



**GaInNAs/GaAs YAPILARINDA TAVLAMA
SÜRESİNİN ELEKTRON SICAKLIĞINA
ETKİSİ**

Yüksek Lisans Tezi

Sohbet TAGANOV

Eskişehir 2023

**GAINNAS/GAAS YAPILARINDA TAVLAMA SÜRESİNİN ELEKTRON
SICAKLIĞINA ETKİSİ**

Sohbet TAGANOV

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Şükrü ARDALI

Eskişehir

Eskişehir Teknik Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü

Ağustos 2023

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Sohbet TAGANOV'un GAINNAS/GAAS YAPILARINDA TAVLAMA SÜRESİNİN ELEKTRON SICAKLIĞINA ETKİSİ başlıklı çalışması 14/08/2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından değerlendirilerek "Eskişehir Teknik Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği"nin ilgili maddeleri uyarınca, Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Unvan Adı Soyadı

İmza

Üye

: Dr. Öğr. Üyesi Şükrü ARDALI

Üye

: Dr. Öğr. Üyesi Selman MUTLU

Üye

: Dr. Öğr. Üyesi Hüseyin Boğaç
POYRAZ

Prof. Dr. Semra KURAMA

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

14/08/2023

DANIşMAN ONAYI

Danişmanlığını yürüttüğüm Yüksek Lisans đrencisi Sohbət TAGANOV, GAINNAS/GAAS YAPILARINDA TAVLAMA SÜRESİNİN ELEKTRON SICAKLİğINA ETKİSİ başlıklı tez çalışmasını tamamlamıştır. Hazırlamış olduğu tez tarafımca incelenmiş ve öğrencinin tez savunma sınavına alınması bilimsel ve etik açıdan uygun görülmüştür.

Tez Daniřmanı

Dr. Öğr. Üyesi şükrü ARDALI

ÖZET

GAINNAS/GAAS YAPILARINDA TAVLAMA SÜRESİNİN ELEKTRON SICAKLIĞINA ETKİSİ

Sohbet TAGANOV

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Eskişehir Teknik Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü, Ağustos 2023

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Şükrü ARDALI

Bu çalışmada, radyo frekanslı plazma kaynağı ile donatılmış katı kaynaklı *Molecular beam epitaxy* (MBE) tekniği ile büyütülmüş, farklı sürelerde tavllanmış $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusu (QW) yapılarında magnetotransport ölçümleri yapıldı.

$\text{GaInNAs}/\text{GaAs}$ yapılarında tavlama süresinin elektron sıcaklığı, güç kaybı ve enerji durulma zamanları üzerindeki etkisi sıcaklığın ve elektrik alanın fonksiyonu olarak ölçülen Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonlarının bağıl genliklerinin karşılaştırılması yöntemiyle incelendi. Deneyler karanlık ortamda 1,8-40 K sıcaklık aralığında ve 11 T'ya kadar manyetik alan altında, 0,165-5,276 kV/m elektrik alan uygulanarak gerçekleştirildi.

Düşük sıcaklık bölgesinde elde edilen deneysel güç kaybı verileriyle teorik güç kaybı modelleri karşılaştırılarak sıcak elektronların soğuma mekanizmaları incelendi. Sıcak elektronların kristal örgüyle perdelenmemiş piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşmesi sonucunda soğudukları gözlemlendi. Ayrıca teorik güç kaybı hesaplamalarında bir uyum parametresi olarak seçilen piezoelektrik gerginlik sabiti (e_{14}) hesaplandı.

Anahtar Sözcükler: GaInNAs, Sıcak elektron, Güç kaybı, Enerji durulma zamanı, Shubnikov–de Haas, Tavlama işlemi, Piezoelektrik gerginlik sabiti.

ABSTRACT

THE EFFECT OF ANNEALING PROCESS ON HOT ELECTRON IN GAINNAS/GAAS STRUCTURES

Sohbet TAGANOV

Department of Physics

Programme in Solid State Physics

Eskişehir Technical University, Institute of Graduate Programs, August 2023

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Şükrü ARDALI

In this study, magnetotransport measurements were performed in $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.017}\text{As}_{0.983}/\text{GaAs}$ quantum well (QW) structures, which were grown by solid-source Molecular beam epitaxy (MBE) technique equipped with radio frequency plasma source.

The effect of annealing time on the electron temperature, power loss and energy relaxation rates in GaInNAs/GaAs samples were investigated by comparing the relative amplitudes of Shubnikov-de Haas oscillations as a function of temperature and electric field. Experiments were carried out by applying an electric field between 0.165-5.276 kV/m at a temperature range between 1.8 and 40 K under magnetic up to 11 T in dark medium.

The cooling mechanisms of hot electrons were examined by comparing the theoretical power loss models with the experimental power loss data obtained in the low-temperature regime. It was observed that hot electrons cooled as results of unscreened piezoelectric and deformation potential interactions with crystal lattice. Additionally, the piezoelectric stress constant (e_{14}) chosen as a fit parameter in the theoretical power loss calculations was found.

Keywords: GaInNAs, Hot electron, Power loss, Energy relaxation time, Shubnikov–de Haas, Annealing process, Piezoelectric stress constant.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasında devamlı desteğini gördüğüm, deney ve veri analiz yöntemlerinde tecrübelerini benimle paylaşan değerli danışman hocam **Dr. Şükrü Ardalı**'ya teşekkür ederim.

Deneysel süreçlerde Eskişehir Teknik Üniversitesi Optoelektronik ve Aygıt Araştırma Laboratuvarı'nda çalışmamı sağlayan, engin bilgilerini benimle paylaşan - **Prof. Dr. Engin Tıraş** hocama teşekkür ederim.

Çalışmada kullanılan örnekleri sağlayan Prof. Dr. Ayşe Erol'a (İstanbul Üniversitesi) teşekkür ederim.

Eğitimim boyunca beraber çalıştığım ve desteğini gördüğüm laboratuvar arkadaşım **Feyza Sönmez**'e teşekkür ederim.

Son olarak çalışma süresince maddi, manevi desteklerini esirgemeyen aileme teşekkür ederim.

Sohbet TAGANOV

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Bu tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ve kurallara uygun davrandığımı; bu çalışma kapsamında elde edilen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi; bu çalışmanın Eskişehir Teknik Üniversitesi tarafından kullanılan “bilimsel intihal tespit programı”yla tarandığını ve hiçbir şekilde “intihal içermediğini” beyan ederim. Herhangi bir zamanda, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçları kabul ettiğimi bildiririm.

