEYER, J. R., HOFFMAN, C. A., BARTOLI, F. J., ANTOSZEWSKI, J., FARAONE, L., 1998, *Quantitative mobility spectrum analysis for magnetic field dependent hall and resistivity data*, United States Patent and Trademark Office Granted Patent, 5789931.
- MIL, Y.J., WANG, K.L., KARUNASIRI, R.P.G., YUH, P.F., 1990, Observation of large oscillator strengths for both $1 \rightarrow 2$ and $1 \rightarrow 3$ intersubband transitions of step quantum wells, *Applied Physics Letters*, Vol. 56(11), pp. 1046.
- MINKOV, G. M., RUT, O. E., GERMANENKO, A. V., SHERSTOBITOV, A. A., SHASHKIN, V. I., KHRYKIN, O. I., DANILTSEV, V. M., 2001, Quantum corrections to the conductivity in two-dimensional systems: Agreement between theory and experiment, *Phys. Rev. B* 64, 235327.
- MINKOV, G. M., RUT, O. E., GERMANENKO, A. V., SHERSTOBITOV, A. A., ZVONKOV, B. N., USKOVA, E. A., BIRUKOV, A. A., 2002, Quantum corrections to conductivity: From weak to strong localization, *Phys. Rev. B* 65, 235322.
- MITIN, V. V., KOHELAP, V. A., STROSCIO, M. A., 1999, *Quantum heterostructures: microelectronics and optoelectronics*, Cambridge University Press, Cambridge, 0-521-63177-7.
- MORKOÇ, H., 2008, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 2: Electronic and Optical Processes in Nitrides*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 978-3-527-40838-2.
- NAG, B.R. 1980, *Electron Transport in Compound Semiconductors*, Springer Series in Solid-State Sciences, vol. 11, Springer, Berlin.

- NUTKU, F., ARIKAN, M. Ç., EROL, A., ERGÜN, Y., KENDİRLİK, E. M., 2011, I-V characterization of a staircase quantum well infrared photodetector, *Physica Status Solidi (c)* 8(5), 1633-1636.
- OESTREICH, M., RÜHLE, W. W. (1995), Temperature Dependence of The Electron Landé g-Factor In GaAs, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2315-2318.
- PFEIFFER, L., WEST, K. W., STORMER, H. L., BALDWIN, K. W., 1989, Electron mobilities exceeding 10^7 cm²/Vs in modulation-doped GaAs, *Applied Physics Letters* 55(18), 1888.
- POTTER, J. R., 2002, *Optical processes in dilute nitrides*, Thesis (PhD), Departments of Physics & Electronic Systems Engineering, University of Essex.
- RIDLEY, B. K., 1999, *Quantum Process in Semiconductors*, Oxford University Press, Oxford, ISBN 0 19 850 580 9.
- RIDLEY, B. K., 1982, The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures, *Journal of Physics C: Solid State Physics* 15(28), 5899-5917.
- RIDLEY, B.K., FOUTRZ B. E., EASTMAN, L. F., 2000, Mobility of electrons in bulk GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures, *Physical Review B*, 61(24), 16862-16869.
- PRASAD, C., 2003, *Energy relaxation in two- and one-dimensional indium gallium arsenide quantum well structures*, (Ph.D) dissertation, Arizona State University, United States of America, Arizona.
- ROGALSKI, A., 2003, Quantum well photoconductors in infrared detector technology, *Journal of Applied Physics*, 93, 4355-4391.
- ROTHER M., 2003, 2D Schrodinger Poisson solver, AQUILA, <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/3344-2d-schroedinger-poisson-solver-aquila> [Ziyaret Tarihi: 28 Kasım 2011].
- SAXENA, A. K., 1981, Electron mobility in Ga_{1-x}Al_xAs alloys, *Physical Review B*, 24 (6), 3295-3302.
- SCHNEIDER, H., LIU, H. C., 2007, *Quantum well infrared photodetectors: physics and applications*, Berlin, Springer, 978-3-540-36323-1.
- SCHRODER, D. K., 2006, *Semiconductor material and device characterization*, 3th ed., IEEE Press, John Wiley & Sons, New Jersey, 0-471-73906-5.
- SCHUBERT, E. F., 2009, *Physical foundations of solid-state devices* [online], New York, Rensselaer Polytechnic Institute, <http://www.ecse.rpi.edu/~schubert/Course->

[ECSE-6960%20Physical%20foundations/A00-Book-EFSchubert-Physical-Foundations-of-Solid-State-Devices.pdf](http://www.opto-e-technik.uni-ulm.de/lehre/cs/A00-Book-EFSchubert-Physical-Foundations-of-Solid-State-Devices.pdf) [Ziyaret Tarihi: 28 Kasım 2011].

