

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

**OPTİK HABERLEŞMEDE KULLANILAN MİKRO KOVUKLU LAZERLERİN  
AKTİF BÖLGE ALAŞIMLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK  
ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

**Mükremin YILMAZ**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**2009**

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

**OPTİK HABERLEŞMEDE KULLANILAN MİKRO KOVUKLU LAZERLERİN  
AKTİF BÖLGE ALAŞIMLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK  
ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

**Mükremin YILMAZ**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetim Birimi tarafından  
2008.03.0121.010 numaralı doktora tez projesi kapsamında desteklenmiştir.

**2009**

T.C.  
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**OPTİK HABERLEŞMEDE KULLANILAN MİKRO KOVUKLU LAZERLERİN  
AKTİF BÖLGE ALAŞIMLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK  
ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

**Mükremin YILMAZ**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu tez 07/12/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği/~~Oyçokluğu~~ ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Bülent ULUĞ (Danışman) .....

Prof. Dr. Asiye ULUĞ .....

Prof. Dr. Narin ÜNAL .....

Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN .....

Yrd. Doç. Dr. Tayyar GÜNGÖR .....

*(Handwritten signatures in blue ink)*  
Bülent Uluğ  
Asiye Uluğ  
Narin Ünal  
M. Çetin Arıkan  
Tayyar Güngör

## ÖZET

# OPTİK HABERLEŞMEDE KULLANILAN MİKRO KOVUKLU LAZERLERİN AKTİF BÖLGE ALAŞIMLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ

**Mükremin YILMAZ**

**Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Prof.Dr Bülent ULUĞ**

**Aralık 2009, 99 Sayfa**

Bu çalışmada optik haberleşmede uygulama bulması beklenen mikro kovuklu lazer alaşımlarından AlGaAs, GaInNAs ve InGaN'ların elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir. AlGaAs alaşımlarında kuantum kuyularının konumunun dikey iletme etkisi, GaInNAs alaşımlarında modülasyon katkılamanın band aralığına etkisi, InGaN alaşımlarında ise In oranının alaşımın özelliklerine etkisi araştırılmıştır.

Sonuçlar AlGaAs alaşımlarında kuantum kuyunun altına göre konumunun dikey elektriksel iletimi etkilediğini, modülasyon katkılamanın GaInNAs alaşımlarında istenmeyen tuzak düzeylerinin etkilerini neredeyse yok ettiğini ve In konsantrasyonunun InGaN alaşımlarının band aralığını kırmızıya kaydırırken, iletim bandının alt kenarındaki durum yoğunluğunu da artırdığını göstermiştir.

**ANAHTAR KELİMELER:** Fiber optik haberleşme, Mikro kovuklu lazerler, Dar band aralıklı alaşımlar

**JÜRİ:** Prof. Dr. Bülent ULUĞ (Danışman)

Prof.Dr. Asiye ULUĞ

Prof. Dr. Narin ÜNAL

Prof. Dr. Çetin ARIKAN

Yrd. Doç. Dr. Tayyar GÜNGÖR

## ABSTRACT

### TEMPERATURE DEPENDENT INVESTIGATION OF ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF MICRO CAVITY LASERS' ACTIVE REGION ALLOYS FOR FIBER OPTIC COMMUNICATIONS

**Mükremin YILMAZ**

**PhD Thesis in Physics**

**Adviser: Prof. Dr. Bülent ULUĞ**

**December 2009, 99 pages**

In this work electrical and optical properties of AlGaAs, GaInNAs and InGaN's mikro cavity laser alloys for fiber optik communication are studied. Effect of quantum well position to vertical electrical transport, influence of modulation doping on band gap and the effect of In concentration to alloy properties are investigated for AlGaAs, GaInNAs and InGaN alloys, respectively.

Results show that relative position of quantum well to substrate is affecting vertical transport in AlGaAs alloys and modulation doping efficiently decreases unwanted effects of trap levels exist in GaInNAs. In concentration is found to red shift the band gap of InGaN and increases the density of states at conduction band edge.

**KEY WORDS:** Fiber optic communication, Micro cavity lasers, Narrow band gap alloys

**COMMITTEE:** Prof. Dr. Bülent ULUĞ (Advisor)  
Prof. Dr. Asiye ULUĞ  
Prof. Dr. Narin ÜNAL  
Prof. Dr. Çetin ARIKAN  
Asst. Prof. Dr. Tayyar GÜNGÖR

## ÖNSÖZ

İnsan hayatında her zaman önemli bir yere sahip olan haberleşme, elektromanyetik dalgaların taşıyıcı olarak kullanılmaya başlanmasıyla çağ atlamıştır. İnternetin hayatımıza girmesi ile de fiber optik kablolarla iletişim haberleşmesinde ötesine geçmiş ve artık bilgi paylaşımı vazgeçilmezlerimizden olmuştur. Veri iletimine talepteki artış fiber optik ağları ve tüm ara elemanları gelişime zorlamaktadır. Fiber optik kabloların performansı doğal sınırına iyice yaklaşmış olmakla birlikte başta mikro kovuklu lazerler olmak üzere diğer ara elemanların gelişimleri sürmektedir.

Çalışmada optik haberleşme kullanılabilir 3 farklı lazer alaşımının optik ve elektriksel özellikleri sıcaklığa bağlı olarak incelenmiştir. Üç alaşımda optik haberleşmeye uygunluk açısından gelişmelerinin farklı dönemlerinde olduğundan değerlendirmeler alaşıma göre farklılık göstermektedir. Bunlardan AlGaAs alaşımları haberleşmeye yönelik lazerler için günümüzde geri planda kalmış olsa da farklı uygulamalarda önemini sürdürmekte ve çalışmada, kuantum kuyusunun konumunun dikey elektriksel iletim özelliklerine etkisinin incelenmesinde kullanılmıştır. GaInNAs'ler uygulamaya girmeye başlamış olup, çalışmada, ışımaya özelliklerinin geliştirilmesi için yapılan modülasyon katkılamanın sonuçları incelenmiştir. InGaN'lar ise henüz yeni bir alternatif alaşım olup, önceden bilinenlerde dahil tüm özelliklerinin son gelişmeler ışığında gözden geçirilme ihtiyacı doğmuştur. Çalışmada indiyumca zengin InGaN'ların FL özelliklerine In konsantrasyonunun etkisi incelenmiştir.

Çalışma boyunca beni bilgi, tecrübe ve hoşgörülerini ile destekleyen danışmanım Prof. Dr. Bülent ULUĞ'a, sonuçların değerlendirilmesindeki katkılarından ve yapıcı eleştirilerinden dolayı Prof. Dr. Asiye ULUĞ'a, tartışmalara farklı bir bakış açısıyla zenginlik katan Prof. Dr. Narin ÜNAL'a ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen arkadaşlarım Arş. Grv. Ahmet ÇİÇEK ve Arş. Grv. İsmail KABAÇELİK'e teşekkürlerimi sunarım.

Akademik hayatım boyunca desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen annem ve babama, zaman zaman eve taşıdığım işlerimde gösterdiği anlayıştan dolayı eşime, neşe ve enerji kaynağım kızıma da ayrıca teşekkürü borç bilirim.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	v
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI.....	4
2.1. Optik Haberleşmenin Gelişimi.....	4
2.2. Mikro Kovuklu Lazerler.....	7
2.2.1. Fabry-Perot lazerler.....	8
2.2.2. Dağıtılmış geri beslemeli (DFB) ve dağıtılmış bragg yansıtıcı (DBR) lazerler .....	9
2.2.3. Dik kaviteli yüzeyden ışımali lazerler .....	10
2.3. Optik Haberleşmeye Yönelik Lazer Alaşımaları.....	11
2.3.1. AlGaAs alaşımaları .....	12
2.3.2. GaInNAs alaşımaları .....	15
2.3.3. InGaN alaşımaları .....	17
2.4. Yarıiletkenlerde Band Mühendisliği .....	19
2.5. Modülasyon Katkılama .....	23
3. MATERYAL VE METOT.....	25
3.1. Sıcaklık Kontrolü.....	25
3.2. Sıcaklığa Bağlı Akım Gerilim Karakterizasyonu.....	26
3.2.1. Dikey iletim I-V ölçümleri.....	26
3.2.2. Paralel iletim I-V ölçümleri.....	27
3.3. Sıcaklığa Bağlı Fotoluminesans Ölçümleri.....	29
3.4. Elektrik Alan Altında Fotoluminesans Ölçümleri.....	30
3.5. Hall Ölçümleri.....	31
3.6. Nextnano <sup>3</sup> ile Modelleme.....	33



4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	55
4.1. GaAs/AlGaAs Kuantum Kuyular.....	25
4.1.1. Kuantum kuyu sayısı ve konumunun elektriksel iletme etkisi .....	37
4.1.2. Sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları .....	55
4.1.3. Elektrik alan altında fotoluminesans sonuçları .....	58
4.2. GaInNAs/GaAs Alaşımli Kuantum Kuyular.....	60
4.2.1. Örneklerin yapısal özellikleri.....	61
4.2.2. Sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları.....	62
4.3. İndiyumca Zengin $In_xGa_{1-x}N$ Alaşımli Katmanlı Yapılar .....	74
4.3.2. Elektriksel iletim özellikleri.....	75
4.3.3. Sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları.....	76
4.3.3. Elektrik alan altında fotoluminesans sonuçları .....	82
4.3.4. InGaN katman kalınlığının yük taşıyıcı yoğunluğu ve mobiliteye etkisi .....	84
5. SONUÇ.....	87
6. KAYNAKLAR.....	89
ÖZGEÇMİŞ	

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

A	Kesit alanı
B	Manyetik alan
e	Elektron
E	Enerji
$E_C$	İletkenlik bandı alt kenar enerjisi
$E_F$	Fermi enerji düzeyi
$E_{FS}$	Kararlı Fermi enerji düzeyi
$E_H$	Hall elektrik alanı
F	Elektrik alan
h	Planck sabiti
I	Akım
$i_x$	x-doğrultusunda geçen akım
$J_x$	Akım yoğunluğu
L	Kovuk uzunluğu
l	Hall bar yapının uzunluğu
$\lambda$	Dalgaboyu
$m^*$	Etkin kütle
$\mu$	Mobilete
$\mu_H$	Hall mobilitesi
n	Kırılma indisi ya da taşıyıcı yoğunluğu
$n^+$	Yoğun p-tipi katkı
$n^-$	Yoğun n-tipi katkı
q	elektron yükü
R	Yansıtıcılık
$R_H$	Hall direnci
t	z-doğrultusunda kalınlık
V	Gerilim (Voltaj)
$V_H$	Hall gerilimi
$v_d$	Yük taşıyıcıların sürüklenme hızı
$\sigma$	İletkenlik

- $\phi_E$  Etkin engel yüksekliği  
⊙ Sayfadan dışarıya doğru yön

### Kısaltmalar

2D	2 boyutlu
AD	İki davranışlı kusur (Amphoteric defect)
BR	Bragg yansıtıcısı
CBR	Contact Block Reduction
CWDM	Kaba dalgaboyu bölmeli çoklama (Course Wavelength Division Multiplexing)
DBR	Yayılmış Bragg yansıtıcıları (Distributed Bragg Reflector)
DBT	Değerlik bandı tavanı
DFB	Yayılmış geri beslemeli lazer (Distributed Feed Back Laser)
DWDM	Yoğun dalgaboyu bölmeli çoklama (Dense Wavelength Division Multiplexing)
FL	Fotoluminesans
FN	Fowler-Nordheim
F-P	Fabry-Perot
HEFD	Yüksek elektrik alan bölgelesi
IR	İnfrared
I-V	Akım-gerilim
İBT	İletim bandı tepesi
KK	Kuantum kuyusu
LEFD	Düşük elektrik alan bölgesi
MK	Modülasyon katkılı
NDR	Negatif diferansiyel direnç
PID	Orantılı-integral-türev (proportional–integral–derivative)
SEM	Taramalı elektron mikroskobu
VCSEL	Dik kovuklu yüzeyden ışımalı lazer (Vertical Cavity Surface Emitting Laser)
VU	Birim zamanda iletilen veri miktarı ile yükselteçleri arası uzaklığın çarpımı
WDM	Dalgaboyunca bölmelenmiş çoklama (Wavelength Division Multiplexing)

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. 1990-2002 yılları arasında laboratuvar ortamında ulaşılan en yüksek veri iletim kapasitesi ile aynı dönemlerde döşenen fiber optik ağların kapasitesi (Agrawal 2002).....	6
Şekil 2.2. Fabry-Perot lazer yapısı.....	8
Şekil 2.3. Kovuk içindeki ilk 3 rezonans modu ( $L = m\lambda / 2n$ ).....	9
Şekil 2.4. (a) DFB ve (b) DBR lazer yapıları.....	9
Şekil 2.5. Örnek VCSEL yapısı.....	10
Şekil 2.6. a) GaAs, b) AlAs'ın band yapıları ( $T = 300$ K). $\Gamma$ Brillouin bölgesi merkezini, X ve L bölge sınırlarını, $\Delta <100>$ ve $\Lambda <111>$ doğrultularını göstermektedir (Fraj vd 2007, Saïdi vd 2008) .....	13
Şekil 2.7. $Al_xGa_{1-x}As$ alaşımının iletim bandındaki $\Gamma$ , X ve L vadilerinin taban enerjilerinin değerlik bandının tepesine göre Al oranıyla değişimi .....	14
Şekil 2.8. Oda sıcaklığında $Al_xGa_{1-x}As$ alaşımının Al oranıyla band aralığındaki değişimin iletim ve değerlik bandlarına dağılımı. $E_C$ iletim bandının taban, $E_V$ değerlik bandının tepe enerji düzeyini göstermektedir .....	15
Şekil 2.9. BAC modeline göre GaInNAs alaşımının şematik band yapısı (Shan vd 1999) .....	16
Şekil 2.10. Wurtzite kristal yapıdaki InN'in band yapısı (Mahboob vd 2004). $\Gamma$ , K, H, A, M ve L Brillouin bölgesindeki simetri noktalarıdır .....	17
Şekil 2.11. InN, GaN, GaAs ve GaInP'nin iletim bandı tabanı (İBT) ile değerlik bandı tepesinin (DBT) vakum düzeyine göre konumu. $E_{FS}$ düzeyi şekil üzerinde gösterilmiştir (Li vd 2005) .....	18
Şekil 2.12. Bazı bileşik ve alaşımların örgü sabitine göre band aralığı değerleri (Harris ve Gambin 2002'den uyarlanmıştır) .....	21
Şekil 2.13. Alttaş ile büyütülen katmanın örgü sabitlerinin farklı olması durumunda oluşan gerilme ya da sıkışmanın değerlik bandına etkisi (Barnham ve Vvedensky 2001'den uyarlanmıştır) .....	22
Şekil 2.14. 5 nm genişliğinde GaAs/ $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ kuantum kuyusunun band yapısının şematik gösterimi .....	23
Şekil 2.15. Modülasyon katkılı bir sistemde a) başlangıçtaki band yapısı, b) denge durumundaki band yapısı c) katmanların özellikleri (Singh 1999'dan uyarlanmıştır) .....	24
Şekil 3.1. Sıcaklık kontrol sistemi .....	25
Şekil 3.2. Kuantum kuyularının doğrultularına göre (a) dikey, (b) paralel elektriksel iletim ölçümlerinin bağlantı biçimi .....	26
Şekil 3.3. Dikey iletim I-V deney düzeneği.....	27
Şekil 3.4. Paralel iletim I-V deney düzeneği .....	28
Şekil 3.5. Sıcaklığa bağlı fotoluminesans ölçüm düzeneği .....	29

Şekil 3.6. Elektrik alan altında fotoluminesans deney düzeneği .....	30
Şekil 3.7. a) Hall ölçümü için örnek geometrisi, b) Hall olayı (e elektronları, d delikleri ifade etmektedir.) .....	31
Şekil 4.1. İncelenen GaAs/AlGaAs örneklerin yapıları.....	36
Şekil 4.2. QT167 örneğinin SEM görüntüsü .....	37
Şekil 4.3. QT167R örneğinin sıcaklığa bağlı akım gerilim sonuçları. I(TI) ve I(FN) 300 K için hesaplanan sırasıyla termiyonik yayınım akımı ve FN tünelleme akımının gerilime göre değişimini göstermektedir.....	38
Şekil 4.4. Geniş engel yapıda (a) düşük, (b) yüksek elektrik alan altında olası elektriksel iletim yolları .....	38
Şekil 4.5. QT167R için farklı sıcaklıklarda FN grafikleri. Noktalar ölçüm sonuçları, düz çizgiler ise uydurulan doğrulardır. Doğruların eğiminden hesaplanan engel yükseklikleri grafik üzerinde verilmiştir .....	40
Şekil 4.6. QT167R örneğinin besleme altında şematik iletim bandı kenarı ve rezonans FN tünelleme olayı .....	43
Şekil 4.7. QT167R örneğinin 30 K'deki I-V sonuçlarının rezonans FN grafiği. $\phi_E = 0.156$ eV ve $m^* = 0.095$ olarak alınmıştır.....	43
Şekil 4.8. QT167R örneğinin nextnano <sup>3</sup> ile yapılan modellenmesiyle elde edilen yapı boyunca iletim bandı ve elektrik alanın etkisi .....	45
Şekil 4.9. QT167R örneğinin CBR temeline dayalı modellenmesinde geçirgenliğin, a- elektrik alan yokken, b- 30 kV/cm, c- 60 kV/cm elektrik alan altında elektron enerjisine göre değişimi .....	46
Şekil 4.10. QT168 örneğinin akım yönüne göre sıcaklığa bağlı I-V sonuçları. (a) Üst bağlantıdan altaşa (b) altaştan üst bağlantıya doğru akan akım....	48
Şekil 4.11. QT168'deki yamuk şeklindeki potansiyel engelinin elektrik alanın ( $\vec{E}$ ) (a) Üst bağlantıdan altaşa (b) altaştan üst bağlantıya doğru uygulanması durumundaki değişimleri.....	49
Şekil 4.12. QT169 örneğinin sıcaklığa bağlı I-V sonuçlarının akımın yönüne bağlılığı. Akımın (a) üst bağlantıdan altaşa (b) altaştan üst bağlantıya doğru akması .....	50
Şekil 4.13. Elektrik alanın yönüne göre QT169'daki yamuk biçimli engelin eğilmesi. (a) Üst bağlantıdan altaşa (b) altaştan üst bağlantıya doğru uygulanan alan .....	51
Şekil 4.14. QT167 örneğinin yapı boyunca iletim bandı kenarının şematik gösterimi .....	52
Şekil 4.15. QT167 örneğinin sıcaklığa bağlı akım gerilim sonuçları .....	52
Şekil 4.16. Tek alt-bandlı, özdeş çoklu kuantum kuyu içeren yapılarda (a) sıralı rezonans (b) HEFD ve LEFD oluşumu, (c) HEFD'nin yayılması (Altınöz 2006) .....	53
Şekil 4.17. QT167 örneğinin akım yönüne göre I-V sonuçları .....	55

Şekil 4.18. QT167 örneğinin sıcaklığa bağlı FL sonuçları .....	56
Şekil 4.19. QT167 örneğinin FL sonuçlarında a) GaAs kapak ve tampon katmanlardan b) kuantum kuyularından gelen ışımaların pik konumlarının sıcaklıkla değişimi. Düz çizgi uydurulan Varshni eğrisidir .....	57
Şekil 4.20. QT167 örneğinin 10 K'de FL sonuçlarına elektrik alanın etkisi. İç şekil 1.57 eV'taki FL pikinin şiddetinin gerilimle değişimini göstermektedir..	58
Şekil 4.21. QT167 örneğinin 10 K'deki I-V grafiği. Elektrik alan altında FL ölçümlerinde uygulanan gerilime karşılık geçen akım değerleri yıldız ile gösterilmiştir.....	59
Şekil 4.22. Akım yönüne bağlı I-V sonuçları .....	59
Şekil 4.23. QT167'nin elektrik alan altında FL özelliklerini açıklamak için önerilen iletim bandı yapısı ve elektronların band içinde olası hareketleri .....	60
Şekil 4.24. L1930, L1931, HN01, HN004 örneklerinin yapısı .....	61
Şekil 4.25. L1471 örneğinin 10 K'deki fotoluminesans sonuçları .....	63
Şekil 4.26. L1471 örneğinde bulunan InGaAs tek kuantum kuyudan kaynaklanan fotoluminesans ışımalarının sıcaklıkla değişimi. İç şekilde pik konumunun sıcaklıkla değişimi ve $E_0=1.281$ , $\alpha=0.0014$ , $\beta=1064.6$ için uydurulan Varshni eğrisi (düz çizgi) görülmektedir .....	64
Şekil 4.27. L1471 örneğindeki GaInNAs tek kuantum kuyusundan kaynaklanan fotoluminesans ışımalarının sıcaklıkla değişimi. İç şekilde pik konumunun sıcaklıkla değişimi ve $E_0=1.0094$ , $\alpha=0.0011$ , $\beta=1202.8$ için uydurulan Varshni eğrisi (düz çizgi) görülmektedir .....	65
Şekil 4.28. Azot oranı a) % 0.4 olan HN004, b) % 1 olan HN01 örneklerinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları .....	67
Şekil 4.29. Modülasyon katkılı a) n-tipi L1930 ve b) p-tipi L1931 örneklerinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları .....	68
Şekil 4.30. GaInNAs örneklerinin azot oranları ve modülasyon katkılama (MK) türüne göre 10 K'deki FL sonuçları. Eğriler normalize edilmiş ve şiddet ekseninde kaydırılmıştır. a- L1931, b- L1471, c- L1930, d- HN01, e- HN004. d ve e'de gözlenen keskin pik uyarım lazerinin 2. harmoniğidir .....	70
Şekil 4.31. Modülasyon katkılı GaInNAs örneklerin FL pik konumunun sıcaklıkla değişimi. Düz çizgiler uydurulan Varshni eğrilerini göstermektedir .....	71
Şekil 4.32. L1931 örneğinin sıcaklığa bağlı şiddet verilerinden ışımsız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjilerinin eldesi .....	72
Şekil 4.33. Uyarım şiddetiyle a) modülasyon katkısız (L1471) ve b) modülasyon katkılı (HN01) örneklerin band aralığının değişimi .....	73
Şekil 4.34. $In_xGa_{1-x}N$ örneklerin yapısı .....	75

Şekil 4.35. % 94 In oranına sahip GS1364 örneğinin sıcaklığa bağlı I-V sonuçları ..	76
Şekil 4.36. a) GS1364 (% 94 In), b) GS1506 (% 78.4 In) ve c) GS1931 (% 66 In) örneklerinin sıcaklığa bağlı FL sonuçları .....	77
Şekil 4.37. % 66 In oranına sahip GS1931 örneğinin 10K'deki FL verilerine uydurulan Gauss eğrisi .....	78
Şekil 4.38. InGaN alaşımlı örneklerin a) FL pik konumunun, b) şiddetinin ve c) FWHM'lerinin sıcaklıkla değişimi. Düz çizgiler göze klavuz olarak çizilmiştir .....	78
Şekil 4.39. In oranına göre InGaN alaşımlarının FL özelliklerinin değişimi .....	81
Şekil 4.40. In oranı a) % 94, b) % 78.4 ve c) % 66 olan InGaN örneklerin 10 K'deki FL özelliklerinin uygulanan gerilimle değişimi .....	83
Şekil 4.41. Farklı katman kalınlıklarına sahip InN örnekler ile InGaN örneğinin (GS1506) mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi .....	84
Şekil 4.42. Farklı katman kalınlıklarına sahip InN örnekler ile InGaN örneğinin (GS1506) taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi .....	85
Şekil 4.43. Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine (siyah kareler) Eş.4.12'ye göre uydurulan eğriler (düz çizgiler).....	86
Şekil 4.44. Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine Eş.4.12'ye göre uydurulan eğrilerde kullanılan parametrelerin değerlerinin katman kalınlığına göre değişimi.....	87
Şekil 4.45. Normalize edilmiş mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi .....	88

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Optik haberleşmeye yönelik bazı lazer alaşımları.....	12
Çizelge 2.2. GaAs, AlAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ 'in bazı özellikleri (Adachi 1985) .....	15
Çizelge 4.1. İncelenen GaAs/AlGaAs örneklerin yapısal özellikleri.....	35
Çizelge 4.2. Modülasyon katkılı (MK) GaInNAs/GaAs örneklerin özellikleri .....	61
Çizelge 4.3. Modülasyon katkılı GaInNAs/GaAs örneklerin BAC modeline göre hesaplanan ve FL sonuçlarından belirlenen band aralıkları .....	62
Çizelge 4.4. GaInNAs örneklerde ışımasız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjileri .....	72
Çizelge 4.5. GaInNAs örneklerin 300K'deki pik konumları ile sıcaklığa bağlı band aralığındaki değişim oranları ( $dE/dT$ ) .....	73
Çizelge 4.6. $In_xGa_{1-x}N$ örneklerin özellikleri .....	75
Çizelge 4.7. InGaN örneklerin 10 K'deki FL sonuçlarından elde edilen band aralıkları .....	79
Çizelge 4.8. $In_xGa_{1-x}N$ örneklerin ışımasız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjileri.....	80
Çizelge 4.9. Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine Eş.4.12'ye göre uydurulan eğrilerde kullanılan parametrelerin değerleri .....	86



## 1. GİRİŞ

Veri iletimindeki büyük artış haberleşme alt yapısını kapasite artırmaya zorlamaktadır. Bunun sonucunda haberleşmede kullanılan fiber optik kablolar, lazerler, algılayıcılar, optik yükselteçler, filtreler vb. birçok optoelektronik aygıtlar ve diğer ara elemanlarla ilgili bilimsel ve teknolojik araştırmaların önemi artmıştır. Günümüzde haberleşme, ağırlıklı olarak fiber optik ağlar üzerinden yapılmakta olup, bu ağlarda lazerler elektromanyetik dalga üreticileri olarak, bazı durumlarda ise, eş zamanlı olarak elektromanyetik dalganın modülasyonu için de kullanılabilir. Fiber optik kablo teknolojisindeki gelişmeler ışığında ilk kez olarak dağılımın en aza indiği 1300 nm ve kayıpların en aza indiği 1550 nm dalgaboyu pencerelerinin haberleşmede kullanılma olanağı doğmuştur (Balkan 2003). 1400 nm'deki su soğurumunun da daha sonra ortadan kaldırılması ile silika fiber üzerinde 1250 nm - 1650 nm dalgaboyu aralığının tamamı optik iletişime açılmıştır (ScienceDaily 1998).

Mikro kovuklu lazerler küçük boyutları, düşük güç tüketimleri ve düşük maliyetleri nedeniyle haberleşmede kullanılmaya en uygun lazerlerdir. Mikro kovuklu lazerlere örnek olarak kuantum nokta lazerler ve kuantum kuyu lazerler verilebilir. Bu lazerler, yapılarına göre F-P, VCSEL, DFB ve DBR olarak sınıflandırılabilirler. Lazerin ışınım dalgaboyu, çalışmasının sıcaklığa bağımlılığı, eşik akımları ve verimi lazer aktif sistemine ve bu bölgenin alaşımına sıkıca bağlıdır. Günümüzde 1300 nm - 1550 nm dalgaboylarında çalışan mikro kovuklu lazerlerin birçoğu GaInAsP/InP ya da InGaAlAs/InP tabanlıdır. Bu lazerler ortam sıcaklığından fazla etkilendiğinden çalışma sıcaklıklarının sabit tutulması gerekmekte, bu da ek maliyetler doğurmaktadır (Sweeney vd 2003). InP tabanlı alaşımlara alternatif olarak Kondow vd (1997) tarafından GaAs tabanlı GaInNAs alaşımları önerilmiştir. GaInNAs/GaAs kuantum kuyu lazerlerin kuyu derinliği fazla olduğundan, çalışmalarının ortam sıcaklığına bağımlılığı GaInAsP/InP kuantum kuyu lazerlerine göre çok daha az olması beklenmekte ve ışınım dalgaboyunun azot konsantrasyonu ile geniş bir aralıkta değiştirilebileceği düşünülmekteydi (Harris 2002). Fakat son zamanlarda GaInNAs/GaAs alaşımları kullanılarak üretilen lazerlerin dalgaboyunun 1300 nm'nin çokta ötesine geçemeyeceği ve çalışmasının

sıcaklığa bağımlılığının beklenenden daha fazla olduğu kabul görmeye başlamıştır (Nishiyama vd 2005).

Kovuk yapısı ve ayna sistemleri gibi etkenler lazerlerin ışımaya kalitesini, maliyetini ve verimini etkilemektedir. F-P lazerlerin üretimi kolay ve maliyetleri düşükken, VCSEL üretimi karmaşık fakat test edilmesi ve diğer araçlara montajı daha kolay olup ışımaya özellikleri de çok daha iyidir. Bu genel değerlendirmenin dışında VCSEL'in karakteristik özelliklerini belirleyen Bragg aynalarının üretilebilmesi için aktif bölge alaşımı ile kırılma indisi farkı yeterince büyük ve örgü sabiti uyumlu farklı alaşımlara ihtiyaç vardır. AlGaAs, GaAs tabanlı alaşımlar için bu özellikleri çok iyi karşılarken, InP tabanlı alaşımlar için ne yazık ki aynı şey söz konusu değildir. Buna rağmen InP tabanlı alaşımlardan VCSEL üretimi ile ilgili son çalışmalarda başarılı sonuçlar elde edilmeye başlanmıştır (Nishiyama vd 2005).

Günümüzde 1300 nm - 1550 nm dalgaboylarına uygun mikro kovuklu lazer ihtiyacı GaInAsP/InP, ya da, InGaAlAs/InP alaşımlarından üretilmiş lazerler tarafından büyük ölçüde karşılanırsa da, bu lazerlerin bazı zayıf noktaları nedeniyle alternatif alaşım arayışı devam etmektedir. Son 15 yıldır üzerinde yoğun çalışılan GaInNAs'ler artık belirli ölçüde kullanım bulmaya başlamıştır. 2002 yılında InN'in band aralığının ~0.7 eV olduğunun anlaşılmasıyla InGaN alaşımları da yeni bir alternatif olarak görülmeye başlanmıştır. Ancak bu alaşımların da önemli sorunları vardır. İndiyumca zengin InGaN alaşımlarından büyütülen katmanlı yapılar başlangıçtan itibaren yüksek yoğunlukta serbest elektron içermektedir. Bu da p-tipi InGaN üretimini güçleştirmektedir. Bu alaşımların optik haberleşmede kullanılabilmesi için önemli geliştirmelerin sağlanması gerekmektedir. Bunlardan başka, fiber optik haberleşmede kullanılan ilk lazer alaşımı olan AlGaAs alaşımları ile ilgili araştırmalarda sürmektedir. 1 µm'ye yakın dalgaboylarında ışımaya veren bu alaşımlar kayıpların çok daha düşük olduğu 1.3 ve 1.55 µm dalgaboylarının kullanıma girmesi ile geri plana düşmüşlerdir. Gelişimlerini yinede sürdüren bu alaşımlar günümüzde, özellikleri en iyi bilinen ve hassas büyütülebilen alaşımlardan biridir. Bu nedenle kuantum mekaniksel olayların incelenmesinde de bu alaşımlardan büyütülmüş örnekler kullanılmaktadır. GaAs alttaş üzerine neredeyse

gerilmesiz büyütülebilmeleri bu alaşımlara önemli üstünlükler sağlamaktadır. Maliyetlerinin görece düşük olması da bu alaşımları yakın mesafeli optik haberleşmeler için önemli kılmaktadır.

Çalışmada optik haberleşmeye yönelik mikro kovuklu lazer alaşımlarından GaInNAs'lere modülasyon katkılamanın etkisi, InGaN alaşımlarında In oranının alaşım özelliklerine etkisi ve AlGaAs alaşımlarında ise geniş engel yapıların ve kuantum kuyuların elektriksel, optik özelliklere etkileri incelenmiştir.

## 2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

### 2.1. Optik Haberleşmenin Gelişimi

Haberleşmede ışığın kullanılmasına 1790'lı yıllarda başlanmıştır (DeCusatis 2008). O dönemde ışık dizi halindeki tekrarlayıcı kuleler arasında, iletilmek istenen işareti görünür hale getirmek için kullanılmaktaydı. 1830'lu yıllarda telgrafın geliştirilmesiyle optik haberleşme geri plana düşmüştür. 1980'li yıllarda fiberoptik kablo ve yarıiletken lazer teknolojilerinin yeterli olgunluğa ulaşması ile optik haberleşme için yeni bir dönem başlamıştır.

Fiberoptik haberleşmede ilk kullanılan lazerler 850 nm dalgaboyunda GaAs tabanlı lazerler olmuştur (DeCusatis 2008). 1960'lı yıllarda üretilen fiberlerde kayıp 1000 dB/km gibi çok yüksek değerlerdedir (Agrawal 2002). Yine aynı dönemde GaAs lazerler üretilmeye başlanmış ancak bu lazerlerin hem ömürleri çok kısa hem de ek soğutmaya ihtiyaç duyulmaktaydı. 1980'li yıllara gelindiğinde silika fiberlerdeki kayıplar 20 dB/km'ye kadar düşürülmüş ve oda sıcaklığında sürekli çalışabilen GaAs lazerler üretilmeye başlanmıştır. Bu gelişmeler sayesinde optik haberleşme olanakları 10 - 20 km'lik mesafeler için uygun hale gelmiştir.

Silika fiberdeki kayıpların uzun dalgaboylarına doğru azaldığının anlaşılmasıyla GaAs lazerlere göre daha uzun dalgaboylarında ışımaya veren kaynak arayışına gidilmiştir. Lincoln Laboratuvarı çalışanlarından J. Jim Hsieh'in 1.1 - 1.6  $\mu\text{m}$  dalgaboyu aralığında ışımaya veren InGaAsP alaşımlı lazerleri geliştirmesiyle 1.3 and 1.55  $\mu\text{m}$  dalgaboyu pencereleri optik haberleşmeye açılmıştır (DeCusatis 2008).

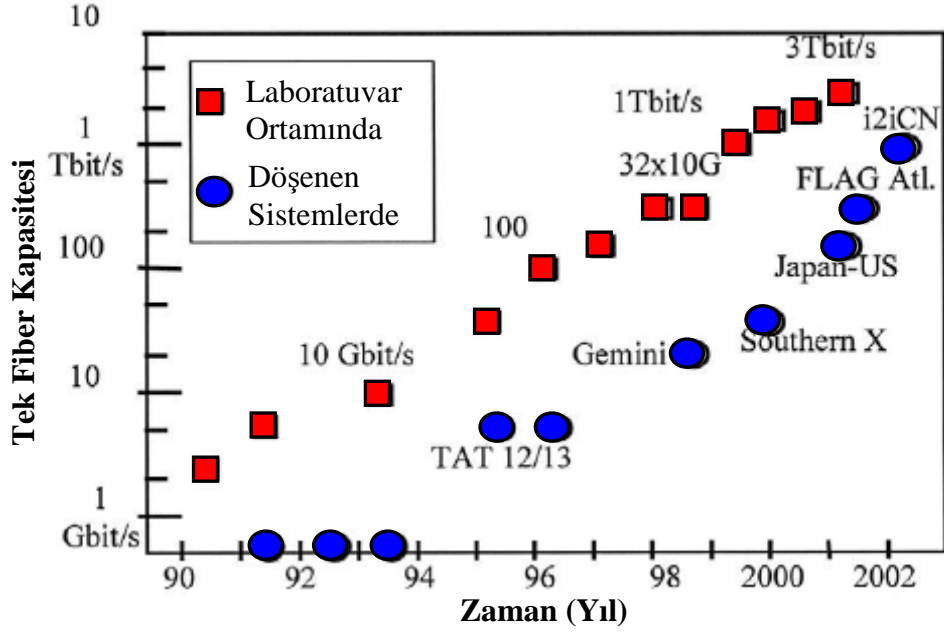
Silika fiberler için 1.3  $\mu\text{m}$  penceresi dağılımın, 1.55  $\mu\text{m}$  penceresi ise kayıpların en az olduğu dalgaboyu bölgeleridir. Farklı dalgaboyundaki ışık fiber ortamında farklı hızlarda ilerlediğinden gönderilmek istenen verileri taşıyan elektromanyetik dalga vuruları yol boyunca genişleyerek belirli bir mesafeden sonra birbirine karışmaya başlamaktadır. Dağılımları önlemek için belirli aralıklarla ters dağılım sağlayan fiberler eklenerek yol farkları dengelenmeye çalışılmıştır. Bunun yanı sıra, dalgaboyu aralığı

olabildiğince dar ışık kaynakları tercih edilerek dağılım nedeniyle vuruların yol boyunca genişlemesinin önüne geçilmeye çalışılmıştır. Bu durum ışık kaynağının dalgaboyunda sıcaklık vb etkilerle oluşabilecek dalgalanmaları kontrol altında tutmayı zorunlu hale getirmiştir.

Haberleşme sistemlerinde en önemli ölçüt birim zamanda iletilen veri miktarı,  $V$ , ile sinyal yükselteçleri arası uzaklığın,  $U$ , çarpımı ( $VU$ ) parametresidir. Son 25 yıl içindeki teknolojik ilerlemelerle  $VU$  parametresi katlanarak artmış ve  $10^6$  Gb/s·km düzeylerine gelmiştir (Agrawal 2002).

Günümüzde silika fiberin gelişimi doyuma ulaşmaya başlamıştır. Yaklaşık 10 yıl önce su kaynaklı soğurumların ortadan kaldırıldığı, görünür ve yakın infrared bölgelerde ki kayıpları doğal sınırlar içerisine kadar düşürülmüş fiber kabloların üretildiği duyurulmuştur (ScienceDaily 1998). Bununla birlikte optik haberleşmenin kapasite gelişimi farklı teknolojik gelişmelerin desteğiyle sürmektedir. Erbiyum katkılı fiber yükselteçlerinin geliştirilmesi bunlara iyi bir örnektir. Bu gelişme sayesinde dalgaboyu bölmelenmiş çoklama “*Wavelength Division Multiplexing*” (WDM) tekniği optik haberleşmede kullanılmaya başlanmıştır. Tek bir fiber üzerinden farklı dalga boylarında elektromanyetik dalgalar kullanılarak aynı anda veri iletimi anlamına gelen bu teknikte veri iletim kapasitesi günümüzde yüzlerce kat artmıştır. Önceleri kullanılan sinyal yükseltme tekniğinde elektromanyetik dalgaların önce dalgaboylarına göre ayrıştırılması, sonrasında elektrik sinyaline çevrilerek yükseltip tekrar elektromanyetik dalgaya çevrilmesi ve daha sonrada, bu elektromanyetik dalgaların birleştirilmesi gerekiyordu. Erbiyum katkılı fiber yükselteçler sayesinde artık bu işlemlere ihtiyaç kalmamış ve sinyal yükseltme optiksel olarak gerçekleştirilmeye başlanmıştır. Bu tür yükselteçlerin maliyeti ve çalışır durumda tutulmasının zorluğu nedeniyle WDM tekniğinin kullanılması optik yükselteçlerden önce mümkün olmamıştır.

Fiber optik haberleşme artık olgunluk dönemine yaklaşmaktadır. Laboratuvar çalışmalarında geliştirilen teknikler 3-5 yıl geriden de olsa ticari ürün olarak kullanıma girmektedir. Şekil 2.1’de 1990-2002 yılları arasında laboratuvar ortamında ulaşılan veri iletim kapasitesi ile deniz altına döşenen fiber optik kablo hatlarının kapasitesinin



**Şekil 2.1.** 1990-2002 yılları arasında laboratuvar ortamında ulaşılan en yüksek veri iletim kapasitesi ile aynı dönemlerde döşenen fiber optik ağların kapasitesi (Agrawal 2002)

zamanla gelişimi görülmektedir. Hemen hemen her yeni döşenen kablo yeni bir teknolojik gelişmeyi de kapsayarak kullanıma girmektedir.

Fiberoptik ağlar ihtiyaç duyulan kapasite ve maliyet baskısıyla iletişim kurulacak uzaklığa göre uzun, orta ve yakın mesafeli olmak üzere üç grupta ele alınmıştır. Uzun mesafeli fiber optik hatlar genellikle kıtalar arası bağlantı sağlamakta ve 1.55  $\mu\text{m}$  penceresinde veri iletimi yapmaktadır. Kayıpların en az olduğu bu bölgede dağılım yeni döşenen fiber hatlarda dengelenmiştir. Bu sayede fiber içerisinde her bir veri hattı için ayrılan band genişliğini daraltma olanağı doğmuş ve yoğun dalgaboyu bölmeli çoklama, *Dense Wavelength Division Multiplexing* (DWDM), sistemi kullanıma girmiştir. Bu sistemle, 1.55  $\mu\text{m}$  penceresinde tek bir fiberde yaklaşık 100 kanaldan veri iletimi yapılabilmektedir.

Orta ve yakın mesafeli iletişimde ise ihtiyaç duyulan fiber hat ve optik eleman sayısı artmakta ancak, hat başına düşen veri yoğunluğu azalmakta ve mesafelerde kısalmaktadır. Bu nedenle orta ve yakın mesafeli fiber optik ağ sisteminin genel ihtiyaçları farklılaşmaktadır. Burada ön plana çıkan en önemli gereksinim düşük

maliyetli optik ve elektronik elemanlardır. Bu gereksinimi karşılamak için kaba dalgaboyu bölmeli çoklama, Course Wavelength Division Multiplexing (CWDM) tekniği geliştirilmiş ve 1.27- 1.61  $\mu\text{m}$  dalga boyu aralığını 20 nm'lik bandlara ayıran ITU-T G.694.2 standardı getirilmiştir. Böylece, lazer dalgaboyunun çok dar ve kararlı olma zorunluluğu ortadan kaldırılmış ve bununla birlikte diğer tüm ara elemanlar için kabul edilebilir performans sınırları da genişletilmiştir. Yerel ağlarda ise maliyetler bakır kablolar kullanılarak düşürülmektedir.

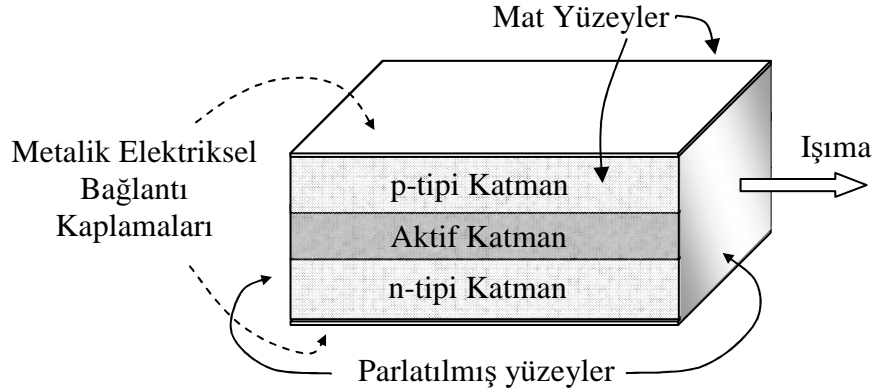
## **2.2. Mikro Kovuklu Lazerler**

Lazerler belirli doğrultuda, dar bir frekans dağılımında, uyumlu (coherent) yayıma sahip ışık kaynaklarıdır. Kovuk büyüklüğü mikrometre mertebesinde olan lazerler ise mikro kovuklu lazerler olarak sınıflandırılmaktadır. Bu tür lazerler optik sürücüler (CD, DVD vb sürücüler) ve optik haberleşme gibi alanlarda yaygın kullanılmaktadır. Boyutlarının yanı sıra düşük güç tüketimleri ve düşük maliyetli olmaları bu lazerlerin tercih edilme nedenleridir.