Sohbet TAGANOV

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
BAŞLIK SAYFASI	I
JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI.....	II
DANIŞMAN ONAYI	III
ÖZET	IV
ABSTRACT.....	V
TEŞEKKÜR	VI
ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ.....	VII
İÇİNDEKİLER.....	VIII
TABLolar DİZİNİ.....	X
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	XI
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	XIII
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER.....	3
2.1. Nitrür tabanlı seyreltik III-V Yarıiletken Yapılar.....	3
2.1.1. Bant Anticrossing Model	5
2.1.2. III-N-V yarıiletken yapılarda kusurlar ve tavlamanın etkisi.....	6
2.2. Heteroeklemlerde İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG)	9
2.2.1. 2B elektron gazında durum ve taşıyıcı yoğunluğu	11
2.3. Manyetik alana bağlı iletim özellikleri.....	12
2.3.1. Landau kuantizasyonu.....	12
2.3.2. Shubnikov-de Haas osilasyonları.....	14
2.4. Sıcak Elektron Kavramı.....	15
2.4.1. SdH osilasyonları yöntemiyle elektron sıcaklığının belirlenmesi.....	17
3. SICAK ELEKTRONLARIN GÜÇ KAYBI MEKANİZMALARI.....	19
3.1. Elektron-Fonon Etkileşmesi.....	19
3.1.1. Düşük sıcaklık bölgesi	20

3.1.2. Yüksek sıcaklık bölgesi	22
3.1.3. Ara sıcaklık bölgesi	23
4. DENEYSEL YÖNTEMLER.....	25
4.1. Örneklerin Yapısı ve Hazırlanması.....	25
4.2. Deney Düzenegi	26
5. DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ VE TARTIŞMA.....	28
6. SONUÇLAR.....	45
KAYNAKÇA.....	46
ÖZGEÇMİŞ	

TABLÖLAR DİZİNİ

Sayfa

Tablo 2.1. III. ve V. Grup elementlerinin bazı özellikleri.....	4
Tablo 3.1. Eş.3.23’de tanımlanan γ ’nın alabileceği kuramsal değerler ve karşı gelen enerji durulma mekanizmaları [48].	24
Tablo 4.1. $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu örneklerinin Kodları ve tavlama süreleri.....	25
Tablo 5.1. n-tipi modülasyon katkılı $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu örneklerinin kuramsal güç kaybı hesaplamalarında kullanılan parametreler	39

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1.	III-V grubu yarıiletkenlerde örgü sabiti ile enerji bant aralığı arasındaki ilişki [29]	4
Şekil 2.2.	Bant Anticrossing Modeline göre GaInNAs alaşımının bant yapısı [29]	5
Şekil 2.3.	GaNAs yapılarında azot konsantrasyonu ile enerji bant aralığının ilişkisi. BAC modeli ve deneysel sonuçlarının uyumluluğu	6
Şekil 2.4.	GaInNAs alaşımının TEM görüntüsü, a) tavlandıktan önceki, b) 10 dakika 700 derecede tavllanmış örnek [36]	7
Şekil 2.5.	$Ga_{0.97}In_{0.03}N_{0.008}As_{0.992}/GaAs$ yapısının tavlınmamış ve tavlandıktan sonraki PL şiddeti [33]	8
Şekil 2.6.	GaInNAs/GaAs yapıları için çeşitli kuantum yapılarının (ideal) şematik gösterimi; a) heteroeklem, b) kuantum kuyusu, c) çoklu kuantum kuyusu d) süperörgü	9
Şekil 2.7.	Modülasyon katkılanmış yapının enerji bant diyagramı a) Elektronlar geçiş yapmadan önce, b) Elektronlar geçiş yaptıktan sonra [44]	10
Şekil 2.8.	2B ve 3B sistemlerinin durum yoğunluklarının karşılaştırılması [46]	11
Şekil 2.9.	Enerji düzeyleri ile durum yoğunluğunun ilişkisi, a) $B>0$ ideal durum, b) $B>0$ saçılmalar varlığında [49]	13
Şekil 2.10.	$B>0$, saçılmalar varlığında Enerji ve Durum yoğunluğu ilişkisi [50]	14
Şekil 2.11.	SdH osilasyonlarının bağlı genliklerinin karşılaştırılması yöntemiyle elektron sıcaklığının belirlenmesi [61]	18
Şekil 4.1.	Örneklerin tabaka yapısı	25
Şekil 4.2.	Hall-bar geometrisi şeklindeki örnek	26
Şekil 4.3.	Deney Düzenegi	27
Şekil 5.1.	a)ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit elektrik alan ve farklı sıcaklıklardaki $R_{xx}(B)$ verileri	29
Şekil 5.2.	a)ST00 ve b) ST60 örneklerinin sabit elektrik alan ve yaklaşık 40 K sıcaklıktaki $R_{xx}(B)$ verileri	30
Şekil 5.3.	a)ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit örgü sıcaklık ve farklı elektrik alanlardaki $R_{xx}(B)$ verileri	31
Şekil 5.4.	a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit elektrik alan altında SdH verileri	33
Şekil 5.5.	a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit elektrik alan altında SdH verileri	34

Şekil 5.6.	a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit sıcaklıkta SdH verileri	35
Şekil 5.7.	a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit sıcaklıkta SdH verileri	36
Şekil 5.8.	ST00, ST60 ve ST600 örnekleri için uygulanan elektrik alana bağlı elektron sıcaklıkları ($T_{L0}=1,8K$). İçerideki grafikte 0,4kV/m elektrik alan uygulanmış N konsantrasyonu 0,004, 0,010 ve 0,015 olan önceki çalışma [78] ile bu çalışmadaki sıcak elektron değerleri verilmiştir(y azot konsantrasyonunu temsil etmektedir).....	37
Şekil 5.9.	Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı mekanizmaları, üç farklı sıcaklık bölgesi için teorik güç kaybı eğrileri ve düşük sıcaklık bölgesi için piezoelektrik saçılma değerleri; a) ST00, b) ST60 ve c) ST600. (Tam daireler deneysel verilere karşılık gelir. Yeşil, macenta, mavi, kırmızı ve siyah tam dolu daireler sırasıyla (3.8), (3.15), (3.18), (3.21) ve (3.23) eşitlikleri kullanılarak hesaplanan güç kaybına karşılık gelir).....	42
Şekil 5.10.	Enerji durulma zamanına karşı T_e-T_{L0} grafiği.....	44

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

2B	: İki-Boyutlu
2BEG	: İki-Boyutlu Elektron Gazı
3B	: Üç-boyutlu
b	: Bükülme (<i>Bowing</i>) Parametresi
B	: Manyetik Alan Şiddeti
BAC	: Bant Anticrossing (BAC) Modeli
C_L	: Ortalama Boyuna Elastik Sabiti
C_{np}	: Deformasyon Potansiyeli Etkileşim Sabiti
C_p	: Piezoelektrik Etkileşim Sabiti
C_T	: Ortalama Enine Elastik Sabitidir
DBR	: Dağıtılmış Bragg yansıtıcı (<i>Distributed Bragg Reflector</i>)
ΔU	: Saçılma Potansiyeli
ΔE_C	: İletkenlik Bant Süreksizliği (<i>Conduction Band Discontinuity</i>)
ΔE_V	: Değerlik Bant Süreksizliği (<i>Valance Band Discontinuity</i>)
e	: Elektron Yüğü
e_{14}	: Piezoelektrik Gerginlik Sabiti
E_1	: Birinci Altbant Enerjisi
E_F	: Fermi enerji düzeyi
E_g	: Enerji Bant Aralığı
E_i	: Bir Altbantda Bulunan Elektronun Enerjisi
ϵ_s	: Static Dielektrik
F_0	: En Düşük Elektrik Alan Şiddeti
F	: Elektrik Alan Şiddeti
FET	: Alan Etkili Transistör (Field Effect Transistor)
FWHM	: Yarı-Yüksekteki Tam Genişlik (Full Width Half Maximum)
g_0	: Manyetik Alan Yokken Durum Yoğunluğu
g	: Durum Yoğunluğu
h	: Planck sabiti
$\hbar$	: $h/2\pi$