- SHOLZ, F., 2009, *Compound semiconductors: Physics, technology and device concepts (summer term 2009)* [online], Ulm, Ulm University, <http://www.opto-e-technik.uni-ulm.de/lehre/cs/> [Ziyaret Tarihi: 28 Kasım 2011].
- SINGH, A., CARDIMONA, D. A., 1999, Zero-bias offsets in the low-temperature dark current of quantum-well infrared photodetectors, *Optical Engineering* 38(8), 1424-1432.
- SUN, Y., BALKAN, N., ASLAN, M., LİSESİVDİN, S. B., CARRERE, H., ARIKAN, M. C., MARİE, X., 2009, Electronic transport in n- and p-type modulation doped $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ / GaAs quantum wells, *Journal of Physics: Condensed Matter* 21(17), 174210.
- SZE, S. M., Ng, K. K., 2007, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley & Sons, New Jersey, 0-471-14323-5.
- TİONG, Y. H., 2004, *High Responsivity Tunable Step Quantum Well Infrared Photodetector*, Thesis (PhD), Naval Postgraduate School, Monterey, California.
- TİRAS, E., CANKURTARAN, M., ÇELİK, H., BALKAN, N., 2001, Hot electron energy relaxation via acoustic phonon emission in modulation-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterojunctions with double-subband occupancy, *Phys. Rev. B* 64(8), 085301.
- VAUGHAN, M. P., 2007, *Alloy and phonon scattering-limited electron mobility in dilute nitrides*, Thesis (PhD), Essex University.
- VURGAFTMAN, I., MEYER, J., HOFFMAN, C., CHO, S., KETTERSON, J., Faraone, L., ANTOSZEWSKI, J., LINDEMUTH, J., 1999, Quantitative mobility spectrum analysis (QMSA) for hall characterization of electrons and holes in anisotropic bands, *Journal of Electronic Materials*, Springer, 28, 548-552.
- VURGAFTMAN, I., MEYER, J. R., RAM-MOHAN, L. R., 2001, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys: 5815, *Journal of Applied Physics* 89(11), 5815-5875.
- Wikipedia, *Infrared window*, http://en.wikipedia.org/wiki/Infrared_window [Ziyaret Tarihi: 5 Mart 2012].
- WILLARDSON, R. K., BEER, A. C., 1967, *Semiconductors and semimetals, Volume 3, Optical properties of III-V compounds*, Academic Press, New York, 0127521038.
- WOLFE C. M., STILLMAN G. E., LINDLEY W. T., 1970, Electron mobility in high-purity GaAs, *Journal of Applied Physics* 41, 3088.

- YU, P. Y., CARDONA, M., 2005, *Fundamentals of semiconductors physics and materials properties; with 52 tables and 105 problems*, Springer, Berlin, ISBN 3-540-41323-5.
- ZANATO, D., GOKDEN, S., BALKAN, N., RIDLEY, B. K., SCHAFF, W. J., 2004. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN / AlGaIn, *Semiconductor Science and Technology*, 19(3), pp.427-432.

ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında İstanbul’da doğdum. İlkokulu Maçka İlköğretim Okulu’nda, orta ve lise eğitimimi Terakki Vakfı Özel Şişli Terakki Lisesi’nde tamamladım. 1999 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü’nden lisans derecem aldım. 2003 yılında “*Toz Metalürjisi ile Üretilen Parçaların Tahribatsız Muayenesi*” başlıklı tezim ile Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Metalürji ve Malzeme Mühendisliği Bölümü Malzeme Anabilim Dalı’nda yüksek lisansımı tamamladım. Yazılım sektöründe 1 yıl çalıştıktan sonra, 2006 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Programı’nda doktora öğrenime başladım. Aralık 2006 tarihinden beri İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü’nde Araştırma görevlisi olarak çalışmaktayım.