Lazer ışımalarının elde edilebilmesi için ışın demetinin güçlendirildiği, doğrusallaştırıldığı ve uyumlu hale getirildiği kovuk (cavity) olarak adlandırılan bir bölgeye ihtiyaç vardır. Kovuğun karşılıklı iki kenarındaki aynalar sayesinde içerideki ışığın çok düşük orandaki bir kısmının dışarı çıkışına izin verilerken geri kalan bölümü içeride defalarca yansımaya uğratılır. Kovuk içinde hapsedilmiş fotonlar ışımaya yapmak üzere olan bir elektronla etkileşerek, yeni salınan fotonun kendisi ile aynı özellikte (frekans, faz ve yayılma doğrultusu) olmasına neden olur. Bu sürece uyarılmış salınım (stimulated emission) adı verilmektedir. Kovuğun boyutları, katmanlı aynaların katman kalınlıkları ve kırılma indisi oranları gibi kovuk parametreleri yardımıyla lazer ışımalarının dalgaboyu seçilebilmektedir. Mikro kovuklu lazerlerin kovuk yapısına göre Fabry-Perot (F-P), Dik Kaviteli Yüzeysel Işımalı Lazerler (Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL), Dağıtılmış Geri Beslemeli (Distributed Feedback, DFB) ve Dağıtılmış Bragg Yansıtıcı (Distributed Bragg Reflector, DBR) lazerler gibi türleri vardır.

### 2.2.1 Fabry-Perot lazerler

F-P lazerler en basit yapılı lazerlerdir. Yapısı temelde bir kutuya benzemektedir. Lazer üretmek için büyütülmüş ve aktif bölge alaşımını barındıran katmanlı yapı uygun boyutlarda dikdörtgen biçimli kesilerek karşılıklı iki yüzeyi parlatıldığında bir F-P elde edilir (Şekil 2.2). Alt ve üst yüzeyler elektriksel bağlantı için metalik kaplama yapılarak kullanılırken, diğer iki yüzey mat olarak bırakılır. Parlatılan yüzeyler ayna görevi yaparak, bu yüzeylere dik doğrultuda hareket eden fotonların uyarılmış yayınımla çoğalmasını sağlar.



Şekil 2.2. Fabry-Perot lazer yapısı

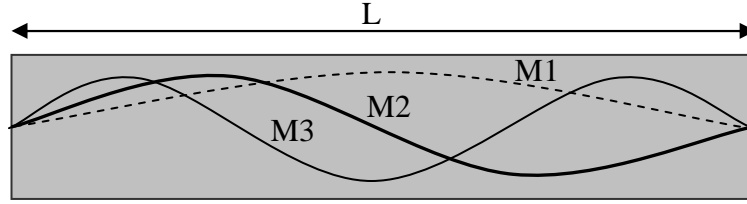
$n_1$  havanın,  $n_2$  katmanlı yapının kırılma indisi olmak üzere ayna görevi gören yüzeylerin yansıtıcılığı ( $R$ ),

$$R = \left| \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right|^2 \quad \text{Eş.2.1}$$

ile verilmektedir. Yapıda oluşan ışımaların yarım dalgaboyu, iki ayna yüzey arasındaki uzaklığa eşit olduğunda ( $L = m\lambda / 2n$ ,  $L$  kovuğun uzunluğu,  $m$  tam sayı,  $\lambda$  dalgaboyu ve  $n$  kovuk materyalinin kırılma indisi) rezonans durumu oluşur (Şekil 2.3) ve uyarılmış yayınımla bu dalgaboylarındaki ışımalar güçlendirilir. Dolayısıyla F-P kovuk yapısında birden fazla mod bulunmakta ve kovuk alaşımına uygun olanların tamamı uyarılmış yayınımla güçlendirilmektedir. Lazere düşük gerilim uygulandığında çıkan ışım



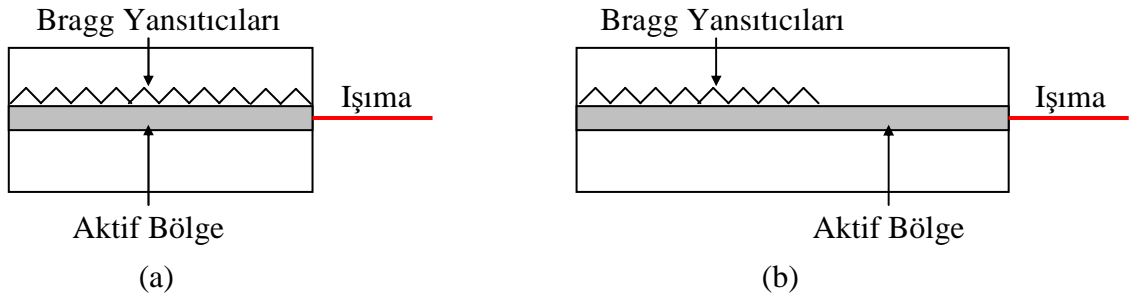
kendiliğinden salınımlar şeklinde oluşacaktır. Gerilim artırıldıkça, kovuk uzunluğuna uyan modlar daha fazla olmak üzere, tüm dalgalıboylarındaki ışımaya şiddeti artacaktır. Eşik gerilimi aşıldığıındaysa genellikle kendiliğinden salınım spektrumunun maksimumuna en yakın mod aniden güçlenecek ve lazer ışımaya başlayacaktır. F-P lazerlerde lazer ışımalarının hangi modda olacağı bir ölçüde belirsizlik içerir. Lazer bazen farklı bir modda ışımaya vermeye başlayabilir. Bu olaya mod-atlama (mode-hop) denir. Optik haberleşmede, özellikle dar dalgalıboyu aralığında kararlılık gerektiren WDM'ler için bu istenmeyen bir durumdur. DFB ya da DBR gibi yapısal geliştirmelerle bu sorun büyük ölçüde çözülmüştür.



**Şekil 2.3.** Kovuk içindeki ilk 3 rezonans modu ( $L = m\lambda / 2n$ )

### 2.2.2 Dağıtılmış geri beslemeli (DFB) ve dağıtılmış Bragg yansıtıcılı (DBR) lazerler

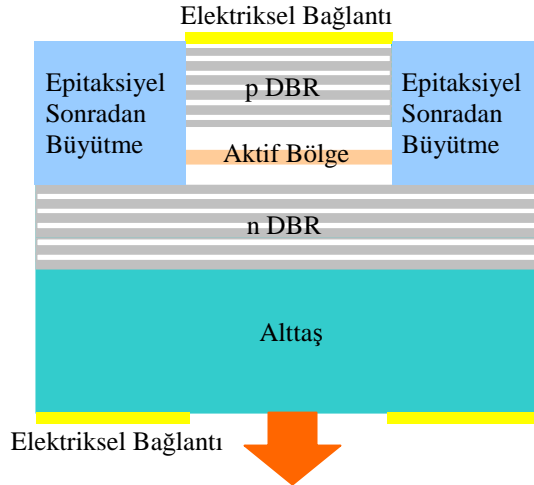
DFB ve DBR lazerler F-P lazer yapısına ek olarak aktif bölgeye bitişik Bragg-Yansıtıcıları (BR) içerirler (Şekil 2.4). BR aktif bölgede güçlendirilecek modu seçer ve lazer çıkışının spektral dağılımının oldukça dar olmasını sağlar. Bununla birlikte BR bölgesinin sıcaklığı kontrol edilerek lazerin dalgalıboyu değiştirilebilir. Bu iki özellikten dolayı DFB lazerler optik haberleşmede sıklıkla tercih edilirler.



**Şekil 2.4.** (a) DFB ve (b) DBR lazer yapıları

### 2.2.3 Dik kaviteli yüzeyden ışmalı lazerler

Dik kaviteli yüzeyden ışmalı lazerler (VCSEL), F-P lazerlerle benzer çalışma prensiplerine sahiptir. Ancak VCSEL'lerde kovuk oluşturmak için yüzeyleri parlatmak yerine aktif bölge katmanının altına ve üstüne DBR aynaları büyütülür (Şekil 2.5). Böylece ışıma aktif bölgeye dik olarak elde edilir. DBR aynaları ile elektromanyetik dalgalar aktif bölgeye hapsedildiğinden ve aktif bölgenin kalınlığı da çok küçük olduğundan kovuk içine sadece birkaç mod sığmaktadır. Bu kadar dar bir bölgede kovuk oluşturmak için çok yüksek yansıtıcılık (~%99) gerekmektedir. Metalik kaplamaların infrared (IR) bölgedeki soğurumu fazla olduğundan istenilen yansıtıcılığı sağlamamaktadırlar. Bu nedenle en az 45 periyotlu DBR aynalar kullanılmaktadır. DBR aynaların katmanları arasındaki kırılma indisi farkının artması yansıtıcılığı da artırmaktadır. Dielektrik malzemelerle birkaç katmanda yüksek yansıtıcılık elde edilebilse de elektriksel iletkenliklerinin olmaması ve dolayısıyla ek aşındırma ile sonradan ek büyütme gibi işlemler gerektirdiklerinden bu malzemelerle VCSEL üretimi daha da karmaşıklaşmaktadır.



Şekil 2.5. Örnek VCSEL yapısı

VCSEL'ler düşük akımla çalışma özelliğine (~3-5mA), dar ışıma spektrumuna ( $< 5\text{\AA}$ ) ve düşük sıcaklık bağımlılığına (~0.06 nm/K) sahiptirler (Chen vd 2006).

Ayrıca, test edilmeleri ve diziler halinde üretilmeleri oldukça kolaydır. Buna rağmen yüksek kontrollü büyütme gerektirdiklerinden maliyetleri yüksektir.

### 2.3. Optik Haberleşmeye Yönelik Lazer Alaşımları

Optik haberleşmede ilk kullanılan lazer alaşımları AlGaAs/GaAs'dir. Özellikleri görece iyi bilinen, oldukça kontrollü büyütülebilen ve  $\sim 1 \mu\text{m}$  dalgaboyunda ışığa veren bu alaşımlar fiber optik haberleşmede, kayıpların ve dağılımın daha düşük olduğu 1.3-1.55  $\mu\text{m}$  dalgaboyu pencerelerinin kullanıma girmesi ile geri plana düşmüşlerdir. Günümüzde optik haberleşmede InGaAsP/InP ve InGaAsAs/InP lazerler yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu alaşımlarla 1.3 ve 1.55  $\mu\text{m}$  dalgaboylarında ışığa elde etmek oldukça kolaydır. Ancak, katmanların iletim bandları arasındaki farklar az olduğundan sıcaklık bağımlılıkları fazladır. Ayrıca, GaAs ile örgü sabiti uyumsuzlukları büyük olduğundan, bu alaşımlardan gelişmiş özelliklere sahip VCSEL üretimi güçtür. Bu nedenle, hem bu alaşımların geliştirilmesi ile ilgili çalışmalar hem de, alternatif alaşım arayışları sürmektedir.

Günümüzde optik haberleşme için en önemli alternatif alaşımlar GaInNAs'lerdir. GaAs ile uyumlu büyütülebilen bu alaşımların band aralığı yapıda ki azot oranı değiştirilerek 1.3  $\mu\text{m}$ 'ye ayarlanabilmektedir. Ayrıca, sıcaklık bağımlılığı InP tabanlı alaşımlara göre daha iyi ve VCSEL yapımına da uygundur. Fakat, yapıdaki azot belirli oranda kusur düzeylerinin oluşmasına neden olmakta ve ışığa verimini düşürmektedir. Ortaya çıkan bu sorunları aşmak için tavlama, çoklu kuantum kuyusu büyütme, alaşıma Sb ekleme gibi pek çok yöntem uygulanmaktadır. Günümüzde GaInNAs'ler ticari kullanıma girmeye başlamıştır. Bu alaşımların özelliklerini geliştirmeye yönelik çalışmalarda devam etmektedir.

2002 yılında InN'in band aralığının  $\sim 0.7 \text{ eV}$  olduğunun anlaşılmasıyla 1.3-1.5  $\mu\text{m}$  dalgaboyu pencereleri için yeni bir alternatif alaşım (InGaN) ortaya çıkmıştır. Henüz çok yeni olan bu alaşımların büyütülmesinde önemli zorluklar vardır. İndiyumca zengin InGaN'lar büyütüldüklerinde yüksek serbest elektron yoğunluğuna sahip olmaktadır. Bundan dolayı p-tipi InGaN üretimi çok zor görünmektedir. Günümüzde indiyumca

zengin InGaN alaşımlarının bilinen özellikleri de dahil tüm özellikleri yeniden incelenmektedir. Optik haberleşmede ticari olarak yaygın kullanılan alaşımlar ile bu çalışmada incelen alaşımların ışımaya dalgaboyu aralıkları Çizelge 2.1’de görülmektedir.

**Çizelge 2.1.** Optik haberleşmeye yönelik bazı lazer alaşımları

Alaşım	Alttaş	Dalgaboyu Aralığı (nm)
InGaAsP	InP	1300-1700
InGaAlAs	InP	1100-1400
GaInNAs	GaAs	1100-1350
AlGaAs	GaAs	670-950
InGaN	Safir	400-1750

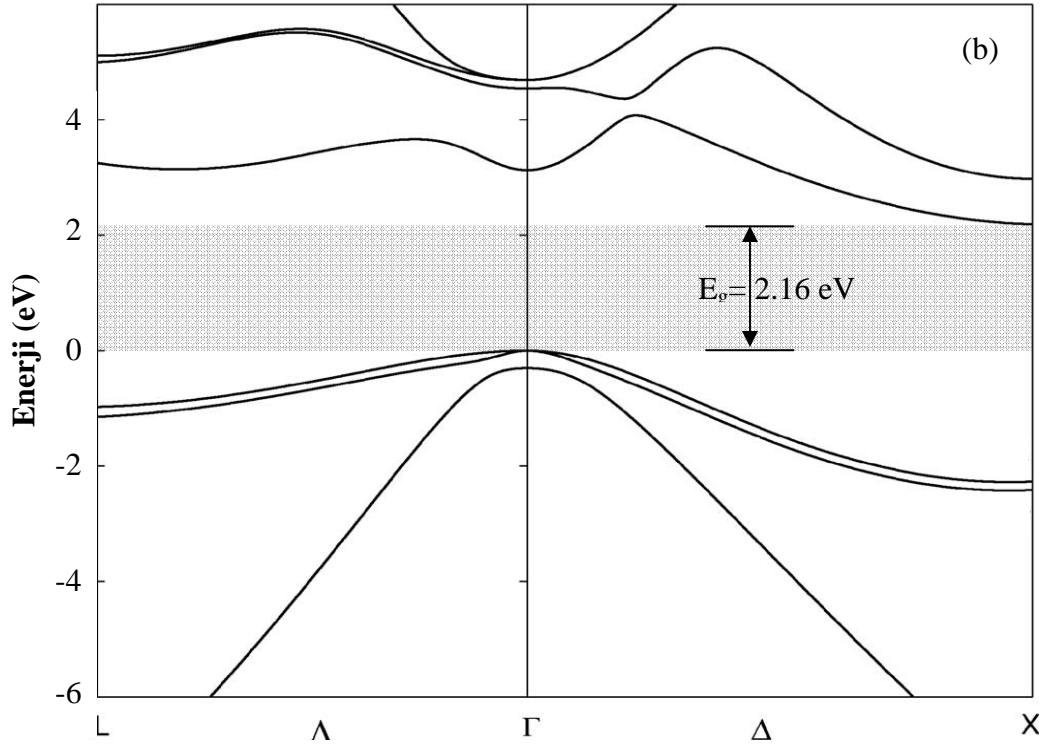
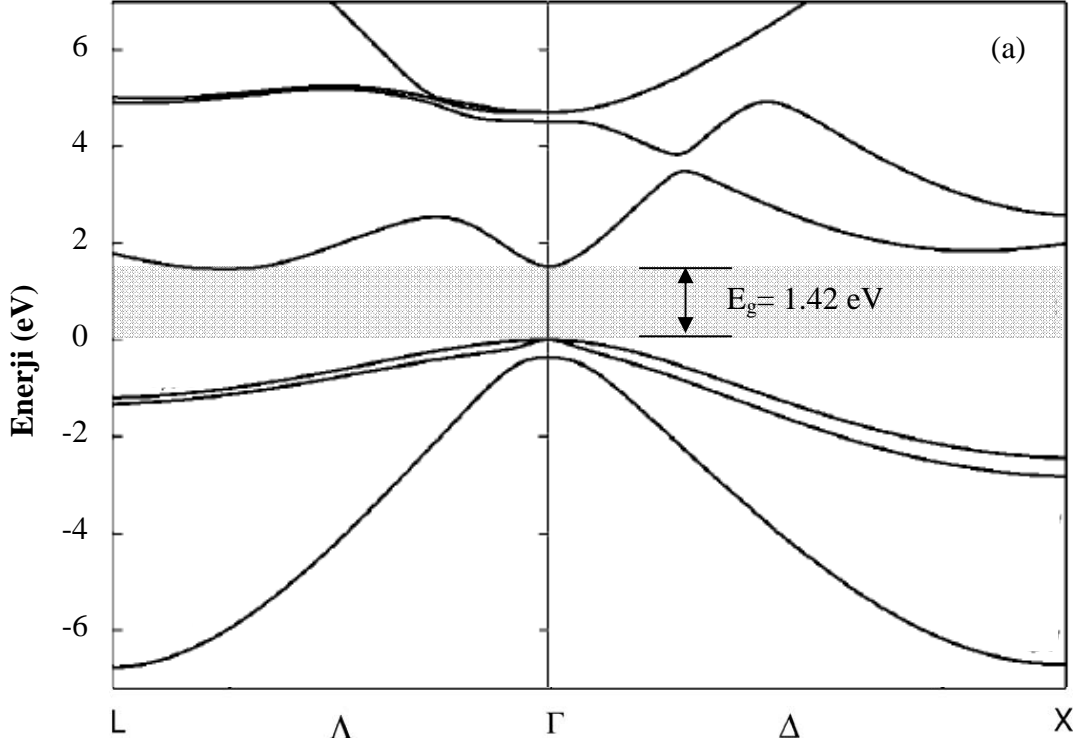
### 2.3.1. AlGaAs alaşımları

AlGaAs alaşımları optoelektronik araçlar için önemli alaşımlardan biridir. GaAs ve AlAs’ın örgü sabitlerinin bir birine çok yakın olması nedeniyle AlGaAs alaşımları GaAs alttaş üzerine neredeyse gerilmesiz büyütülebilmektedir. GaAs doğrudan, AlAs dolaylı band yapısına sahip olduğundan (Şekil 2.6)  $Al_xGa_{1-x}As$  alaşımları düşük Al oranlarında doğrudan, yüksek Al oranlarında ise dolaylı band yapısı özelliği sergilemektedir. Bu nedenle lazerler ve optik algılayıcılar gibi optoelektronik araçlarda düşük Al oranına sahip  $Al_xGa_{1-x}As$  alaşımları tercih edilmektedir.  $Al_xGa_{1-x}As$  alaşımlarının Al oranına göre band aralığı  $E_g$ , 300 K’de eV cinsinden,

$$E_g(x) = 1.42 + 1.45x - 0.25x^2 \quad (0 \leq x \leq 0.45) \quad \text{Eş.2.2}$$

$$E_g(x) = 1.424 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2 \quad (0.45 \leq x \leq 1) \quad \text{Eş.2.3}$$

şeklinde verilmektedir (Miller vd 1985, Adachi 1985).



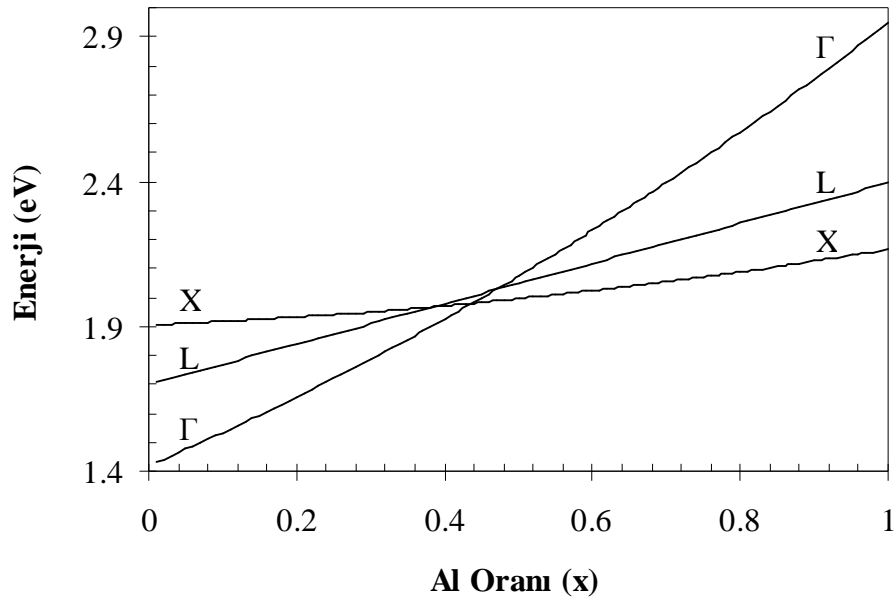
**Şekil 2.6.** a) GaAs, b) AlAs'ın band yapıları ( $T = 300 \text{ K}$ ).  $\Gamma$  Brillouin bölgesi merkezini, X ve L bölge sınırlarını,  $\Delta <100>$  ve  $\Lambda <111>$  doğrultularını göstermektedir (Fraj vd 2007, Saïdi vd 2008)

AlGaAs alaşımının iletim bandındaki  $\Gamma$ , X ve L vadilerinin taban enerjilerinin değerlik bandının tepesine göre Al oranıyla değişimi Sexana (1980) tarafından aşağıdaki bağıntularla verilmiştir. Bu değişimler Şekil.2.7’de grafiksel olarak gösterilmiştir.

$$E_g^{\Gamma}(x) = 1.42 + 1.087x + 0.438x^2 \quad \text{Eş.2.4}$$

$$E_g^L(x) = 1.7 + 0.695x \quad \text{Eş.2.5}$$

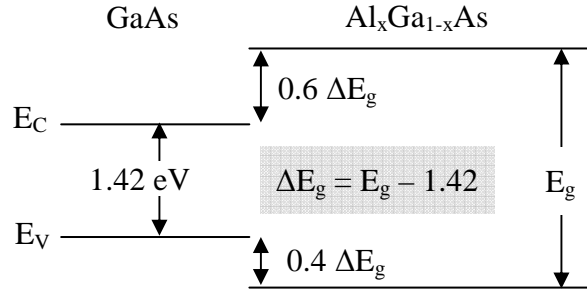
$$E_g^X(x) = 1.905 + 0.1x + 0.16x^2 \quad \text{Eş.2.6}$$



**Şekil 2.7.**  $Al_xGa_{1-x}As$  alaşımının iletim bandındaki  $\Gamma$ , X ve L vadilerinin taban enerjilerinin değerlik bandının tepesine göre Al oranıyla değişimi

Al oranına bağlı olarak band aralığındaki değişimin % 60’ının iletim ve % 40’inin değerlik bandındaki değişimden geldiği yaygın olarak kabul görmektedir, Şekil 2.8, (Batey ve Wright 1986, Dawson vd 1986, Giugni ve Tansley 1992).

GaAs, AlAs ve  $Al_xGa_{1-x}As$ ’in bazı elektronik band parametreleri Çizelge 2.2’de verilmiştir.



**Şekil 2.8.** Oda sıcaklığında  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  alaşımının Al oranıyla band aralığındaki değişimin iletim ve değerlik bandlarına dağılımı.  $E_C$  iletim bandının taban,  $E_V$  değerlik bandının tepe enerji düzeyini göstermektedir

**Çizelge 2.2.** GaAs, AlAs ve  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'in bazı özellikleri (Adachi 1985)

Parametre	GaAs	AlAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
Örgü sabiti (Å)	5.6533	5.6611	$5.6533+0.0078x$
Band aralığı $E_g$ (eV)	1.424	2.168	$1.42 + 1.45x - 0.25x^2$ ( $x < 0.45$ ) <sup>*</sup> $1.424 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2$ ( $x > 0.45$ )
Elektron ilgisi $\chi_e$ (eV) (affinity)	4.07	3.5	$4.07-1.1x$ ( $x < 0.45$ ) $3.64-0.14x$ ( $x > 0.45$ )
Elektron etkin kütlesi $m_e$			
$\Gamma$ vadisi $m_e^\Gamma$	0.067	0.150	$0.067+0.083x$
X vadisi $m_e^X$	0.85	0.71	$0.85-0.14x$
L vadisi $m_e^L$	0.56	0.66	$0.56+0.1x$
Delik etkin kütlesi			
$m_{lh}$	0.087	0.150	$0.087+0.063x$
$m_{hh}$	0.62	0.76	$0.62+0.14x$
$m_{so}$	0.15	0.24	$0.15+0.09x$

\* Miller vd 1985

### 2.3.2. GaInNAs alaşımları

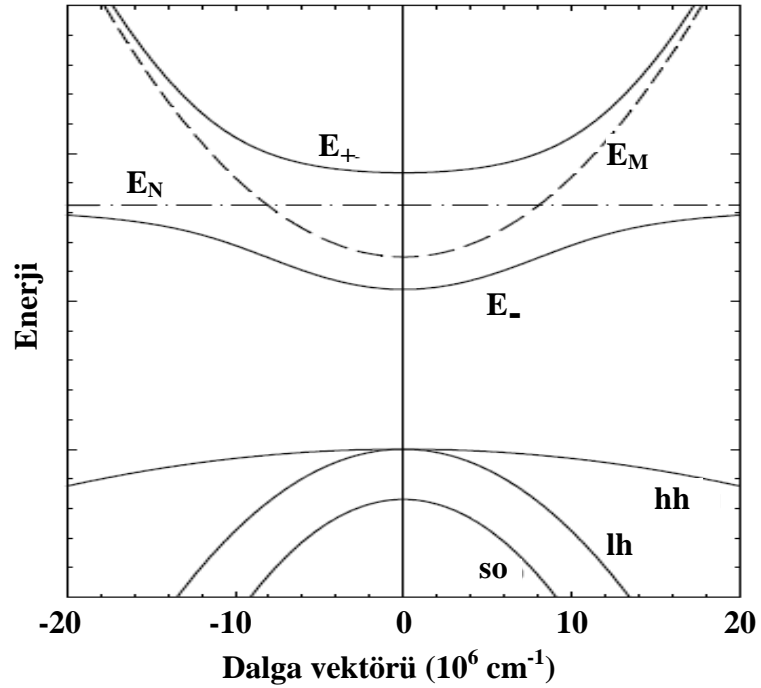
GaInNAs alaşımları Kondow vd (1996) tarafından optik haberleşmede kullanılan InP tabanlı alaşımlara alternatif olarak ortaya atılmış ve yoğun ilgi çekmiştir. GaInNAs alaşımlarının en önemli üstünlükleri GaAs alttaş üzerine büyütülebilmeleri ve bu sayede

VCSEL üretimine uygun olmalarıdır (Calvez vd 2004). Azot içeriği değiştirilerek (~ % 1-3) alaşımın band aralığı önemli ölçüde değiştirilebilmektedir (Shan vd 1999). Ancak azot oranına paralel olarak kristal düzensizliklerinde artma ve ışına veriminde azalma söz konusudur (Herrera vd 2005).

GaInNAs alaşımındaki azot oranına göre alaşımın elektronik yapısını Band Anti-Crossing (BAC) modeli başarılı şekilde tanımlamaktadır. Model, iyice yerleşmiş N enerji düzeylerinin ( $E_N$ ) yarıiletkenin değerlik bandı ile etkileşmediğini kabul ederek, genişletilmiş iletim bandı ( $E_M$ ) ile etkileşimini pertürbasyon teorisine göre ele alarak ikiye yarılmış iletim bandı alt band çözümlerini, Eş 2.7, ortaya koymaktadır (Shan vd 1999).

$$E_{\pm}(k) = \frac{E_N + E_M(k) \pm \sqrt{(E_M(k) - E_N)^2 + 4xC_{MN}^2}}{2} \quad \text{Eş.2.7}$$

Burada  $E_-$  düşük,  $E_+$  yüksek alt band enerjileri,  $x$  azot oranı ve  $C_{MN}$  ayarlanabilir bir sabittir (Mazzucato vd 2003). Şekil 2.10'da BAC modeline göre önerilen GaInNAs alaşımının şematik band yapısı görülmektedir.



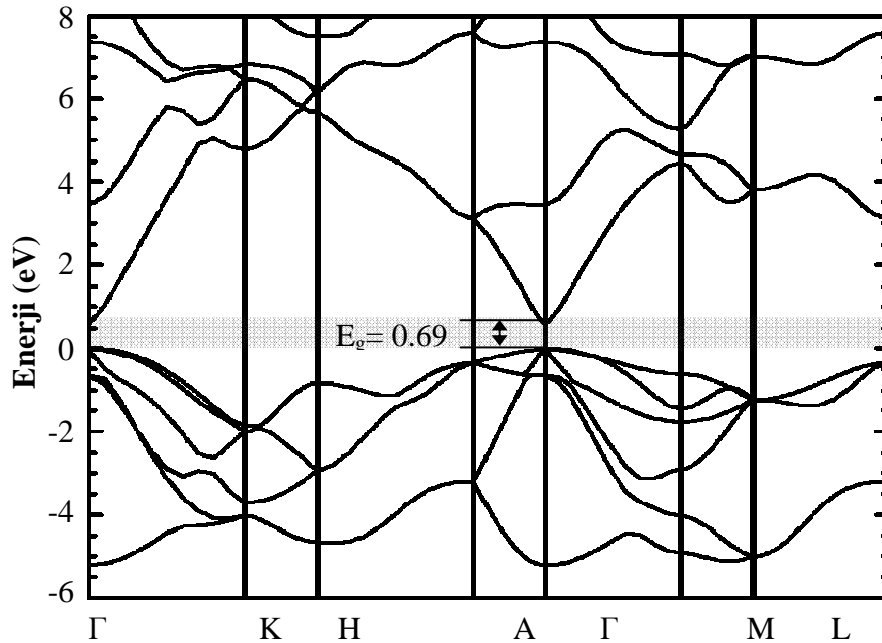
Şekil 2.9. BAC modeline göre GaInNAs alaşımının şematik band yapısı (Shan vd 1999)



### 2.3.3. InGaN alaşımları

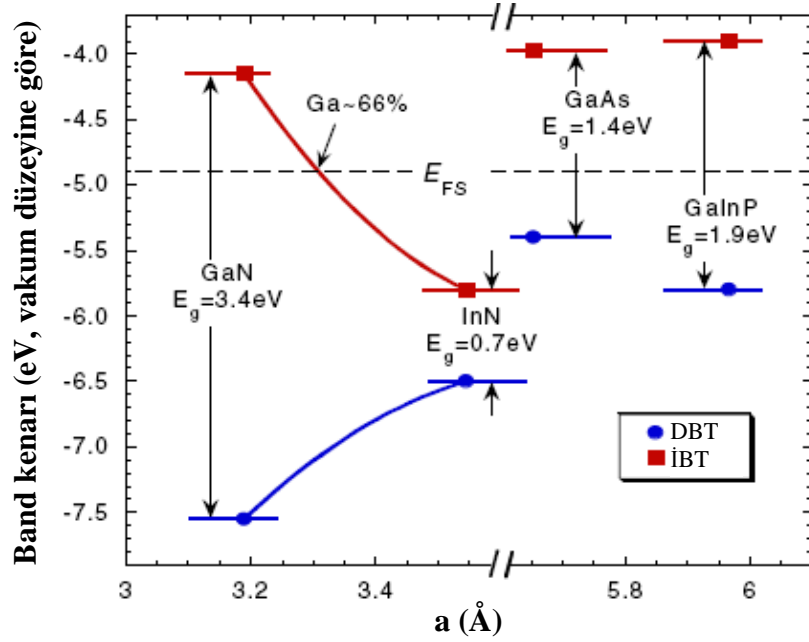
InN band aralığının ~0.7 eV olduğunun anlaşılması ile birlikte indiyumca zengin InGaN alaşımlarının band aralığı optik haberleşmeye y6nelik ara7lar i7in uygun hale gelmiştir (Davydov vd 2002). Galyumca zengin InGaN alaşımları g6receli olarak y6ksek işıma verimliliğine sahipken, indiyumca zengin InGaN alaşımlarının işıma verimi olduk7a d6ř6kt6 (Walukiewicz vd 2004). G6n6m6zde ise b6y6tme y6ntemlerinin gelişmesiyle 6rneklerin i7erdiği safsızlıklar ve kusurlar azaltılabildi, b6ylece, indiyumca zengin InGaN alaşımları da olduk7a iyi 6zellikler sergilemeye başlamıştır.

InN olduk7a dar ve doğrudan band yapısına sahiptir. Şekil 2.10'da wurtzite kristal yapısındaki InN'in band yapısı g6r6lmektedir. InN alaşımlı katman yapıların 6retilişten y6ksek y6k taşıyıcı yoğunluğuna ( $10^{17} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) ve n-tipi yarıiletkenliğe sahip olduğu bilinmektedir (Mahboob vd 2004, Yam ve Hassan 2008). Y6ksek y6k taşıyıcı yoğunluğunun nedeni olarak kusur d6zeyleri g6r6l6rken, n-tipi 6zelliği iki davranışlı kusur (Amphoteric defect – AD) modeli ile a7ıklanmaktadır (Walukiewicz 2001).



**Şekil 2.10.** Wurtzite kristal yapısındaki InN'in band yapısı (Mahboob vd 2004).  $\Gamma$ , K, H, A, M ve L Brillouin b6lgesindeki simetri noktalarıdır

Modele göre yüzey durumlarının ve kusur düzeylerinin n-tipi ya da p-tipi davranış göstermesinin Kararlı Fermi Enerji Düzeyi (Fermi Stabilization Energy -  $E_{FS}$ ) tarafından belirlendiği kabul edilmektedir. Yarıiletkenlerin Fermi enerji düzeyleri değiştirilirken belirli bir değerde (vakum düzeyinin 4.9 eV altında) sabitlendiği gözlenmiştir (Walukiewicz 2001). Bu düzey Kararlı Fermi Enerji Düzeyi olarak adlandırılmaktadır. Alaşımda kusur düzeyleri Fermi enerji düzeyini  $E_{FS}$ 'ye yaklaştıracak şekilde alıcı ya da verici davranış gösterir.  $E_F > E_{FS}$  olduğunda yüzey durumları ve kusur düzeyleri “alıcı”,  $E_F < E_{FS}$  olduğunda “verici” tipi davranış gösterir.  $E_F = E_{FS}$  olduğu durumda ise kusur düzeylerinin bir kısmı alıcı, diğer kısmı ise verici davranış göstererek birbirlerini dengelerler ve Fermi enerji düzeyinin  $E_{FS}$  değerinde sabitlenmesine neden olurlar (Walukiewicz 2001). Şekil 2.11’de InN’ın ve diğer bazı yarıiletkenlerin iletim bandı tabanı (İBT) ile değerlik bandı tepesinin (DBT) vakum düzeyine göre konumu görülmektedir. InN’ın İBT’si vakum düzeyine göre çok düşük olduğundan  $E_{FS}$  iletim



**Şekil 2.11.** InN, GaN, GaAs ve GaInP'nin İBT ve DBT düzeylerinin vakum düzeyine göre konumu.  $E_{FS}$  düzeyi şekil üzerinde gösterilmiştir (Li vd 2005)

bandı içine düşmektedir. InN alaışımındaki yüzey durumları ve kusur düzeyleri yapıya birer elektron vererek iyonlaşırlar ve Fermi enerji düzeyinin  $E_{FS}$ 'ye yaklaşmasını sağlarlar. Bu ise InN ve indiyumca zengin InGaN alaşımlarının üretilişten n-tipi yarıiletken özelliği göstermelerine neden olur. İyonlaşan yüzey durumları yüzeyde yük

birikmesine neden olurlar (Bhatta vd 2007). Biriken yükler iç bölgeleri perdeleyerek alaşımın özelliklerini önemli ölçüde etkilemektedir. Alaşıma p-tipi katkılama yapılsa bile yüzey yüklerinin perdelemesi nedeniyle p-tipi InN elde edilememektedir (Veal vd 2006). Bunun dışında, yüksek serbest elektron yoğunluğu alaşımın band aralığında Burstein–Moss kaymasına neden olmaktadır (Wu ve Walukiewicz 2004). Yani serbest elektronlar iletim bandını bir miktar doldurarak optik band aralığının artmasına neden olmaktadır. Bu durumun eski çalışmalarda InN’in band aralığının ~1.9 eV olarak belirlenmesine neden olduğu ileri sürülmüştür (Walukiewicz vd 2004).

İndiyumca zengin InGaN alaşımlarının InN’a benzer özellikler sergilemesi beklenmektedir. Ancak InN ve GaN arasındaki örgü uyumsuzluğu ve sıcaklığa bağlı kararlılıklarının farklı olması nedeniyle bu alaşımlardan tek kristal elde etmek oldukça zordur (Komaki vd 2007).

#### 2.4. Yarıiletkenlerde Band Yapısı Mühendisliği

Yarıiletkenlerin band aralığı, örgü sabiti, kırılma indisi gibi pek çok özellikleri alaşım oranı, büyüklükleri ve kristal gerilmeleri ile kontrol edilebilmektedir. Üçlü ya da daha çok elementten oluşan alaşımların örgü sabitleri, alaşımı oluşturan ikili bileşiklerin örgü sabitlerine bağlı olarak tanımlanan, Vegard yasası ile verilmektedir (Denton ve Ashcroft 1991). Yasaya göre  $Al_xGa_{1-x}As$  alaşımlarının örgü sabiti Eş.2.8,  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$  alaşımlarının örgü sabiti ise Eş.2.9’daki gibi ifade edilebilmektedir.

$$a_{AlGaAs} = x(a_{GaAs}) + (1-x)(a_{AlAs}) \quad \text{Eş.2.8}$$

$$a_{GalnNAs} = xy(a_{GaN}) + x(1-y)(a_{GaAs}) + (1-x)y(a_{InN}) + (1-x)(1-y)(a_{InAs}) \quad \text{Eş.2.9}$$

Pratikte alaşımın büyütülebilmesi örgü sabitine uygun bir alttaş bulunmasına bağlıdır. Alttaş ile büyütülmek istenen alaşımın örgü sabiti arasında fark olması durumunda arayüzde Eş.2.10 ile tanımlanan bir gerilme ( $\varepsilon$ ) oluşmaktadır (Singh 1995).

$$\varepsilon = \frac{a_{Alttaş} - a_{Alaşım}}{a_{Alaşım}} \quad \text{Eş.2.10}$$

Gerilmeli olarak kristal büyütme mümkünse de kalınlık belirli bir değeri aştıktan sonra kristal bozuklukları artmaktadır. Aslında kristal bozukluklarının başlaması büyütme koşulları, yüzey özellikleri vb. gibi pek çok parametreye bağlıdır. Ancak kristal bozulmalarının arttığı bir kritik kalınlık,  $d$ , için  $\varepsilon$ 'dan yararlanarak Eş.2.11'deki kestirim yapılabilmektedir (Singh 1995).

$$d \cong \frac{a_{Altaş}}{2|\varepsilon|} \quad \text{Eş.2.11}$$

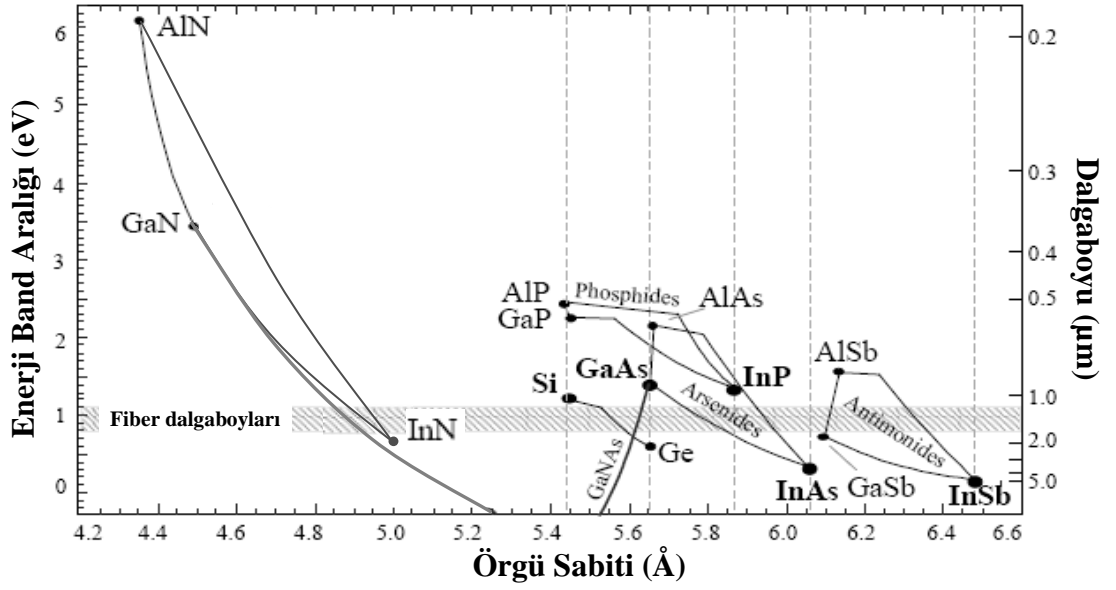
Eş.2.11 düzgün bir büyütme için seçilen altaşa göre büyütülecek malzemenin alaşım oranına ve kalınlığına sınırlama getirmektedir.

Üç elementten oluşan  $A_xB_{1-x}C$  şeklindeki bir alaşımın band aralığının alaşım oranına göre değişimi, ikili alt bileşiklerin band aralıklarına bağlı olarak, Eş.2.12'deki Standart Eğilme Bağlantısı ile tanımlanmaktadır (Walukiewicz vd 2004).

$$E_g^{A_xB_{1-x}C} = xE_g^{AC} + (1-x)E_g^{BC} + bx(1-x) \quad \text{Eş.2.12}$$

Bağıntıdaki  $b$  eğilme (bowing) parametresi olarak adlandırılmakta ve alaşım oranına göre band aralığı değişiminde doğrusallıktan sapmayı göstermektedir. Şekil 2.12'de bazı bileşiklerin ve alaşımların örgü sabitleri ile enerji band aralığı değerleri görülmektedir. Şekilde düz çizgiler eğilme parametresi küçük, parabolik çizgiler ise eğilme parametresi büyük alaşımları göstermektedir.

Altaş ile büyütülen alaşımın örgü sabitlerinin farklı olması durumunda oluşan gerilme kristal simetrilerini bozarak değerlik alt bandlarının enerjilerini değiştirmekte ve durum yoğunluğundan hesaplanan elektron etkin kütlelerinin azalmasına neden olmaktadır. Ayrıca, değerlik bandındaki ağır delik alt bandı enine elektrik modlarla (TE), hafif delik alt bandı ise büyük oranda enine manyetik (TM) modlarla çiftlenimlendiğinden çakışık durumdaki alt bandların birbirinden ayrılması ile gerilme içeren yapılar polarize ışığa özelliği kazanmaktadır. Şekil 2.13'de gerilme ya da sıkışmaya göre değerlik bandındaki değişimler şematik olarak verilmiştir.