HMA	: Yüksek Derecede Uyumsuz Alaşımlar
K_{av}^2	: Ortalama Elektromanyetik Çiftlenim Sabiti
k_B	: Boltzmann Sabiti
L_B	: Engel Kalınlığı
L_z	: Kuantum Kuyu Genişliği
m^*	: Elektron Etkin Kütlesi
μ_B	: Bohr Magnetonu
μ_q	: Kuantum Mobilitesidir
MBE	: <i>Molecular beam epitaxy</i>
N_{2B}	: İki-Boyutlu Elektron Gazının Taşıyıcı Yoğunluğu
P	: Güç Kaybı
ρ	: Kütle Yoğunluğu
PL	: Fotolüminesans (<i>Photoluminescence</i>)
q_s	: Fonon Dalga Vektörü
r	: Harmonik Numarası
R_{xx}	: Boyuna Magnetodirenç
RTA	: Hızlı Tavlama (<i>Rapid Thermal Annealing</i>)
SdH	: Shubnikov-de Haas Osilasyonları
STA	: Yavaş Tavlama (<i>Slow Thermal Annealing</i>)
SOA	: Yarıiletken optik yükselteçler (<i>semiconductor optical amplifiers</i>)
T	: Sıcaklık
T_e	: Sıcak Elektron Sıcaklığı
T_e^c	: Kritik Elektron Sıcaklığı
T_{L0}	: En Düşük Örgü Sıcaklığı
T_L	: Örgü Sıcaklığı
τ_q	: Kuantum Ömrü (<i>Quantum Lifetime</i>)
TEM	: Geçirimli Elektron Mikroskop (<i>Transmission Electron Microscope</i>)
V_s	: Ses Hızı
VCSEL	: Dikey kaviteli yüzey ışıma yapan lazerler (<i>Vertical Cavity Surface Emitting Laser</i>)
ω_c	: Siklotron Frekansı
$\mathcal{E}$	: Deformasyon Potansiyeli Katsayısı

1. GİRİŞ

Optik telekomünikasyonun ve internetin hızlı olarak gelişmesinden dolayı, silica fiber optiklerde dispersiyonun ve kayıpların az olduğu 1,3 μm ve 1,55 μm dalgaboylu ışın yayan yarıiletken lazerlere ilgi artmaktadır. Bu dalga boylarında ışın yayan lazerler, öncelikle InP tabanlı GaInAsP veya AlInGaAs kuantum kuyusu yapılarla gerçekleştirilmiştir [1]. Ancak 1,3 μm dalgaboyunda ışın yayan GaInAsP/InP lazerler, yüksek sıcaklıklarda performanslarının düşük olmasıyla birlikte termoelektrik soğutuculara ihtiyaç duyarlar. Ayrıca, InP alttaş üzerine büyütülmüş GaInAsP ve AlInGaAs gibi 1,3 μm dalgaboyunda dikey kaviteli yüzey ışıma yapan lazerlerin (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, VCSEL) fabrikasyonu oldukça zordur. Daha sonra Kondow ve arkadaşları tarafından avantajlı büyütme koşullarına sahip GaAs tabanlı GaInNAs yapılar üretilmiştir. Bu yapılar InP tabanlı 1,3 μm dalgaboyunda ışın yayan GaInAsP lazerlerine göre daha ucuzdurlar ve soğutulmaya ihtiyaç duymazlar [2]. GaAs üzerinde büyütülmüş GaInNAs yapıları GaInAsP/InP yapılarıyla karşılaştırıldığında yüksek sıcaklıklarda daha iyi performans sergilerler ve daha düşük eşik akım yoğunluğuna sahiptirler [3]. InP tabanlı yapılarda dağıtılmış Bragg yansıtıcı (*Distributed Bragg Reflector*, DBR) tabakaların dielektrik sabitleri birbirine yakın olduğu için VCSEL yapılarının fabrikasyonu zordur. Ancak GaAs ile AlAs tabakalarının kırma indisi birbirinden oldukça farklıdır ve GaInNAs yapılarıyla örgü parametreleri uyumludur. Bu sayede, InP tabanlı yapılara göre daha az DBR katmanlı yüksek performanslı VCSEL aygıtları elde edilebilmektedir [4]. GaInNAs tabanlı lazerlerin ilk umut verici sonuçlardan sonra, yarıiletken optik yükselteçler (*semiconductor optical amplifiers*, SOA) [5], üst şapka sıcak elektron ışık yayan ve yarıiletken heteroyapı lazerler (*top-hat hot-electron light-emitting and lasing in semiconductor heterostructures*, THH-HELLISH) [6] ve LED'ler [7] gibi aygıtlar geliştirilmiştir.

GaInAs içerisine seyreltik oranda ilave edilen azotun (N), beklenilen aksine yapının örgü parametresinde küçülmeye ve enerji bant aralığında daralmaya neden olduğu gözlenmiştir [2]. Azotun varlığı ile oluşan yeni nesil seyreltilmiş yarıiletkenin bant yapısı, atomik çap, elektronegatiflik ve iyonlaşma enerjisi gibi parametrelerin farklı olmasından dolayı, geleneksel III-V yarıiletken için kullanılan Sanal Kristal Yaklaşıklığı ile açıklanamaz [8]. Bu durum Band Anti Crossing (BAC) modeliyle açıklanabilmektedir. Bu modele göre, N lokalize enerji seviyesi ev sahibi malzemenin iletkenlik bandını etkiler. Ev sahibi örgünün (GaInAs) içindeki azot atomlarının kendi

aralarında etkileşmesi sonucunda kümeler oluşur ve bant aralığı içinde sığ seviyeler oluşmasına neden olur. Bu sığ seviyeler iletim bandını etkileyerek iletim bandını E_- ve E_+ olmak üzere iki farklı enerji düzeyine ayırmaktadır [9–11]. Bant yapısındaki değişim taşıyıcıların elektronik ve optik özelliklerinin değişmesine neden olmaktadır [12,13].

GaInNAs alaşımlarının ucuz ve soğutmaya ihtiyaç duymama gibi avantajları olmasına rağmen düşük sıcaklıklarda büyütme yapıldığında birtakım kusurlar meydana gelmektedir. Bu kusurlardan kurtulmak için tavlama işlemi yaygın olarak kullanılmaktadır [14–17]. Literatürde tavlama işlemi sonrası GaInNAs alaşımlarında kristal yapının ve ışımasız rekombinasyon merkezlerinin azalmasından dolayı optik kalitenin iyileştiğine dair çalışmalar mevcuttur. Ayrıca GaInNAs/GaAs yapılarında tavlama sonrasında In-Ga atomlarının yer değiştirmesi sonucunda veya N'un komşu atom konfigürasyonu değişmesiyle yarıiletkenin enerji bant aralığı genişlemektedir. Bu olaya maviye kayma (*blueshift*) denilmektedir [17–22]. GaInNAs yapıları için optimum tavlama sıcaklığı 650-700°C olarak belirlenmiştir [23]. Aynı zamanda, sadece tavlama sıcaklığının değil, tavlama süresinin de GaInNAs alaşımlarının optik ve elektriksel özelliklerini değiştirdiği gösterilmiştir [24,25].

Fabrikasyon tekniklerinin gelişmesiyle daha küçük boyutlu örnekler elde edilebilmektedir. Küçük boyutlu örnekler üzerine uygulanan düşük voltaj yüksek elektrik alana neden olmaktadır. Dolayısıyla yapı içerisinde sıcak elektronlar meydana gelmektedir. Meydana gelen sıcak elektronların enerji durulma zamanının araştırılması aygıt performansı için oldukça önemlidir. Bu çalışmada GaInNAs yapılarında tavlama süresinin sıcak elektronların enerji durulma zamanını etkilediği gözlemlenmiştir.

Bu çalışmada farklı tavlama sürelerindeki $Ga_{0,68}In_{0,32}N_{0,017}As_{0,983}/GaAs$ kuantum kuyu örneklerinin magnetotransport ölçümleri yapıldı. Shubnikov de Haas osilasyonlarının sıcaklık ve elektrik alanla bağlı değişmesi kullanılarak elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı, güç kaybı ve enerji durulma zamanları elde edildi. Tavlama süresinin elektron sıcaklığı, güç kaybı ve enerji durulma zamanı üzerindeki etkileri araştırıldı. Elde edilen deneysel güç kaybı verileri ile kuramsal güç kaybı analizleri ile kıyaslandı.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Nitrür tabanlı seyreltik III-V Yarıiletken Yapılar

Periyodik tabloda yer alan AC ile BC bileşiklerinden $A_{1-x}B_xC$ formundaki farklı özelliğe sahip alaşımlar elde edilebilir. Atomik boyut ve kimyasal potansiyel olarak birbirine yakın olan - alüminyum (Al), galyum (Ga) ve arsenik (As) elementlerinden oluşturulan $Al_{1-x}Ga_xAs$ alaşımının fiziksel özellikleri AlAs ile GaAs arasında az bir sapmayla doğrusal olarak değişmektedir [26]. Bunun gibi çoğu III-V yarıiletken alaşımlarının enerji bant aralığı Sanal Kristal Yaklaşımı olarak bilinen aşağıdaki denklem ile hesaplanabilir,

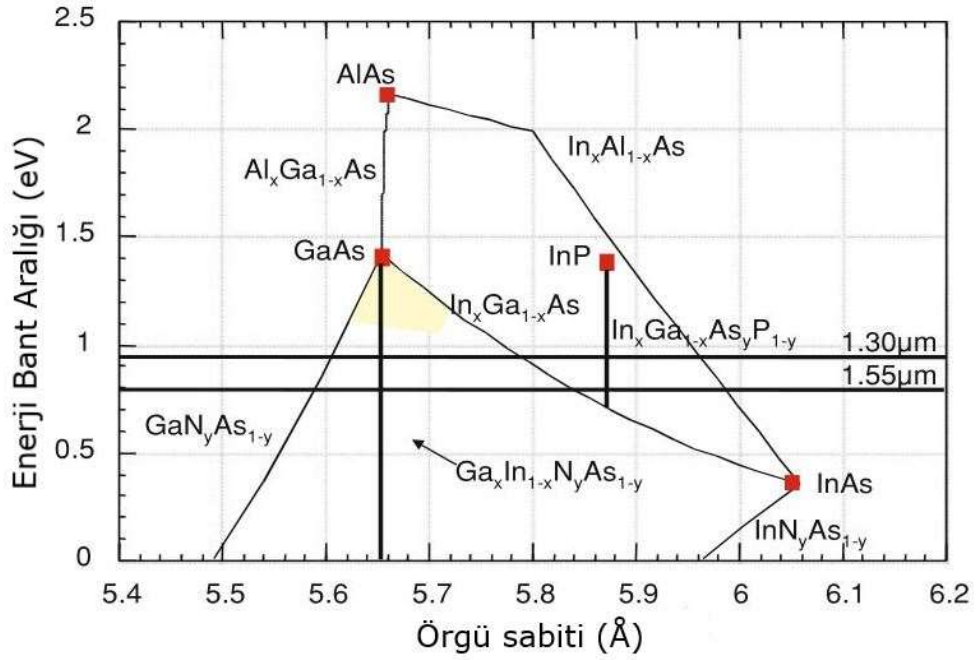
$$E_g(x) = (1 - x)E_g(A) + xE_g(B) - bx(1 - x) \quad (2.1)$$

burada x alaşımdaki elementlerin oranı ve b enerji bant aralığının doğrusallıktan sapmasını temsil eden bükülme (*bowing*) parametresidir [27]. Benzer yöntem ile geleneksel III-V grubu yarıiletken yapılarına az miktarda (<5%) azot (N) eklenmesiyle III-N-V alaşımlar yapılmıştır [13]. Bu alaşımlara *seyreltik azotlu yarıiletkenler* denilmektedir ve ilk örnekleri GaNAs yapılarıdır. Bu yapıların büyütülmesiyle bant aralığı GaAs'den ($E_{GaAs}=1,42$ eV) GaN'a ($E_{GaN}=3,4$ eV) kadar değişen yarıiletken alaşımlar elde etmek amaçlanmıştır. Ancak, beklenilenin aksine deney sonuçlarında enerji bant aralığında daralma gözlenmiştir. Azotun atomik boyutu, elektronegatifliği Ga ve As (Tablo 2.1) atomlarından oldukça farklıdır. Bundan dolayı seyreltik azotlu yarıiletkenlerde b parametresi çok büyüktür. Örneğin, birçok III-V alaşımlarında $b < 1$ eV iken, azot katkılı yapılarda $b \approx 26$ eV ($x < 1\%$) ve $b \approx 16$ eV ($x > 1\%$) değerlerine sahiptir [28].

Şekil 2.1' de görüldüğü gibi GaAs bileşiğine eklenen N ve İndiyum (In) atomları enerji bant aralığını daraltmaktadır. Ayrıca N atomları örgü sabitini küçültürken, In atomları büyütmektedir. Bu sayede GaAs ile örgü sabiti uyumlu olarak büyütülebilen GaInNAs yapıları In ve N miktarları ayarlanarak elde edilebilmektedir [2].