**Şekil 2.12.** Bazı bileşik ve alaşımların örgü sabitine göre band aralığı değerleri (Harris ve Gambin 2002'den uyarlanmıştır)

Büyütme tekniklerinin gelişmesi ile artık, farklı alaşımlara sahip katmanlar üst üste kolaylıkla büyütülebilmektedir. Bu sayede geniş band aralığına sahip iki katman arasında dar band aralığına sahip ince bir katman büyütülerek kuantum kuyular elde edilmektedir. Şekil 2.12'de 5 nm genişliğinde GaAs/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As kuantum kuyusunun şematik band yapısı verilmiştir. Sonlu potansiyel kuyularında kuantize enerji düzeylerinin (E) kuyu tabanına göre konumu

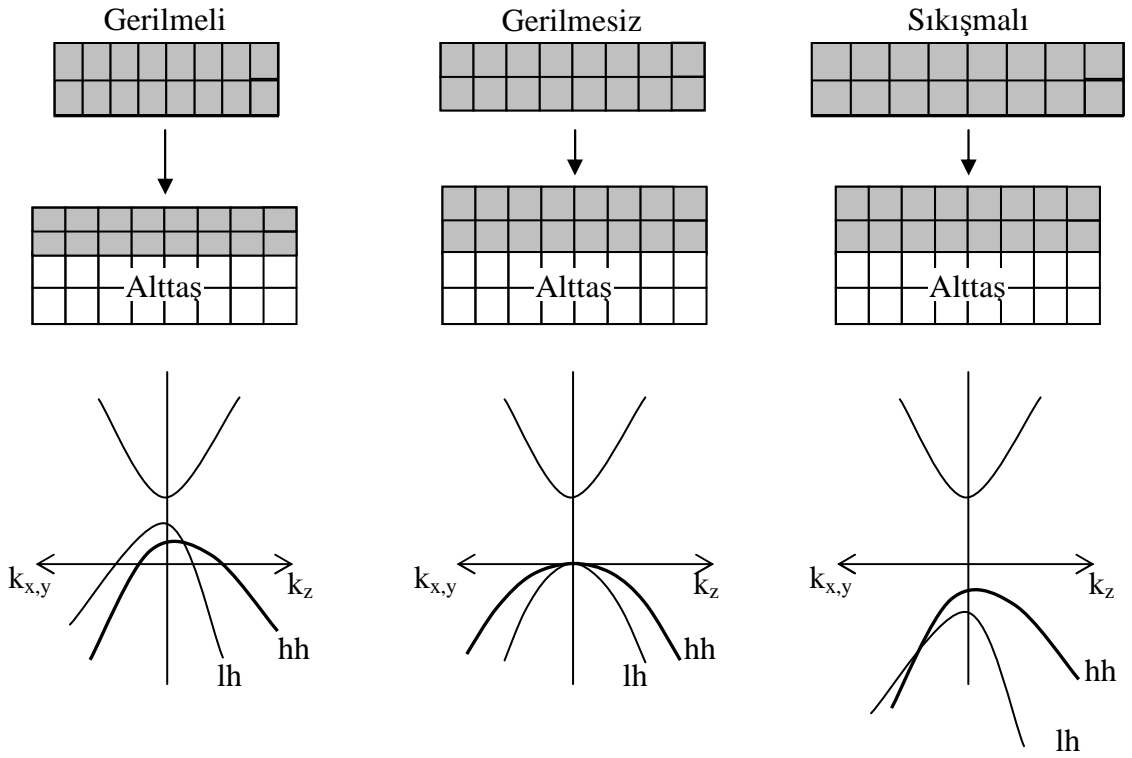
$$\alpha = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}} \text{ ve } \beta = \sqrt{\frac{2m^*(V_0 - E)}{\hbar^2}} \text{ olmak üzere}$$

$$\alpha \tan\left(\frac{\alpha L}{2}\right) = \beta \quad \text{Eş.2.13}$$

ya da,

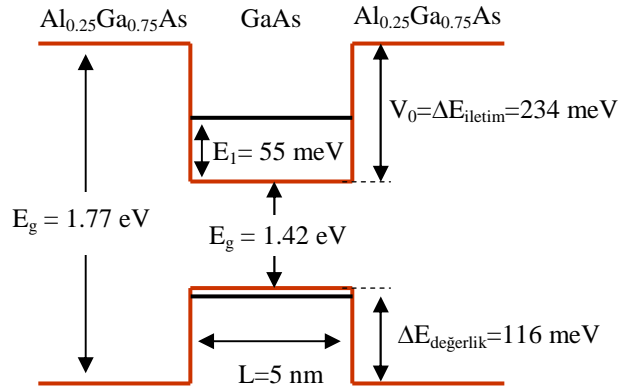
$$\alpha \cot\left(\frac{\alpha L}{2}\right) = -\beta \quad \text{Eş.2.14}$$

şeklinde verilmektedir (Singh 1999). Bağıntılara göre kuyu genişliği ile kuyu içindeki enerji düzeylerinin kuyu tabanına göre konumu ayarlanabilmektedir. Bu, aynı malzeme ile, sadece geometrik yapısı değiştirilerek band aralığının değiştirilebilmesi anlamına



**Şekil 2.13.** Alttas ile büyütülen katmanın örgü sabitlerinin farklı olması durumunda oluşan gerilme ya da sıkışmanın değerlik bandına etkisi (Barnham ve Vvedensky 2001'den uyarlanmıştır)

gelmektedir. Bunun dışında, kuantum kuyusu içeren sistemlerde serbest yük taşıyıcıların kuyu içine tuzaklanması ile sistemin ışımaya verimi artmakta ve ışımaya özelliklerinin sıcaklık bağımlılığı azalmaktadır. Bundan dolayı kuantum kuyular optoelektronik araçların elektriksel ve optik özelliklerin geliştirilmesinde kullanılmaktadır.

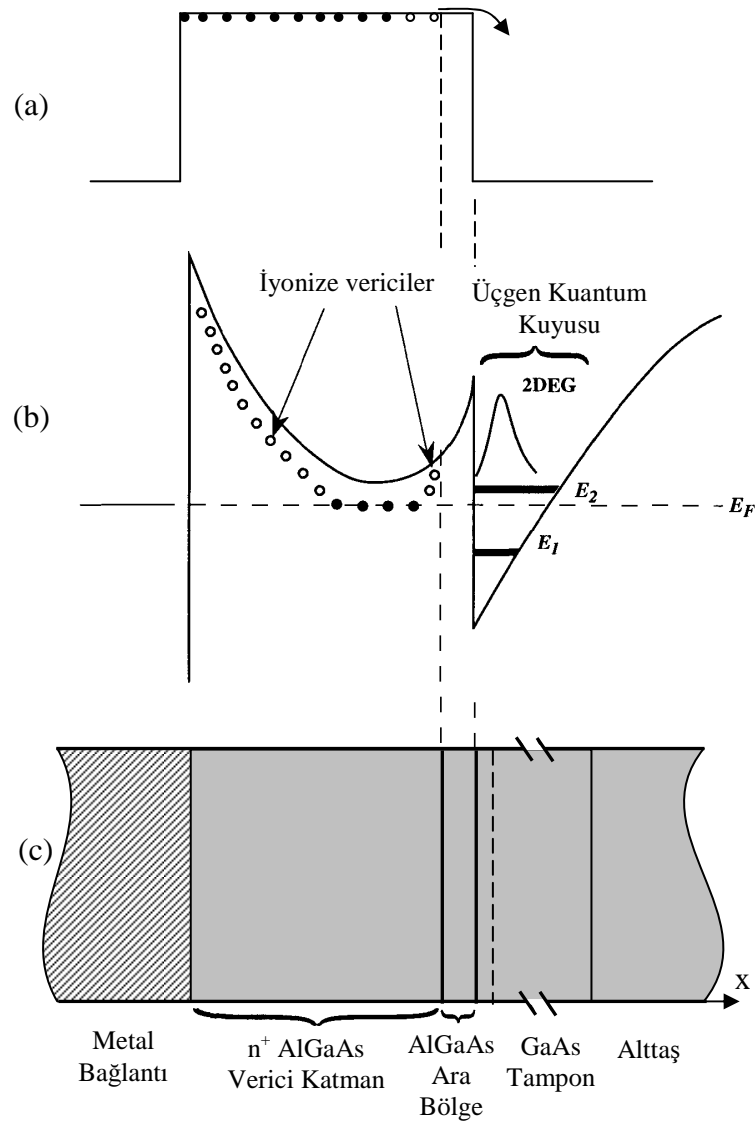


**Şekil 2.14.** 5 nm genişliğinde GaAs/Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>As kuantum kuyusunun band yapısının şematik gösterimi

## 2.5. Modülasyon Katkılama

Katkısız yarıiletken alaşımlar az miktarda serbest yük taşıyıcısı içerirler. Bu nedenle serbest yük taşıyıcı yoğunluğunu artırmak için yarıiletkenler kendilerine göre, en dış kabuğunda bir fazla ya da bir eksik elektrona sahip elementlerle katılanırlar. Katılanan atomlar iyonlaşarak ya fazlalık elektronlarını alaşıma verirler ya da alaşımdan elektron alırlar. Böylece alaşımdaki serbest yük taşıyıcı yoğunluğu (elektron ya da delik yoğunluğu) artar. Bu durum alaşımanın elektriksel iletim özelliklerini geliştirse de, kristal içinde iyonlaşmış katkı atomları serbest yük taşıyıcılar için saçılma merkezleri haline gelirler. İyonlaşmış katkı atomlarının alaşımanın iletim özelliklerine etkisini ortadan kaldırmak için modülasyon katkılama yöntemi geliştirilmiştir.

Şekil 4.13'te modülasyon katkılı bir sistemin katman ve band yapısı görülmektedir. n-tipi modülasyon katkılama yönteminde, katmanlı yapıdan oluşan bir sistemde (Şekil 4.13c) band aralığı yüksek katmanın bir bölümü ara bölge olarak bırakılarak diğer kısmına verici atomlar katılanmaktadır. Katılanan atomlar iyonlaşarak sisteme elektron verip sistemin serbest elektron yoğunluğunu artırırılar. GaAs katmanın iletim bandı AlGaAs katmana göre daha düşük enerjili olduğundan oluşan serbest elektronlar GaAs katmana geçerler (Şekil 4.13a). Bu durumda + yüklü iyon merkezleri ile serbest elektronlar uzaysal olarak ayrılmış olurlar. Serbest elektronların tekrar AlGaAs katmana geçmesi potansiyel enerji farkı nedeniyle engellenirken, + yüklü iyon merkezlerinin oluşturduğu Coulomb çekimi nedeniyle de ara yüzden uzaklaşmaları engellenir. Böylece elektronların hareketi yüzeye dik doğrultuda, Şekil 4.13'te x doğrultusunda, sınırlandırılmış olur ve buradaki elektronlar iki boyutlu elektron gazı (2DEG) olarak adlandırılırlar. Sonuç olarak yük gruplaşmaları ile birlikte band yapısı yeniden düzenlenerek Şekil 4.13b'deki duruma gelir.



**Şekil 4.15.** Modülasyon katkılı bir sistemde a) başlangıçtaki band yapısı, b) denge durumundaki band yapısı c) katmanların özellikleri (Singh 1999'dan uyarlanmıştır)

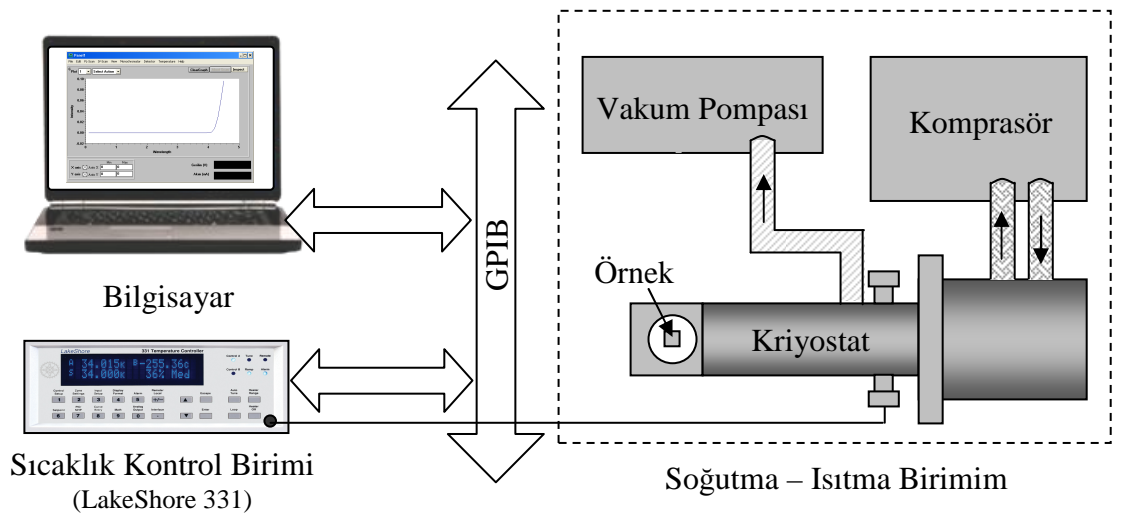


### 3. MATERYAL VE METOT

Çalışmada kullanılan örnekler farklı merkezlerde büyütülmüş olup, ayrıntılı özellikleri Bulgular ve Tartışma bölümünde verilmiştir. İstanbul Üniversitesi'nde yapılan Hall ölçümleri dışındaki diğer ölçümler Akdeniz Üniversitesi'nde gerçekleştirilmiştir. Akdeniz Üniversitesi'nde yapılan ölçümler, kullanılan aletlerin kararlı çalışmasını sağlamak ve çevresel etkileri azaltmak amaçlı olarak sıcaklığı 22 °C derecede sabit tutulan karanlık odada gerçekleştirilmiştir. Ölçümler ve deney düzeneklerinin ayrıntıları aşağıda verilmiştir.

#### 3.1. Sıcaklık Kontrolü

Örneklerin sıcaklıklarının ayarlanması Şekil 3.1'de verilen bilgisayar kontrollü sistem ile gerçekleştirilmiştir. Örneklerin soğutulması ARS DE204S kapalı devre He kriyostat ile sağlanmıştır. Ölçümler, örnekler istenilen en düşük sıcaklığa soğutulduktan sonra sıcaklıklar kriyostat çalışırken sıcaklık kontrol birimine bağlı ısıtıcı ile ayarlanarak vakum altında gerçekleştirilmiştir. Bu şekilde 0.01 K duyarlılıkta sıcaklık kontrolü elde edilmiştir. Sistemde sıcaklığı bu duyarlılıkta sabit tutmak için yaklaşık 30 dakika gerekmektedir. Ancak ölçümler genellikle 10 K sıcaklık aralıklarında gerçekleştirildiğinden, ölçümler boyunca 0.1 K'lik sıcaklık dalgalanmalarına izin verilmiştir.

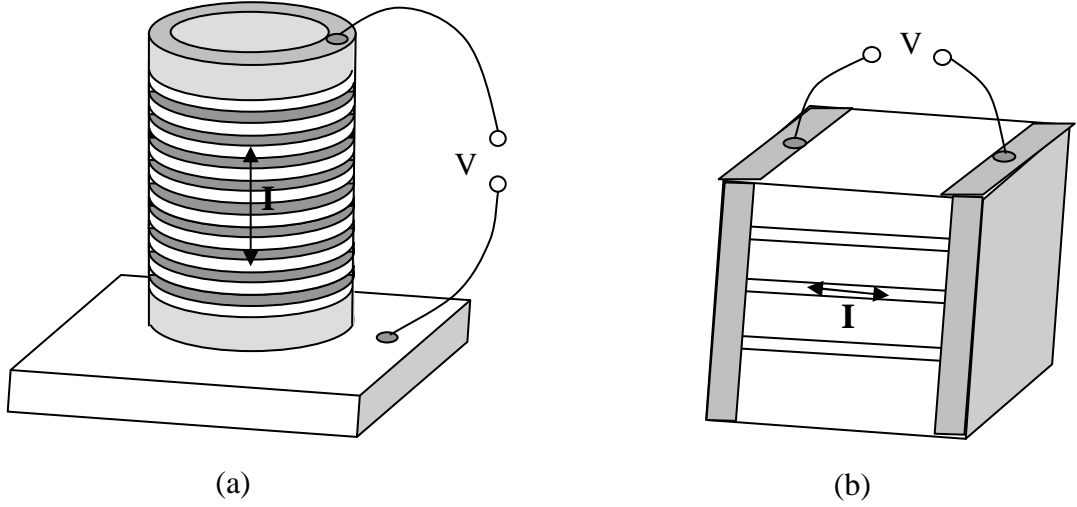


Şekil 3.1. Sıcaklık kontrol sistemi

LakeShore 331 sıcaklık kontrol birimi istenen sıcaklık değeri kendisine iletdikten sonra PID algoritması için gerekli P, I ve D parametrelerini otomatik belirleyip gerekli akımı uygulayacak şekilde programlanmıştır. Sıcaklık denetim programı istenilen sıcaklıkta ölçüme başlamadan önce sıcaklığın kararlı duruma gelmesi için 5 dakika beklemekte, ölçüm başladıktan sonra da sıcaklık kararlılığı saniyede bir alınan ölçümler ile kontrol edilerek, kabul edilebilir sınırların dışına çıkma varsa sıcaklık kararlı duruma ulaşıncaya kadar ölçüm bekletilmektedir.

### 3.2. Akım Gerilim Karakterizasyonu

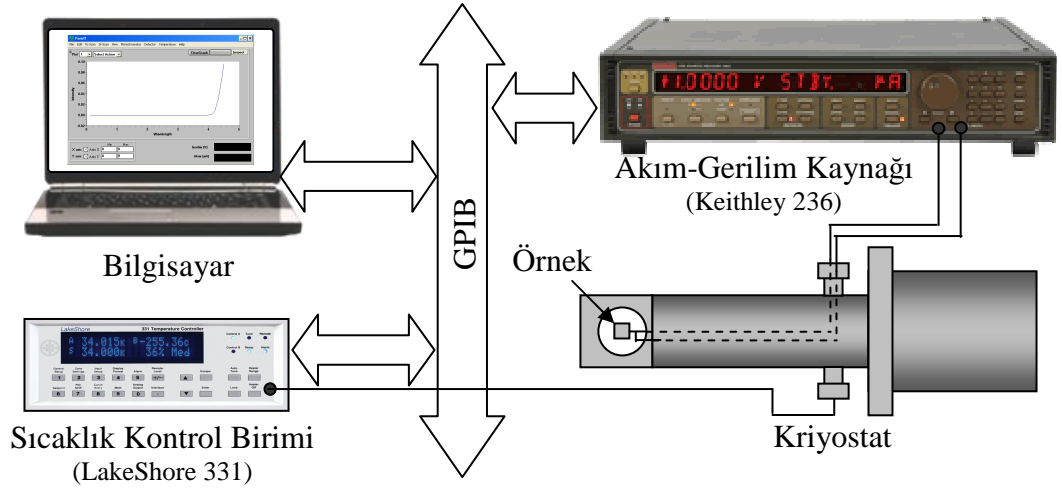
Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinde örnek yapısına bağlı olarak iki farklı yöntem uygulanmıştır. Uygulanan akım örnekteki kuantum kuyuları üzerinden dik olarak geçiyorsa dikey I-V, kuantum kuyusu içinden veya kuantum kuyularına paralel geçiyorsa paralel I-V olarak adlandırılmıştır (Şekil 3.2).



**Şekil 3.2.** Kuantum kuyularının doğrultularına göre (a) dikey, (b) paralel elektriksel iletim ölçümlerinin bağlantı biçimi

#### 3.2.1. Dikey iletim I-V ölçümleri

Dikey iletim mekanizmalarının incelendiği AlGaAs/GaAs örneklerinin I-V ölçümleri Şekil 3.3'te verilen düzenek kullanılarak yapılmıştır. Sıcaklık kontrolünün ayrıntıları Bölüm 3.1'dedir.



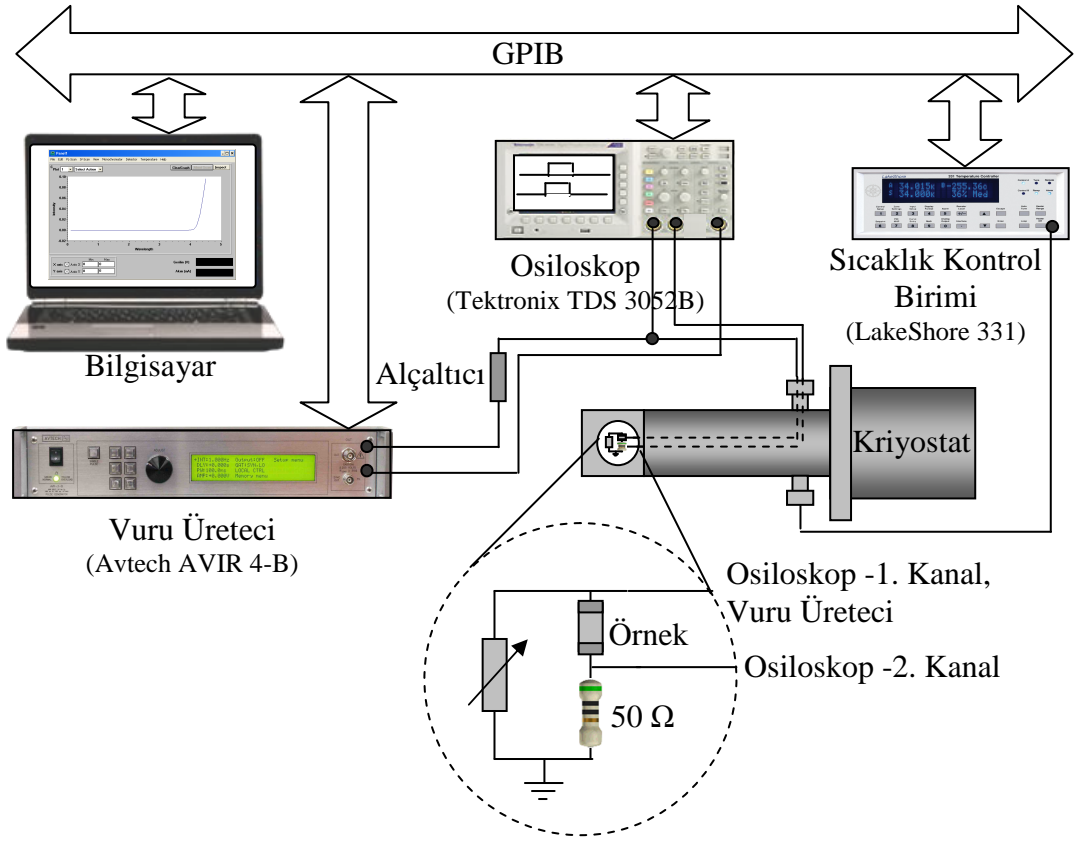
**Şekil 3.3.** Dikey iletim I-V deney düzeneği

Düzenekte, Keithley 236 Akım-Gerilim kaynağı örneğe doğrudan bağlanmıştır. Akım-Gerilim kaynağı, akım veya gerilimden birini uygularken diğerini de aynı anda ölçebilmekte ve akım ya da gerilim yönünün değiştirilmesine olanak vermektedir. Bilgisayar ile akım gerilim kaynağı ve sıcaklık kontrol birimi arasındaki iletişim GPIB üzerinden sağlanmıştır. Kullanılan kontrol programları TestPoint kullanılarak hazırlanmıştır.

Ölçümler sırasında, örneğin ısınmasını önlemek için gerilimler, 10 ms'lik vurular şeklinde uygulanmış, vurular arasındaki zaman aralığı ise vuru süresinin en az 10 katı olacak şekilde, >100 ms, ayarlanmıştır.

### 3.2.2. Paralel iletim I-V ölçümleri

Paralel iletim I-V ölçümleri AVTECH AVIR 4-B vuru üretici ve Tektronix TDS 3052B dijital osiloskop kullanılarak Şekil 3.4'deki düzenek ile gerçekleştirilmiştir. Örneklerin ısınmasını önlemek için ölçümler 100 ns süreli vurularla yapılmış ve vurular arası bekleme zamanı en az 1 ms olarak ayarlanmıştır. AVTECH AVIR 4-B 200 V'a kadar vuru üretebilmekte, ancak 20 V'tan daha düşük değerlerde vuru şeklini koruyamamaktadır. Bu nedenle 20 V'tan küçük genlikli vurular, üreticinin çıkışına alçaltıcı eklenerek elde edilmiştir.



**Şekil 3.4.** Paralel iletim I-V deney düzeneği

Elektriksel bağlantılar BNC uçlu RG-58/U koaksiyel kablolar kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

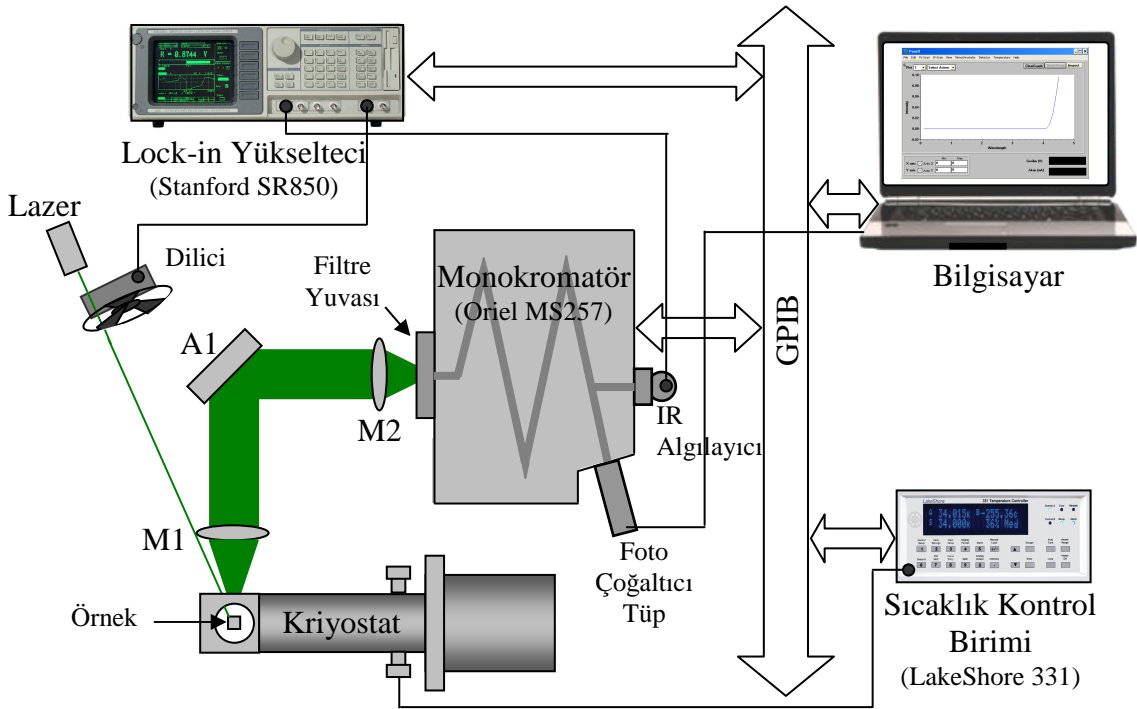
Örnekten geçen akım seri bağlı 50  $\Omega$ 'luk direnç üzerine düşen gerilim ölçülerek belirlenmiştir. Devre empedansını üretcin çıkış empedansı (50  $\Omega$ ) ile uyumlu hale getirmek için örnek ve 50  $\Omega$  dirence paralel ayarlı bir direnç eklenmiştir (Şekil 3.4).

Vuru üretici ile uygulanan ve 50  $\Omega$ 'luk seri direnç üzerine düşen gerilimler osiloskop ile ölçülmüştür. Osiloskop, her iki kanalda gözlenen vuru genliklerini otomatik belirleyecek şekilde programlanmıştır.

### 3.3. Sıcaklığa Bağlı Fotolüminesans Ölçümleri

Sıcaklığa bağlı fotolüminesans (FL) incelemeleri malzemenin ışımaya özellikleri, band aralığı, yapıdaki tuzak düzeyleri ve yük taşıyıcıları hakkında bilgi veren önemli bir analiz yöntemidir.

Çalışmada kullanılan FL ölçüm sistemi Şekil 3.5'te verilmiştir. Örnekler 532 nm'de ışıyan, 67 mW çıkış gücüne sahip Nd-YAG lazer (BWT-50-E) ile uyarılmıştır. Gerek olduğunda çıkış şiddeti nötral filtreler kullanılarak düşürülmüştür. FL ışımalarının dalgaboyu ayırımı Oriel MS257 monokromatör ile gerçekleştirilmiştir. Monokromatörde, otomatik değiştirilebilir 4 kırınım ağından, 300-850 nm ve 850-2200 nm dalgaboyu aralığında etkin olan ikisi kullanılmıştır. Işıma şiddeti görünür bölgede foto çoğaltıcı tüp, yakın kızılötesi bölgede ise sıvı azot soğutmalı InGaAs (Hamamatsu G920) algılayıcılar ile ölçülmüştür. Yakın kızıl ötesi bölgede yapılan ölçümlerde sinyal gürültü ayırımı Stanford SR850 Lock-in yükselteci ile gerçekleştirilmiştir. InGaAs algılayıcı titreşimlere aşırı duyarlılık gösterdiğinden dilici frekansı ~11 Hz'e



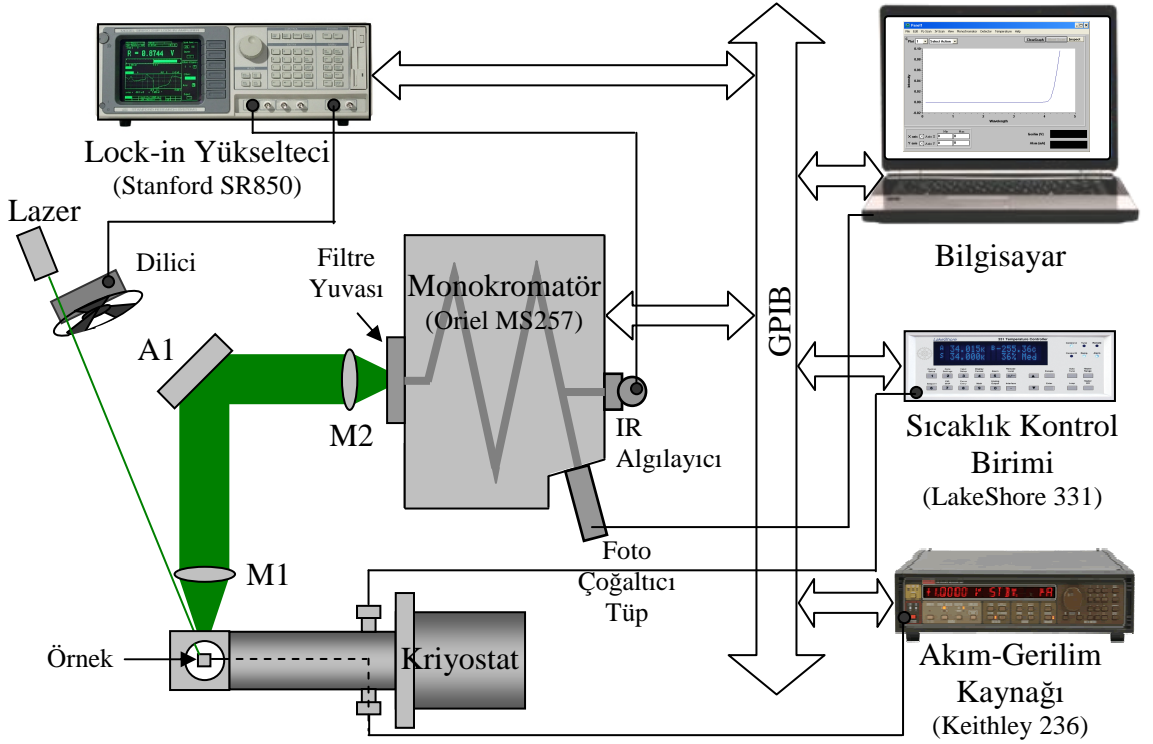
Şekil 3.5. Sıcaklığa bağlı fotolüminesans ölçüm düzeni

ayarlanarak daha yüksek frekanslı titreşimlerin etkisi yok edilmiştir. IR algılayıcının çıkışı Lock-in yükseltici üzerinden, foto çoğaltıcı tüpün çıkışı ise elektronik sayıcı kartı üzerinden bilgisayara aktarılmıştır.

Ayna ve mercekler optik masa üzerine, 3 ekseninde hassas hareket sağlayan tutucularla sabitlenmiştir. Bu optik araçlar, her örnek için algılayıcı çıkışı izlenerek en şiddetli okumanın olduğu konuma ayarlanmıştır. Lazer ışınının monokromatöre girişi 532 nm çentik filtre ile, IR bölgesindeki ölçümlerde ise bu bölgede çentik filtre girişim saçaklarına neden olduğundan yüksek geçirgen ( $\lambda > 650$  nm) filtrelerle engellenmiştir.

### 3.4. Elektrik Alan Altında Fotolüminesans Ölçümleri

Deney düzeneği eklenen akım-gerilim kaynağı dışında Bölüm 3.3’de açıklanan sıcaklığa bağlı FL ölçümü deney düzeneği ile aynıdır, Şekil 3.6. Bu yöntemde sıcaklık, elektrik alan ve dalgaboyu parametrelerinden ikisi sabit tutulup üçüncüsü taranarak FL şiddeti ölçülmektedir. Çalışmada elektrik alan sabit genlikli vurular şeklinde (vuru

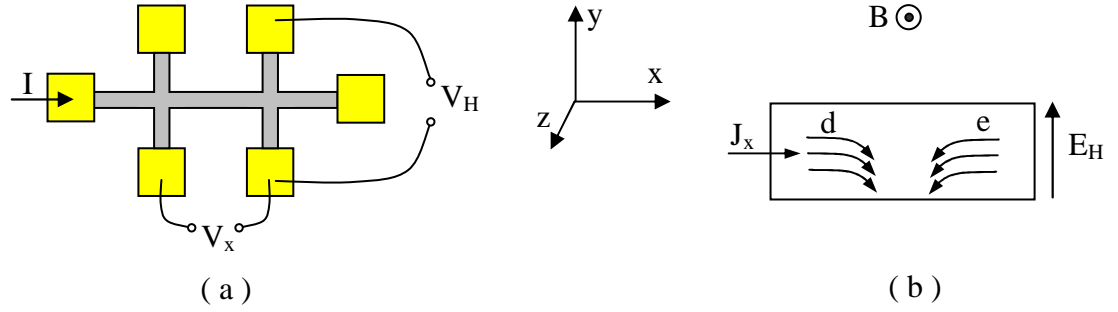


Şekil 3.6. Elektrik alan altında fotolüminesans deney düzeneği

genişliği ~10 ms, vurular arası ~100 ms) uygulanmış ve sıcaklık sabit tutularak dalgaboyu taraması yapılmıştır. Elektrik alan kontrolünün ayrıntıları Bölüm 3.2’de, FL ölçümlerinin ayrıntıları ise Bölüm 3.3’te verilmiştir.

### 3.5. Hall Ölçümleri

Hall ölçümü, yük taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi hakkında bilgi veren önemli bir yöntemdir. Ancak incelenecek örneğin özel geometrik yapıda hazırlanması gerekmektedir, şekil 3.7a.



**şekil 3.7.** a) Hall ölçümü için örnek geometrisi, b) Hall olayı (e elektronları, d delikleri ifade etmektedir)

Hall ölçümlerinde elektrik alan +x doğrultusunda uygulanırken, homojen manyetik alan örnek yüzeyine dik, +z doğrultusunda, uygulanır. Elektrik alanın etkisiyle q yükündeki serbest yük taşıyıcıları  $v_d$  sürüklenme hızı ile anakol boyunca akmaya başlarlar. Manyetik alan uygulandığında bu yüklü parçacıklar Lorentz kuvvetinin etkisiyle hareket doğrultusuna ve manyetik alana dik yönde, -y doğrultusunda, saparlar (şekil 3.7b) ve anakolun +y doğrultusuna dik kenarlarında net bir birikme oluşturarak, manyetik kuvveti dengeleyen y doğrultusunda bir elektrik alan, Hall alanı ( $E_H$ ), oluştururlar. Denge durumunda y doğrultusunda yük akışı olmadığı kabul edilip elektriksel ve manyetik kuvvetler eşitlenerek,

$$E_H = v_d B_z \quad (3.1)$$

elde edilir. Bu durumda  $V_H$ , dolayısıyla Hall alanı ( $E_H = \frac{V_H}{l}$ ,  $l$  anakolun  $y$  doğrultusundaki genişliği), karşılıklı kollar arasında kolaylıkla ölçülebilir. Eş-3.1 akım yoğunluğu ( $J_x$ ), yük taşıyıcı yoğunluğu ( $n$ ) ve sürüklenme hızı ( $v_d = J_x / ne$ ) cinsinden

$$E_H = \frac{J_x}{ne} B_z = R_H J_x B_z \quad (3.2)$$

yazılabilir. Burada  $R_H$  Hall katsayısı,  $A$  kesit alanı,  $i_x$   $x$  doğrultusunda geçen akım ve  $t$  örneğin  $z$  doğrultusundaki kalınlığı olmak üzere, yük taşıyıcı yoğunluğu için Eş 3.2'den,

$$n = \frac{i_x B}{e V_H t} \quad (3.3)$$

elde edilir.  $t$  kalınlığı her zaman tam ölçülemediğinden ya da bilinemediğinden Hall ölçümlerinde kitlesel yük taşıyıcı yoğunluğu yerine düzlemsel yük taşıyıcı yoğunluğu

$$(n_{\text{düzlemsel}} = nt = \frac{i_x B}{e V_H}) \text{ belirlenmektedir.}$$

Hall ölçümlerinde yan yana kısa kollar arasındaki gerilim (Şekil 3.7a'da  $V_x$ ) ölçülerek yük taşıyıcıların mobilitesi belirlenebilmektedir.  $\sigma$  iletkenlik ve  $\mu$  mobilite olmak üzere,

$$i_x = \sigma E_x l t = ne \mu E_x l t \quad (3.4)$$

olduğundan, Hall mobilitesi  $\mu_H$ ,

$$\mu_H = \frac{\sigma}{ne} \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilir.  $b$  anakolun  $x$  doğrultusundaki boyu olmak üzere  $\mu_H$  ölçülebilir nicelikler cinsinden,



$$\mu_H = \frac{i_x b}{n_{düzlemsel} V_x e l} = \left( \frac{b}{l} \right) \frac{V_H}{V_x} \frac{1}{B} \quad (3.6)$$

şeklinde verilir.

Çalışmadaki manyetik alan, kutupları arasındaki uzaklık 4 cm iken 2.1 T'ya kadar manyetik alan oluşturabilen su soğutmalı Bruker Magnet B-E 25 elektromıknatisla oluşturulmuştur. Manyetik alan şiddeti Bruker Field Controller B-H15 ile ölçülmüş ve kapalı devre kriyostat ile soğutulan örneğin sıcaklığı Oxford ITC 4 Sıcaklık kontrol sistemi ile kontrol edilmiştir. Uygulanan sabit akım Keithley 2400 Kaynakmetre ile sağlanmış, Hall voltajı ise Keithley 199 DMM/Tarayıcı aracılığıyla okunmuştur.

### 3.6. Nextnano<sup>3</sup> ile Modelleme

Nextnano<sup>3</sup>, elektrik alan altında ve akım yoğunluğu dengeye yakın 3 boyutlu kuantum yapıların gerçekçi elektronik yapılarının hesaplanmasına yönelik bir modelleme programıdır (Nextnano<sup>3</sup> 2009). Program, herhangi bir alaşım (III-V ve Si/Ge) kombinasyonunda ve 3 boyutlu farklı alaşım katmanlardan oluşan araçlar için 8-band-**k.p**-Schrödinger-Poisson denklemini çözebilmektedir (Sabathil vd 2002, Nextnano<sup>3</sup> 2009). Çalışmada AlGaAs/GaAs engel yapılarının iletim özellikleri balistik elektronlar için geliştirilmiş akış şeması kullanılarak Nextnano<sup>3</sup> programı ile modellenmiştir.

Nextnano<sup>3</sup> programına başlangıç parametreleri olarak, örneğin boyutları, katman kalınlıkları, katman materyallerinin özellikleri, varsa katkılama özellikleri, uygulanacak elektrik alanın özellikleri, örgü sıcaklığı vb. girilerek, hazır akış şemalarından birinde program çalıştırılmaktadır. Seçilen akış şemasına bağlı olarak program örneğin band yapısını, yük taşıyıcı yoğunluğu dağılımını, elektrik alan altında iletim özelliklerini vs. hesaplamaktadır.

Verilen yapı için hesaplamalara tüm yapı için toplam elastik enerji minimize edilerek başlanmakta ve piezo etkisinin oluşturduğu yük dağılımları, deformasyon potansiyeli ve band ofsetleri belirlenmektedir. Sonrasında 8-band-Schrödinger, Poisson ve akım sürekliliği eşitlikleri yinelemeli olarak çözülmektedir. Tüm eşitlikler sonlu farklar yöntemi ile bölmelendirilmektedir (Hackenbuchner vd 2002, Nextnano<sup>3</sup> 2009).

## 4. BULGULAR ve TARTIŞMA

### 4.1. GaAs/AlGaAs Kuantum Kuyuları

Çalışmada, kuantum kuyularının sayısı ve/veya alttaşa göre konumu farklı 4 GaAs/AlGaAs örnek incelenmiştir. Örnek kodları ve özellikleri Çizelge 4.1’de verilmiştir.

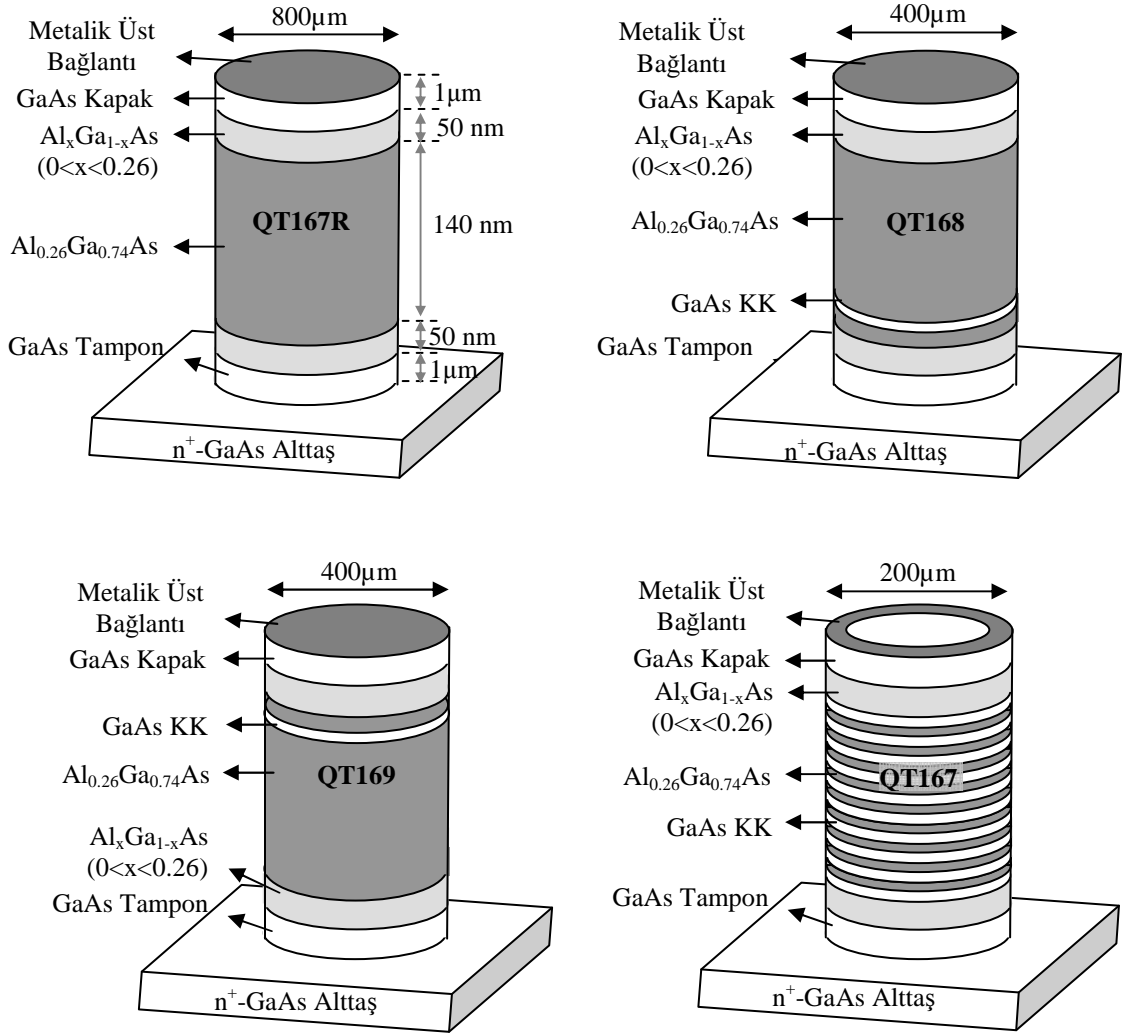
**Çizelge 4.1.** İncelenen GaAs/AlGaAs örneklerin yapısal özellikleri

Kodu	Kuyu Sayısı	Kuyu Genişliği (nm)	Toplam Genişlik (nm)	Mesa Çapı (µm)	Açıklama
QT167R	0	0	240	800	Tek engel yapı (kuyu yok)
QT167	10	5	240	200	Eşit aralıklarla 10 kuyu
QT168	1	5	240	400	Alt bağlantıya yakın tek kuyu
QT169	1	5	240	400	Üst bağlantıya yakın tek kuyu

GaAs/AlGaAs örnekleri kuantum kuyularının iletim özelliklerine etkisini belirlemek üzere hazırlanmıştır ve örneklerin tümü mesa yapısındadır, Şekil 4.1. QT167 örneğinin elektriksel bağlantı kaplaması halka, diğer örneklerinki daire biçimindedir.