Tablo 2.1. III. ve V. Grup elementlerinin bazı özellikleri

Element	Grup	Atom Numarası	Elektronegatiflik (eV)	Atomik Yarıçap (Å)
Alüminyum	III	13	1,61	1,25
Galyum	III	31	1,81	1,30
İndiyum	III	49	1,78	1,55
Arsenik	V	33	2,18	1,15
Azot	V	7	3,04	0,65

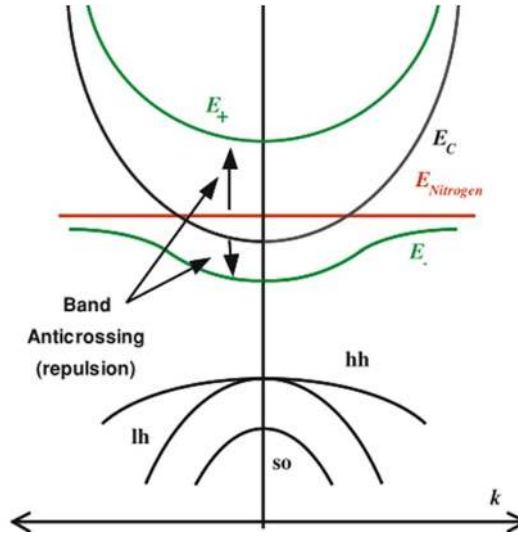


Şekil 2.1. III-V grubu yarıiletkenlerde örgü sabiti ile enerji bant aralığı arasındaki ilişki [29]

Azotun atomik boyutu ve elektronegatifliği ev sahibi atomlarından farklı olmasından dolayı III-N-V alaşımları *yüksek derecede uyumsuz alaşımlar (Highly Mismatched Alloys, HMA)* olarak adlandırılmaktadır. HMA yarıiletkenlerin bant yapısının daha iyi anlaşılması için Sanal Kristal Yaklaşımı teorisi tek başına yeterli değildir ve daha gelişmiş teoriye ihtiyaç vardır [8].

2.1.1. Bant Anticrossing Model

Seyreltik azotlu III-V alaşımlarının elektronik bant yapısının kapsamlı anlaşılması için Shan ve arkadaşları tarafından [30] *Bant Anticrossing (BAC) Modeli* ileri sürülmüştür. Bu modele göre N atomlarının lokalize enerji düzeyleri GaInAs alaşımının iletkenlik bant enerji düzeyi ile etkileşmektedir. Bu etkileşim sonucunda, Şekil 2.2’de görüldüğü gibi ev sahibi alaşımın iletkenlik bandı E_+ ve E_- olmak üzere iki farklı enerji düzeylerine ayrılmaktadır.



Şekil 2.2. Bant Anticrossing Modeline göre GaInNAs alaşımının bant yapısı [29]

Azot ile ev sahibi alaşımın enerji düzeyleri arasındaki etkileşim pertürbasyon teorisi ile hesaplanabilmektedir. Dolayısıyla bu etkileşim için enerji özdeğerler determinantı sıfıra eşitlenerek

$$\begin{vmatrix} E - E_M & V_{MN} \\ V_{MN} & E - E_N \end{vmatrix} = 0 \quad (2.2)$$

çözülebilir. E_+ ve E_- düzeyleri için,

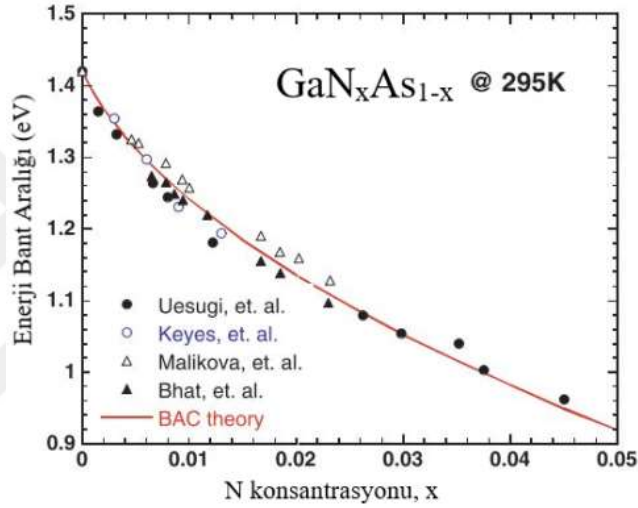
$$E_{\pm} = \frac{1}{2} [E_N + E_M \pm \sqrt{[E_N - E_M]^2 + 4V_{MN}^2}] \quad (2.3)$$

ifadesi elde edilir. Burada E_M ve E_N değerlik bant tepesine göre sırasıyla GaInAs alaşımı ile N atomlarının enerji düzeylerini, V_{MN} ise matris elemanını temsil etmektedir. Eş. 2.3’teki E_M ve V_{MN} terimleri $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{N}_x\text{As}_{1-x}$ yapısındaki azot miktarına bağlıdır,

$$V_{MN} = -C_{MN}\sqrt{x} \quad (2.4)$$

$$E_N = E_N^0 - \gamma x \quad (2.5)$$

burada x azot miktarını, C_{MN} ev sahibi alaşımın iletkenlik bant enerjisi ile N'un lokalize enerji düzeyinin etkileşim sabitini ve γ ise In oranına bağlı sabiti ifade eder [31]. Şekil 2.3'de görüldüğü gibi, HMA sınıfından olan GaNAs alaşımının bant yapısı için geliştirilen BAC modeli birçok deneysel çalışmalarla uyumludur [32].



Şekil 2.3. GaNAs yapılarında azot konsantrasyonu ile enerji bant aralığının ilişkisi. BAC modeli ve deneysel sonuçlarının uyumluluğu

2.1.2. III-N-V yarıiletken yapılarda kusurlar ve tavlamanın etkisi

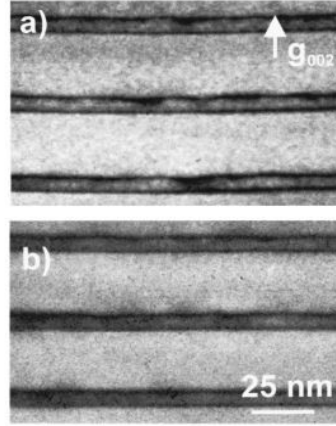
Doğada bulunan katılarda kusursuz kristal yapıya denk gelmek zordur. Yarıiletken yapılarında da nokta, çizgi ve alan kusurları olmak üzere birtakım kusurlar bulunmaktadır. Yarıiletkenlerdeki kusurların ışımasız rekombinasyonlara ve saçılma merkezlerine neden olduğu bilinmektedir. Dolayısıyla aygıt yapımında kullanılan yarıiletkenlerdeki bu kusurlar, aygıtın optik ve elektronik performansını olumsuz yönde etkilemektedir. Azotun fiziksel ve kimyasal özellikleri çok farklı olmasından dolayı, eklendiği örgüde ekstradan kusurlara neden olmaktadır. Bu durum yapı içerisinde alaşım düzensizliği ve potansiyel dalgalanmalara sebep olmaktadır [33,34].

Seyreltik azotlu yarıiletken sınıfından olan Ga(In)NAs alaşımlarında, azot atomlarının kendi aralarında etkileşerek N-N kümelenme (N-N *clusters*), V-grup atomlarıyla yer değiştirerek N-N ayrılma (N *split interstitial*, (NN)_{As}) veya As-N ayrılma (AsN *split*

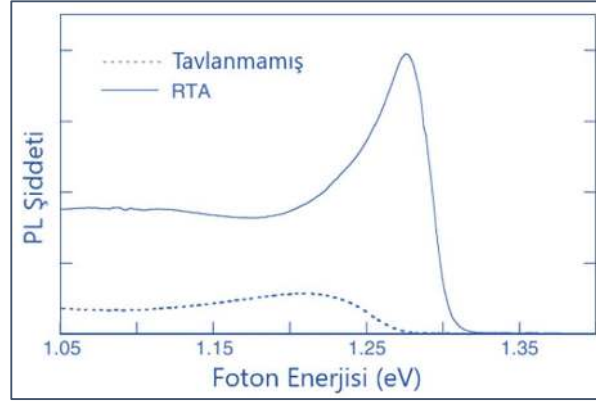
interstitial, $(\text{AsN})_{\text{As}}$), Arsenik boşluklar (*As vacancies*, V_{As}) ve Galyum boşluklar (*Ga vacancies*, V_{Ga}) gibi birtakım kusurlar bulunmaktadır. Bu kusurlar oluşması büyütme sırasında azotun diğer atomlara nazaran daha hareketli ve daha çok bağ yapma eğilimli olmasından kaynaklanmaktadır [33–35].

Yarıiletken kristallerindeki kusurların anlaşılması ve minimum düzeye indirilmesi aygıtların performansı açısından önemlidir. Kristal kalitesinin yükseltilmesi için tavlama ve hidrojen atomlarıyla bombardıman yöntemleri kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında farklı tavlama zamanına sahip örnekler incelendiğinden sadece tavlama etkisinden bahsedilecektir.

Tavlama işlemi iki farklı şekilde yapılmaktadır. Bunlar hızlı tavlama (*Rapid Thermal Annealing*, RTA) ve yavaş tavlama (*Slow Thermal Annealing*, STA) işlemleridir. RTA birkaç dakika, STA ise birkaç saat süren işlemlerdir. Literatürde tavlama işlemi sonrası GaInNAs alaşımlarında kristal yapının (Şekil 2.4) ve ışımasız rekombinasyon merkezlerinin azalmasından dolayı optik kalitenin iyileştiğine dair çalışmalar mevcuttur. Optik kalitenin iyileştiği, fotoluminesans ışına şiddetinin (*Photoluminescence*, PL) artması ve şiddetin yarı-yüksekteki tam genişliğinin (*Full Width Half Maximum*, FWHM) azalmasından anlaşılabilir [33,36] (Şekil 2.5).



Şekil 2.4. GaInNAs alaşımının TEM görüntüsü, a) tavlانmadan önceki, b) 10 dakika 700 derecede tavlانmış örnek [36]



Şekil 2.5. $Ga_{0.97}In_{0.03}N_{0.008}As_{0.992}/GaAs$ yapısının tavlansız ve tavlama sonrası PL şiddeti [33]

Ayrıca tavlama sonrasında genellikle yarıiletkenin enerji bant aralığı genişlemektedir. Bu olaya maviye kayma (*blueshift*) denilmektedir [37]. GaInNAs/GaAs yapılarda maviye kayma durumu için birkaç çalışmada çeşitli açıklamalar yapılmıştır.

Maviye kaymanın sebebi olarak GaInNAs/GaAs yapılarda tabakalar arasında atomların yer değiştirdiği (*interdiffusion*) düşünülmektedir. Bu teoriye göre N-As bağları güçlü olduğundan, bariyerde konsantrasyonu fazla olan Ga atomları ile kuyuda fazla olan In atomları arasında difüzyon gerçekleşmektedir. Dolayısıyla kuantum kuyudaki In atomlarının azalması enerji bant aralığının artmasına neden olmaktadır [38].

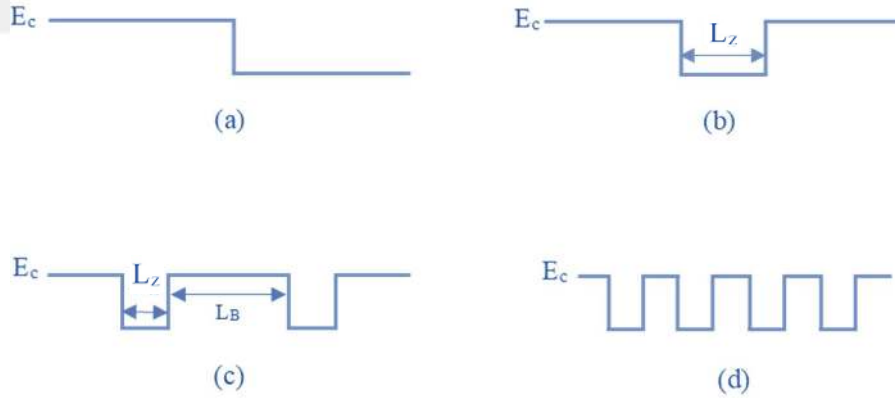
Diğer çalışmaya göre, tavlansız yapılarda N atomlarının en yakın komşu konfigürasyonunun değişmesi bant aralığında genişlemeye neden olmaktadır. Büyütme sırasında N atomları In atomlarına nazaran daha çok Ga atomlarıyla bağ yapmaktadır. Tavlama sonrasında ise tam tersi durum söz konusudur. Tavlama esnasında azotun komşu konfigürasyonu farklı şekillerde ($N-Ga_4$, $In-N-Ga_3$, In_2-N-Ga_2 , In_3-N-Ga ve In_4-N) oluşabilir. Bu durum bant aralığını yaklaşık olarak 200 meV genişletebilir [39,40].

Yukarıdaki çalışmalardan farklı olarak maviye kaymanın nedeni Ga-N arasındaki bağların kısılması olduğu düşünülmektedir. Çünkü In atomları bulunmayan GaNAsSb alaşımlarında da maviye kayma gözlenmiştir. Bu yapılarda azotun sadece Ga atomlarıyla bağ yaptığı deneysel olarak bulunmuştur ($N-Ga_4$). Bu çalışmada GaInNAs yapılarının bant aralığındaki daralmaya Ga-N arasındaki bağların beklenilenden daha uzun olması neden olduğunu, termal işlem sonrasında bu bağların kısılması sonucunda ise bant aralığında genişleme olduğu deneysel olarak bulunmuştur [41].