Örnekler  $n^+$ -GaAs ( $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) alttaş üzerine Metal Organik Buhar Faz Büyütme (MOVPE) yöntemi ile büyütülmüştür. Örneklerin tümü kuantum kuyu içeren bölge dışında aynı özelliklere sahip olup, simetriktir. Örnekler sırasıyla  $1 \mu\text{m}$   $n^+$ -GaAs tampon katman, Al konsantrasyonu 0’den 0.25’e kadar düzgün artan 50 nm kalınlığında  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  katman, 140 nm  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  katman (örneğe göre KK içerebilir), Al konsantrasyonu 0.25’den 0’a kadar düzgün azalan 50 nm kalınlığında  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  katman ve  $1 \mu\text{m}$   $n^+$ -GaAs kapak katmandan oluşmaktadır, Şekil 4.1.

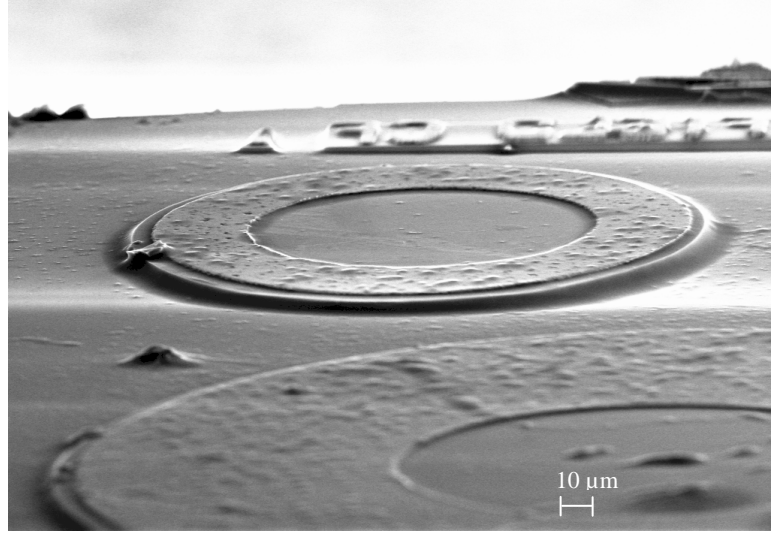
QT167R kuantum kuyu içermemekte ve tek bir engel yapıdan oluşmaktadır. Diğer örnekler için referans olarak hazırlanan bu örnek aynı zamanda geniş bariyer yapılarda iletim özelliklerinin incelenmesine de olanak sağlamaktadır.



**Şekil 4.1.** İncelenen GaAs/AlGaAs örneklerin yapıları

QT168 ve QT169 örnekleri, sırasıyla, alt ve üst elektriksel bağlantıya yakın tek KK içermektedir. Bu iki örnek KK içeren yapılarda kuyu konumunun elektriksel iletme etkisini belirlemek için hazırlanmıştır.

QT167 örneği düzgün aralıklarla 10 KK içermektedir. GaAs/AlGaAs KK yapıların optik özelliklerinin ve elektrik alanının optik özelliklere etkisinin incelenmesine olanak tanımak için üst metalik bağlantı halka şeklindedir, Şekil 4.2.



**Şekil 4.2.** QT167 örneğinin SEM görüntüsü

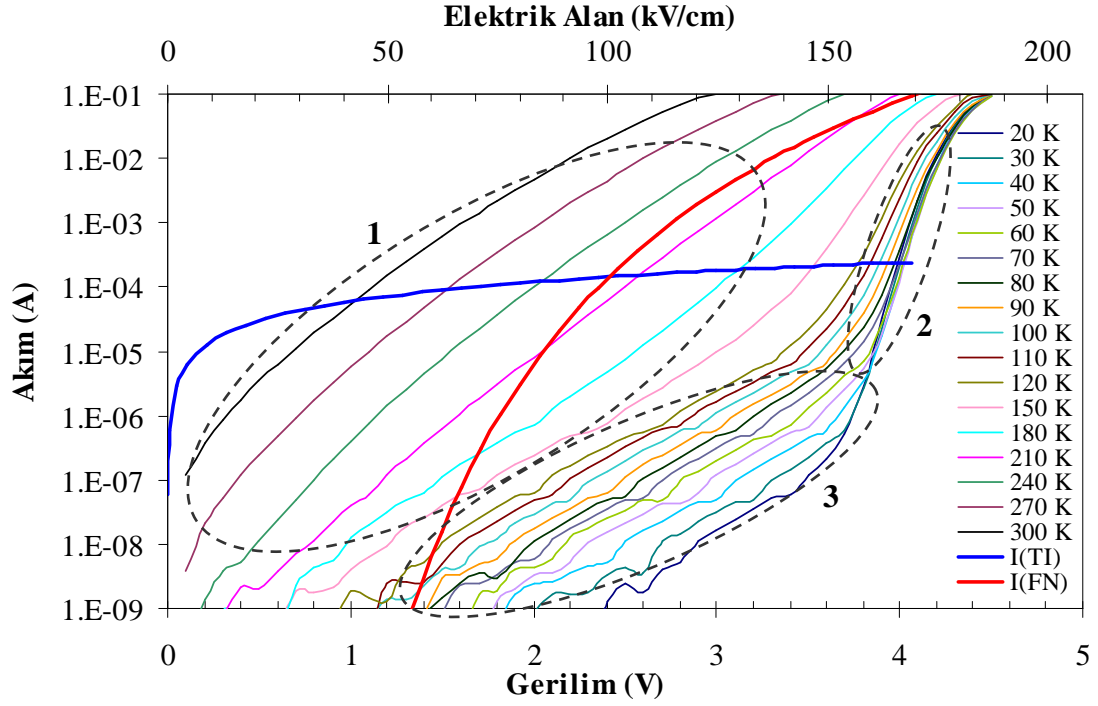
#### **4.1.1. Kuantum kuyu sayısı ve konumunun elektriksel iletme etkisi**

I-V ölçümlerinde okunan en küçük akım değeri ile en yüksek akım değeri arasında yaklaşık  $10^8$  kat fark olduğundan, bu bölümde verilen grafiklerde akım eksenini aksi belirtilmedikçe logaritmik ölçekte çizilmiştir. KK içermeyen QT167R örneğinin sıcaklığa bağlı I-V sonuçları Şekil 4.3'te verilmiştir.

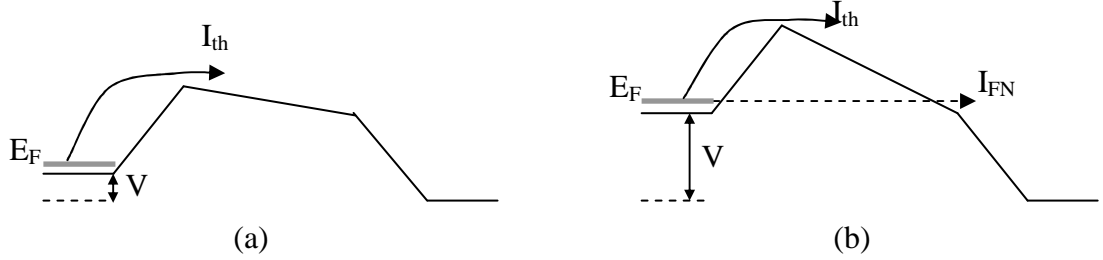
Örneğin geniş engel yapısı dikkate alındığında, 240 nm, yük iletiminin normal tünelleme ile olması mümkün değildir. Elektriksel iletim için iki yol olası görülmektedir. Bunlardan birincisi termiyonik yayılım, ikincisi ise yüksek elektrik alan altında Fowler-Nordheim (FN) tünellemesidir, Şekil 4.4. Termiyonik yayıma balistik elektron iletimi ya da sürüklenme-difüzyon iletiminin de eşlik edebileceği belirtilmektedir (Daniels vd 1993).

Şekil 4.3'teki I-V özelliklerinde,

- 1- yüksek sıcaklık ( $T > 180$ ),
  - 2- düşük sıcaklık ( $T < 180$ ) - yüksek gerilim ( $V > 3.7V$ ),
  - 3- düşük sıcaklık ( $T < 180$ ) - orta şiddetli gerilim ( $0.3V < V < 3.7V$ ),
- olmak üzere 3 bölge dikkat çekmektedir.



**Şekil 4.3.** QT167R örneğinin sıcaklığa bağlı akım gerilim sonuçları.  $I(TI)$  ve  $I(FN)$  300 K için hesaplanan sırasıyla termiyonik yayınım akımı ve FN tünelleme akımının gerilime göre değişimini göstermektedir



**Şekil 4.4.** Geniş engel yapıda (a) düşük, (b) yüksek elektrik alan altında olası elektriksel iletim yolları

Yüksek sıcaklıklarda (1. bölge), termiyonik yayınımın baskın olacağı düşünülmektedir. Termiyonik yayınım akımının ( $I_{ti}$ ) uygulanan gerilim ile değişimi Bishop vd (1998) tarafından,

$$I_{th} = aV \exp\left(-\frac{\phi - E_F}{kT}\right) \quad \text{Eş.4.1}$$

$$a = e\mu n_0 A / b$$

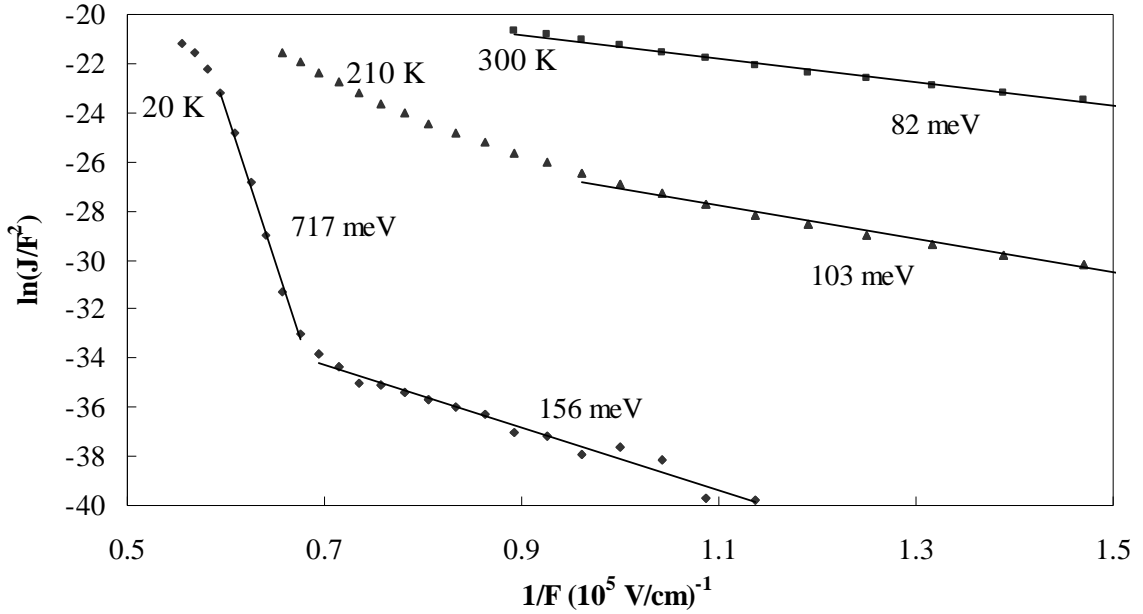
şeklinde verilmiştir. Burada  $\phi$  band aralığı süreksizliğini,  $E_F$  fermi seviyesini,  $V$  engel üzerine düşen gerilimi,  $T$  sıcaklığı,  $\mu$  mobilitiyeyi,  $n_0$  bağlantılardaki yük yoğunluğunu,  $A$  kesit alanını ve  $b$  engel genişliğini ifade etmektedir. Bağlantıya göre akım, uygulanan gerilimle doğrusal değişmektedir. 300 K için termiyonik yayınım akımının,  $I(TI)$ , gerilimle değişimi Şekil 4.3'te çizilmiştir. 1. bölgedeki I-V eğrileri ile  $I(TI)$ 'nin bir birinden oldukça farklı olduğu, dolayısıyla termiyonik yayınımın bu bölgede baskın elektrik iletim mekanizması olamayacağı görülmektedir. Başka bir olası elektriksel iletim mekanizması da klasik FN tünellemesidir. Bu mekanizmada akım yoğunluğu ( $J$ ),

$$J = BF^2 \exp(-C/F) \quad \text{ya da} \quad \ln\left(\frac{J}{F^2}\right) = \ln B - C \frac{1}{F} \quad \text{Eş.4.2}$$

$$C = \frac{4}{3} \frac{(2m_{eng})^{1/2}}{q\hbar} \phi_E^{3/2} = 6.83 \times 10^7 \left(\frac{m_{eng}}{m}\right)^{1/2} \phi_E^{3/2} \text{ (V/cm)}$$

$$B = q^2 (16\pi^2 \hbar \phi_E)^{-1}$$

ile verilmektedir (Hickmott vd 1984, Chaabane ve Bourgoïn 1996). Burada,  $F$  (V/cm) engel üzerine düşen elektrik alan,  $m_{eng}$  engel yapı içindeki elektron etkin kütlesi,  $m$  boşluktaki elektron etkin kütlesi,  $q$  elektron yükü,  $2\pi\hbar$  Planck sabiti,  $\phi_E$  (eV) ise etkin engel yüksekliğidir.  $\ln(J/F^2)$ 'nin  $1/F$ 'ye karşı çizimleri FN grafikleri olarak adlandırılmaktadır ve eğimi  $-C$  olan doğrusal ilişki beklenmektedir. QT167R'nin farklı sıcaklıklardaki FN grafiği ve uydurulan doğrular Şekil 4.5'te verilmiştir. Bu doğruların eğiminden engel yükseklikleri 300, 210 ve 20 K için sırasıyla 82, 103 ve 156 meV olarak belirlenmiştir. 20 K'de yüksek elektrik alanlarda gözlenen ikinci doğrusal bölgenin engel yüksekliği ise 717 meV olarak hesaplanmıştır. Doğrusal değişimin olduğu bölgeler FN tünellemesinin toplam akımda baskın olduğu bölgelerdir. Şekil 4.5'te yüksek sıcaklıkta beklenmedik şekilde tüm  $1/F$  bölgesinde doğrusal davranış görülmektedir. Bu nedenle 1. bölgede termiyonik uyarımların toplam akıma katkısının düşük olduğu, FN tünellemesinin ise baskın olduğu düşünülmektedir.  $T > 200$  K için I-V eğrilerine bakıldığında, Şekil 4.3, şekillerinin  $I(FN)$  eğrisine benzediği bununla birlikte akımın sıcaklığa bağlı olarak arttığı görülmektedir. Buradan



**Şekil 4.5.** QT167R için farklı sıcaklıklarda FN grafikleri. Noktalar ölçüm sonuçları, düz çizgiler ise uydurulan doğrulardır. Doğruların eğiminden hesaplanan engel yükseklikleri grafik üzerinde verilmiştir

yola çıkarak yüksek sıcaklıklarda termiyonik uyarımın ölçülen akıma belirgin bir katkısı olduğu ancak gerilime göre akımın değişimini etkin olarak FN tünellemesinin belirlediği düşünülebilir.

Şekil 4.3'te 2. bölgede akımın yüksek gerilimlerde ani artışı gözlenmektedir. Bu bölgede gerilim yüksek olduğundan FN tünellemesinin baskın olduğu düşünülmektedir. Şekil 4.5'te 20 K'deki verilerin yüksek gerilim bölgesindeki değişimin doğrusal olması da bu düşüncüyü desteklemektedir. Ancak eğimden hesaplanan etkin engel yüksekliği (717 meV), örneğin alaşımına göre hesaplanan değerden (~250 meV) büyüktür. Engel içinde bulunması olası uzay yükleri engel yüksekliğini bir miktar artırsa da (Daniels vd 1993) QT167R'deki engel yüksekliğinin bu büyüklükte olması olanaklı görünmemektedir. FN grafiklerinde eğimi etkileyen diğer bir etken de etkin küttedir. Adachi (1985) tarafından  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$  iletim bandının  $\Gamma$ , L ve X vadilerinde elektron etkin kütleleri sırasıyla 0.089, 0.814 ve 0.586  $m_0$  olarak verilmiştir. Yine bu vadilerdeki enerji minimumları sırasıyla 1.73, 1.88 ve 1.94 eV'tur (Saxena 1980). Elektron  $\Gamma$  vadisinden L vadisine geçiş yaptığında etkin kütleleri 9.19 kat, X vadisine geçiş yaptığında ise 6.61 kat artmaktadır. Şekil 4.5'te 20 K deki doğruların eğimlerinin



oranları 4.6 olup vadiler arası etkin kütle oranlarına kare köküne yakındır. Bu nedenle uygulanan gerilim yaklaşık 3.7 V'u aştıktan sonra elektronların  $\Gamma$  vadisinden yüksek enerjili diğer vadilere geçmeye başladığı düşünülmektedir. Yüksek enerjili vadilere geçen elektronların etkin kütlelerinin artmasıyla da FN grafiklerinin eğimi artmıştır.

QT167R'nin yüksek gerilim bölgesi dışında sıcaklık arttıkça hesaplanan engel yüksekliğinin ( $\phi_E$ ) sıcaklıkla azaldığı görülmektedir (20 K - 156 meV, 210 K - 103 meV, 300 K - 82 meV). Sıcaklık iletim bandındaki elektronların enerjisini artırarak, etkin engel yüksekliğinin azalmasına neden olmaktadır. Ancak 300 K'de ısı enerjisinin ~25 meV olduğu dikkate alındığında, sıcaklığın tek başına engel yüksekliğindeki azalmayı açıklayamadığı görülmektedir. Sonuçları etkileyecek başka bir etken tuzak düzeylerinin sıcaklıkla uyarılması olabilir. Bu durumda uyarılan tuzak düzeyleri yeni iletim yolları oluşturarak elektriksel iletme katkı sağlarken etkin engel yüksekliğinin de azalmasına neden olabilirler.

Şekil 4.3'te 3. bölgedeki eğrilerde belirli bir gerilim değerine kadar ölçülebilir kararlı bir akımın geçmediği görülmektedir. Engel üzerine düşen gerilim  $\phi_E / q$  değerini aştığında FN tünellemesinin başlaması beklenmektedir (Hickmott vd 1984). Engel üzerine düşen gerilim tam olarak bilinemesi de, engel yüksekliği hakkında fikir elde etmek mümkündür. Şekil 4.3 3. bölgede sıcaklık arttıkça kararlı akımların başladığı gerilim değerlerinin azaldığı gözlenmektedir. Bu durum etkin engel yüksekliğinin sıcaklıkla azalmasından kaynaklanmaz ve FN grafiklerinden hesaplanan engel yüksekliğinin sıcaklıkla azalmasını da desteklemektedir.

Bunların dışında, 3. bölgede belirli akım değerlerinde akımın sabit kaldığı ve/veya azaldığı bölgeler (platolar) dikkat çekmektedir. Rezonans FN tünellemesinde, elektrik alanın etkisi ile genişliği azalan engelden tünelleyen elektronlardan bir kısmının potansiyel değişiminin olduğu yerlerden yansıtılarak gelen elektronlarla girişim oluşturabileceği kabul edilmektedir (Hickmott 1989, Lu vd 1991). Rezonans tünelleme olayı deneysel olarak ilk Cr-SiO<sub>2</sub>-Si metal-oksit-yarıiletken (MOS) kondansatör yapılarında gözlenmiş, daha sonra n<sup>-</sup>GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-n<sup>+</sup>GaAs kondansatör yapılarında da benzer sonuçlar bildirilmiştir (Maserjian vd 1974, 1982, Hickmott 1989). Bununla

birlikte Maserjian, rezonans etkisini hesaba katmak için Eş 4.2'deki FN tünelleme akımına  $b$  modülasyon çarpanını ekleyerek,

$$b = \frac{a}{\pi k} \left[ Ai^2(-ax_1) + \left( \frac{a}{k} \right)^2 Ai'^2(-ax_1) \right]^{-1} \quad \text{Eş.4.3}$$

$$J = bBF^2 \exp(-C/F) \quad \text{Eş.4.4}$$

ifadesini türetmiştir (Chaabane ve Bourgoïn 1996). Burada  $Ai(x)$  ve  $Ai'(x)$  sırasıyla Airy fonksiyonu ve türevi,  $k$  GaAs içinde elektron dalga vektörüdür.  $a$  elektrik alana bağlı bir parametre olup

$$a = \left( \frac{2m^*qF}{\hbar^2} \right)^{1/3} \quad \text{Eş.4.5}$$

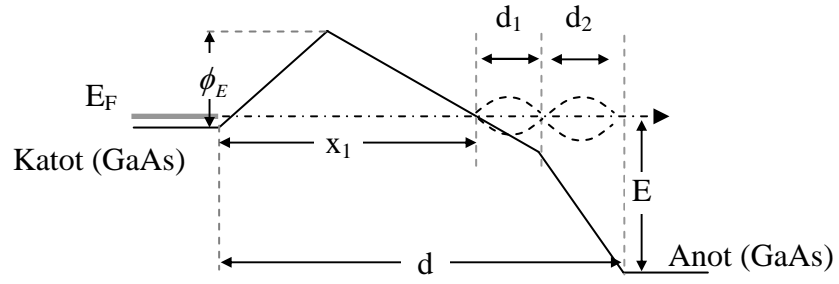
şeklinde tanımlanmaktadır.  $x_1$  ise GaAs iletim bandı kenarına göre  $E$  enerji düzeyindeki engel genişliğidir ve  $d$  engel genişliğine,

$$x_1 = d - \frac{\phi_E - E}{qF} \quad \text{Eş.4.6}$$

şeklinde bağlıdır.  $b$  çarpanı sabit enerjideki elektron için geçerli olduğundan toplam tünelleme akımını elde etmek için enerjiye göre integralinin alınması gerekmektedir (Maserjian 1974). Bu işlem ağırlıklı ortalama hesaplamakla özdeş olup  $b$ 'nin ortalaması,

$$\bar{b} = \left( \frac{C}{F\phi_E} \right)^2 \int_0^\infty E' b(E') \exp\left\{ -\frac{C}{F\phi_E} E' \right\} dE' \quad \text{Eş.4.7}$$

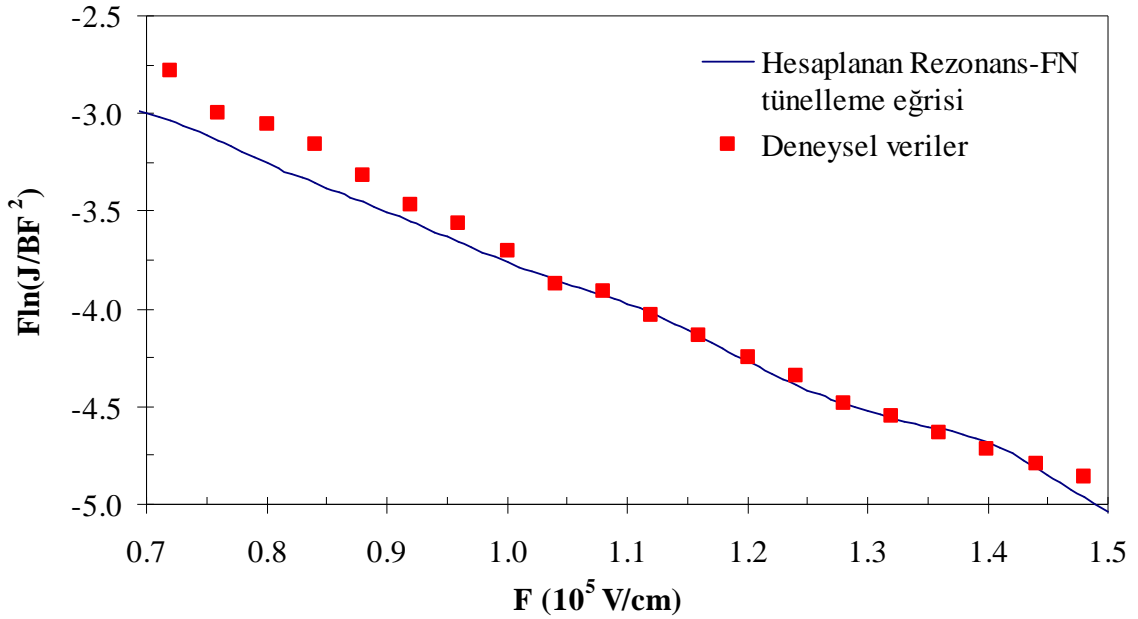
şeklinindedir (Chaabane ve Bourgoïn 1996). Şekil 4.6'da QT167R'nin potansiyel altında iletim bandı kenarı şematik olarak gösterilmiştir. Şekilde, potansiyel değişiminin olduğu yerler ve bunlar arasında uyan birinci duran dalga modları da görülmektedir. Elektronun de Broglie dalgaboyu,  $d_1$  ya da  $d_2$  aralıklarının çift katları olduğu gerilim değerlerinde yansıyan elektronlar yıkıcı girişime neden olacak ve akımda azalma oluşacaktır.



**Şekil 4.6.** QT167R örneğinin besleme altında şematik iletim bandı kenarı ve rezonans FN tünelleme olayı

$d_2$  aralığı örneğin yapısından kaynaklandığından sabit kalırken,  $d_1$  aralığı elektrik alana bağlı olarak değişmektedir.

Şekil 4.7’de QT167R örneğinin platoların daha belirgin olduğu 30 K’deki I-V sonuçlarından elde edilen veriler ile bunlara uydurulan rezonans FN tünelleme eğrisi görülmektedir. Hesaplamalarda FN grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği kullanılmış engel genişliği,  $d$ , uyum parametresi olarak değiştirilmiştir.



**Şekil 4.7.** QT167R örneğinin 30 K’deki I-V sonuçlarının rezonans FN grafiği.  
 $\phi_E = 0.156$  eV ve  $m^* = 0.095$  olarak alınmıştır

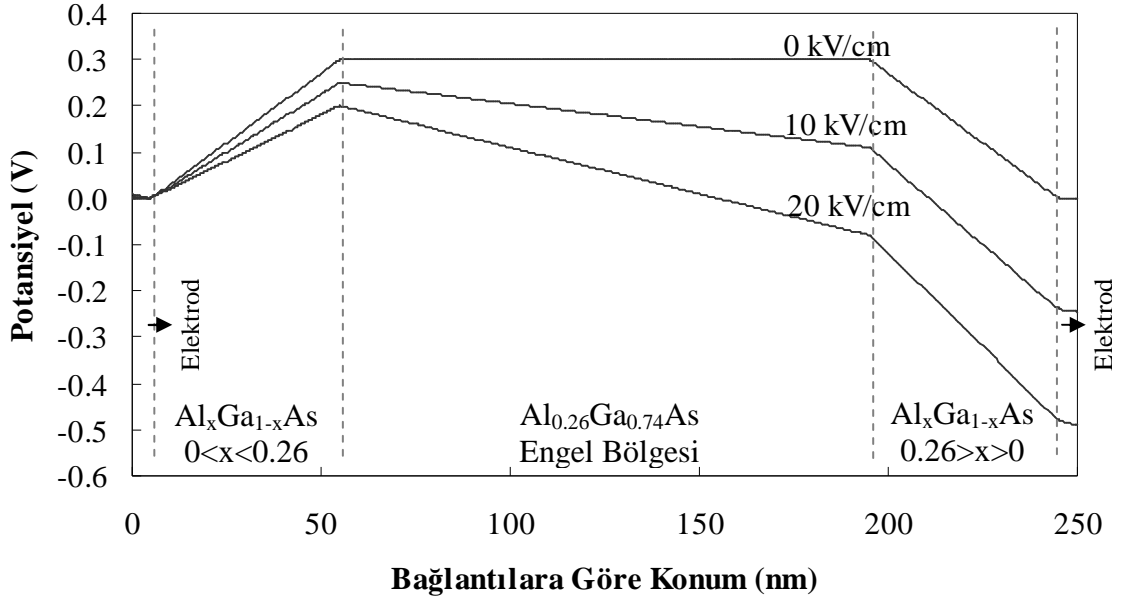
Şekil 4.7’de teorik ve deneysel sonuçların özellikle yüksek elektrik alanlarda bir biriyle uyduğu görülmektedir. Ancak elde edilen engel genişliği (30 nm) örneğin

yapısındaki potansiyel engelinin genişliğinden (240 nm) çok azdır. I-V sonuçlarında gözlenen platoların rezonans FN tünellemesinden kaynaklandığı kabul edilirse, hesaplanan etkin engel genişliğinin 30 nm olduğunu göstermektedir. Engel içerisinde safsızlık ve kusur düzeylerinin olması durumunda etkin engel genişliğinin azalması beklenebilir (Rakoczy vd 2004). Yük taşıyıcıları bu düzeyler aracılığıyla iletim yolu olarak akım oluşturabilirler (Tremblay vd 1990, Agrinskaya vd 2001). Isıl uyarımlar nedeniyle safsızlık ve kusur düzeylerinin etkinliğinin azalması, sıcaklık arttıkça I-V sonuçlarında gözlenen platoların kaybolması ile uyumludur. Engel yapıya herhangi bir katkılama yapılmadığından ya da sonradan kusur düzeyi yaratacak bir işlem uygulanmadığından mevcut safsızlık ve kusur düzeylerinin büyütme sırasında ve yaşlanma ile oluştuğu düşünülmektedir. Örneğin eğimli engel bölgelerinin büyütülmesi için büyütme koşullarının sıkı kontrol edilmesi ve engelin büyük olması nedeniyle uzun süre sistemin kararlı tutulması gerektiğinden örgü kusurlarının göreceli olarak çok olması olasıdır.

Rezonans FN tünellemesinin toplam akıma katkısı, örneği oluşturan katmanlı yapı nextnano<sup>3</sup> programıyla modellenerek de anlaşılmaya çalışılmıştır. Modelde QT167R örneğinin katman kalınlıkları ve alaşım özellikleri başlangıç parametreleri olarak girilmiştir. Rezonans gerçekleşebilmesi için elektronun dalga fonksiyonunun yol boyunca değişmemesi gerektiğinden, saçılmaların olmadığı balistik elektron yaklaşımı benimsenmiştir. Bu nedenle modellemede balistik kuantum iletimi için geliştirilmiş Contact Block Reduction (CBR) (Mamaluy vd 2003) yöntemine dayalı akış şeması kullanılmıştır. Şekil 4.8’de QT167R örneğinin modellemesi ile elde edilen iletim bandı kenarının yapı boyunca ve elektrik alanla değişimi görülmektedir.

Modelde, sabit elektrik alan kullanıldığından potansiyel engelin biçimi de hesaplama boyunca sabit kalmaktadır. Engele gelen elektronun enerjisi belirli aralıkta değiştirilerek geçiş olasılığı hesaplanmaktadır.

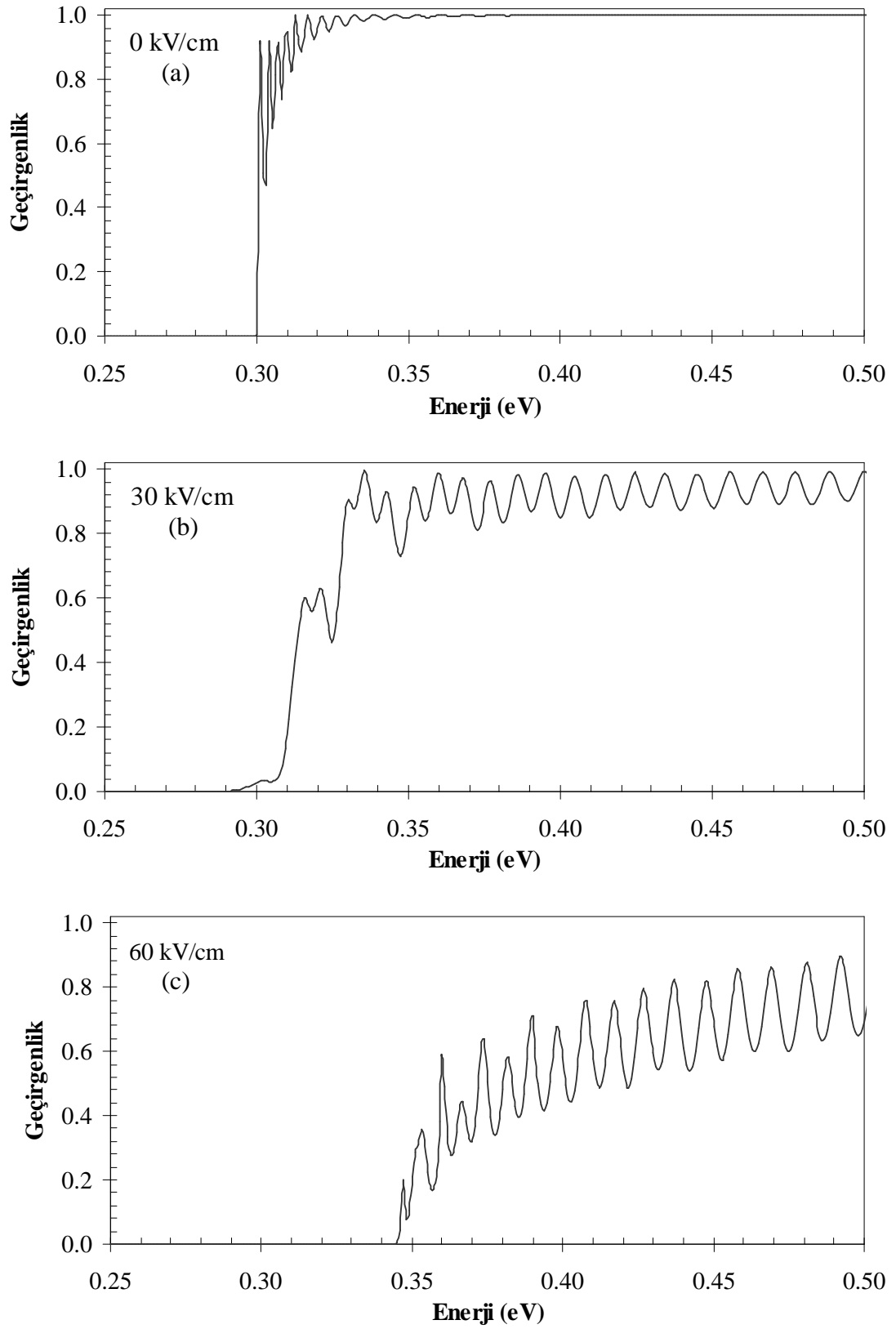
Şekil 4.9’da değişik elektrik alanlarda sistemin geçirgenliğinin elektron enerjisiyle değişimi görülmektedir. Elektrik alan uygulanmaz iken, Şekil 4.9a, geçirgenlik engel yüksekliğine eşit bir enerjide başlamakta ve salınım yaparak tam



**Şekil 4.8.** QT167R örneğinin nextnano<sup>3</sup> ile yapılan modellemesiyle elde edilen yapı boyunca iletim bandı ve elektrik alanın etkisi

geçirgenlik değerine ulaşmaktadır. Salınım periyodunun kısa olduğu, genliğinin ise artan elektron enerjisiyle hızla düştüğü görülmektedir. Elektrik alan uygulandığında ise salınımların periyot ve genliklerinin arttığı dikkat çekmektedir (Şekil 4.9b, Şekil 4.9c). Salınımların genliğinin büyük olması geçirgenliğin I-V sonuçlarında belirgin farklar yaratabileceğini göstermektedir.

Şekil 4.3'te 3. bölgedeki platoların ~0.6 V aralıklarla tekrarlandığı görülmektedir. Uygulanan gerilimin ne kadarının engele düştüğü bilinemediğinden gerilimdeki 0.6 V'luk artışların potansiyel engeline yarattığı fark hesaplanamamaktadır. Ancak, Şekil 4.5'teki sonuçlara dayanarak elde edilen, vadiler arası geçişlerin başladığı gerilim değeri (3.7 V) ve  $\Gamma$  ile L vadisi arasındaki enerji farkı (150 meV) dikkate alınarak uygulanan gerilimle elektronların enerjisindeki artış hakkında kestirim yapılabilir. Örneğe uygulanan gerilim ~3.7 V'a ulaştığında elektronların enerjisinde 150 meV'luk artış oluşabilmektedir. Buradan platolar arasındaki 0.6 V'luk gerilim farklarının ~24 meV'luk enerji farkı oluşturacağı söylenebilir. Yapıda yaklaşık sabit (24 meV) aralıklarla sıralanmış enerji düzeylerinin bulunması olası görülmemektedir. Geçirgenlikte gözlenen salınımların enerjiye göre periyodik olarak tekrarlanması ise platolar arasındaki enerji farkının yaklaşık sabit olması ile uyumludur.



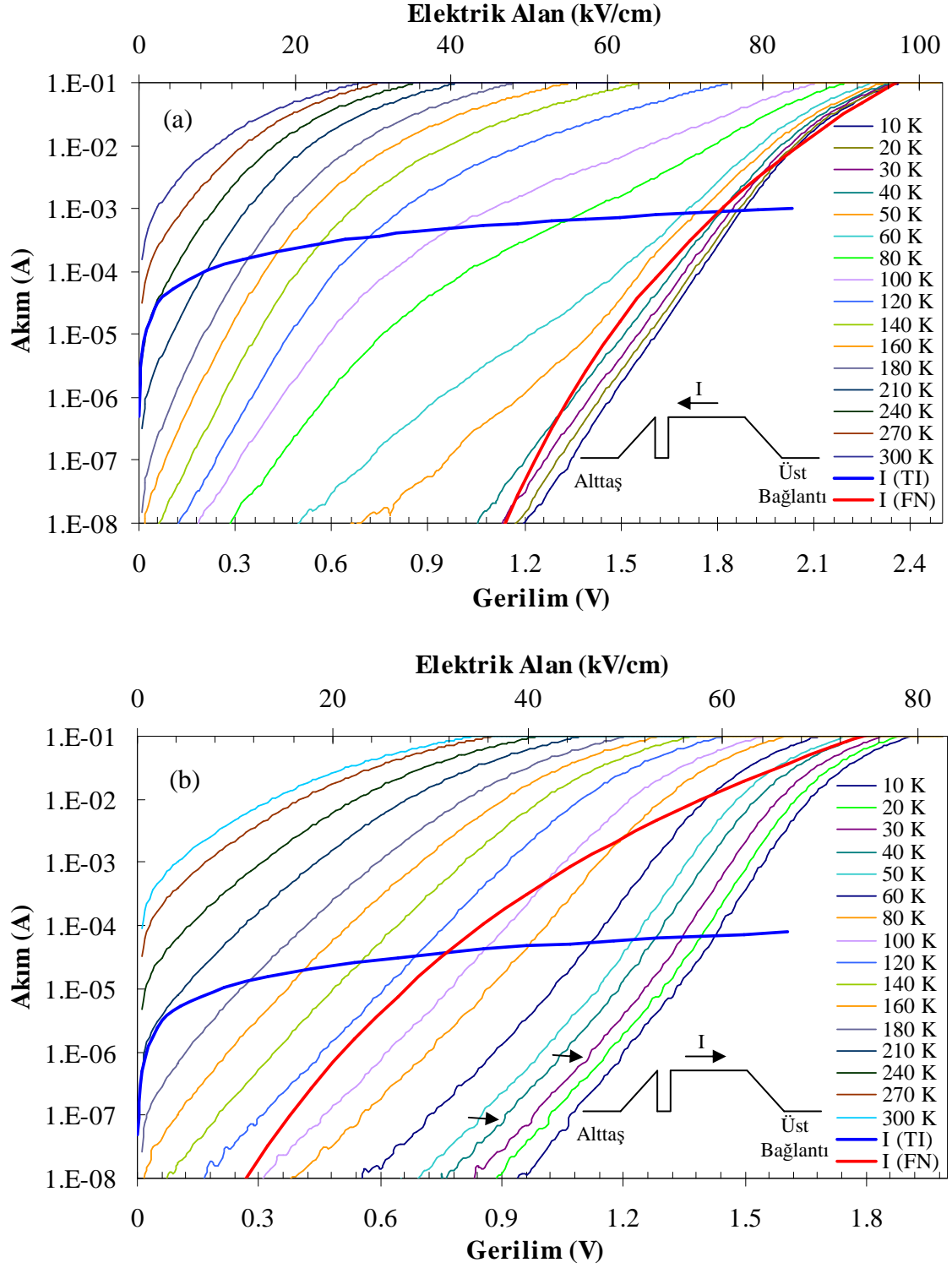
**Şekil 4.9.** QT167R örneğinin CBR temeline dayalı modellenmesinde geçirgenliğin, a- elektrik alan yokken, b- 30 kV/cm, c- 60 kV/cm elektrik alan altında elektron enerjisine göre değişimi

Genel olarak sonuçlar QT167R'nin I-V sonuçlarında gözlenen akım platolarının rezonans FN tünellemesi ile oluşabileceğini göstermektedir.

Şekil 4.10'da QT168'in akım yönüne göre sıcaklığa bağlı I-V sonuçları görülmektedir. Alttaşa yakın tek bir kuantum kuyusu içeren bu örneğin I-V sonuçları kuyusuz örneğin sonuçları ile benzerlik göstermektedir. Örneğin birbirine yakın biri üçgen diğeri yamuk şeklinde iki potansiyel engel yapısından oluştuğu söylenebilir. Üçgen engelin yüksekliği diğere engelle aynı olsa da, genişliğinin çok daha az olması (taban uzunluğu 50 nm) nedeniyle elektriksel iletkenliğin büyük oranda geniş olan (taban uzunluğu 190 nm) yamuk biçimli yapı tarafından belirleneceği beklenebilir. Bu yönüyle kuyu içermeyen örneğin sonuçları ile benzer sonuçların elde edilmesinin anlaşılır olduğu görülmektedir. Bundan sonraki tartışmalarda üçgen engelin etkisi göz ardı edilecektir.

QT168 örneğinin sonuçlarında QT167R'ye göre en önemli farklılaşma Şekil 4.3'teki 3. bölgedeki genel davranışın gözlenmemesidir. Akım yönüne bağlı sonuçların karşılaştırılmasıyla belirli farklılaşmalar göze çarpmaktadır. Şekil 4.10a'da düşük sıcaklıklarda ( $T < 50$ ) logaritmik ölçekte doğrusal değişim gözlenirken, yüksek sıcaklıklara doğru doğrusallıkta önemli sapmalar olmaktadır. Şekil 4.10b'de ise neredeyse tüm sıcaklıklarda logaritmik ölçekte doğrusal değişimler görülmektedir. Düşük sıcaklıklarda akımda gözlenen platolar Şekil 4.10b'de de ortaya çıkarken, Şekil 4.10a'da görülmemektedir.

Şekil 4.10'da verilen sonuçlar değerlendirildiğinde QT167R için yapılan tartışmaların QT168 için de geçerli olduğu söylenebilir. Düşük sıcaklıklarda, ölçülebilir akımların başladığı gerilim değerleri dikkate alındığında (20 K'de QT168 için ~0.9-1 V, QT167R için ~2.2 V), QT168'deki etkin engel yüksekliğinin QT167R'ye göre daha düşük olduğu görülmektedir. Örneklerin tümü aynı alaşım konsantrasyonuna sahip olduğundan engel yüksekliklerinin aynı olması beklenir. Ancak engel bölgesinde bulunan uzay yüklerinin engel yüksekliğini artırdığı ve engel daraldıkça bu etkinin azaldığı bildirilmiştir (Daniels vd 1993). QT168'in etkin engel genişliği yapıdaki KK nedeniyle azaldığından uzay yüklerinin engel yüksekliğine etkisinin azalması beklenir.

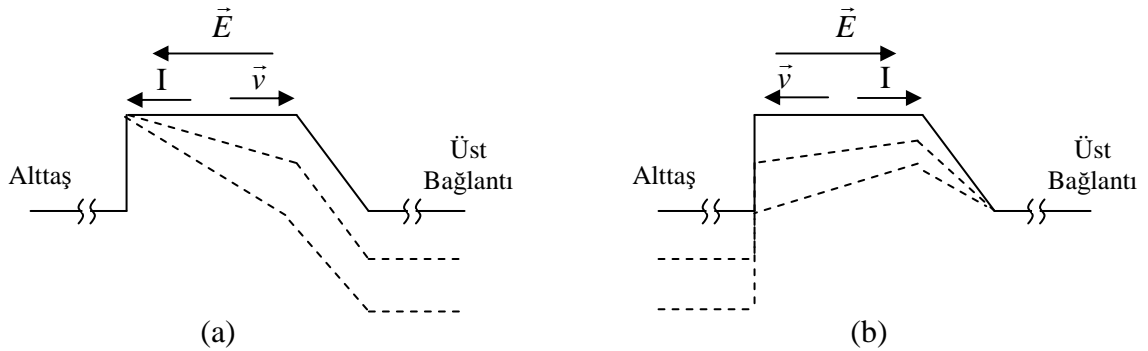


**Şekil 4.10.** QT168 örneğinin akım yönüne göre sıcaklığa bağlı I-V sonuçları. (a) Üst bağlantıdan alttaşa (b) alttaştan üst bağlantıya doğru akan akım

Bunun dışında engel genişliğinin azalması ile FN tünellemesi daha düşük gerilimlerde başlayacağından ölçülebilir akımın başladığı gerilim değerinin de düşmesi beklenebilir.

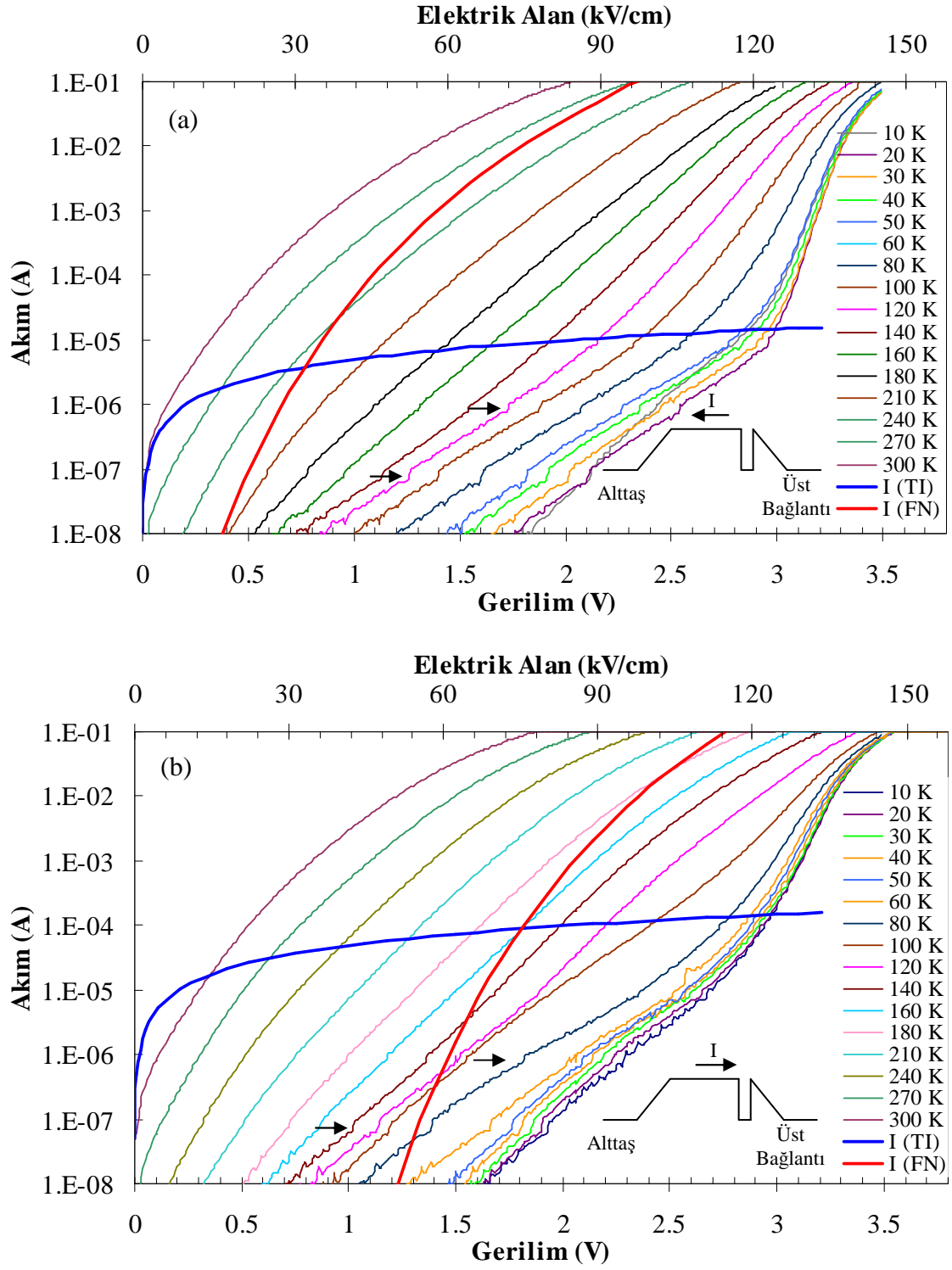


Akımın yönüne göre gözlenen farklılıklar, yamuk şeklindeki engelin bir kenarında ani, diğer kenarında yavaş değişen potansiyelin bulunmasından ve bağlantıların özdeş olmamasından kaynaklanabileceği düşünülmektedir. İdeal koşullarda ani potansiyel değişiminin olduğu bölgede elektrik alanla engel yüksekliğinde bir değişim oluşmayacaktır (Allyn vd 1980). Eğimli potansiyel değişiminin olduğu yerlerde ise elektrik alan uygulandığında etkin engel yüksekliği değişecektir (Daniels vd 1993). Şekil 4.11’de QT168’in yapısına göre çizilmiş yamuk şeklindeki potansiyel engelin elektrik alan altında değişimi görülmektedir. Şekil 4.11a’ya göre alttaştan gelen elektronların karşılaştığı potansiyel engelinin yüksekliği sabit kalırken, engel genişliği elektrik alanla önce yavaş sonra hızla değişecektir. Engel genişliğinin geçen akımı etkileyeceği dikkate alınarak Şekil 4.10a’da 50 K’den yüksek sıcaklıklarda ~0.8 V dolayında gözlenen eğim değişiminin engel genişliğinin elektrik alanla, önce yavaş, belirli bir değerden sonra da hızlı değişmesinin sonucu olduğu düşünülmektedir. Yüksek gerilimlerde gözlenen eğim değişiminin ise vadiler arası geçişler nedeniyle elektron etkin kütlesinin artmasından (Saxena 1980) kaynaklandığı düşünülmektedir.



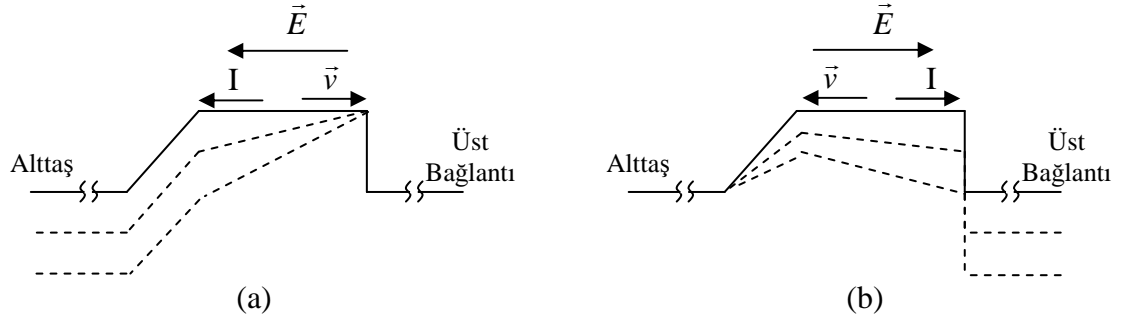
**Şekil 4.11.** QT168’deki yamuk şeklindeki potansiyel engelinin elektrik alanının ( $\vec{E}$ ) (a) Üst bağlantıdan alttaşa (b) alttaştan üst bağlantıya doğru uygulanması durumundaki değişimleri

Üst bağlantıya yakın tek bir KK içeren QT169 örneğinin I-V sonuçları Şekil 4.12’de verilmiştir. QT169 kuantum kuyusunun konumu dışında QT168 ile aynı özelliklere sahip olmasına karşılık I-V sonuçları daha çok QT167R’nin Şekil 4.3’te verilen sonuçlarına benzemektedir. Şekil 4.3’te belirlenen 3 farklı bölgedeki davranışların hemen hemen aynı buraya da gözlenmektedir.



**Şekil 4.12.** QT169 örneğinin sıcaklığa bağlı I-V sonuçlarının akımın yönüne bağlılığı. Akımın (a) üst bağlantıdan alttaşa (b) alttaştan üst bağlantıya doğru akması

Bu ise yapıdaki yamuk şeklindeki geniş engel yapının örneğin özelliklerinde daha etkin rol aldığını göstermektedir.

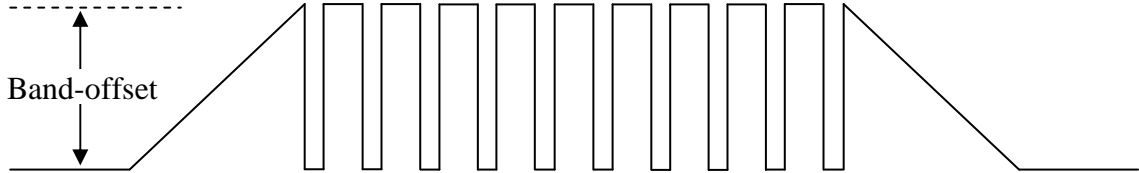


**Şekil 4.13.** Elektrik alanının yönüne göre QT169'daki yamuk biçimli engelin eğilmesi. (a) Üst bağlantıdan altaşa (b) altaştan üst bağlantıya doğru uygulanan alan

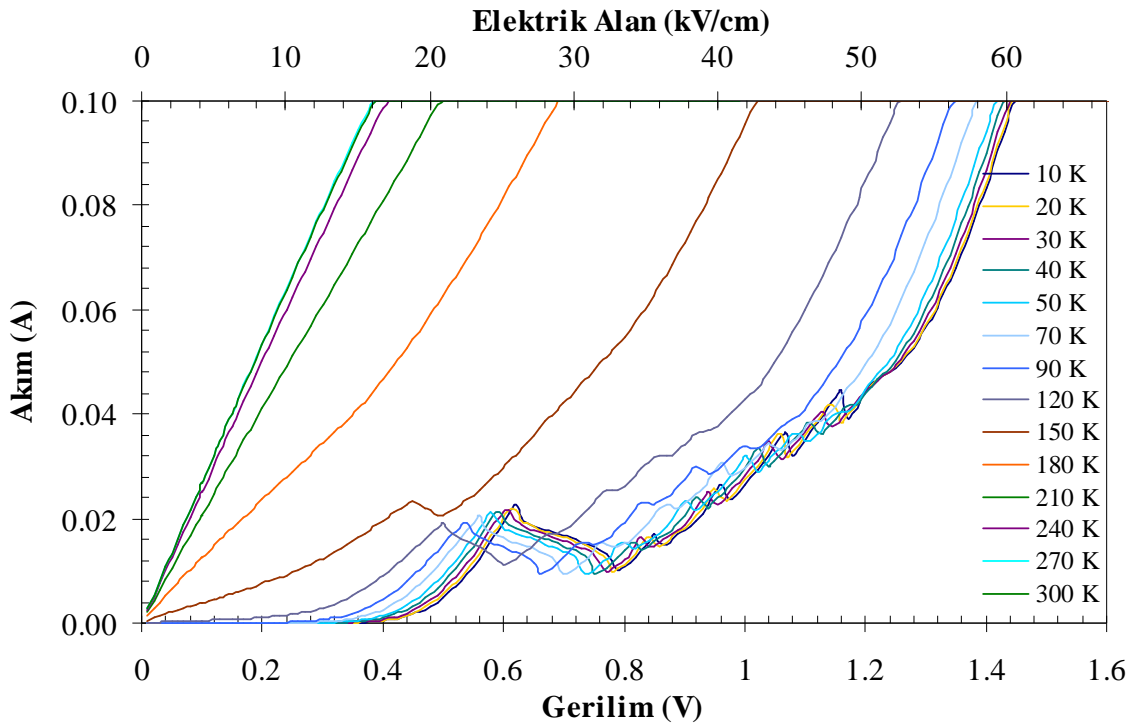
QT168 ve QT169'un sonuçları arasındaki farklar dikkate alındığında KK'nun konumunun sonuçları etkilediği görülmektedir. KK üst bağlantıya yakın olduğunda yapıdaki geniş potansiyel engelinin etkinliği artmakta ve QT169, kuyu içermeyen engel yapıya benzer özellikler sergilemektedir. Yapısal simetriden dolayı bu iki örnekten birinin "+" yöndeki I-V sonuçlarının, diğer örneğin "-" yöndeki sonuçları ile aynı olması beklenirken farklılaşmalar görülmüştür. Örneklerde simetriyi bozabilecek tek etkenin altaş olduğu açıktır. Altaşa göre KK'nun konumu ya da aradaki engelin genişliği sonuçlarda farklılaşmalara neden olmuştur. Ancak altaş ile KK arasında herhangi bir etkileşim öngörülmemektedir. Onun yerine KK'nun konumunun büyütme koşullarını etkilemesi daha olası görülmektedir. Altaşa yakın büyütülen KK'nun sınırlarında oluşturulan ani alaşım değişiminin yaratacağı gerilmeler daha sonra büyütülen geniş engel içerisinde örgü kusurları oluşması ve büyütme boyunca bu kusurların tekrarlanma olasılığını artıracaktır. Üst bağlantıya yakın büyütülen KK'nda ise bu durum söz konusu değildir. QT168 ve QT169 örneklerinin sonuçları arasındaki farkların büyütme sırasında KK'nun konumu nedeniyle oluşan gerilmeler ve örgü bozukluklarındaki farklılaşmalardan kaynaklanması daha olasıdır.

Çoklu KK (10 adet) içeren QT167 örneğinin iletim bandı kenarı şematik olarak Şekil 4.14'te çizilmiş olup, I-V sonuçları da Şekil 4.15'te verilmiştir. Akımın gerilimle değişiminde minimum ve maksimumların oluştuğu dikkat çekmektedir. Gerilim artarken, akımın azalması negatif diferansiyel direnç, *Negative Differential Resistance*, (NDR) olarak adlandırılmaktadır. QT167'nin I-V sonuçlarında gözlenen NDR bölgeleri benzer yapılar için literatürde sıklıkla bildirilmiştir (Grahn vd 1992, Vuong vd 1988). NDR bölgelerinin oluşumu genellikle rezonans tünellemesinin yanı sıra yüksek elektrik

alan bölgeleri (high electric field domain, HEFD) ve düşük elektrik alan bölgelerinin (low electric field domain, LEFD) oluşumuyla açıklanmaktadır (Choi vd 1987, Helgesen vd 1991). Rezonans tünellemesi, elektrik alan değiştirilirken, iki ya da daha fazla komşu KK'nun alt band enerji düzeylerinin en az birer tanesinin eşitlenmesi ile gerçekleşmektedir (Şekil 4.16).

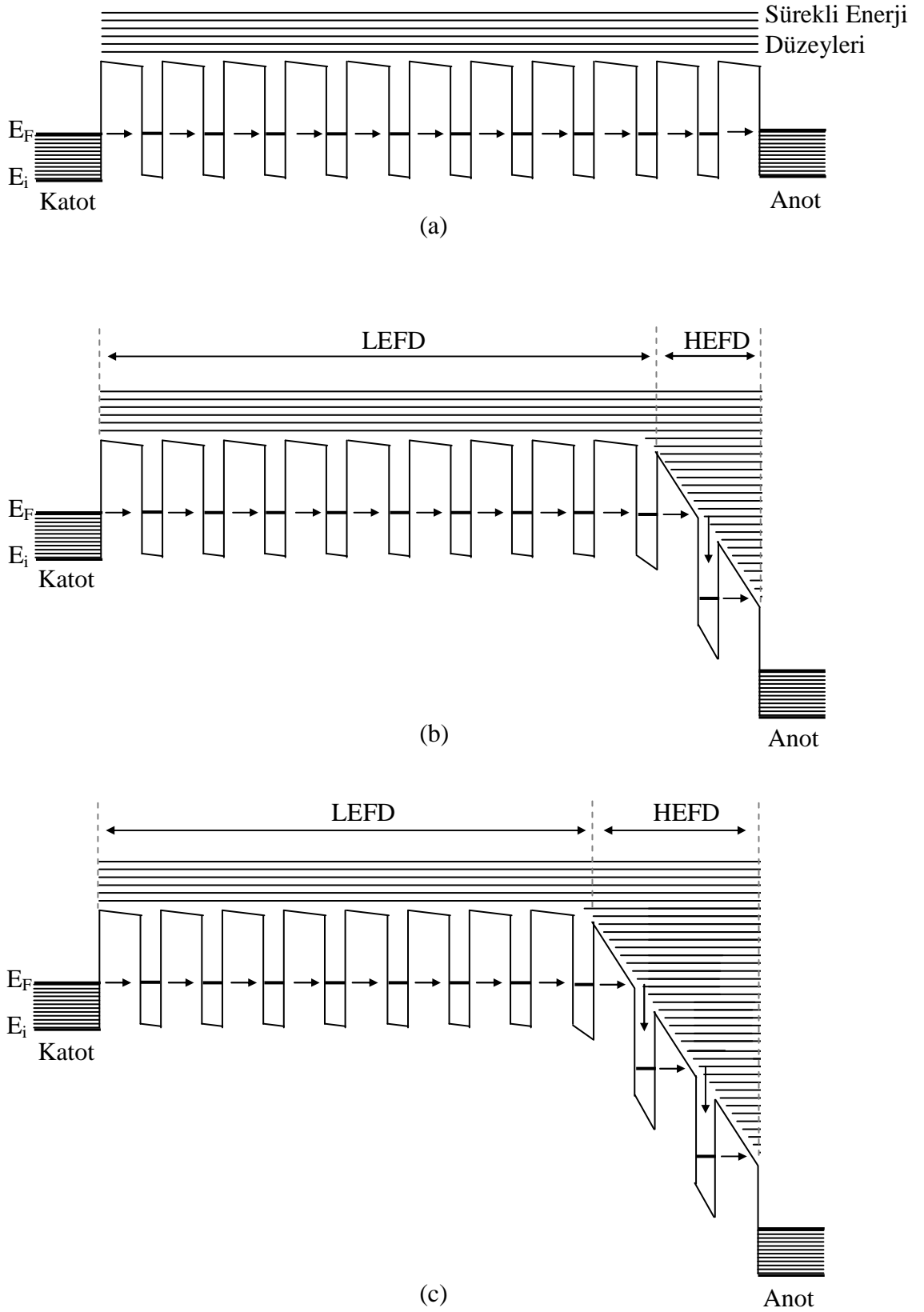


**Şekil 4.14.** QT167 örneğinin yapı boyunca iletim bandı kenarının şematik gösterimi



**Şekil 4.15.** QT167 örneğinin sıcaklığa bağlı akım gerilim sonuçları

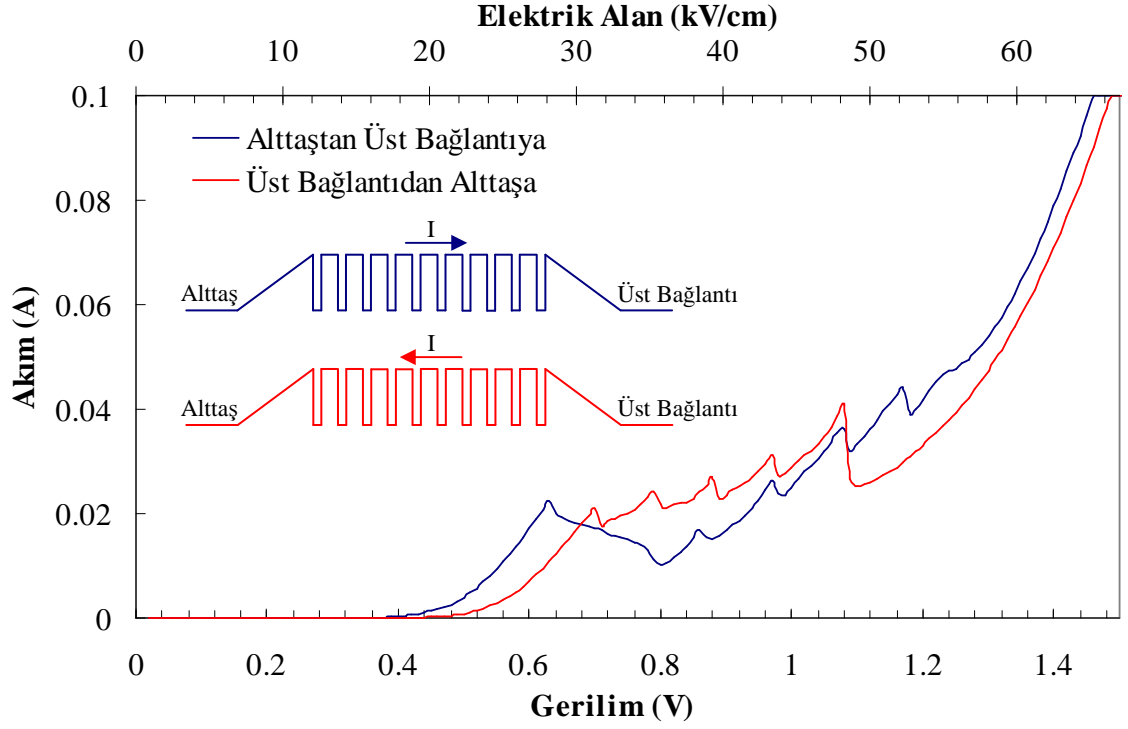
Özdeş çoklu KK içeren yapılarda, rezonans tünellemesi elektrik alan artarken, katodun fermi enerji düzeyinin kuyulardaki birinci enerji alt bandın düzeyine gelmesiyle başlamaktadır (Şekil 4.16a). Bu durumda geçen akımda artış gözlenmektedir. Elektrik alan artmaya devam ettiğinde anoda en yakın bir ya da daha fazla kuyunun enerji düzeyleri rezonanstan çıkarak bu kuyularda yük birikmesine neden olmaktadır.



**Şekil 4.16.** Tek alt-bandlı, özdeş çoklu kuantum kuyu içeren yapılarda (a) sıralı rezonans (b) HEFD ve LEFD oluşumu, (c) HEFD'nin yayılması (Altınöz 2006)

Bunun sonucunda potansiyel dağılımının yapı boyunca homojenliği bozularak HEFD ve LEFD olmak üzere iki bölge oluşmakta (Şekil 4.16b) ve sonuçta, akımda azalma olmaktadır. Elektrik alan artmaya devam ettiğinde HEFD bölgesindeki potansiyelin eğimi ve örnekten geçen toplam akım artmaktadır. Belirli bir elektrik alan değerinden sonra HEFD'nin bir sonraki KK'nuda içine alarak genişlemesiyle bir KK daha rezonans çıkarmaktadır (Şekil 4.16c). Böylece geçen akımda tekrar bir azalma gözlenmektedir. Bu olay HEFD tüm kuantum kuyularının kapsayıcaya kadar tekrarlanarak I-V sonuçlarında kuyu sayısının bir eksiği (N-1) kadar minimum oluşturmaktadır (Helgesen vd 1991). Ancak, ilk oluşan HEFD birden çok kuyuyu içine alarak oluştuysa son durumda toplam minimum sayısı (N-1)'den daha az olmaktadır (Choi vd 1987). Bu açıklamalara dayanarak QT167'nin I-V sonuçlarında ortaya çıkan minimumların, rezonans tünellemesi, HEFD oluşumu ve HEFD'nin genişlemesi ile oluştuğu söylenebilir. Şekil 4.15'de 5 tane minimum gözlemlendiğinden, ilk HEFD'nin 6 KK'nu birden içine alarak oluştuğu anlaşılmaktadır.

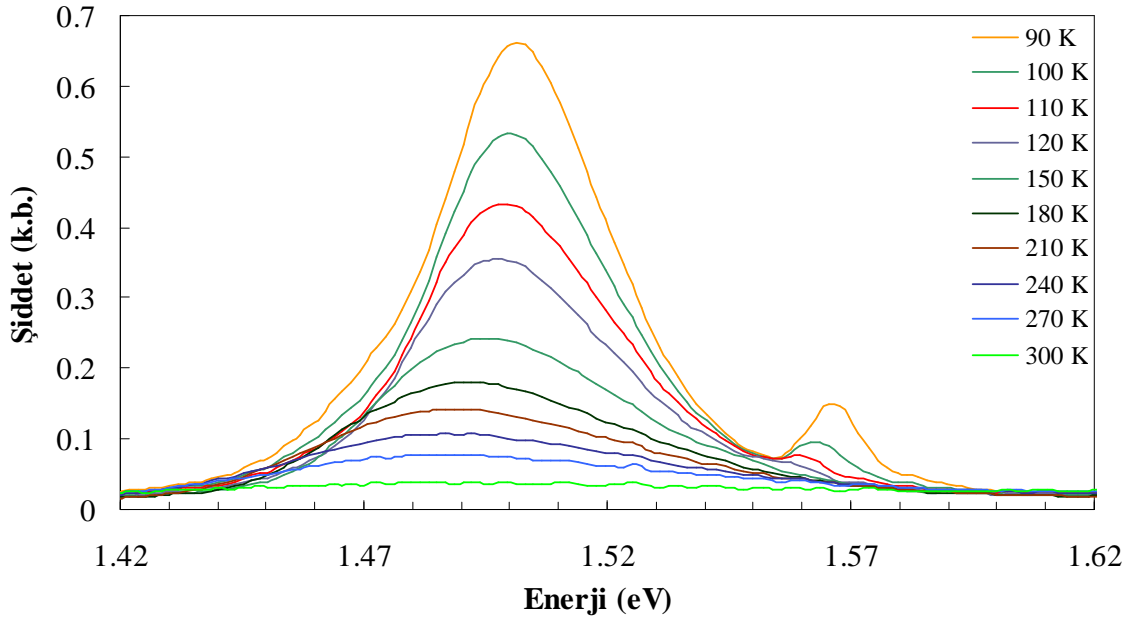
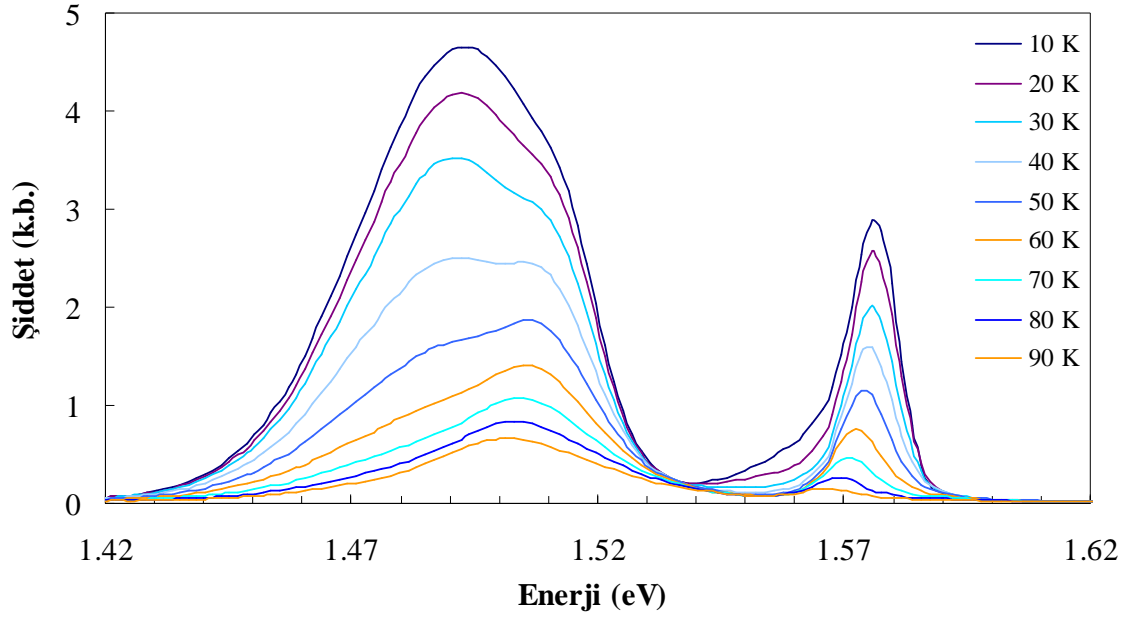
QT167'nin I-V sonuçları akımın yönüne göre değişim göstermektedir (Şekil 4.17). Bu durum örnekteki kuyuların özdeş olmadığını düşündürmektedir. Akım alttaştan üst bağlantıya akarken (alttaş anot) ilk gözlenen NDR bölgesi diğer dördüne göre oldukça geniştir. İlk HEFD'nin 6 KK'yu kapsayarak oluştuğu dikkate alınır, bu KK'ların alt band enerji düzeyleri belirli bir dağılıma neden olarak NDR bölgesinin genişliğini artıracakı söylenebilir. Akımın üst bağlantıdan alttaşa aktığı durumda ise son NDR bölgesi diğerlerine göre dar, son minimumun çok derin ve bu minimumdan sonra gerilimle akımdaki artışın oldukça yavaş olduğu görülmektedir. Bu durum 6 KK'ndan oluşan HEFD'nin bu durumda en son oluştuğunu akla getirmektedir. Dolayısıyla HEFD ilk durumda anot tarafında oluşurken ikinci durumda katot tarafında oluşmuş olacaktır. Rezonans tünellemede HEFD'nin anoda yakın oluşması beklendiğinden, QT167'deki kuantum kuyularının özelliklerinde, potansiyel dağılımındaki homojenliği bozacak bir farklılaşma ve gruplaşmanın olduğu düşünülmektedir. İncelenen örnekte HEFD'nin her iki yöndeki I-V ölçümlerinde de alttaş tarafında oluşmuş olması, daha önce yapılan “büyütme sırasının yapıyı etkilemesi” çıkarımını desteklemektedir.



**Şekil 4.17.** QT167 örneğinin akım yönüne göre I-V sonuçları

#### 4.1.2. Sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları

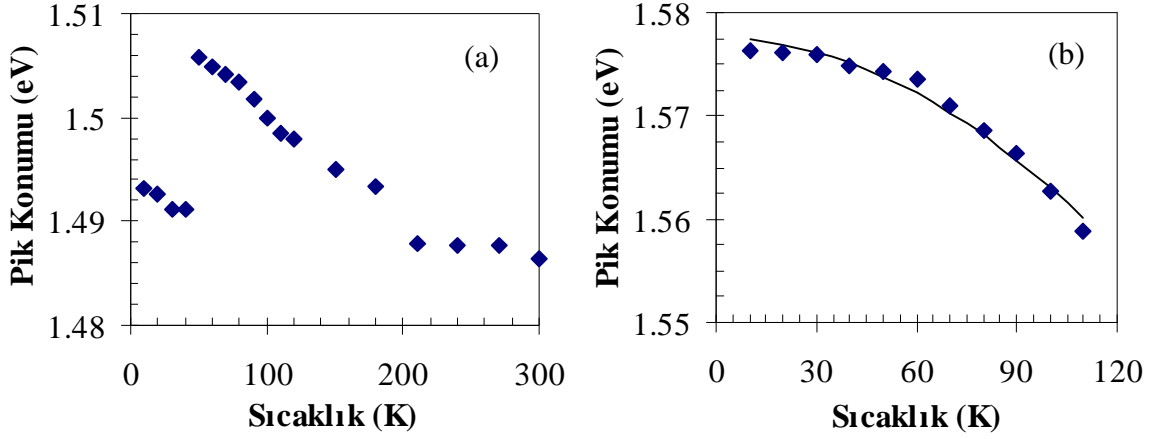
QT167 örneğinin üst elektriksel bağlantı kaplaması optik ölçümlerin yapılabilmesine olanak sağlamak için halka biçiminde hazırlanmıştır. Bu örneğin sıcaklığa bağlı FL sonuçları Şekil 4.18’de verilmiştir. GaAs’in 0 K’deki band aralığı 1.519 eV (Blakemore 1982) olduğundan Şekil 4.18’de 1.49 eV dolayında görülen geniş pikin GaAs kapak ve tampon katmanlardan kaynaklandığı söylenebilir. 1.56-1.59 eV’da gözlenen pikin enerjisi ise kuantum kuyuların birinci alt band enerjisi ile uyumludur (Bkz. Şekil 2.14). Gözlenen iki ana pikin konumlarının sıcaklıkla değişimleri Şekil 4.19’da verilmiştir. GaAs pikinin iki alt pikten oluştuğu görülmektedir. Bunlardan düşük sıcaklıklarda baskın olan düşük enerjili, 1.493 eV, alt-pikin şiddeti sıcaklık arttıkça hızla azalmakta ve 50 K’den sonra 1.506 eV’daki diğer alt-pik baskın duruma gelmektedir. Bu durum Şekil 4.19a’da 50 K’de pik konumunun aniden yüksek enerjiye kayması olarak gözlenmektedir. Sıcaklık ~120 K’e ulaştığında 1.493 eV düşük enerjili alt-pik kaybolmaktadır. 50 K’den sonra baskın hale gelen 1.506 eV’daki alt-pikin konumunun GaAs’in band aralığı ile uyumu bu alt-pikin banddan banda geçişlerden



**Şekil 4.18.** QT167 örneğinin sıcaklığa bağlı FL sonuçları

kaynaklandığını göstermektedir. Şekil 4.19a'da GaAs pikinin enerjisinin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Pikin genel davranışının Varshni bağıntısına uymadığı görülmektedir. Uyumsuzluğun başlıca nedeni düşük enerjili alt-pikin sıcaklık bağımlılığının fazla olmasıdır. FL pikinin düşük enerji tarafında ortaya çıkan, sıcaklık arttıkça şiddeti hızla azalan ve 50-100K dolaylarında kaybolan ışımalar literatürde sıklıkla bildirilmiş ve tuzaklanmış ekzitonlardan kaynaklanan ışımalara bağlanmıştır (Mazzucato vd 2003, Grenouillet vd 2000).





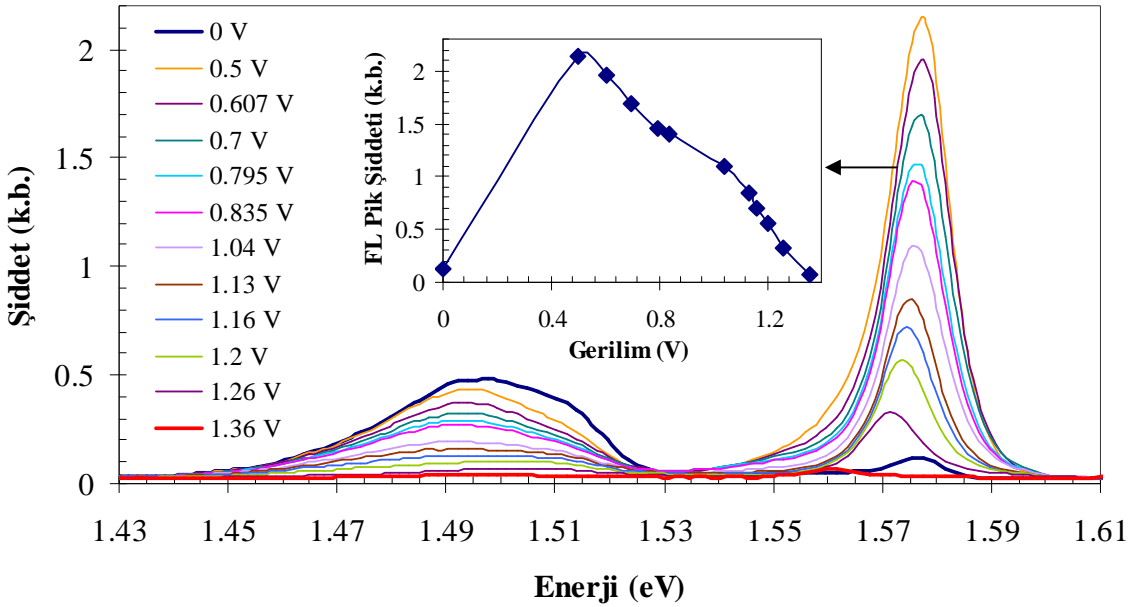
**Şekil 4.19.** QT167 örneğinin FL sonuçlarında a) GaAs kapak ve tampon katmanlardan b) kuantum kuyularından gelen ışımaların pik konumlarının sıcaklıkla değişimi. Düz çizgi uydurulan Varshni eğrisidir

Kuantum kuyularından kaynaklanan 1.57 eV'daki pikin ise oldukça dar olduğu (10 K'de FWHM ~12 meV) görülmektedir. Bu durum kuantum kuyularında bulunan enerji alt bandlar dikkate alındığında beklenen bir sonuçtur. Pik konumu sıcaklık arttıkça düşük enerjiye doğru kaymakta ve yaklaşık 120 K'den sonra yayvan ve şiddetli GaAs pikiyle karışarak kaybolmaktadır. Kuantum kuyularının serbest yük taşıyıcılarını kuyu içine hapsederek, FL pikinin sıcaklık bağımlılığını azaltması beklenir. Ancak, QT167'deki kuantum kuyularının oldukça dar olması (5 nm) nedeniyle kuyu içerisindeki alt band enerjileri yükselmiş ve kuyu içinde sadece 1 alt band kalmıştır (Bkz. Şekil 2.12). Dolayısı ile, kuyu içinde tutuklanan yük taşıyıcıları tarafından görülen engel yüksekliği azalmıştır. Ayrıca, engel de görece dar olduğundan (8 nm) yük taşıyıcıları tünelleme yoluyla da kuantum kuyularından kaçabilmektedir. Bu nedenlerden QT167'nin FL sonuçlarında kuantum kuyularından kaynaklanan pikin sıcaklık arttıkça hızla zayıfladığı düşünülmektedir. Pik konumu sıcaklıkla Varshni bağıntısına uygun şekilde değişmektedir (Şekil 4.19b). Bu nedenle, FL ışımalarının bandeden banda geçişlerden geldiği ve kuantum kuyuların içinde sonuçları etkileyecek miktarda tuzak düzeyinin olmadığı anlaşılmaktadır.

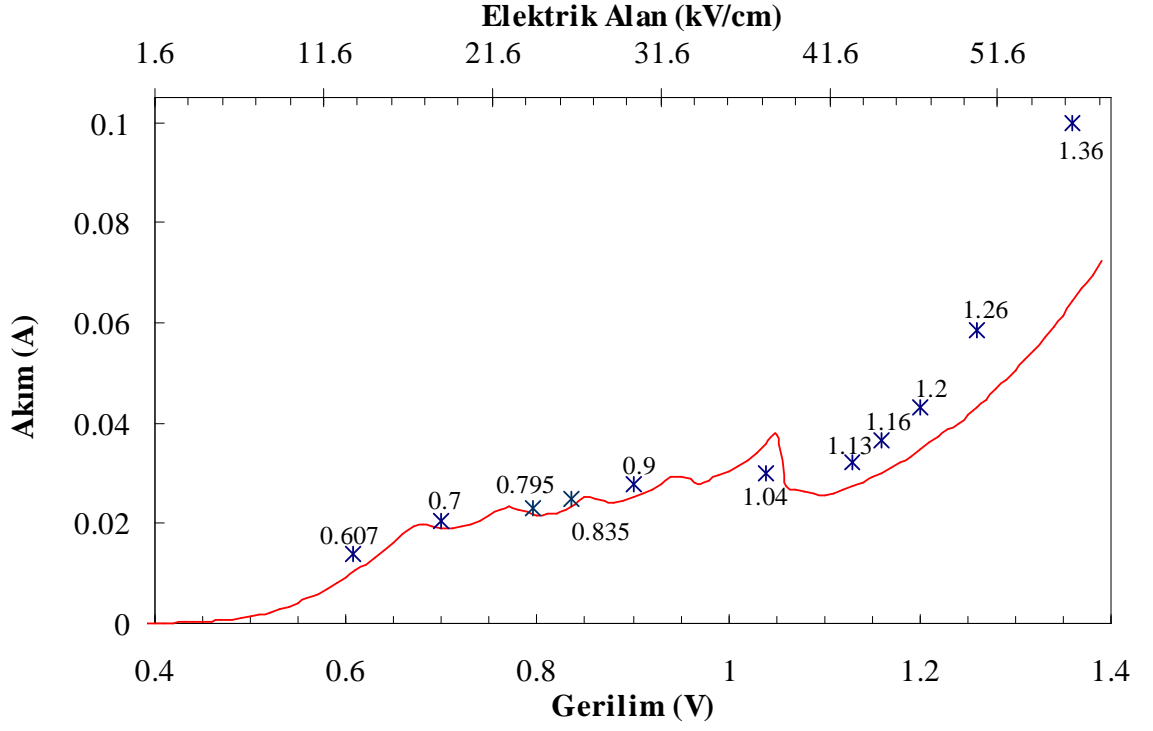
### 4.1.3. Elektrik alan altında fotolüminesans sonuçları

Çalışmanın bu bölümünde elektrik alanın QT167'nin FL özelliklerine etkisi incelenmiştir. Şekil 4.20'de, örneğe farklı gerilimler uygulanarak 10 K'de alınmış FL ölçümlerinin sonuçları görülmektedir. Uygulanan gerilim değerleri Şekil 4.21'de verilen sıcaklığa bağlı I-V sonuçları değerlendirilerek seçilmiştir. Uygulanan gerilimle 1.57 eV'taki FL pikinin şiddetinde önce artış görülmekte, gerilim daha da arttığında ise pik şiddeti azalarak 1.36 V'ta kaybolmaktadır (Şekil 4.20 iç şekil).