2.2. Heteroeklemlerde İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG)

Birbirinden farklı enerji bant aralığına sahip ($E_G > E_g$) yarıiletken tabakaların üst üste büyütülmesiyle elde edilen yapılara heteroeklem yapılar denilmektedir. Heteroeklem yapılara, GaInNAs/GaAs yapıları örnek olarak verilebilir. Bu yapılar büyütülmesinde tabakaların örgü sabitleri uyumlu olması önemlidir. Örgü sabiti uyumluluğu olmaması durumunda heteroeklem arayüzeyinde zorlanma meydana gelebilir. Arayüzeydeki zorlanma deformasyona neden olur ve heteroeklem yapıların kullanıldığı aygıtların performansını kötü yönde etkiler [42].

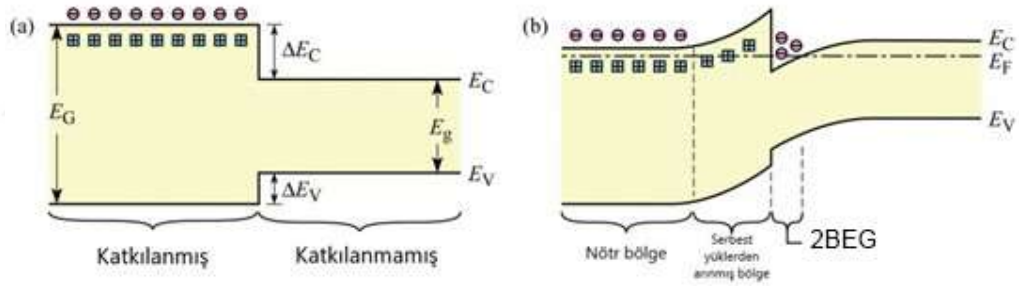
Enerji bant aralığı büyük olan (E_G) iki tane yarıiletken tabaka arasına enerji bant aralığı küçük olan (E_g) tabakası büyütülerek tekli kuantum kuyulu yapılar elde edilebilir. E_G 'ye sahip tabakaya engel (kalınlığı- L_B), E_g 'e sahip tabakaya ise kuantum kuyu (genişliği- L_z) denilmektedir. Bu yapılar periyodik olarak bir araya getirilerek çoklu kuantum kuyulu yapılar elde edilebilir. Çoklu kuantum kuyulu yapılarının L_B kalınlığını L_z genişliği mertebesinde büyütülen yapılara da süper örgü denilmektedir (Şekil 2.6).



Şekil 2.6. GaInNAs/GaAs yapıları için çeşitli kuantum yapılarının (ideal) şematik gösterimi; a) heteroeklem, b) kuantum kuyusu, c) çoklu kuantum kuyusu d) süperörgü

Heteroeklem ve kuantum kuyulu yapıları büyütme sırasında elektronlar düşük enerji seviyeli yarıiletken tabakaya doğru geçiş yaparlar. Bu geçiş yarıiletken tabakaların Fermi enerji düzeyleri eşitleninceye kadar devam eder ve elektronlar eklem arayüzeyine (xy-düzlem) yakın bulunurlar. Elektronlar düzlem içerisinde serbest hareket edebilirken, yarıiletkenin büyütme doğrultusunda (z-eksen) hareketlerinin enerjisi kuantalıdır. Kuyu içerisindeki bu elektronlara *iki boyutlu elektron gazı* (two dimensional electron gas, 2BEG) denilmektedir.

Heteroeklem ve kuantum kuyulu yapılarda modülasyon katkılama (*modulation-doping*) yöntemi ile istenilen tabakaya katkılama yapılabilir (Şekil 2.7-a). Yukarıda bahsedildiği gibi katkılanmış tabakadaki taşıyıcılar, düşük enerji düzeylerine geçiş yaparlar. Örneğin, n-tipi (Silisyum, Si) katkılanmış GaAs (engel) tabaka üzerine katkılanmamış GaInNAs tabakası büyütülürse, elektronlar Si atomlarından koparak GaInNAs tabakaya geçiş yaparlar. Böylece 2B elektronları ile bariyerdeki verici (*donor*) atomları uzaysal olarak ayrılmaktadırlar. Yüklerin bu şekilde ayrılması sonucunda heteroeklemlerin enerji bantlarında bükülmeler meydana gelir. Dolayısıyla yeni enerji bant yapısı Şekil 2.7-b’de görüldüğü gibi olur. Ayrıca enerji bant diyagramında, iletkenlik ve değerlik bandı kenarlarında basamak şeklinde süreksizlikler oluşmaktadır. Bu basamaklar *iletkenlik bant süreksizliği* (*conduction band discontinuity*) ΔE_C ve *değerlik bant süreksizliği* (*valance band discontinuity*) ΔE_V olarak tanımlanırlar [43].



Şekil 2.7. Modülasyon katkılanmış yapının enerji bant diyagramı
a) Elektronlar geçiş yapmadan önce,
b) Elektronlar geçiş yaptıktan sonra [44]

Kuantum kuyudaki 2B elektronlar altbant olarak tanımlanan ayrık enerji düzeylerinde bulunurlar. Elektronların yoğunluğu yeterince az olan yapılarda sadece birinci altbant dolarken, yoğunluğu fazla olan yapılarda üst altbantlar da dolabilir. Enerjisi E_i olan bir altbantda bulunan elektronun toplam enerjisi

$$E_{(i,k_x,k_y)} = E_i + \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right); \quad \left(E_i = \frac{\pi^2 \hbar^2 i^2}{2m^* L_z^2} \right) \quad (2.6)$$

ifadesiyle tanımlanır. Burada k_x, k_y dalga vektörlerini, m^* elektronların etkin kütlelerini, $\hbar$ Planck sabitini ve parantez içindeki terim ise elektronların düzlemdeki hareketini ifade etmektedir [45].