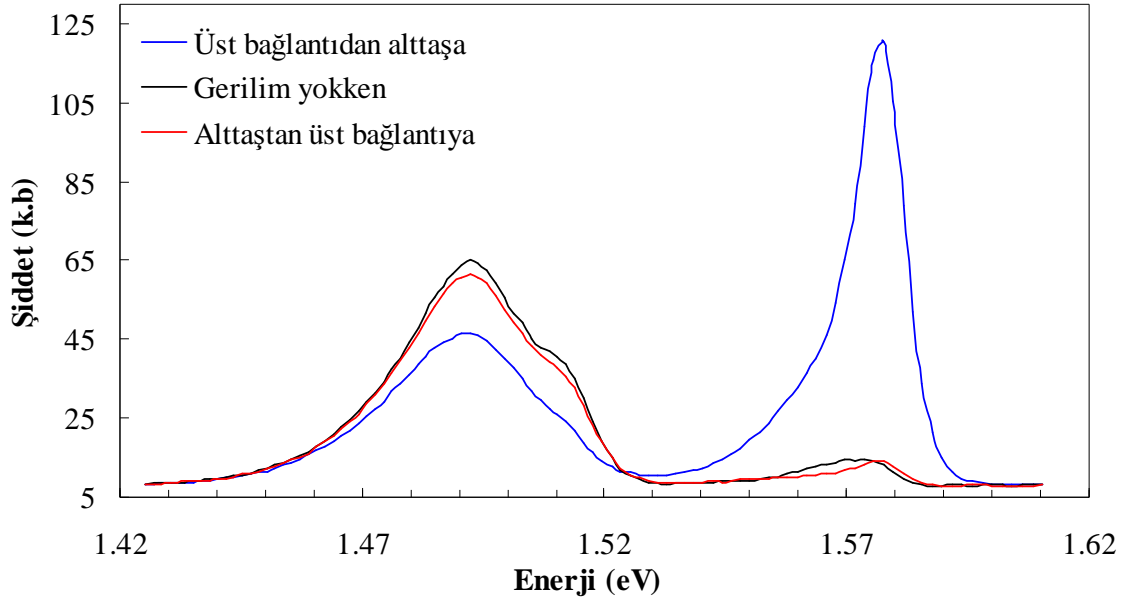
Şekil 4.21'de elektrik alan altında FL ölçümleri sırasında geçen akımın, I-V ölçümleri sırasında ölçülen değerlerden fazla olduğu gözlenmiştir. Bu durum optik uyarım nedeniyle serbest yük taşıyıcı yoğunluğundaki artışa bağlanmıştır. Akım yönü değiştirildiğinde FL şiddetinde artış gözlenmemiştir (Şekil. 4.22). Bu durum engel yapının tümünün özdeş olmadığını belli bölgelerinde farklılaşmaların bulunduğunu göstermektedir.



Şekil 4.20. QT167 örneğinin 10 K'de FL sonuçlarına elektrik alanın etkisi. İç şekil 1.57 eV'taki FL pikinin şiddetinin gerilimle değişimini göstermektedir



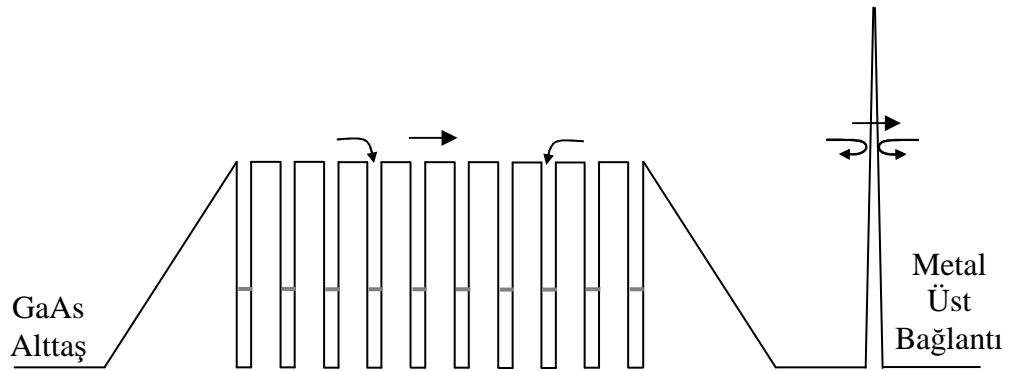
**Şekil 4.21.** QT167 örneğinin 10 K'deki I-V grafiği. Elektrik alan altında FL ölçümlerinde uygulanan gerilime karşılık geçen akım değerleri yıldız ile gösterilmiştir



**Şekil 4.22.** Akım yönüne bağlı I-V sonuçları

Bu ve Bölüm 4.1.1'de QT167'nin homojen bir yapıda olmadığını gösteren verilere dayanarak yapıda üst metalik bağlantıya yakın bir potansiyel engelinin oluşmuş

olduğu (Şekil 4.23) ve elektronların alttaştan üst bağlantıya geçerken bir kısmının bu engelden yansıyor ve tekrar kuantum kuyularının olduğu bölgeye gelmesi ile kuantum kuyularında tuzaklanma olasılıklarının arttığı düşünülmektedir. Elektrik alan şiddeti arttırıldığında etkin engel yüksekliği azalır ve geçiş olasılığı artacağı için engelden yansıyan elektronların sayısı azalacaktır. Akım yönü tersine değiştirildiğinde engelden yansıyan elektronlar kuantum kuyularının olduğu bölgeye ulaşamayacağından, bu bölgede tuzaklanarak ışımaya yapma olasılıkları olmayacaktır. Böyle bir sistemin elektrik alan kontrollü optik anahtar olarak kullanılabilmesi düşünülmektedir.



**Şekil 4.23.** QT167'nin elektrik alan altında FL özelliklerini açıklamak için önerilen iletim bandı yapısı ve elektronların band içinde olası hareketleri

#### 4.2. GaInNAs/GaAs Alaşımli Kuantum Kuyular

Çalışmanın bu bölümünde modülasyon katkılamasının GaInNAs/GaAs kuantum kuyu örneklerinin fotoluminesans özelliklerine etkisi incelenmiş, katkılama türünün ve azot konsantrasyonunun sonuçlara etkisi ortaya konmaya çalışılmıştır. Bu amaçla, birer InGaAs ve GaInNAs tek kuantum kuyu içeren katkılanmamış örnekle (L1471), 4 modülasyon katkılı (MK) GaInNAs örnekler incelenmiştir. MK örneklerin üçü n-tipi, biri p-tipidir. Örnekler Laas ve Helsinki'de sırasıyla MBE ve MOVPE yöntemleri ile büyütülmüştür, Çizelge 4.2.

**Çizelge 4.2.** Modülasyon katkılı (MK) GaInNAs/GaAs örneklerin özellikleri

Örnek Adı	Kuyu Alaşımı	Katkılama	Kuyu Sayısı	Kuyu Genişliği (nm)	In Oranı %	N Oranı %	Büyütme Yöntemi
L1471	InGaAs	---	1	11	20	0	MBE
	GaInNAs	---	1	7	33	1	MBE
HN004	GaInNAs	n-tipi MK	3	7	30	0.4	MOVPE
HN01	GaInNAs	n-tipi MK	3	7	30	1	MOVPE
L1930	GaInNAs	n-tipi MK	3	7	30	1.5	MBE
L1931	GaInNAs	p-tipi MK	3	7	30	1.5	MBE

#### 4.2.1. Örneklerin yapısal özellikleri

L1471 örneği biri 7 nm genişliğinde GaInNAs diğeri 11 nm genişliğinde InGaAs kuantum kuyusu olmak üzere iki kuantum kuyusu içermektedir. Bu örneğe modülasyon katkılama yapılmamıştır. L1930, HN004 ve HN01 örnekleri ise 7 nm genişliğinde 3'er tane GaInNAs kuantum kuyusu içermektedir. GaInNAs katmanlarının alt ve üstünde 5 nm genişliğinde katkılanmamış GaAs ara bölge büyütülmüştür. Bu ara bölgelerin alt ve üstünde  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  oranında Si katkılanmış 20 nm genişliğinde GaAs katman

GaAs Kapak	50 nm	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si (n) ya da Be (p) katkılı
GaAs Engel	20 nm	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si (n) ya da Be (p) katkılı
GaAs Ara bölge	5 nm	Katkısız
GaInNAs QW	7 nm	Katkısız
GaAs Ara bölge	5 nm	Katkısız
GaAs Engel	20 nm	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si (n) ya da Be (p) katkılı
GaAs Ara bölge	5 nm	Katkısız
GaInNAs QW	7 nm	Katkısız
GaAs Ara bölge	5 nm	Katkısız
GaAs Engel	20 nm	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si (n) ya da Be (p) katkılı
GaAs Ara bölge	5 nm	Katkısız
GaInNAs QW	7 nm	Katkısız
GaAs Ara bölge	5 nm	Katkısız
GaAs Engel	20 nm	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si (n) ya da Be (p) katkılı
GaAs Tampon	50 nm	Katkısız
Yarı-yalıtkan GaAs Alttaş		

**Şekil 4.24.** L1930, L1931, HN01, HN004 örneklerinin yapısı

büyütülerek n-tipi MK örnekler elde edilmiştir. MK örneklerin yapısı Şekil 4.24'te verilmiştir. L1931 örneği diğer MK örneklerle aynı yapısal özelliklere sahip olup, katkılama malzemesi olarak Si yerine, aynı oranda, Be kullanılmıştır. Bu nedenle L1931 kodlu örnek p-tipi MK'dır.

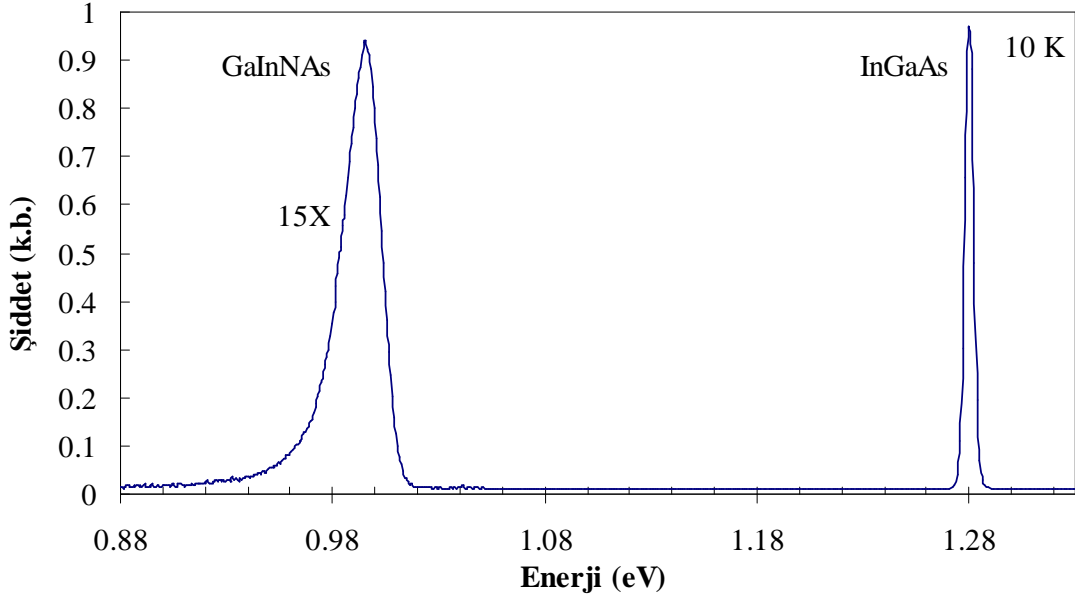
#### 4.2.2. Sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları

Çalışmada incelenen GaInNAs örneklerin BAC modeline göre hesaplanmış band aralığı değerleri FL sonuçlarından elde edilenlerle Çizelge 4.3'te verilmiştir.  $C_{NM}$  sabiti modülasyon katkısız örneğin (L1471) FL sonuçlarından belirlenen band aralığına göre ayarlanmış olup 2.84 eV olarak alınmıştır. Çizelgede modülasyon katkılamanın band aralığına etkisi açıkça görülmektedir. n-tipi modülasyon katkılama band aralığının artmasına neden olurken, p-tipi modülasyon katkılama az miktarda azalmaya neden olmuştur. FL sonuçları aşağıda ayrı ayrı incelenecektir.

**Çizelge 4.3.** Modülasyon katkılı GaInNAs/GaAs örneklerin BAC modeline göre hesaplanan ve FL sonuçlarından belirlenen band aralıkları

Örnek	Modülasyon Katkılama Tipi	Azot Oranı %	BAC Modeline göre Band Aralığı (eV)	FL'den Belirlenen Band Aralığı (eV)
L1471	-	1	1.009	1.009
HN004	n-tipi	0.4	1.079	1.135
HN01	n-tipi	1	1.009	1.110
L1930	n-tipi	1.5	0.959	1.013
L1931	p-tipi	1.5	0.959	0.938

Modülasyon katkısız L1471 örneğinin 10 K'deki FL ışması GaInNAs kuantum kuyusundan kaynaklanan ışma 15 kat büyütülerek, Şekil 4.25'te verilmiştir. Pikler karşılaştırıldığında azotun etkileri açıkça görülmektedir. Beklenildiği gibi, GaInNAs KK'nda bulunan düşük konsantrasyondaki azot (%1), alaşımın optik özelliklerini önemli derecede etkileyerek band aralığının 0.3 eV daralmasına neden olmuş, FL ışma şiddeti ise 15 kat azalmıştır. Azot katkılama ayrıca, pik genişliğini artırarak, düşük enerji tarafında kuyruk oluşumuna neden olmuştur.



**Şekil 4.25.** L1471 örneğinin 10 K'deki fotoluminesans sonuçları

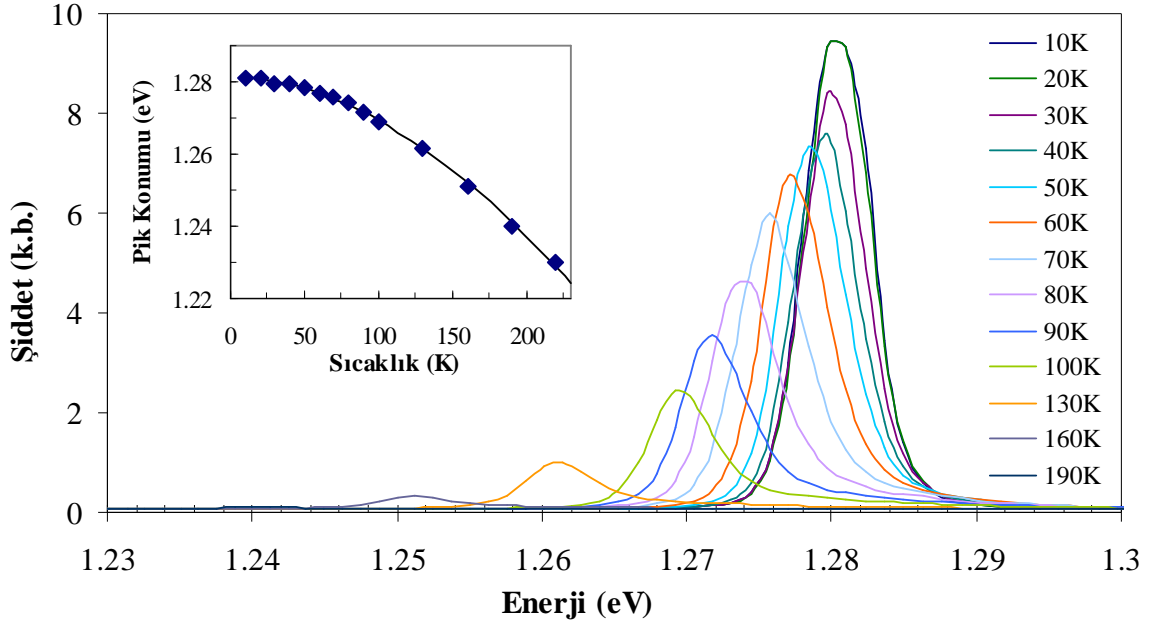
InGaAs KK'ndan kaynaklanan FL pikinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.26'da verilmiştir. Pik oldukça dar (10 K'de FWHM ~5 meV) ve simetriktir. Pik konumunun sıcaklık arttıkça düşük enerjiye doğru kaydığı, dolayısıyla alaşımın band aralığının artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir.

Yarıiletkenlerin band aralıklarının sıcaklıkla değişimi  $E_g(T)$ ,  $E_0$  yarıiletkenin 0 K'deki band aralığı, T Kelvin cinsinden sıcaklık,  $\alpha$  ve  $\beta$  ise Varshni parametreleri olmak üzere,

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad \text{Eş.4.9}$$

Varshni bağıntısı ile verilmektedir.

InGaAs FL pikinin konumu sıcaklıkla Varshni bağıntısına oldukça uygun değişmektedir, Şekil 4.26 iç şekil. Bu sonuçlara dayanarak InGaAs FL ışımalarının serbest elektronlar ile serbest deliklerin yeniden birleşmesi sonucu oluştuğu düşünülmektedir. Alaşımda etkin tuzak düzeyleri bulunmamaktadır. Işıma şiddetinin görece güçlü olması da bu sonuçları destekleyen diğer bir parametredir.



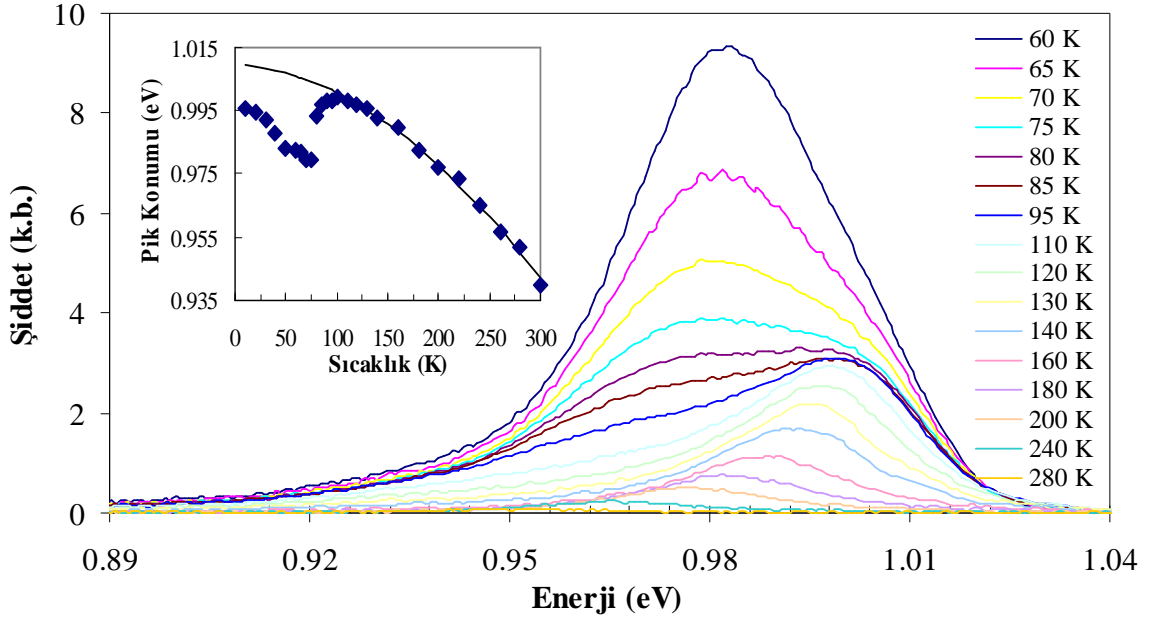
**Şekil 4.26.** L1471 örneğinde bulunan InGaAs tek kuantum kuyudan kaynaklanan fotoluminesans ışmasının sıcaklıkla değişimi. İç şekilde pik konumunun sıcaklıkla değişimi ve  $E_0=1.281$ ,  $\alpha=0.0014$ ,  $\beta=1064.6$  için uydurulan Varshni eğrisi (düz çizgi) görülmektedir

GaInNAs KK'ndan kaynaklanan ışmanın sıcaklıkla değişimi incelendiğinde ışmanın 2 bileşenli olduğu görülmektedir (Şekil.4.27). Düşük sıcaklıklarda baskın olan pik, sıcaklık arttıkça hızla zayıflayarak 100 K'den sonra etkinliğini kaybederken, sıcaklıkla daha yavaş değişen diğer pik ise 100 K'den sonra baskın hale gelmekte ancak sıcaklık arttıkça zayıflayarak oda sıcaklığında belirsizleşmektedir.

GaInNAs KK'ndan kaynaklanan FL ışmasının pik konumunun sıcaklıkla değişimi ve uydurulan Varshni eğrisi Şekil 4.27'de iç şekil olarak verilmiştir. Burada sıcaklık arttıkça band aralığının önce azalıp sonra bir miktar arttığı ve daha sonra tekrar sistematik azaldığı (S-tipi davranış) gözlenmektedir. GaInNAs alaşımlarında sıcaklıkla gözlenen bu davranış artan sıcaklıkla serbest kalan tuzaklanmış ekzitonların yeniden birleşmelerinden kaynaklanmaktadır (Potter ve Balkan 2004).

Derin tuzak enerji düzeyleri, bu düzeyler aracılığıyla ışmalı geçişlerin olma olasılığına karşın, genellikle, ışmasız geçişleri artırmaktadır. Bununla birlikte, elektronların fonon yayarak durulup band içinde daha düşük enerji düzeylerine





**Şekil 4.27.** L1471 örneğindeki GaInNAs tek kuantum kuyusundan kaynaklanan fotoluminesans ışımalarının sıcaklıkla değişimi. İç şekilde pik konumunun sıcaklıkla değişimi ve  $E_0=1.0094$ ,  $\alpha=0.0011$ ,  $\beta=1202.8$  için uydurulan Varshni eğrisi (düz çizgi) görülmektedir

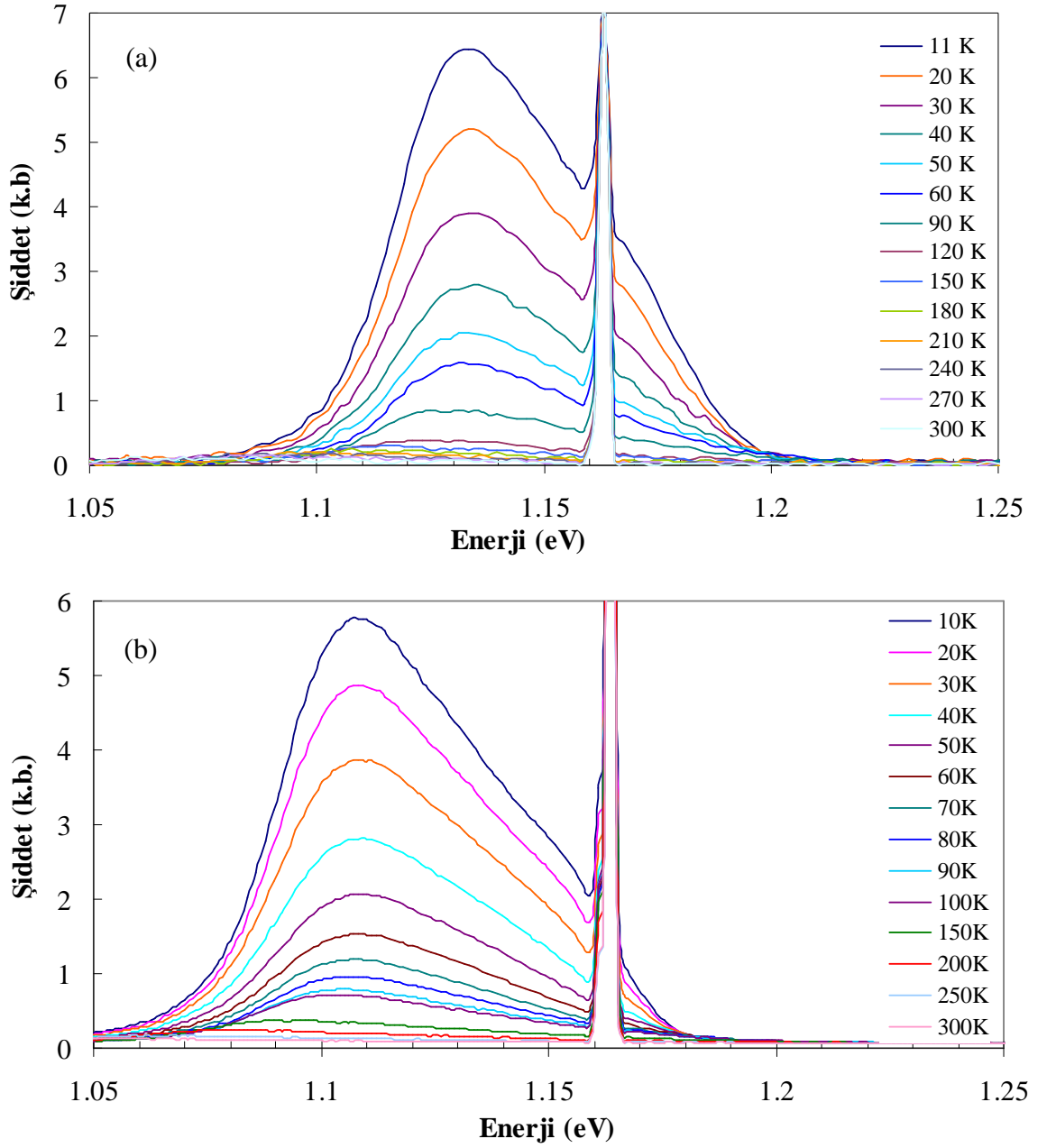
geçmeleri, band arası geçişlere göre daha hızlı gelişen bir süreç olduğundan iletim bandına geçmiş olan elektronlar düşük sıcaklıklarda en derin tuzak enerji düzeylerinden başlayarak enerji düzeylerini dolduracaktır. Derin tuzak düzeyleri aracılığı ile oluşacak ışımalı geçiş yolu böylece tuzaklanmış ekzitronlar nedeniyle tıkanmış olduğundan FL ışınması çoğunlukla zayıf bağlı ekzitronların yeniden birleşmesi ile oluşacaktır. Derin tuzak düzeylerinden kaynaklanan ışımaz geçişlerin olasılığı da azaldığından düşük sıcaklıklardaki ışınma şiddeti göreceli olarak yüksektir. Sıcaklık yükseldikçe gittikçe artan şekilde daha sıkı bağlı ekzitronlar gerekli enerjiyi kazanarak bulunduğu tuzak düzeyinden ayrılacaktır. Böylece diğer ekzitronlar ve serbest elektronlar için bu tuzak düzeyleri aracılığıyla ışımalı ve ışımaz yeniden birleşme olasılığı artacaktır. Bu da FL pik konumunun kırmızıya kaymasına ve şiddetinin azalmasına neden olacaktır. Şekil 4.27'deki iç şekilde 70 K ile 100 K'de pik konumları arasında ~20 meV fark görülmektedir. Alaşımın band aralığının, Varshni eğrisini takip ettiği kabul edilirse tuzaklanmış ekzitronun iletim bandına uyarılması için gerekli enerji 20 meV'tan fazladır. 100 K'de ısıl enerjinin 8 meV olduğu dikkate alındığında tuzaklanmış ekzitronların iletim bandına geçecek yeterli enerjiyi ısıl uyarım yoluyla bulamayacağı açıktır. Bu durum derin tuzak düzeylerindeki ekzitronların iletim bandına uyarılmadan, tuzak

düzelelerinden düşük enerjili ısı uyarımlarla kurtularak yeniden birleştiklerini göstermektedir. Sıcaklık 100 K'e yaklaştığında ışımada enerjisinde gözlenen artışın nedeni serbest ekziton ya da elektronların ortamda artan fononlar nedeniyle tuzaklanmalarının artık zorlaşmış olmasıdır. Bu durumda, tuzak düzeyleri aracılığıyla ışımada geçişler yerine banddan banda ışımada geçişler baskın olmaya başlamaktadır. Daha yüksek sıcaklıklarda ise FL ışımada, band aralığında Varshni bağıntısına uygun olarak oluşan daralmayı yansıtmaktadır.

Tuzak enerji düzeyleri aracılığıyla oluşan ekzitonik geçişler düşük enerji tarafında kuyruk oluşumuna neden olarak FL eğrisinin simetrisinin de bozulmaya neden olmaktadır (Şekil 4.27). GaInNAs KK'nda etkileri belirgin gözlenen tuzak düzeylerinin oluşma nedenlerinin alaşımdaki azot olduğu açıktır. Benzer etkiler azot içermeyen (InGaAs) kuantum kuyuda gözlenmemiştir (Şekil 4.26). Azotun atomik çapının alaşımdaki diğer elementlere göre küçük olmasının ve yüksek elektronegatifliğinin yapıda gerilmelere neden olduğu belirtilmektedir (Klar 2003, McGee vd 2006, Wang vd 2009). Gerilmelere dayalı olarak kristal kusurlarında ve dolayısıyla tuzak düzeylerinde artış olması beklenen bir sonuçtur. Ayrıca, kuyu genişliği ile alaşımda oluşan dalgalanmalar, safsızlıklar ve azot kümeleşmeleri GaInNAs alaşımlarında tuzak düzeylerini yaratabilecek/artırabilecek diğer etkiler olarak bildirilmiştir (Faradjev 2002, Potter ve Balkan 2004, Zhao vd 2007).

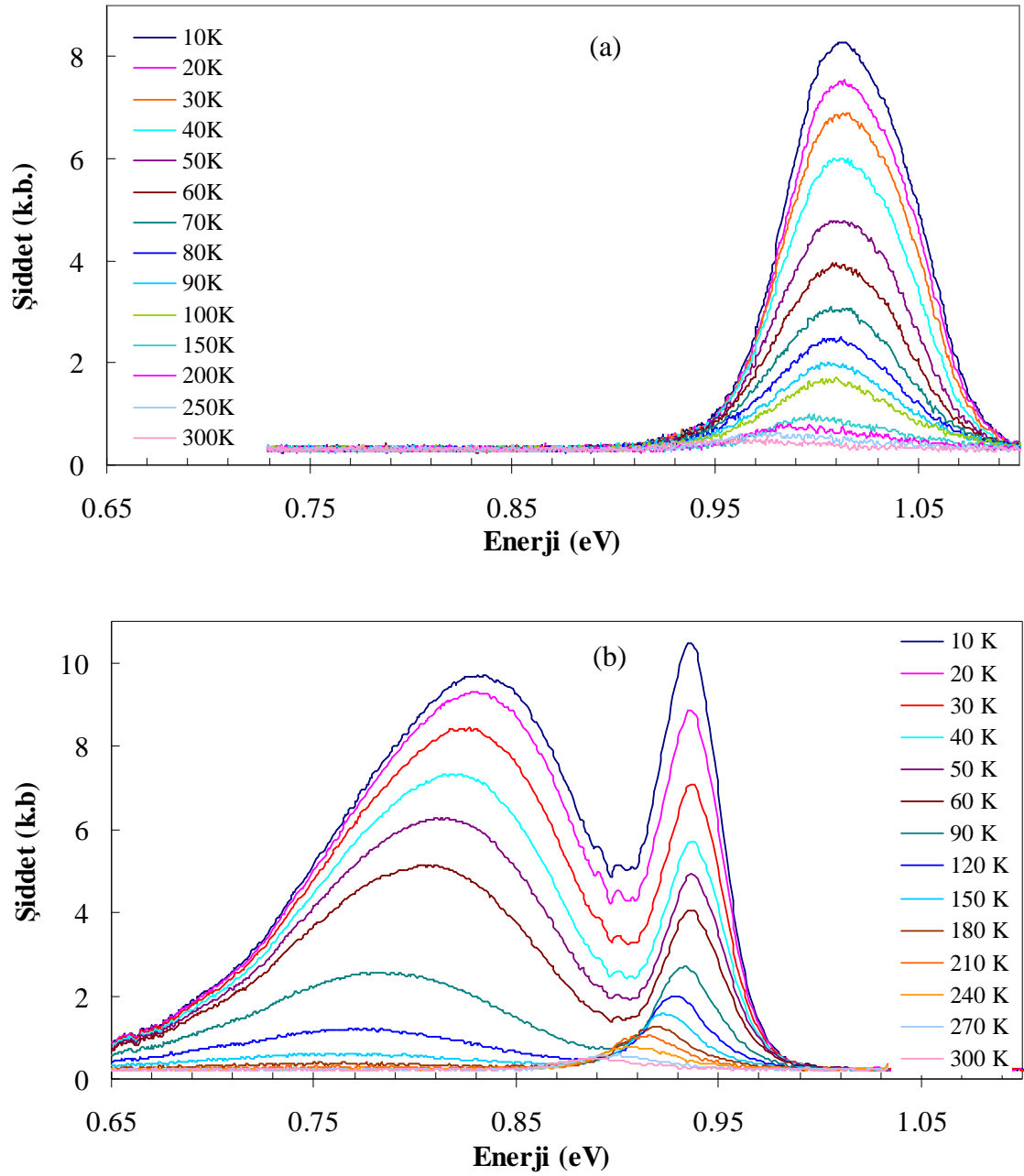
InGaAs alaşımlarına düşük oranda (~ %1-3) azot katkılanarak band aralığı optik haberleşme için önemli olan 1.3  $\mu\text{m}$ 'ye kaydırılabilmektedir. Ancak L1471 örneğinin FL sonuçlarında da görüldüğü gibi azot katkılanması ile yapıdaki tuzak düzeylerinin sayısı artmakta ve ışımada veriminde düşme gözlenmektedir (Herrera vd 2005). Işıma verimini artırmak ve tuzak düzeylerini azaltmak için büyütme koşullarının optimizasyonu, çoklu kuantum kuyusu büyütme ve tavlama gibi yöntemler kullanılmaktadır. Bunlara ek olarak modülasyon katkılama tuzak düzeylerinin etkinliğini ve bu düzeyler aracılığıyla gerçekleşen ışımada yeniden birleşmeleri azaltmak için uygulanabilecek başka bir yöntemdir.

Modülasyon katkılamasının etkileri MOVPE yöntemi ile büyütülmüş n-tipi HN004 ve HN01 örneklerinin sıcaklığa bağlı FL özellikleri elde edilerek incelenmiştir, Şekil 4.28. 1.164 eV'ta (1064 nm) gözlenen dar pik uyarım lazerinin ikinci harmoniğine karşılık gelmektedir. Bu iki örnek arasındaki tek fark kuantum kuyularındaki azot oranlarıdır. Bu nedenle, eğrilerin genel şekli aynı olup sadece azot oranı yüksek (%1) olan HN01 örneğinin pik maksimumu azot oranı düşük (%0.4) HN004 örneğine göre



Şekil 4.28. Azot oranı a) % 0.4 olan HN004, b) % 1 olan HN01 örneklerinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları

daha düşük enerjiye kaymıştır. Modülasyon katkısız L1471 örneği ile karşılaştırıldığında tuzak düzeylerinden kaynaklanan düşük enerji tarafındaki kuyruğun kaybolduğu (Şekil 4.28), yüksek enerji tarafında ise bir omuzun ortaya çıktığı gözlenmektedir. Benzer eğri biçimi diğer n-tipi MK örnek olan L1930'un FL sonuçlarında da görülmektedir (Şekil 4.29a). p-tipi MK örneğin (L1931) FL sonuçlarında ise diğer MK örneklerden farklı olarak 0.6 – 0.9 eV arasında oldukça

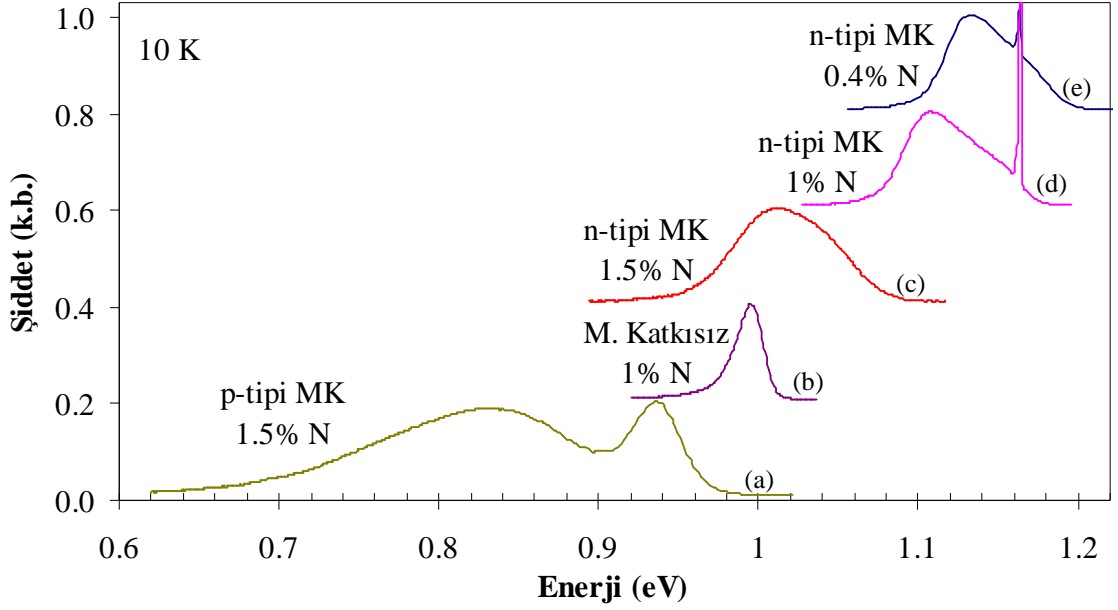


Şekil 4.29. Modülasyon katkılı a) n-tipi L1930 ve b) p-tipi L1931 örneklerinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans sonuçları

yayvan ikinci bir pik ortaya çıkmıştır (Şekil 4.29b). Pikin düşük enerjide olması, logaritmik dağılıma benzemesi ve şiddetinin sıcaklıkla hızla azalması bu ışımanın tuzaklanmış ekzitonların yeniden birleşmesi sonucu oluştuğunu akla getirmektedir. Ancak bu denli yüksek yoğunlukta tuzak düzeyinin oluşmasının nedenini açıklamak oldukça güç görünmektedir. Örneğin büyütme koşulları n-tipi L1930 ile aynı olduğundan bu iki örnek arasında yapısal bir farklılık beklenmemektedir. L1931 örneğindeki tek fark p-tipi (Be) katkılı olmasıdır. Modülasyon katkılama yönteminde katkı elementi kuyu içerisine değil kuyu dışına katılanmaktadır. Dolayısıyla L1931 örneğinde Be, GaInNAs KK içinde herhangi bir kusur düzeyi yaratamayacaktır. Kuantum kuyusu içindeki tuzak düzeylerinin miktarını etkileyecek başlıca neden azot oranıdır ve azot oranları iki örnekte de aynıdır. Bundan dolayı L1931 örneğinde p-tipi modülasyon katkılamanın tuzak sayısını etkilemese de, tuzak düzeylerinin etkinliğini artırdığı düşünülmektedir. p-tipi modülasyon katkılama sonucunda KK'nda biriken serbest delikler sayesinde, iletim bandındaki ve tuzak düzeylerindeki elektronların değerlik bandına inmesiyle tuzak enerji düzeyleri boşalacak ve yapıdaki tüm tuzak enerji düzeylerinin ışımalı/ışımasız süreçlere katılma olasılığı artacaktır.

Modülasyon katkılamanın GaInNAs kuantum kuyuların FL özelliklerine etkisi, 10 K'deki sonuçlar birlikte değerlendirildiğinde daha net görülmektedir (Şekil 4.30). n-tipi modülasyon katkılama artan azot oranı ile FL pik maksimumu düşük enerjiye kaymaktadır. Aynı azot oranlarına sahip n-tipi (Şekil 4.30c) ve p-tipi (Şekil 4.30a) MK katkılı iki örneğin FL sonuçları birbiriyle karşılaştırıldığında p-tipi MK katkılı örneğin band aralığının daha düşük enerjiye kaydığı görülmektedir. Ayrıca, %1 azot oranına sahip n-tipi MK örneğinin (Şekil 4.30d) band aralığı aynı oranda azot içeren katkısız örneğe (Şekil 4.30b) göre daha yüksek enerjidedir.

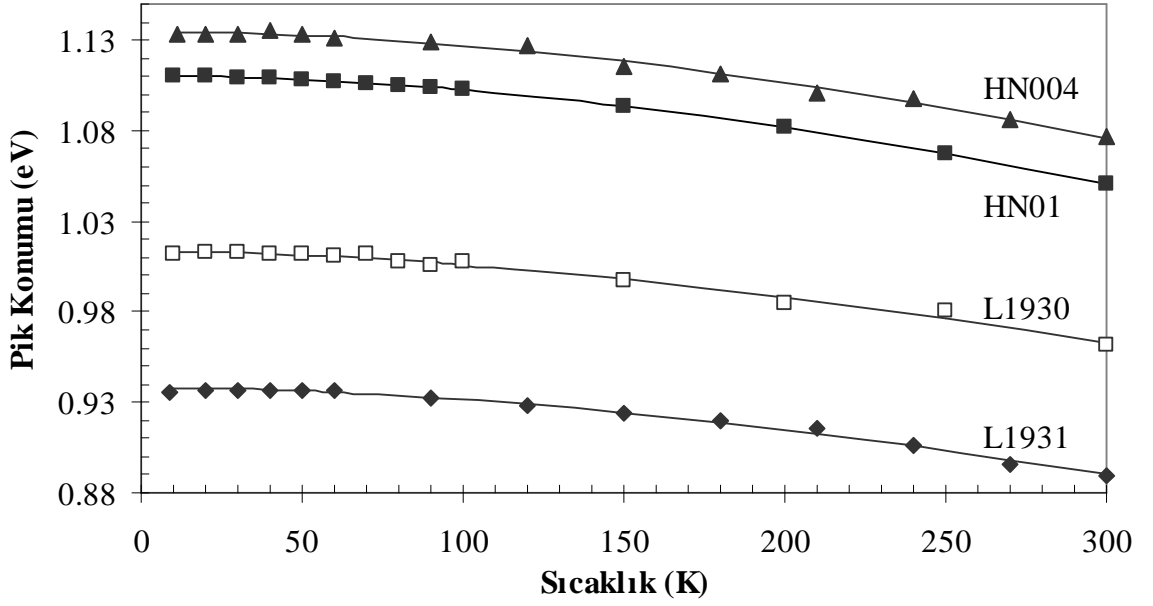
Modülasyon katkılamanın pik genişliğini artırdığı dikkat çeken diğer bir sonuçtur. Bu farklılaşmaların modülasyon katkılama kaynaklı serbest elektronların etkisiyle açıklanabileceği düşünülmektedir. KK içinde artan serbest elektron yoğunluğu enerji düzeylerini en düşük tuzak düzeyinden itibaren üst enerji düzeylerine doğru dolduracaktır. İletim bandının alt kenarının dolmaya başlamasıyla FL ışımada yüksek enerjiye doğru kayma olacaktır (Veal vd 2005). Bu da MK örneklerin aynı oranda azot



**Şekil 4.30.** GaInNAs örneklerinin azot oranları ve modülasyon katkılama (MK) türüne göre 10 K'deki FL sonuçları. Eğriler normalize edilmiş ve şiddet ekseninde kaydırılmıştır. a- L1931, b- L1471, c- L1930, d- HN01, e- HN004. d ve e'de gözlenen keskin pik uyarım lazerinin 2. harmoniğidir

içeren katkısız örneklere göre daha yüksek enerjide ışığa vereceği anlamına gelmektedir.

Gözlenen diğer bir özellik ise, n-tipi modülasyon katkılamanın, FL pik konumlarının sıcaklıkla değişiminde düşük sıcaklıklarda gözlenen S-tipi davranışı ortadan kaldırmış olmasıdır. Şekil 4.31'de MK GaInNAs örneklerin sıcaklığa bağlı pik konumlarının Varshni bağıntısına uyumu görülmektedir. Bu uyum ışımaların baskın olarak banddan banda geçişlerden kaynaklandığını göstermektedir. GaInNAs alaşımlarının band yapısında bol miktarda tuzak enerji düzeylerinin bulunduğu bilinmesine rağmen (Klar 2003), MK örneklerde bu düzeylerden FL'ye katkı gelmediği görülmektedir. Bu durum n-tipi modülasyon katkılama kaynaklı serbest elektronların tuzak düzeylerini doldurarak bu düzeyler aracılığıyla ışımaları yeniden birleşmeleri engellediklerini göstermektedir. p-tipi (L1931) modülasyon katkılı örnekte ise fazlalık delikler tuzak düzeylerinin boşalmasına neden olarak bu düzeyler aracılığıyla yapılan ışımaları artmasına neden olmuş ve bu ışımalar FL sonuçlarında düşük enerjili (0.82 eV), yayvan bir pik oluşturmuştur, Şekil 4.29b. L1931 örneğinin yüksek enerjili (0.93 eV) diğer FL pikinin sıcaklığa bağlı davranışının



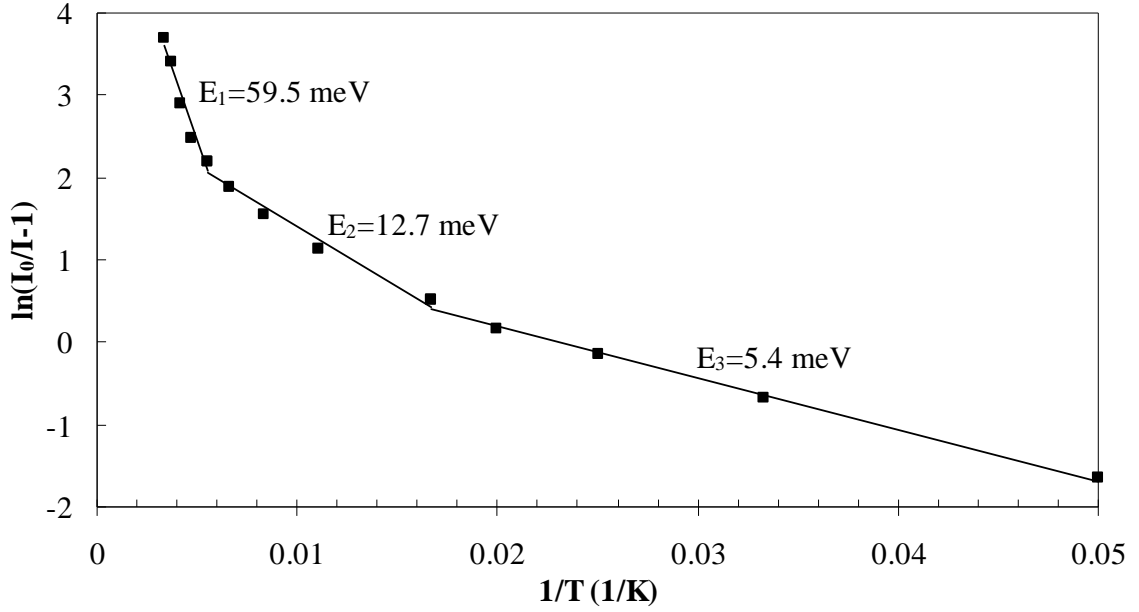
**Şekil 4.31.** Modülasyon katkılı GaInNAs örneklerin FL pik konumunun sıcaklıkla değişimi. Düz çizgiler uydurulan Varshni eğrilerini göstermektedir

Varshni bağıntısına uyumu Şekil 4.31’de görülmektedir. Modülasyon katkılama, genel olarak tüm örneklerde banddan banda geçişlerden kaynaklanan ışımların, tuzak düzeyleri aracılığıyla yapılan diğer ışımlardan ayrışmasını sağlamıştır.

İşimasız geçiş mekanizmalarının etkinleşmesi için belirli bir enerjiye ihtiyaç olduğu, sıcaklığa bağlı FL ölçüm sonuçlarındaki şiddet değişiminden görülebilmektedir. Yük taşıyıcıların dağılımının Maxwell-Boltzman istatistiğine uyduğu kabul edilecek olursa, FL ışıma şiddetinin ( $I$ ) sıcaklıkla değişimi,

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_\infty} \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B T}\right)} \quad \text{Eş.4.10}$$

şeklinde öngörülmektedir (Karachevtseva vd 1994). Burada  $I_0$ , 0 K’deki FL şiddeti,  $\tau_r$  ve  $\tau_\infty$ , sırasıyla, verilen sıcaklıktaki ve T sonsuza giderken ki işimasız yaşam süreleri,  $\Delta E$  işimasız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjisidir. Buna göre sıcaklığa bağlı şiddet verilerinin  $1/T$ ’ye karşılık  $\ln[(I_0/I)-1]$  grafiği çizildiğinde eğim  $\Delta E/k_B$ ’ye karşılık gelecektir. L1931 örneğinin verileri kullanılarak hazırlanmış böyle bir grafik Şekil 4.32’de verilmiştir.



**Şekil 4.32.** L1931 örneğinin ışısız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjileri

GaInNAs örneklerinin bu yöntemle hesaplanan aktivasyon enerjileri Çizelge 4.4'te verilmiştir. Aktivasyon enerjilerinden düşük enerjili olanların zayıf bağlı ekzitonların tuzak düzeylerinden kurtulma enerjisi, yüksek enerjili olanların ise derin tuzak düzeylerindeki yük taşıyıcıların uyarılması ya da kuyu içindekilerin kuyudan çıkması için gerekli enerji olabileceği düşünülmektedir.

**Çizelge 4.4.** GaInNAs örneklerin ışısız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjileri

Örnek	$E_1$ (meV)	$E_2$ (meV)	$E_3$ (meV)
HN004	20.5	31.7	6.6
HN01	92.9	7.4	–
L1930	54.9	17.6	4.4
L1931	59.5	12.7	5.4
L1471	178.1	51.6	48.8

Optik haberleşmede kullanılan lazerlerin ışınım dalgaboyunun sıcaklıktan etkilenmemesi istendiğinden lazer alaşımlarının band aralığının sıcaklıkla değişimi, lazerin çalışma sıcaklığına yakın bölgelerde ( $\sim 300K$ ) ayrı bir önem kazanmaktadır. İncelenen alaşımların band aralığının sıcaklıkla değişiminin doğrusal kabul edilebileceği

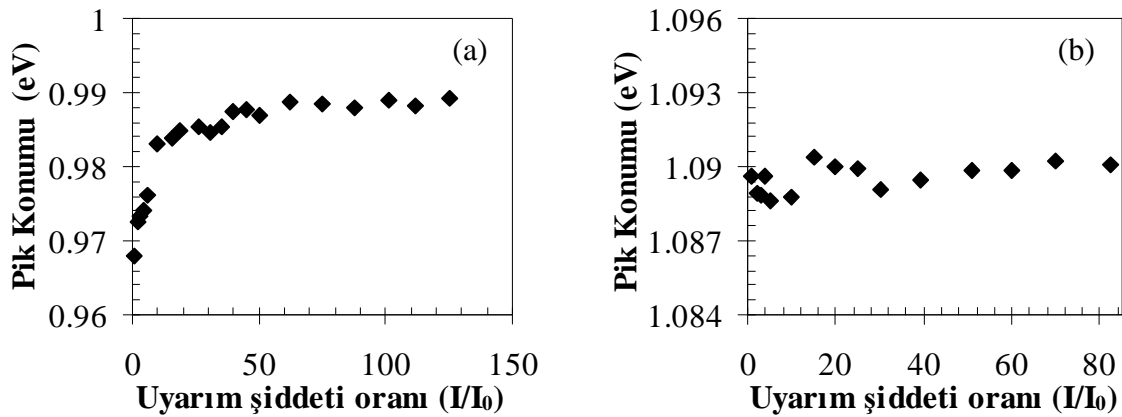


yüksek sıcaklık bölgesindeki eğimleri Çizelge 4.5'te verilmiştir. Bu veriler azot oranının artması ile band aralığının sıcaklıkla değişiminin azaldığını göstermektedir. Aynı azot oranına sahip MK örnek (L1930) ile katkısız örnek L1471'in  $dE/dT$  verileri karşılaştırıldığında modülasyon katkılamanın da band aralığının sıcaklık bağımlılığını azalttığı görülmektedir. Bu durumun, modülasyon katkılama ile sıcaklık bağımlılığı fazla olan tuzak düzeylerinin FL sonuçlarına etkisinin ortadan kaldırılması ile oluştuğu düşünülmektedir.

**Çizelge 4.5.** GaInNAs örneklerin 300K'deki pik konumları ile sıcaklığa bağlı band aralığındaki değişim oranları ( $dE/dT$ )

	L1471	HN004	HN01	L1930	L1931
<b>Modülasyon katkılama türü</b>	---	n-tipi	n-tipi	n-tipi	p-tipi
<b>Azot oranı (%)</b>	1	0.4	1	1.5	1.5
<b>300K'de pik konumları (meV)</b>	0.940	1.076	1.051	0.961	0.890
<b><math>dE/dT</math> (meV/K)</b>	0.306	0.328	0.297	0.267	0.255

FL ölçümlerinde uyarım lazerinin şiddetinin FL pik konumuna etkisi Şekil 4.33'te görülmektedir. Modülasyon katkısız örnekte (L1471) uyarım şiddeti artarken band aralığı önce yüksek enerjiye kaymakta, daha sonra doyuma gitmektedir, Şekil 4.33a.



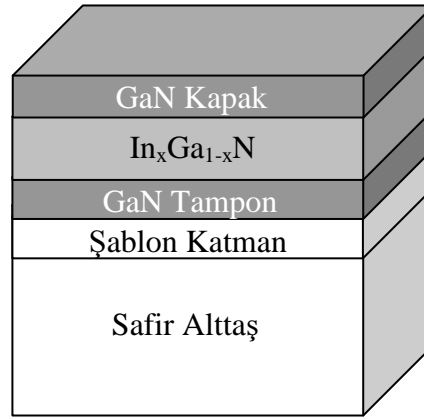
**Şekil 4.33.** Uyarım şiddetiyle a) modülasyon katkısız (L1471) ve b) modülasyon katkılı (HN01) örneklerin band aralığının değişimi

MK örneğın (HN01) pik konumunda uyarım şiddetine bağılı belirgin bir değişim gözlenmemektedir (Şekil. 4.33b). Uyarım için kullanılan lazerin dalgaboyu dikkate alındığında (532 nm) elektronların iletim bandından çok daha yüksek enerjilere uyarıldıkları açıktır. Oluşan sıcak elektronların bir kısmı fonon yayarak iletim bandında işgal edilmemiş en düşük enerji düzeylerine, buradan da tekrar değerlik bandına geçerek ışımaya verecektir. Tuzak düzeylerinin durum yoğunluğu iletim bandına göre çok daha düşük olduğundan bu düzeyler çabucak dolabilecektir. Modülasyon katkısız örnekte uyarım şiddetindeki artışla FL ışımalarının yüksek enerjiye kayması, Fermi enerji düzeyinin tuzak enerji düzeyleri yakınında olduğunu göstermektedir. Modülasyon katkılı örneklerde ise Fermi enerji düzeyi, katkılama ile gelen serbest elektronlar nedeniyle iletim bandının içine kaymış durumdadır. Band içindeki durum yoğunluğunun fazla olması nedeniyle uyarım şiddeti artırılarak sağlanan elektron sayısındaki artış FL ışımalarının enerjisinde belirgin bir kayma yaratmamaktadır.

Bu bölümde elde edilen sonuçlar genel olarak değerlendirildiğinde, modülasyon katkılamanın GaInNAs alaşımının elektronik yapısında bulunan tuzak enerji düzeylerinin etkinliğini önemli oranda değiştirdiği anlaşılmaktadır. n-tipi modülasyon katkılama, alaşımda oluşturduğu fazlalık elektronlar sayesinde Fermi enerji düzeyini iletim bandı içine yükselterek tuzak düzeylerinin optik özelliklere etkisini ortadan kaldırmıştır. p-tipi modülasyon katkılama ise oluşturduğu fazlalık deliklerle Fermi enerji düzeyini değerlik bandı içine indirmiş ve tuzak düzeylerinin optik özelliklere etkisini artırmıştır.

### **4.3. İndiyumca Zengin $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Alaşımli Katmanlı Yapılar**

Çalışmada, safir alttaş üzerine MBE yöntemi ile büyütölmüş, farklı In oranlarında  $3 \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ve katman kalınlıkları farklı  $3 \text{InN}$  olmak üzere, toplam 6 örnek incelenmiştir. Örneklerin yapısı Şekil 4.34'te, büyütme özellikleri ise Çizelge 4.6'da verilmiştir.



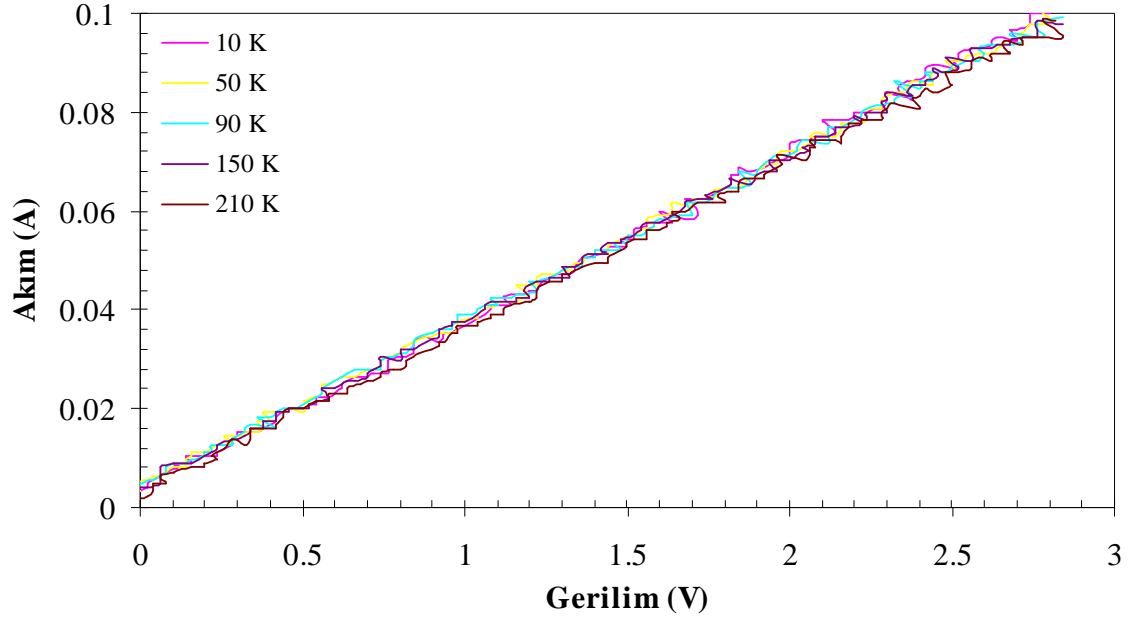
**Şekil 4.34.**  $In_xGa_{1-x}N$  örneklerin yapısı

**Çizelge 4.6.**  $In_xGa_{1-x}N$  örneklerin özellikleri

Örnek	In Oranı %	Şablon Katman	GaN Tampon Kalınlığı (nm)	$In_xGa_{1-x}N$ Katman Kalınlığı (nm)	GaN Kapak Kalınlığı (nm)	Elektriksel Bağlantı Yapısı
GS1931	66	-	200	500	-	Basit Bar
GS1506	78.4	-	200	500	-	Basit Bar, Hall Bar
GS1364	94	-	200	500	-	Basit Bar
GS1382	100	1.5 $\mu m$ GaN/ $Al_2O_3$ (0001)	40	1080	-	Hall Bar
GS1621	100	50 nm AlN	100	800	100	Hall Bar
GS1627	100	50 nm AlN	100	600	100	Hall Bar

#### 4.3.1. Elektriksel iletim özellikleri

Şekil 4.35'te 1 mm uzunluğu ve 0.25 mm eni olan basit bar yapısındaki GS1364 örneğinin paralel iletim I-V sonuçları görülmektedir. Akımın gerilimle doğru orantılı arttığı ve metalik özellik sergilediği görülmektedir. İndiyumca zengin  $In_xGa_{1-x}N$  alaşımlarda serbest yük taşıyıcı yoğunluğunun yüksek olduğu bilinmektedir (Hall ölçümleri sonucunda elde edilen yük taşıyıcı yoğunluğu, mobilite ve bunların katman



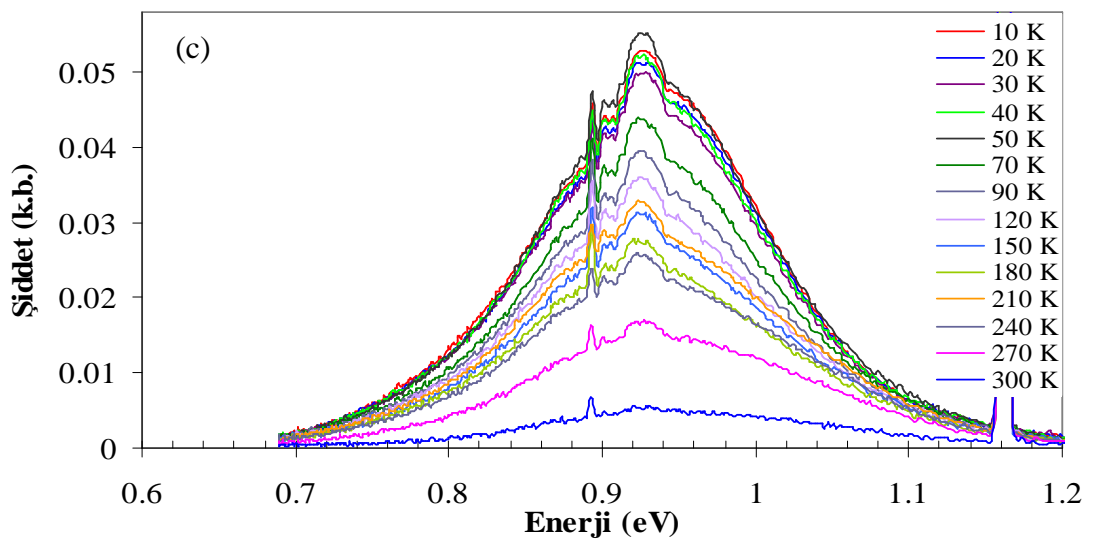
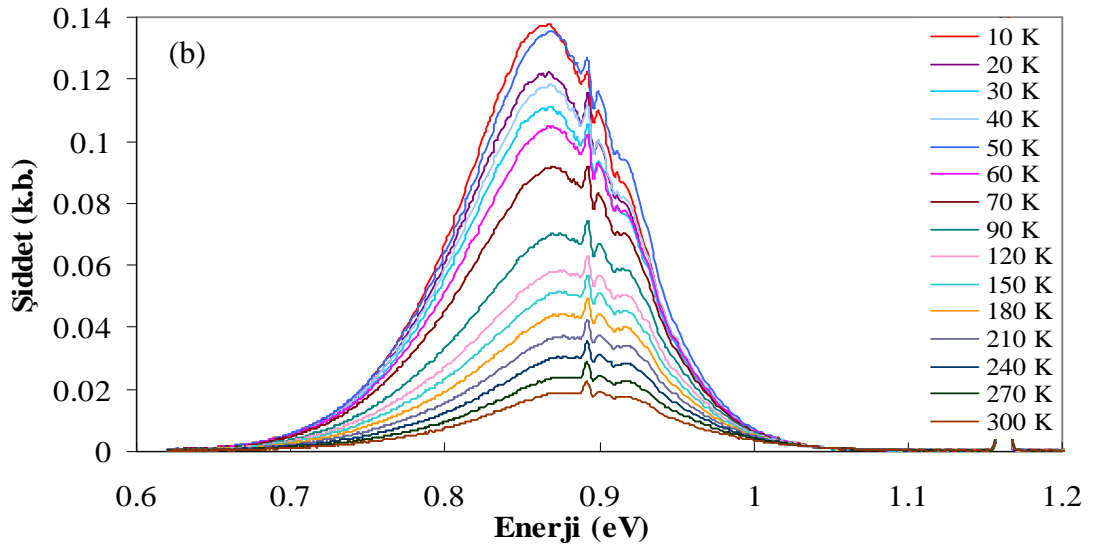
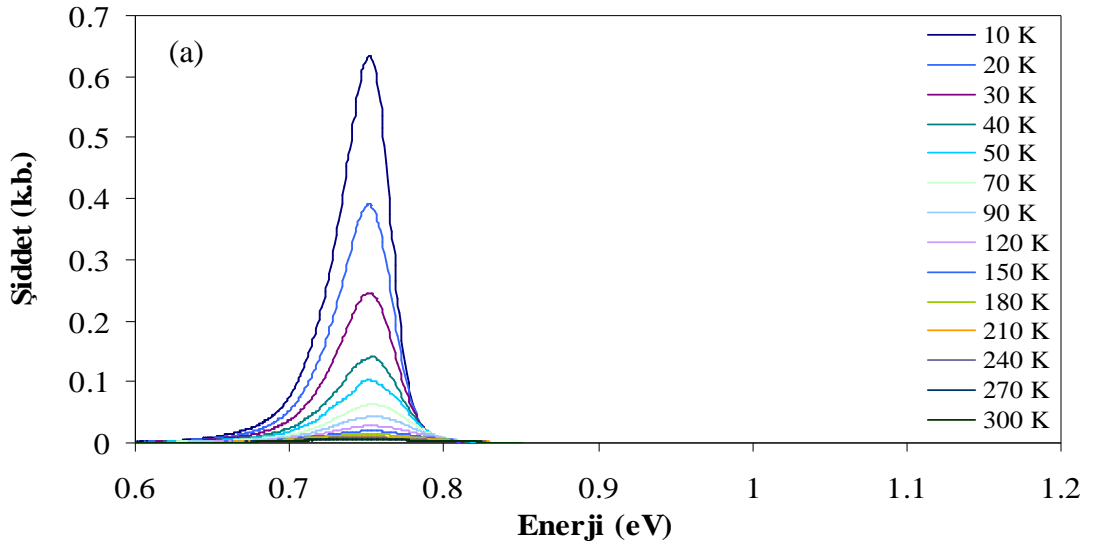
**Şekil 4.35.** % 94 In oranına sahip GS1364 örneğinin sıcaklığa bağlı I-V sonuçları

kalınlığına göre değişimi Bölüm 4.3.4'te incelenmiştir). Oluşan yüksek miktardaki yüzey yük birikmesi alaşımın elektriksel özelliklerini etkin olarak değiştirmekte ve genellikle metal benzeri iletkenliğe neden olmaktadır, Şekil.4.35.

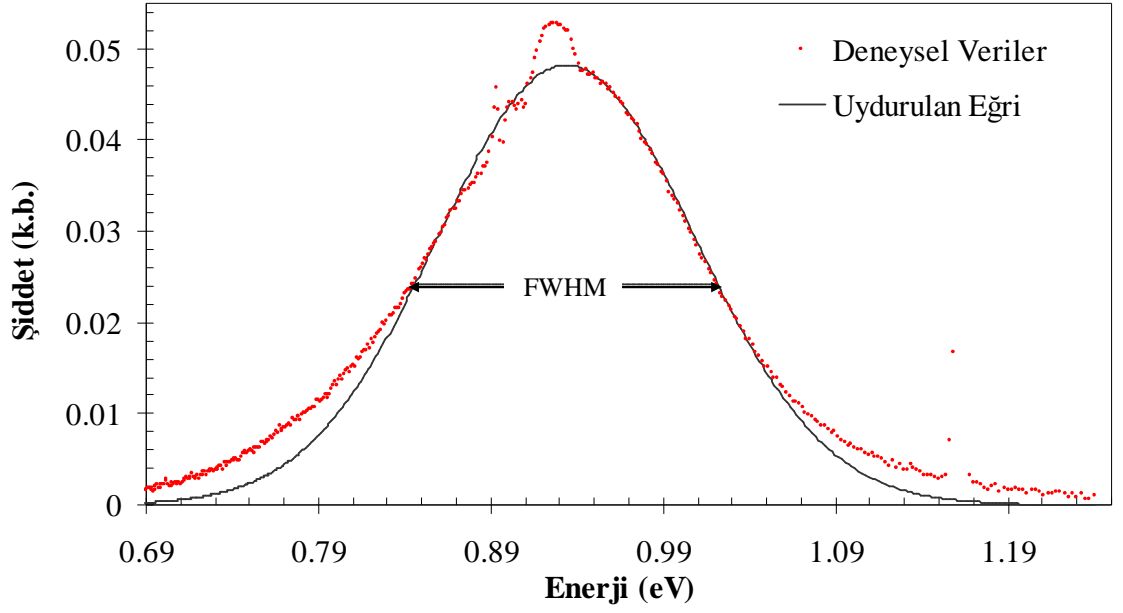
#### 4.3.2. Sıcaklığa bağlı fotolüminesans sonuçları

Şekil 4.36'da % 94 oranında In içeren GS1364 örneğinin sıcaklığa bağlı FL sonuçları görülmektedir. Örneğin ışması oldukça şiddetlidir. FL pikinin düşük enerji tarafında oluşan kuyruk dikkat çekmektedir. Azot katkılı III-V yarıiletkenler için sıklıkla bildirilen düşük enerjideki bu uzantı genellikle tuzak enerji düzeyleri aracılığıyla ışmalı yeniden birleşmelere bağlanmıştır (Bkz. Şekil 4.27).

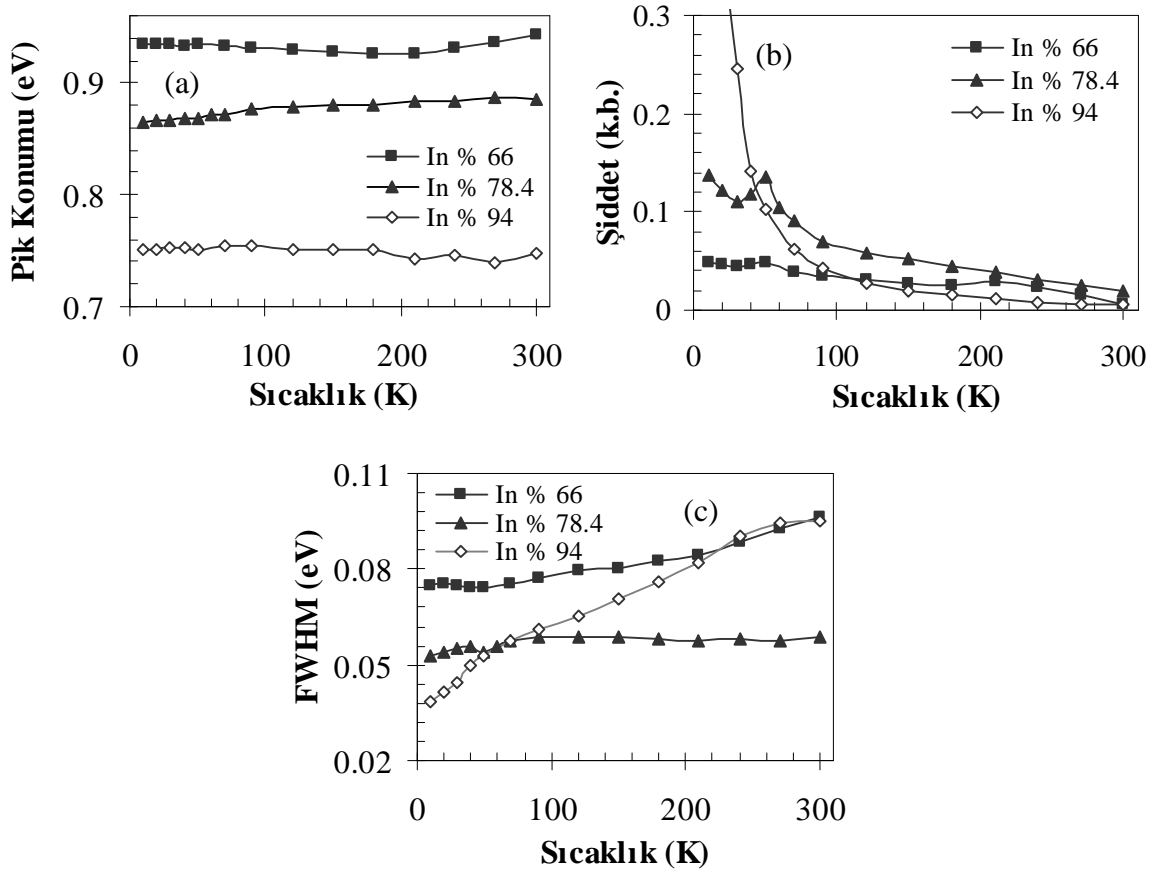
GS1364, GS1506 ve GS1931 örneklerinin sıcaklığa bağlı FL ölçümlerin sonuçları Şekil 4.36'da verilmiştir. 0.9 eV dolayında gözlenen girinti-çıkıntı şeklindeki özellik ortamdaki nemden kaynaklanmaktadır (Ager III vd 2008). 1.17 eV'ta gözlenen özellik ise uyarım lazerinin ikinci harmoniğidir. Genel olarak FL eğrilerinin geniş ve simetrik olduğu görülmektedir. FL sonuçlarına Gauss eğrisi uydurularak, Şekil 4.37, pik konumu, şiddeti ve FWHM'nun sıcaklıkla değişimleri elde edilmiştir, Şekil 4.38.



**Şekil 4.36.** a) GS1364 (% 94 In), b) GS1506 (% 78.4 In) ve c) GS1931 (% 66 In) örneklerinin sıcaklığa bağlı FL sonuçları



Şekil 4.37. % 66 In oranına sahip GS1931 örneğinin 10K'deki FL verilerine uydurulan Gauss eğrisi



Şekil 4.38. InGaN alaşımlı örneklerin a) FL pik konumunun, b) şiddetinin ve c) FWHM'lerinin sıcaklıkla değişimi. Düz çizgiler göze kılavuz olarak çizilmiştir

InGaN alaşımının band aralığının, x, In oranına göre değişimi, InN'ın [ $E_g(0)=0.69$  eV] ve GaN'ın [ $E_g(0)=3.507$  eV] band aralıklarından yola çıkararak, Eş.4.11'deki gibi ifade edilmektedir (Walukiewicz vd 2004).

$$E_g^{InGaN}(x) = E_g^{InN}x + E_g^{GaN}(1-x) - bx(1-x) \quad \text{Eş.4.11}$$

Eğilme parametresi, b, InGaN alaşımları için yaklaşık 1.4 değerindedir (Walukiewicz vd 2004). İncelenen InGaN rneklerin 10 K'deki FL ölçümlerinden elde edilen band aralığı ile alaşımlarına göre Eş.4.11'den hesaplanan değerleri izelge 4.6'da verilmiştir. In oranı azaldıkça band aralığının artması beklenen bir sonuçtur. Ancak alaşım oranlarından hesaplanan band aralığı değerleri ile FL ölçümlerinden elde edilen değerler arasında önemli farklar olduğu ve In oranı azaldıkça bu farkın arttığı görülmektedir. InGaN alaşımlarında yüksek yük taşıyıcı yoğunluğunun band aralığını etkilediği ve pek çok çalışmada artışa neden olduğu bildirilmiştir (Butcher vd 2006). Çizelge 4.7'de verilen sonuçlarda ise deneysel belirlenen band aralığı hesaplanandan düşük olduğu için bu durumun yük taşıyıcı yoğunluğundaki değişimle oluşamayacağı açıktır. Belirlenen değerler arasındaki farkların büyük olması, büyütme sırasında hedeflenen alaşım oranlarının bu örneklerde elde edilemediğini akla getirmektedir. Alaşım oranının homojen olmayıp dalgalanmalar ya da gruplaşmalar içermesi de bu duruma neden olabilir (Duxbury vd 2000).

**Çizelge 4.7.** InGaN rneklerin 10 K'deki FL sonuçlarından elde edilen band aralıkları

<b>rnek</b>	<b>In Oranı %</b>	<b>Band aralığı (eV) (10 K'deki FL'den)</b>	<b>Band aralığı (eV) (Alaşım oranından)</b>
GS1931	66	0.93	1.33
GS1506	78.4	0.87	1.06
GS1364	94	0.75	0.78

şekil 4.38a'da örneklerin band aralıklarının sıcaklıkla çok az değiştiği ve düşük In içeren iki örneğin band aralığının yüksek sıcaklıklara doğru bir miktar arttığı görülmektedir. Bu davranış Varshni yaklaşımına uymamaktadır. Alaşım oranının

örneğin bütününde aynı olmaması durumunda böyle bir özellik beklenebilir. Alaşımdaki dalgalanmalar band aralığında değişime neden olacaktır (Weber vd 2006). Alaşımdaki elementlerin kümeleşmeleri, ya da, Ga ve In eksikliği gibi kristal kusurları band yapısında tuzak düzeyleri oluştururken, GaN ya da InN şeklinde yerel ayrışmalar band yapısını iyice karmaşık hale getirecektir. Şekil 4.38a'daki davranışın böyle bir alaşım düzensizliğinden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Örneklerin FL şiddetinin sıcaklıkla değişimi, düşük sıcaklıklarda farklı davranışlar sergilerken 50 K'den sonra 3 örnekte benzer davranış göstermektedir, Şekil 4.38b. % 94 In içeren örneğin ışıma şiddeti 100 K'e kadar hızla azalmış, diğer 2 örneğin ışımalarında ise 30 K'e kadar önce bir miktar azalma sonra da 50 K'e kadar artış meydana gelmiştir. Işıma şiddetindeki sıcaklıkla değişimler ışımalı ya da ışımasız süreçlerin etkinleşmesi ile oluşmaktadır. Belirli koşullar altında ışıma şiddetinin sıcaklığa bağlı değişimini veren Eş.4.10'daki bağıntıdan yola çıkarak ışımasız süreçlerin aktivasyon enerjileri hesaplanmış ve Çizelge 4.8'de verilmiştir. GS1506 ve GS1364 örneklerinin sonuçlarının birbirine yakın olduğu GS1931 örneğinde ise ışımasız geçiş mekanizmalarının daha yüksek aktivasyon enerjisi gerektirdiği anlaşılmaktadır. Genel olarak değerlendirildiğinde In oranı azaldıkça ışımasız geçişlerin aktivasyon enerjisi artmaktadır. Bu da artan Ga oranının derin tuzak düzeyi oluşumuna neden olduğunu göstermektedir.

**Çizelge 4.8.**  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  örneklerin ışımasız geçiş mekanizmalarının aktivasyon enerjileri

Örnek	In Oranı (x) %	$E_1$ (meV)	$E_2$ (meV)
GS1931	66	14.1	78.9
GS1506	78.4	6.8	23.3
GS1364	94	5.2	25.8

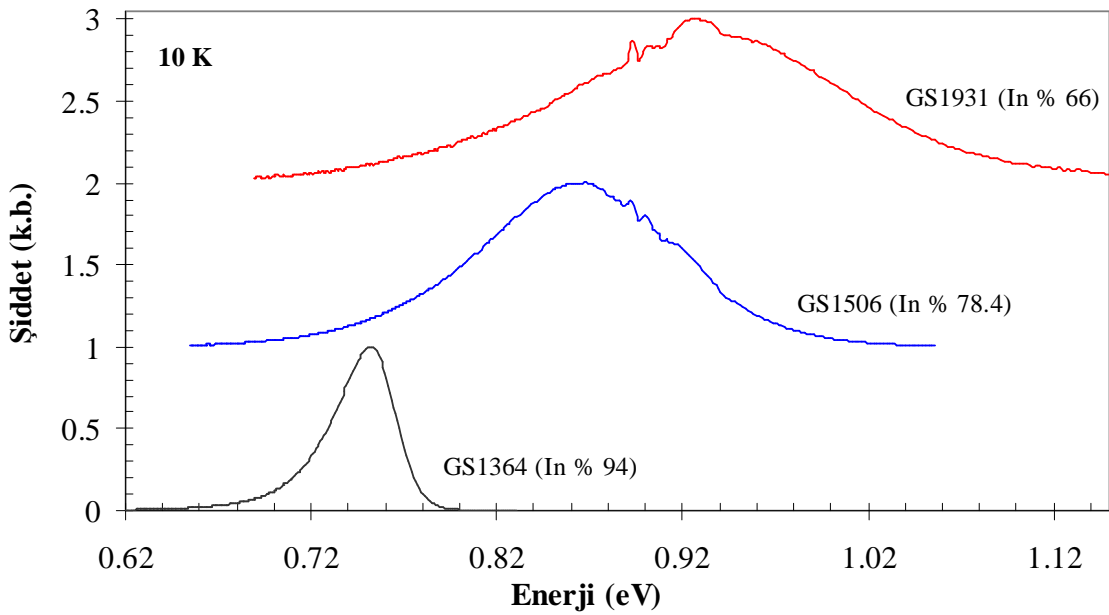
Şekil 4.38c'de düşük sıcaklıklardaki sonuçlar incelendiğinde In oranı azaldıkça pik genişliğinin arttığı görülmektedir. Bu durum artan Ga oranıyla birlikte alaşımdaki



dalganmaların arttığını ve bunun sonucunda band aralığındaki dağılımın da genişlediğini göstermektedir.

Şekil 4.39 In oranının FL pik konumuna ve şekline etkisini sergilemektedir. In oranı görece düşük GS1506 ve GS1931 örneklerinin FL piklerinin simetrik olması ve önemli bir kuyruk oluşumunun olmaması tuzak düzeyleri aracılığıyla ışımali geçişlerin bu örneklerde katkısının az olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla pik genişliğindeki artış tuzak düzeyleriyle ilişkili değildir. Pik genişliğini artıran ana etken alaşımdaki dalganmalar nedeniyle yerel olarak farklı band aralıkları olan bölgelerin oluşması olabilir. Buradan In oranındaki azalışın alaşım düzensizliklerini artırdığı anlaşılmaktadır.

Sıcaklığa bağlı FL sonuçları bütün olarak değerlendirildiğinde In oranındaki azalışın band aralığı ve pik genişliğini artırdığı görülmüştür. Band aralığındaki artış beklenenden az olmuştur. Bu sapma ve pik genişliğindeki artış, Ga oranının artmasıyla birlikte alaşımdaki düzensizliklerin artmasından kaynaklanabileceği düşünülmektedir. Alaşım düzensizlikleri büyütme koşullarından kaynaklanabilir. Bu nedenle büyütme koşulları ayarlanarak alaşım düzensizliklerinin azaltılması olası görülmektedir.

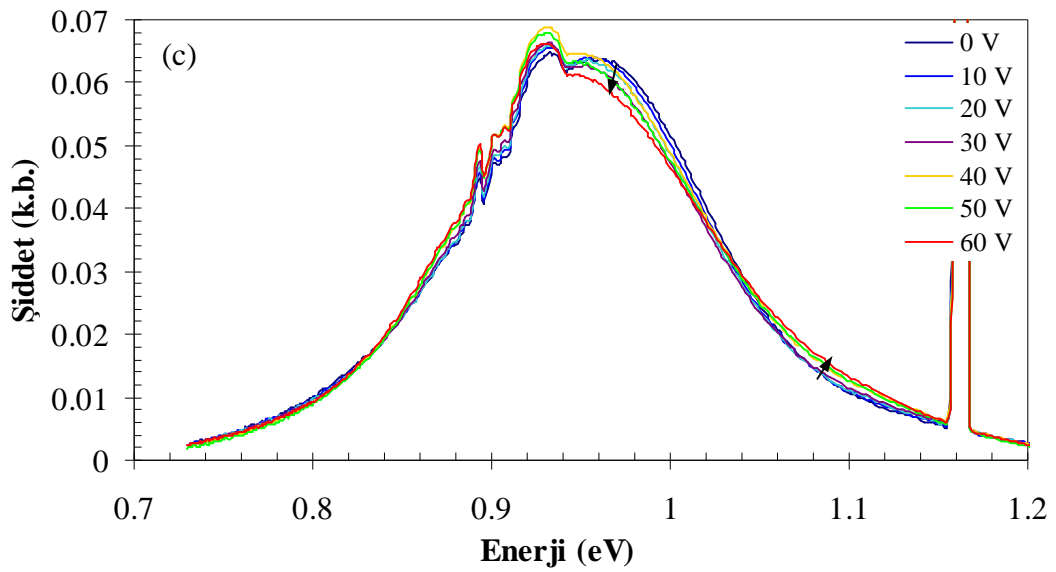
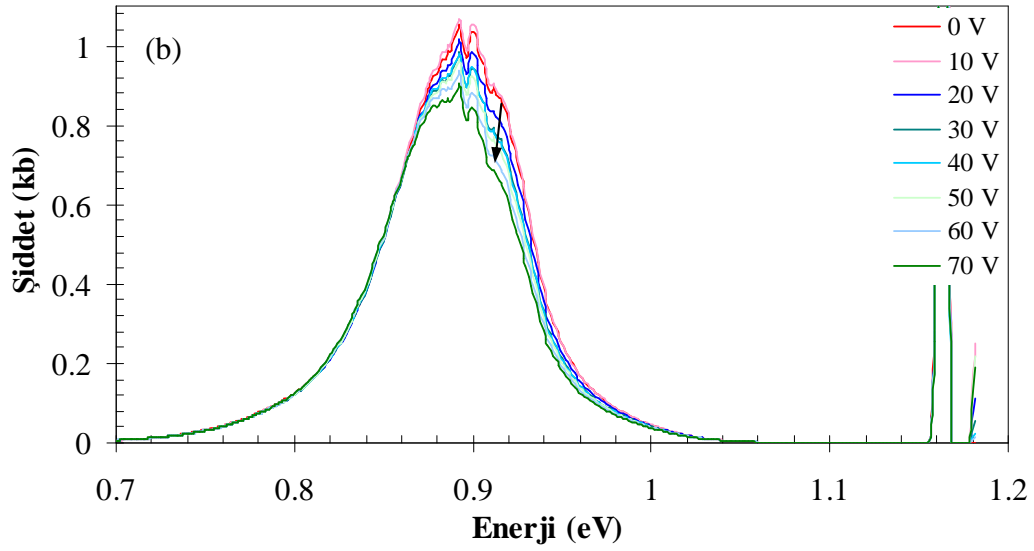
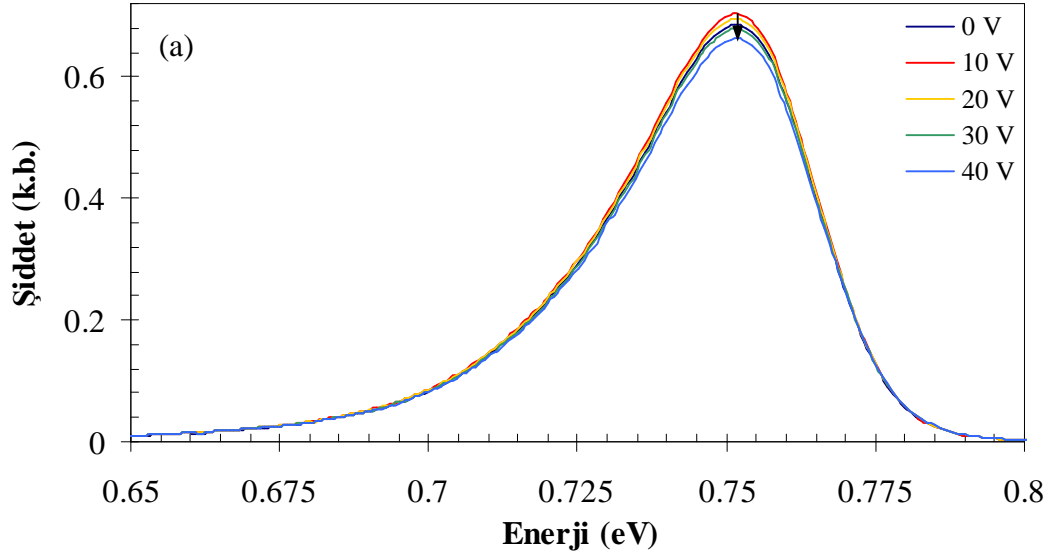


Şekil 4.39. In oranına göre InGaN alaşımlarının FL özelliklerinin değişimi

### 4.3.3. Elektrik alan altında fotolüminesans sonuçları

Elektrik alan altında FL ölçümleri alaşımındaki sıcak elektronların durulma süreçleri hakkında bilgi vermektedir (Makiyama vd 1992, Sapega vd 1999). Şekil 4.40'ta uygulanan farklı gerilimlere göre FL özelliklerinin değişimi görülmektedir. Uygulanan gerilimle FL pik konumunda bir değişiklik olmamış ancak pik şiddetinde azalma gözlenmiştir. Şiddetteki azalma In oranı % 94 olan örnekte maksimum çevresinde gözlenirken (Şekil 4.40a), diğer 2 örnekte maksimumun yüksek enerji tarafında ortaya çıkmıştır (Şekil 4.40b, c). Düşük In oranına sahip (% 66) GS1931 örneğinin sonuçlarında ayrıca pikin yüksek enerji kuyruğunun şiddetinde artış olduğu da görülmektedir.

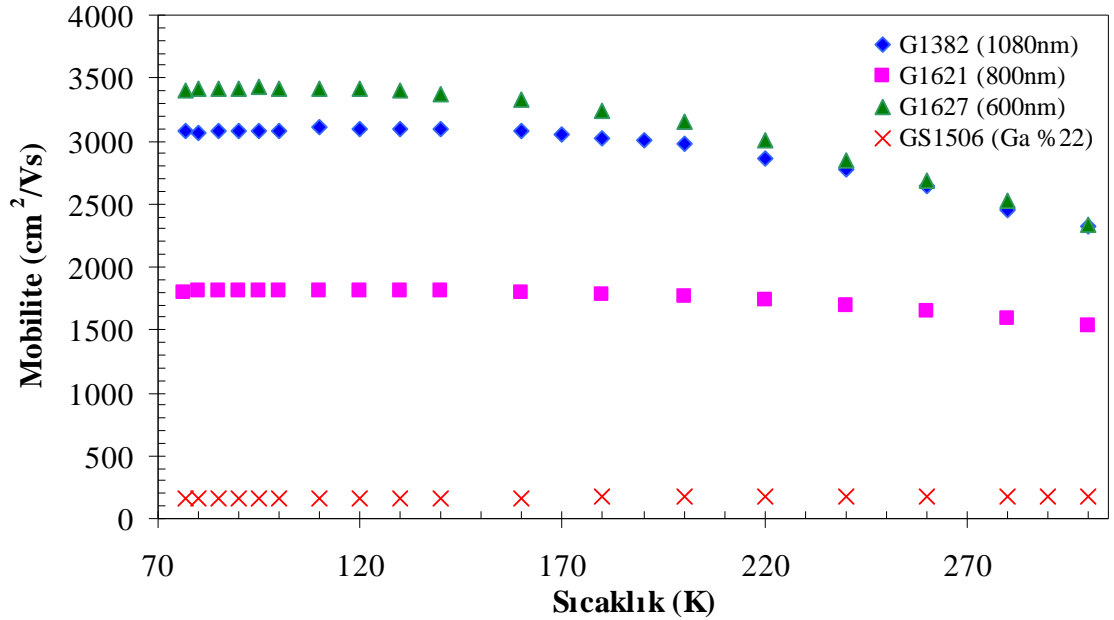
Uygulanan elektrik alanla yük taşıyıcılarının (burada elektronlar) ortalama kinetik enerjisi ve dolayısı ile sıcak elektronların sayısı artacaktır. Bu durum FL pikinin şiddetinde azalmaya ve pikin yüksek enerji kuyruğunda artışa neden olmaktadır . Şekil 4.42'de üç örneğin de FL pik şiddetlerinin azalması bu açıklamalarla uyumludur. Ancak FL pikinin yüksek enerji tarafında artış sadece düşük In oranına sahip (% 66) örnekte gözlenebilmiştir.



**Şekil 4.40.** In oranı a) % 94, b) % 78.4 ve c) % 66 olan InGaN örneklerin 10 K'deki FL özelliklerinin uygulanan gerilimle değişimi

#### 4.3.4. InGaN katman kalınlığının yük taşıyıcı yoğunluğu ve mobiliteye etkisi

Hall bar yapısındaki örneklerin sıcaklıkla mobilitelerinin değişimi Şekil 4.41’de yük taşıyıcı yoğunluklarının değişimi ise Şekil 4.42’de görülmektedir. InN örneklerin mobilitelerinin yüksek olduğu, % 21.6 Ga içeren 1506 örneğinin mobilitelerinin ise diğerlerine göre oldukça düşük olduğu görülmektedir. Yük taşıyıcı yoğunluğu katman kalınlığı ile artmakta, mobiliteler ise kalınlıkla doğrusal olmayan bir değişim sergilemektedir. InGaN alaşımlarında serbest yük taşıyıcıların kaynağı kristal kusurları ve yüzey durumları olduğundan, katman kalınlığı arttıkça yük taşıyıcı yoğunluğunun artması, kalınlıkla kristal kusurlarının da arttığını göstermektedir (Swartz vd 2004).

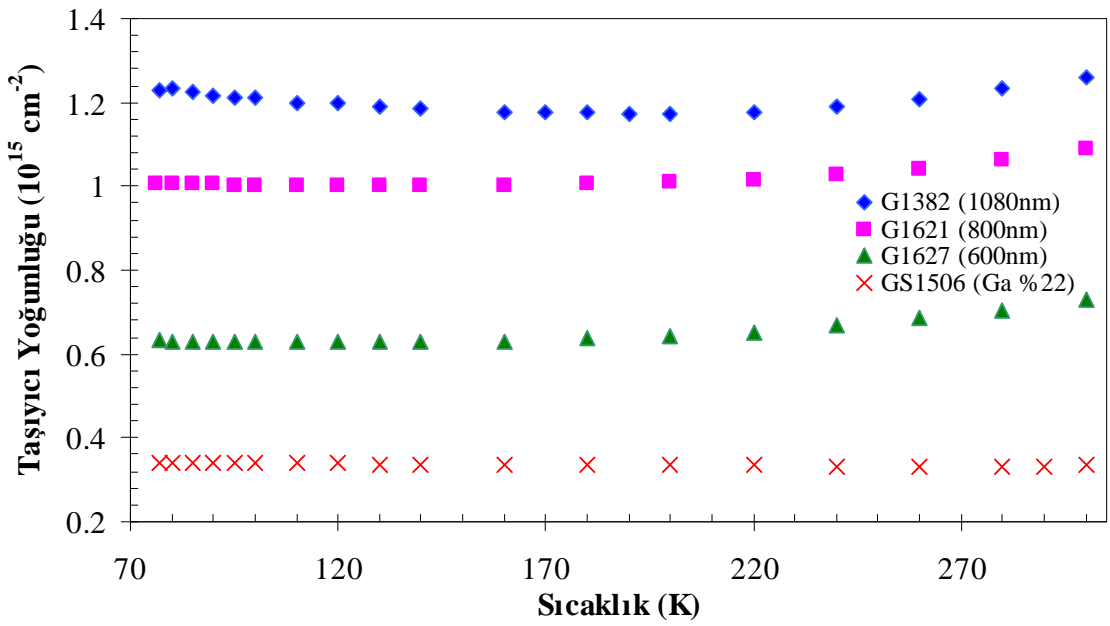


Şekil 4.41. Farklı katman kalınlıklarına sahip InN örnekler ile InGaN örneğinin (GS1506) mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.42’de serbest yük taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla arttığı görülmektedir. Yük taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla artması, alaşımdaki kusur düzeylerinin ısı enerjisiyle iyonlaştığını göstermektedir (Thakur vd 2006). Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcıların sayısı,  $N_e(T)$ , verici ve alıcı düzeylerin her ikisi de aktivasyon terimlerine sahip olacak şekilde,  $E_D = E_{D0} - \alpha_1 T$  ve  $E_A = E_{A0} - \alpha_2 T$ , sırasıyla, bu düzeylerin enerjilerinin sıcaklıkla değişimleri olmak üzere,

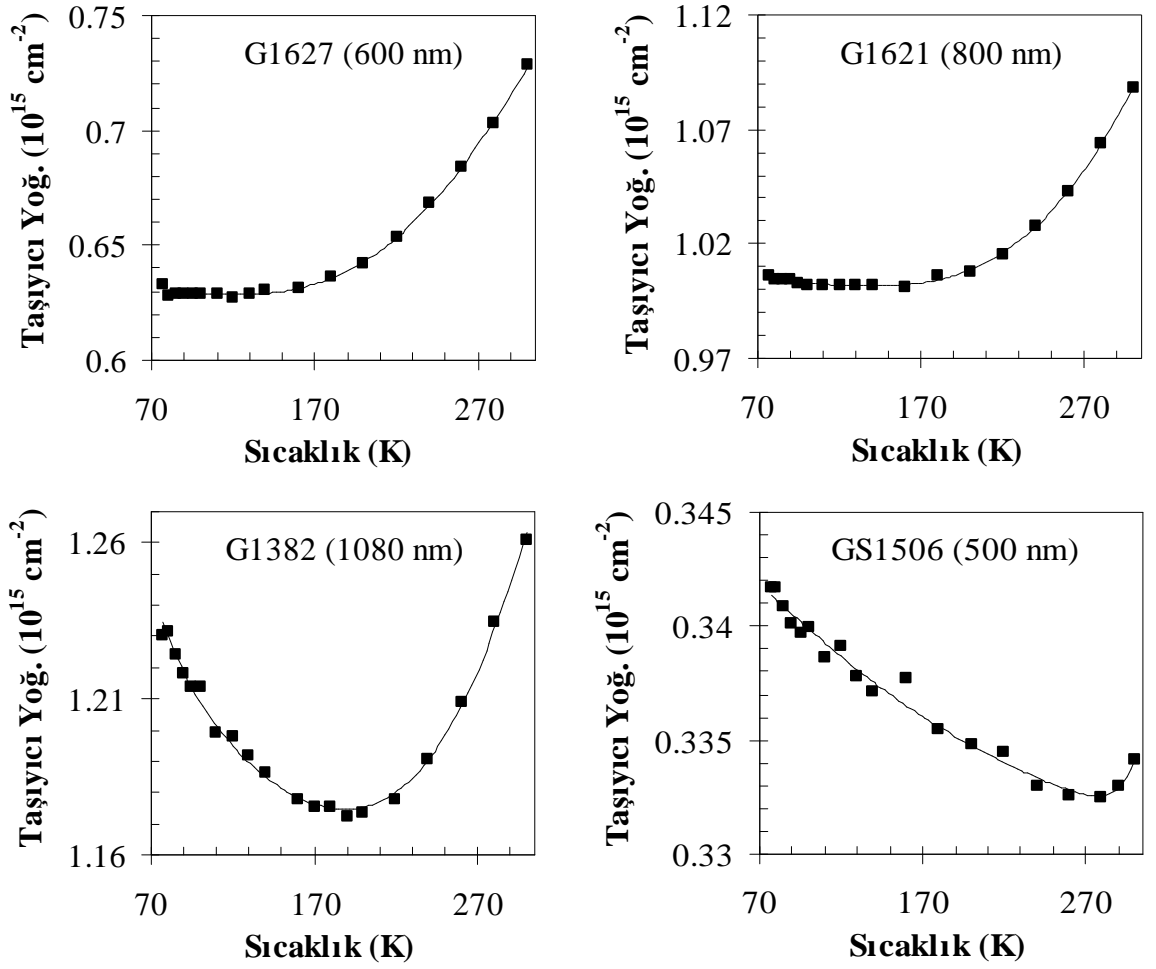
$$N_e(T) = N_D \exp\left[\frac{E_F - (E_{D0} - \alpha_1 T)}{k_B T}\right] - N_A \exp\left[\frac{E_F - (E_{A0} - \alpha_2 T)}{k_B T}\right] + N_0 \quad \text{Eş.4.12}$$

şeklinde ifade edilebilir. Bağlantıda  $N_D$  verici,  $N_A$  alıcı düzeylerin sayısı,  $N_0$  düşük sıcaklıklardaki serbest yük taşıyıcısı sayısı,  $E_{D0}$  ve  $E_{A0}$  değerlik bandı tepesine göre sırasıyla verici ve alıcı düzeylerin 0 K'deki enerjisi,  $E_F$  Fermi enerji düzeyi (değerlik bandı tepesine göre) ve  $k_B$  Boltzmann sabitidir.  $\alpha_1$  ve  $\alpha_2$  verici ve alıcı düzeylerin enerjisinin sıcaklık bağımlılığını gösteren parametrelerdir.



**Şekil 4.42.** Farklı katman kalınlıklarına sahip InN örnekler ile InGaN örneğinin (GS1506) yük taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi

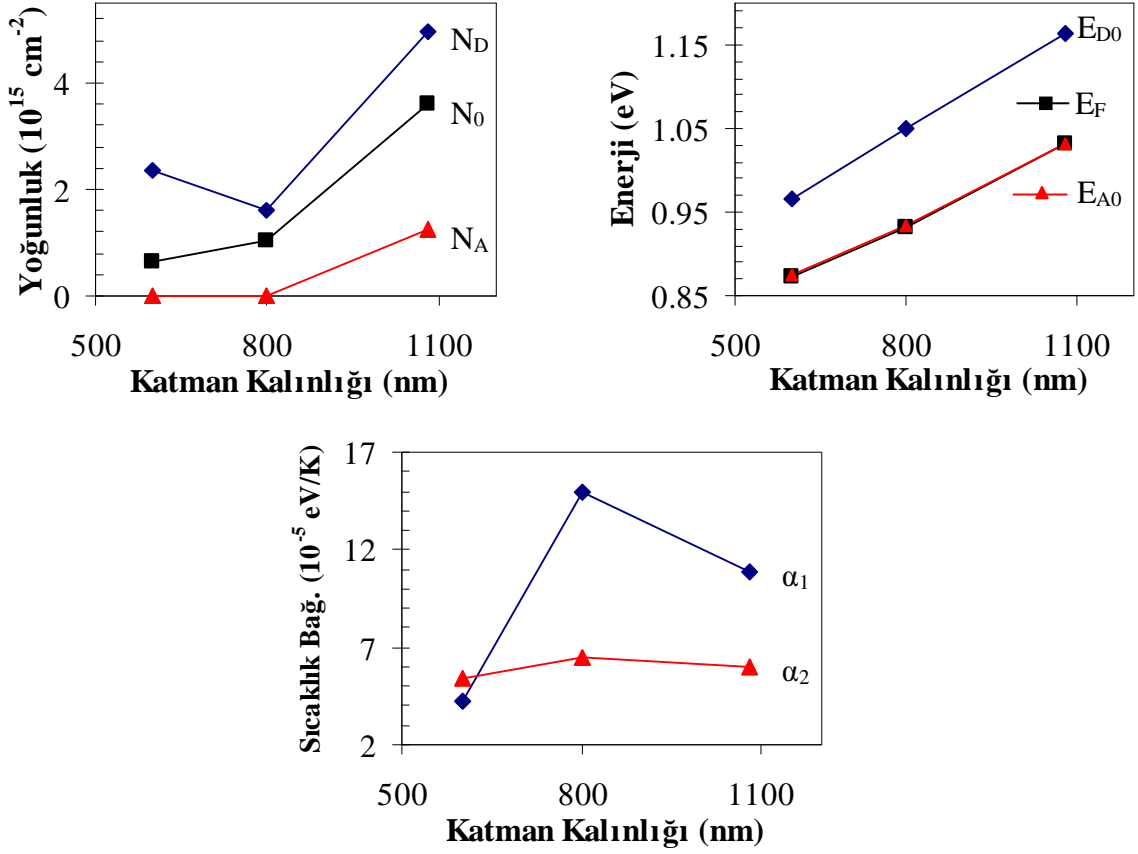
Hall sonuçlarından elde edilen yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine Eş.4.12'de önerilen bağlantıya göre eğri uydurulmuş ve Ga içeren örnekte dahil tüm örneklerin sonuçlarında oldukça iyi bir uyum görülmüştür, Şekil 4.43. Uydurulan eğrilerde kullanılan parametrelerin değerleri Çizelge 4.9'da ve bunların katman kalınlığına göre değişimleri Şekil 4.44'da verilmiştir.



**Şekil 4.43.** Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine (siyah kareler) Eş.4.12'ye göre uydurulan eğriler (düz çizgiler)

**Çizelge 4.9.** Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine Eş.4.12'ye göre uydurulan eğrilerde kullanılan parametrelerin değerleri

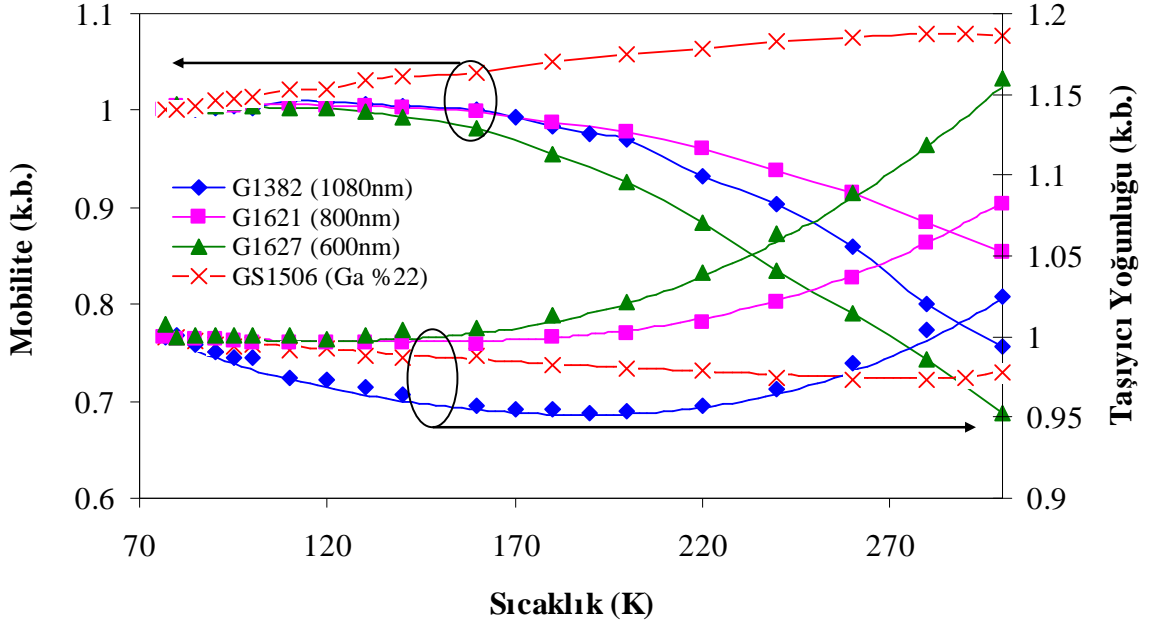
Parametreler	G1627 (600 nm)	G1621 (800 nm)	G1382 (1080 nm)	GS1506 %22 Ga (500 nm)
$N_D$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	2.36E+15	1.60E+15	4.96E+15	5.49E+14
$N_A$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	1.45E+13	1.14E+13	1.25E+15	5.42E+14
$N_0$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	6.51E+14	1.02E+15	3.62E+15	3.42E+14
$E_{D0}$ (eV)	0.96682	1.05E+00	1.16E+00	0.937365
$E_{A0}$ (eV)	0.8745	9.35E-01	1.03E+00	0.935954
$E_F$ (eV)	8.73E-01	9.31E-01	1.03E+00	0.903546
$\alpha_1$ (eV/K)	4.25E-05	1.50E-04	1.08E-04	1.47E-05
$\alpha_2$ (eV/K)	5.37E-05	6.47E-05	6.00E-05	1.55E-05



**Şekil 4.44.** Sıcaklığa bağlı yük taşıyıcı yoğunluğu verilerine Eş.4.12'ye göre uydurulan eğrilerde kullanılan parametrelerin değerlerinin katman kalınlığına göre değişimi

Şekil 4.44'te katman kalınlığıyla  $E_{D0}$ ,  $E_{A0}$  ve  $E_F$ 'nin düzenli, alıcı ve verici sayısının ise düzensiz arttığı görülmektedir. Ayrıca alıcı düzeylerin enerjisinin sıcaklık bağımlılığı katman kalınlığından neredeyse etkilenmezken, verici düzeylerinin ki düzensiz bir bağımlılık sergilemektedir. Bu durum katman kalınlığıyla birlikte kusur düzeylerinin sayısı artarken, elektronik özelliklerinin de değiştiğini göstermektedir.

Yük taşıyıcı yoğunluğunun ters orantılı olarak mobilitiyi etkilemesi beklenen bir sonuçtur (Bkz. Bölüm 3.5). Bununla birlikte mobilite, iyonik safsızlıklar, fononlar vb. saçılma merkezlerinin yoğunluğundan da etkilenmektedir. Mobilite ve yük taşıyıcı yoğunluğunun bir biri ile ilişkisinin daha kolay görülmesi için, Hall ölçümü sonuçları 77 K'deki değerlerine göre normalize edilerek Şekil 4.45'te verilmiştir. Şekilde, InN örneklerin sıcaklıkla yük taşıyıcı yoğunluklarındaki artışa, mobilitelerindeki azalışın eşlik ettiği görülmektedir. Bundan dolayı mobilitedeki sıcaklıkla değişimin baskın



**Şekil 4.45.** Normalize edilmiş mobilite ve yük taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi. Düz çizgiler göze kılavuz olarak çizilmiştir

olarak yük taşıyıcı yoğunluğundaki ve bununla doğru orantılı değişen iyonik saçılma merkezi yoğunluğundaki değişimden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Hall ölçümü sonuçlarında genel olarak GS1506 örneğinin diğerlerinden farklı özellikler sergilediği görülmektedir. Galyumun, örneğin band aralığını artırdığı Şekil 4.39'daki sonuçlara dayanarak belirtilmişti. Band aralığının artmasıyla fermi enerji düzeyi de yükselecektir. AD modeline göre (Bkz. Bölüm 2.3.3) fermi enerji düzeyi  $E_{FS}$ 'ye yaklaştıkça alıcı ve verici kusur düzeylerinin sayısı bir birine yaklaşmaktadır. Yani fermi düzeyinin yükselmesi ile birlikte verici kusur düzeylerinin yanı sıra, bazı kusur düzeyleri alıcı olarak davranmaya başlamaktadır. Alıcı düzeyler yüksek sıcaklıklarda birer serbest elektron yakalayarak yük taşıyıcı yoğunluğunun azalmasına neden olur. Ayrıca, alıcı kusur düzeyleri verici kusur düzeyleri gibi iyonik olduğundan saçılma merkezi olarak davranmakta ve sayılarındaki artış iyonik saçılma merkezi sayısının serbest yük taşıyıcı sayısına oranını artırmaktadır. GS1506 örneğinin alaşımındaki % 22 oranındaki Ga nedeniyle band aralığı ve AD modele göre içerdiği alıcı düzeylerin sayısı artmıştır. Bu nedenle serbest yük taşıyıcı yoğunluğunun diğer InN örneklere göre düşük olduğu (Şekil 4.42) düşünülmektedir. Serbest yük taşıyıcı yoğunluğundaki azalışa rağmen, mobilitenin azalmasının ise (Şekil 4.41) alıcı düzeyleri



ile birlikte iyonik saçılma merkezlerinin oranının artmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

## 5. SONUÇ

Çalışmada optik haberleşmeye yönelik AlGaAs, GaInNAs ve InGaN alaşım grubundaki örneklerin elektriksel ve optik özellikleri sıcaklığa bağlı olarak incelenmiştir. Bu alaşım grupları optik haberleşmeye uygunluk açısından teknolojik gelişmelerinin farklı dönemlerinde olup, yapılan uygulamalar ve analizlerde buna göre farklılık göstermiştir.

AlGaAs alaşımlarında kuantum kuyuların sayısının ve konumunun dikey elektriksel iletme etkisi incelenmiştir. Bununla birlikte çoklu kuantum kuyularda fotoluminesansın sıcaklıkla değişimi ve elektrik alanın etkisi değerlendirilmiştir. KK içermeyen engel yapıda dikey elektriksel iletkenliği termiyonik uyarımların ve FN tünellemesinin oluşturduğu tartışılmıştır. Düşük sıcaklık ve orta şiddetli elektrik alan altındaki I-V sonuçlarında sistematik aralıklarla belirli minimumlar gözlenmiştir. Bu minimumların rezonans FN tünellemesi ile oluşabileceği tartışılmış, teorik hesaplama ve bilgisayar modellemesi ile ileri sürülen hipotez denenmiş ve elde edilen sonuçların I-V sonuçları ile uyumlu olduğu belirlenmiştir.

GaInNAs alaşımlarında azot kaynaklı tuzak düzeylerinin etkisi modülasyon katkılama ile ortadan kaldırılmaya çalışılmıştır. Sonuçlar n-tipi MK'nın yapıdaki tuzak düzeylerinin etkisini neredeyse tamamen ortadan kaldırdığını, p-tipi MK'nın ise bunu daha belirginleştirdiğini göstermiştir. Bununla birlikte katkılama sonucunda artan yük taşıyıcı yoğunluğu FL sonuçlarında bir miktar yüksek enerjiye kaymaya neden olmuştur.

InGaN alaşımlarında alaşım konsantrasyonunun optik özelliklere etkisi incelenmiştir. Sonuçlar In konsantrasyonunun azalması ile band aralığının arttığı ama yapıda alaşım düzensizliklerinin oluştuğunu göstermiştir. Ayrıca, Hall ölçümü sonuçları yük taşıyıcı yoğunluğunun katman kalınlığıyla arttığını, Ga oranıyla ise azaldığını göstermiştir.

Sonuç olarak günümüz optik haberleşmesinde önemli olan 1.3  $\mu\text{m}$  ve 1.55  $\mu\text{m}$  dalgaboyu pencereleri için GaInNAs alaşımların uygunluğu artarken, InGaN alaşımlarının önemli gelişmeler göstermesi beklenmektedir. AlGaAs alaşımlarının ise, oldukça gelişmiş olmalarına rağmen, haberleşmede kullanılan dalgaboyu pencerelerinin 1  $\mu\text{m}$ 'ye doğru genişletilmesini ya da silika dışında fiberlerin gelişmesini beklemesi gerektiği anlaşılmaktadır.

## 6. 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. *J. Appl. Phys.*, 58 (3): R1-R29.
- AGER III, J. W., MILLER, N., JONES, R. E., YU, K. M., WU, J., SCHAFF, W. J. and WALUKIEWICZ, W. 2008. Mg-doped InN and InGaN - Photoluminescence, capacitance-voltage and thermopower measurements. *phys. stat. sol. (b)*, 245 (5): 873–877.
- AGRAWAL, G. P. 2002. Fiber-Optic Communication Systems. Wiley Interscience A John Wiley & Sons, Inc., Publication, NY, 5.
- AGRINSKAYA, N., KOZUB, V., IVANOV, YU., USTINOV, V.,; CHERNYAEV, A., and SHAMSHUR, D. 2001. Low-temperature hopping conduction over the upper Hubbard band in  $p$ -GaAs/AlGaAs multilayered structures. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 93 (2): 424–428.
- ALLYN, C. L., GOSSARD, A. C. and WIEGMANN, W. 1980. New rectifying semiconductor structure by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 36 (5): 373-376.
- ALTINÖZ, S. 2006. Kuantum kuyu içeren  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  engel yapılarında dikey iletim mekanizmalarının incelenmesi. Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi, s33.
- BALKAN, N., 2003. Physics and Technology of Dilute Nitrides for Optical Communications. *IEEE Proc.-Optoelectron.*, 150: 1-2.
- BARNHAM, K. and VVEDENSKY, D. 2001. Low-Dimensional Semiconductor Structures: Fundamentals and Device Applications. *Cambridge University Pres*, UK, 281 pp.
- BATEY, J. and WRIGHT, S. L. 1986. Energy band alignment in GaAs:(Al,Ga)As heterostructures: The dependence on alloy composition. *J. Appl. Phys.*, 59 (1): 200-209.
- BHATTA, R. P., THOMS, B. D., WEERASEKERA, A., PERERA, A. G. U., ALEVLI, M. and DIETZ, N. 2007. Carrier concentration and surface electron accumulation in indium nitride layers grown by high pressure chemical vapor deposition. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 25 (4): 967-971.

- BISHOP, P. J., DANIELS, M. E. and RIDLEY, B. K. 1998. Electron transport in a short  $\text{Al}_{0.265}\text{Ga}_{0.735}\text{As}/\text{GaAs}$  superlattice. *Semiconductor Science and Technology*, 13: 482-487.
- BLAKEMORE, J. S., 1982. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 53: R123-R181.
- BUTCHER, K. S. A., HIRSHY, H., PERKS, R. M., WINTREBERT-FOUQUET, M. and CHEN, P. P.-T. 2006. Stoichiometry effects and the Moss-Burstein effect for InN. *phys. stat. sol. (a)* 203 (1): 66–74.
- CALVEZ, S., HOPKINS, J. -M., SMITH, S. A., CLARK, A. H., MACALUSO, R., SUN, H. D., DAWSON, M. D., JOUHTI, T., PESSA, M., GUNDOGDU, K., HALL, K. C. and BOGGESS, T. F. 2004. GaInNAs/GaAs Bragg-mirror-based structures for novel 1.3  $\mu\text{m}$  device applications. *Journal of Crystal Growth*, 268 (3-4): 457-465.
- CHAABANE, H. and BOURGOIN, J. C. 1996. Resonant tunneling through single GaAlAs barriers. *phys. stat. sol. (b)* 19: 173-178.
- CHEN, I. L., HSU, W., LEE, T., SU, K. H., CHIOU, C. H. and LIN, G., 2006. Temperature-dependent characteristics and burn-in performance of GaAs-based long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers emitting at 1.26  $\mu\text{m}$ . *Semicond. Sci. Technol.*, 21 (7): 886-889.
- CHOI, K. K., LEVINE, B. F., MALIK, R. J., WALKER, J. and BETHEA, C. G. 1987. Periodic negative conductance by sequential resonant tunneling through an expanding high-field superlattice domain. *Physical Review B*, 35 (8): 4172-4175.
- DANIELS, M. E., BISHOP, P. J., JENSEN, K. O., RIDLEY, B. K., RITCHIE, D. A., GRIMSHAW, M., LINFIELD, E. H., JONES, G. A. C. and SMITH, G. W. 1993. Electron transport across a wide AlGaAs barrier. *J. Appl. Phys.*, 74 (9): 5606-5621.
- DAVYDOV, V.YU., KLOCHIKHIN, A. A., SEISYAN, R. P., EMTSEV, V. V., IVANOV, S. V., BECHSTEDT, F., FURTHMÜLLER, J., HARIMA, H., MUDRYI, A. V., ADERHOLD, J., SEMCHINOVA, O. and GRAUL, J. 2002. Absorption and Emission of Hexagonal InN. Evidence of Narrow Fundamental Band Gap. *physica status solidi b*, 229( 3): r1-r3.

- DAWSON, P., WILSON, B. A., TU, C. W. and MILLER, R. C. 1986. Staggered band alignments in AlGaAs heterojunctions and the determination of valence-band offsets. *Applied Physics Letters*, 48 (8): 541-543.
- DeCUSATIS, C. 2008. Handbook of Fiber Optic Data Communication: A Practical Guide to Optical Networking. Third Edition, Elsevier Academic Press, UK, 800 pp.
- DENTON, A. R. and ASHCROFT, N. W. 1991. Vegard's law. *Physical Review A*, 43 (6): 3161-3164.
- DUXBURY, N., BANGERT, U., DAWSON, P., THRUSH, E. J., VAN DER STRICHT, W., JACOBS, K. and MOERMAN, I. 2000. Indium segregation in InGaN quantum-well structures. *Applied Physics Letters*, 76 (12): 1600-1602.
- FARADJEV, F. E. 2002. Evidence for indirect recombination in GaInNAs/GaAs strained multiple quantum wells. *Materials Science and Engineering B*, 94 (2-3): 237-242.
- FRAJ, N., SAÏDI, I., BEN RADHIA, S. and BOUJDARIA, K. 2007. Band structures of AlAs, GaP, and SiGe alloys: A 30 k×p model. *J. Appl. Phys.* 102: 053703.
- GIUGNI, S. and TANSLEY, T. L. 1992. Comment on the compositional dependence of bandgap in AlGaAs and band-edge discontinuities in AlGaAs-GaAs heterostructures. *Semicond. Sci. Technol.*, 7: 1113-1116.
- GRAHN, H. T., MULLER, W., VONKLITZING, K. and PLOOG K. 1992. Electric-field domains in superlattices - a comparison of transport and optical-generation. *Surface Science* 267 (1-3): 579-582.
- GRENOUILLET, L., BRU-CHEVALLIER, C., GUILLOT, G., GILET, P., DUVAUT, P., VANNUFFEL, C., MILLION, A., and CHENEVAS-PAULE, A. 2000. Evidence of strong carrier localization below 100 K in a GaInNAs/GaAs single quantum well. *Appl. Phys. Lett.* 76 (16): 2241.
- HACKENBUCHNER, S., SABATHIL, M., MAJWESKI, J. A., ZANDLER, G., VOGL, P., BEHAM, E., ZRENNER A. and LUGLI P. 2002. Nonequilibrium band structure of nano-devices. *Physica B*, 314: 145-149.
- HARRIS, Jr J.S., 2002. GaInNAs Long-Wavelength Lasers: Progress And Challenges. *Semicond. Sci. Technol.*, 17: 1-12.

- HARRIS, Jr J.S. and GAMBIN, V. 2002. GaInNAs: A New Material in the Quest for Communications Lasers. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 722: K4.1.1-K4.1.17.
- HELGESEN, P., FINSTAD, T. G. and JOHANNESSEN, K. 1991. Sequential resonant and nonresonant tunneling in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. *J. Appl. Phys.*, 69 (4): 2689-2691.
- HERRERA, M., GONZÁLEZ, D., GARCÍA, R., HOPKINSON, M., NAVARETTI, P., GUTIÉRREZ, M. and LIU, H.Y. 2005. Structural and optical properties of high In and N content GaInNAs quantum wells. *Thin Solid Films*, 483 (1-2): 185-190.
- HICKMOTT, T. W., SOLOMON, P. M., FISCHER, R. and MORKOC, H. 1984. Resonant Fowler-Nordheim tunneling in  $n^-$  GaAs-undoped  $Al_xGa_{1-x}As-n^+$  GaAs capacitors. *Applied Physics Letters*, 44: 90-92.
- HICKMOTT, T. W. 1989. Transverse magnetotunneling in  $Al_xGa_{1-x}As$  capacitors. II. Electron phase changes in resonant Fowler-Nordheim tunneling. *Phys. Rev. B*, 40: 11683 – 11692.
- KARACHEVTSEVA, M. V., IGNAT'EV, A. S., MOKEROV, V. G., NEMTSEV, G. Z., STRAKHOV, V. A. and YAREMENKO, N. G. 1994. Temperature dependence of the photoluminescence of  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  quantum-well structures. *Semiconductors*, 28 (7): 691-694.
- KLAR, P. J. 2003. Recent developments in metastable dilute-N III–V semiconductors. *Progress in Solid State Chemistry*, 31( 4): 301-349.
- KOMAKI, H., NAKAMURA, T., KATAYAMA, R., ONABE, K., OZEKI, M. and IKARI, T. 2007. Growth of In-rich InGaN films on sapphire via GaN layer by RF-MBE. *Journal of Crystal Growth*, 301-302: 473-477.
- KONDOW, M., UOMI, K., NIWA, A., KITANTAI, T., WATAHIKI, S., and YAZAWA, Y. 1996. GaInNAs: A Novel Material for Long-Wavelength-Range Laser Diodes with Excellent High-Temperature Performance. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35 (2B): 1273-1275.
- KONDOW, M., KITATANI, T., NAKATSUKA, S., LARSON, M. C., NAKAHARA, K., YAZAWA, Y., OKAI, M. and UOMI, K. 1997. GaInNAs: a novel material for long-wavelength semiconductor lasers. *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, 3: 719-730.

- LI, S. X., YU, K. M., WU, J., JONES, R. E., WALUKIEWICZ, W., AGER III, J. W., SHAN, W., HALLER, E. E., LU, HAI and SCHAFF W. J. 2005. Fermi level stabilization energy in group III-nitrides. *Lawrence Berkeley National Laboratory: Lawrence Berkeley National Laboratory*. Retrieved from: <http://escholarship.org/uc/item/5fx3w23c>.
- LU, S. S., LEE, K., NATHAN, M. I. and WRIGHT, S. L. 1991. Resonant indirect Fowler-Nordheim tunneling in Al<sub>0.8</sub>Ga<sub>0.2</sub>As barrier. *Applied Physics Letters*, 58 (3): 266-268.
- MAHBOOB, I., VEAL, T. D., PIPER, L. F. J., McCONVILLE, C. F., LU, H., SCHAFF, W. J., FURTHMÜLLER, J. and BECHSTEDT, F. 2004. Origin of electron accumulation at wurtzite InN surfaces. *Phys. Rev. B*, 69: 201307 (1-4).
- MAKIYAMA, K., KASAI, K., OHORI, T. and KOMENO, J. 1992. Hot electron scattering mechanisms in AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum wells. *Semicond. Sci. Technol.* 7: B248-B250.
- MAMALUY, D., SABATHIL, M. and VOGL, P. 2003. Efficient method for the calculation of ballistic quantum transport. *J. Appl. Phys.*, 93 (8): 4628-4633
- MASERJIAN, J. 1974. Tunneling in thin MOS structures. *J. Vac. Sci. Technol.*, 11 (6): 996-1003.
- MAZZUCATO, S., EROL, A., POTTER, R. J., BALKAN, N., CHALKER, P. R., THOMAS, S., JOYCE, T. B. and BULLOUGH, T. J. 2003. Optical properties of GaInNAs/GaAs quantum wells. *Solid-State Electronic*, 47 (3): 483-487.
- McGEE, W. M., WILLIAMS, R. S., ASHWIN, M. J. and JONES, T. S. 2006. Morphological breakdown during growth of a high nitrogen content GaInNAs thin film. *Surface Science*, 600 (15): 194-197.
- MILLER, N. C., ZEMON, S., WERBER, G. P. and POWAZINIK, W. 1985. Accurate electron probe determination of aluminum composition in (Al, Ga)As and correlation with the photoluminescence peak. *J. Appl. Phys.*, 57 (2): 512-515
- NEXTNANO<sup>3</sup> 2009. Overview  
<http://www.nextnano.de/nextnano3/overview/overview.htm>
- NISHIYAMA, N., CANEAU, C., HALL, B., GURYANOV, G., HU, M. H., LI, M. J., BHAT, R., ZAH, C. E. and LIU, X. S. 2005. Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers on InP With Lattice Matched AlGaInAs-InP DBR



- Grown by MOCVD. *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics.*, 11 (5): 990-998.
- POTTER, R. J. and BALKAN, N. 2004. Optical properties of GaNAs and GaInNAs quantum wells. *J. Phys.: Condens. Matter*, 16: 3387–3412.
- RAKOCZY, D., STRASSER, G., PACHER, C. and SMOLINER, J. 2004. Ballistic electron microscopy on doped AlAs barriers in the regime of the Mott transition. *Semicond. Sci. Technol.*, 19 (4): S8-S10.
- SABATHIL, M., HACKENBUCHNER, S., MAJWESKI, J. A., ZANDLER and VOGL, G., P. 2002. Towards fully quantum mechanical 3D device simulation. *Journal of Computational Electronics*, 1: 81-85.
- SAÏDI, I., BEN RADHIA, S., and BOUJDARIA, K. 2008. Band structures of GaAs, InAs, and InP: A 34 k-p model. *J. Appl. Phys.* 104: 023706.
- SAPEGA, V. F., PEREL, V. I., MIRLIN, D. N., RUF, T., CARDONA, M., WINTER, W., and EBERL, K. 1999. Spectroscopy of Hot Electron Photoluminescence in GaAs/AlAs Superlattices. *phys. stat. sol. (b)*, 215: 379-386.
- SCIENCEDAILY 1998. Lucent Introduces Breakthrough In Optical Networks  
<http://www.sciencedaily.com/releases/1998/06/980604175204.htm>
- SHAN, W., WALUKIEWICZ, W., AGER III, J. W., HALLER, E. E., GEISZ, J. F., FRIEDMAN, D. J., OLSON, J. M. and KURTZ, S. R. 1999. Band Anticrossing in GaInNAs Alloys. *Phys. Rev. Lett.*, 82 (6): 1221-1224.
- SHAN, W., WALUKIEWICZ, W., AGER III, J. W., HALLER, E. E., GEISZ, J. F., FRIEDMAN, D. J., OLSON, J. M. and KURTZ, S. R. 1999. Effect of nitrogen on the band structure of GalnNAs alloys. *J. Appl. Phys.* 86 (4): 2349-2351.
- SINGH, J. 1995. Semiconductor optoelectronics: physics and technology. McGraw-Hill, New York, 725 pp.
- SWARTZ, C. H., TOMPKINS, R. P., GILES, N. C., MYERS, T. H., LU, H., SCHAFF, W. J. and EASTMAN, L. F. 2004. Investigation of multiple carrier effects in InN epilayers using variable magnetic field Hall measurements. *Journal of Crystal Growth*, 269: 29-34.
- SWEENEY, S. J., JIN, S. R., TOMI, S., ADAMS, A., HIGASHI, R. T., RIECHERT, H. and THIJS, P. J. A. 2003. Hydrostatic Pressure Dependence of Recombination

- Mechanisms in GaInNAs, InGaAsP and AlGaInAs 1.3  $\mu\text{m}$  Quantum Well Lasers. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 235 (2): 474-479.
- THAKUR, J. S., NAIK, R., NAIK, V. M., HADDAD, D., AUNER, G. W., LU, H. and SCHAFF, W. J. 2006. Temperature dependence of mobility and carrier density in InN films. *J. Appl. Phys.*, 99 (2): 023504-023504-5.
- TREMBLAY, F., PEPPER, M., NEWBURY, R., RITCHIE, D. A., PEACOC, D. C. K, FROST, J. E. F., JONES, G. A. C. and HILL, G. 1990. Hopping in a low-mobility GaAs-AlGaAs heterojunction in the limit of low electronic concentrations. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2: 7367-7371.
- VEAL, T. D., PIPER, L. F. J., JEFFERSON, P. H., MAHBOOB, I., MCCONVILLE, C. F., MERRICK, M., HOSEA, T. J. C., MURDIN, B. N. and HOPKINSON, M. 2005. Photoluminescence spectroscopy of bandgap reduction in dilute InNAs alloys. *Appl. Phys. Lett.*, 87 (18): 182114-182114-3.
- VEAL, T. D., PIPER, L. F. J., SCHAFF, W. J. and MCCONVILLE, C. F. 2006. Inversion and accumulation layers at InN surfaces. *Journal of Crystal Growth*, 288 (2): 268 - 272.
- VUONG, T. H. H., TSUI, D. C. And TSANG, W. T. 1988. High-Field Transport in an InGaAs-InP Superlattice Grown by Chemical Beam Epitaxy. *Applied Physics Letters*, 52 (12): 981-983.
- WALUKIEWICZ, W. 2001. Intrinsic limitations to the doping of wide-gap semiconductors. *Physica B*, 302–303: 123–134.
- WALUKIEWICZ, W., LI, S. X., WU, J., YU, K. M., AGER III, J. W., HALLER, E. E., LU, H. and SCHAFF, W. J., 2004. Optical properties and electronic structure of InN and In-rich group III-nitride alloys. *Journal of Crystal Growth*, 269 (1): 119-127.
- WANG, S.M., ADOLFSSON, G., ZHAO, H., WEI, Y.Q., GUSTAVSSON, J., ZHAO, Q.X., SADEGHI, M. and LARSSON, A. 2009. Growth of GaInNAs and 1.3  $\mu\text{m}$  edge emitting lasers by molecular beam epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 311, (7): 1863-1867.
- WEBER, Z. L., ZAKHAROV, D.N., YU, K.M., AGER III, J.W., WALUKIEWICZ, W., HALLER, E.E., LU, H. and SCHAFF, W.J. 2006. Compositional modulation in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . *PHYSICA B*, 376–377: 468–472.

- WU, J. and WALUKIEWICZ, W. 2004. Band gaps of InN and group III nitride alloys. *Superlattices Microstr.* 34 (1-2): 63 – 75.
- YAM, F. K. and HASSAN, Z. 2008. InGaN: An overview of the growth kinetics, physical properties and emission mechanisms. *Superlattices and Microstructures* 43: 1–23.
- ZHAO, Q. X., WILLANDER, M., WANG, S. M., WEI, Y. Q., GU, Q. F., SADEGHI, M. and LARSSON, A. 2007. Optical properties of GaInNAs/GaAs quantum well structures. *Thin Solid Films*, 515 (10): 4423-4426.

## ÖZGEÇMİŞ

Mükremin YILMAZ 1977 yılında Kayseri’de doğdu. İlk öğrenimini Milas, orta ve lise öğrenimini Nazilli’de tamamladı. 1995 yılında Kocaeli Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde lisans eğitimine başladı. 1997 yılında Akdeniz Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’ne geçerek 2000 yılında buradan mezun oldu. Aynı yıl Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda başladığı yüksek lisans öğrenimini 2003 yılında tamamladı. 2003 yılından beri aynı kurumda yaptığı doktora çalışmalarını 2009 tamamladı. Ağustos 2001’den beri Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.