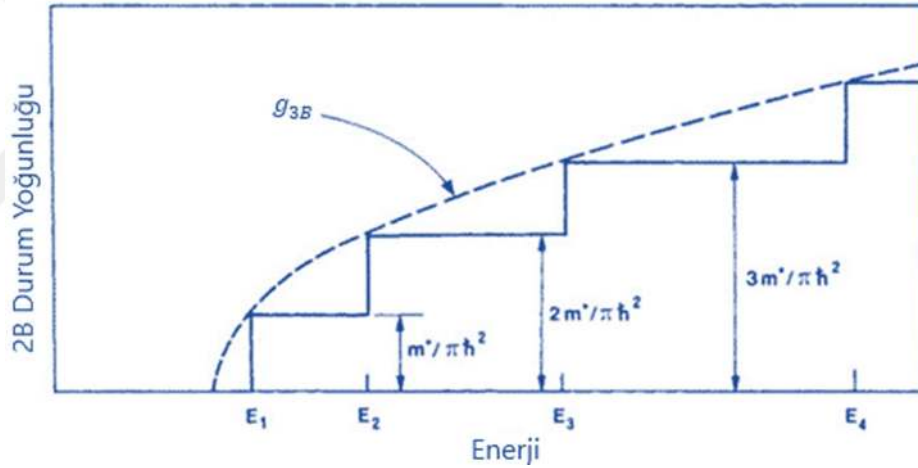
2.2.1. 2B elektron gazında durum ve taşıyıcı yoğunluğu

Durum yoğunluğu E ve $E+dE$ enerji aralığındaki izinli seviyelerin sayısını vermektedir ve 3 boyutlu (3B) sistemlerde parabolik bant yaklaşımından

$$g_{3B} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_g - E} \quad (2.7)$$

ifadesiyle tanımlanır. Kuantum kuyulu yapılarında 2B elektron gazı için durum yoğunluğu (birim alan ve birim enerji aralığı başına düşen izinli durum sayısı) enerjiden bağımsızdır ve aşağıdaki ifadeyle tanımlanır (Şekil 2.8),

$$g_{2BEG} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.8)$$



Şekil 2.8. 2B ve 3B sistemlerinin durum yoğunluklarının karşılaştırılması [46]

Yapı içerisindeki 2B elektron yoğunluğu

$$N_{2B} = \int_0^\infty g_{2BEG}(E) f(E) dE \quad (2.9)$$

ifadesinden hesaplanabilir. Burada

$$f(E) = \frac{1}{e^{\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)} + 1} \quad (2.10)$$

Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, k_B Boltzmann sabiti ve T ($T=0$ K) mutlak sıcaklıktır. Mutlak sıfır sıcaklıkta birinci altbantda 2B elektron yoğunluğu için Eş.2.9'dan

$$N_{2BEG} = \frac{m^*(E_F - E_1)}{\pi \hbar^2} \quad (2.11)$$

ifadesi elde edilir [47].

2.3. Manyetik alana bağılı iletim özellikleri

Dışarıdan uygulanan manyetik alan altında yapılan elektriksel ölçümler ile yarıiletken malzemelerin elektronik bant yapısı ve elektriksel özellikleri hakkında önemli bilgiler elde edilebilir. Örneğin düşük manyetik alan altında yapılan klasik Hall deneyi ölçümleri yarıiletkenin taşıyıcı tipi, taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilitesi hakkında bilgi vermektedir. Yüksek manyetik alan altında yapılan ölçümlerde malzemeye bağılı olarak magnetodirenç osilasyonları oluşmaktadır. Bu osilasyonların değişimi incelenerek malzemenin etkin kütlesi, kuantum mobilitesi, taşıyıcı konsantrasyonu ve Fermi enerji düzeyi hakkında bilgiler elde edilebilir [48].

2.3.1. Landau kuantizasyonu

Kuantum kuyudaki oluşan 2BEG'na dik doğrultuda (z-ekseni yönünde) manyetik alan uygulandığında elektronların enerjisi Landau düzeylerine yarılr. Bu düzeyler arasında $\hbar\omega_c$ kadar fark oluşmaktadır. Burada ω_c siklotron frekansdır ve manyetik alanla aşağıdaki gibi değişmektedir,

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.12)$$

Dolayısıyla manyetik alan altında elektron gazının enerjisi,

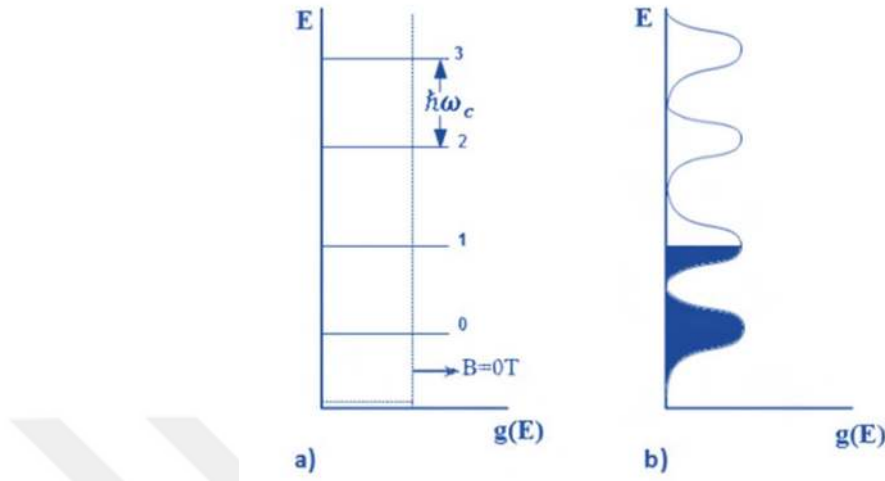
$$E(n, i) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + E_i \quad (2.13)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Burada $n (=0, 1, 2, \dots)$ Landau kuantum sayısıdır.

Landau düzeyleri elektronların spini ($s=\pm 1/2$) nedeniyle ikiye yarılr ve enerjileri $E_s = sg\mu_B B$ ifadesiyle tanımlanır. Burada g 'etkin g-faktörü' ve μ_B Bohr magnetonudur. Spin yarılmalarının dikkate alınmasıyla (yüksek manyetik alanlarda) 2BEG'nın enerjisi

$$E(n, i, s) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + E_i + E_s \quad (2.14)$$

ifadesiyle tanımlanır.



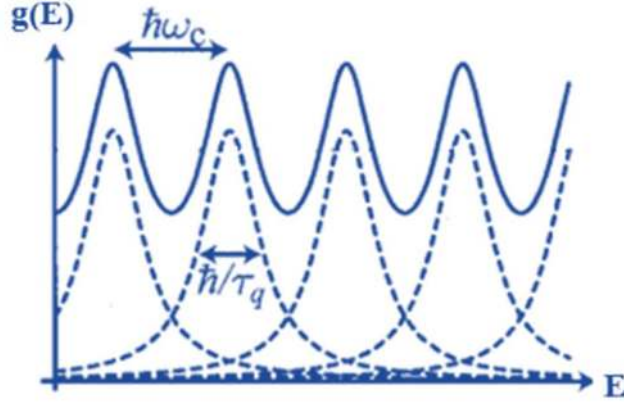
Şekil 2.9. Enerji düzeyleri ile durum yoğunluğunun ilişkisi, a) $B>0$ ideal durum, b) $B>0$ saçılmalar varlığında [49]

Manyetik alan altında 2BEG sistemlerinin durum yoğunluğu sürekli halden, aralarındaki mesafeler eşit olan ($\hbar\omega_c$) δ -fonksiyonuna dönüşür ve izinli durumlar Landau düzeyleri üzerine yığılırlar (Şekil 2.9-a). Bu durumda, her Landau düzeyi $p = \frac{eB}{\pi\hbar}$ kadar dejeneredir [46]. Dolayısıyla Landau düzeyleri arasındaki mesafe ve dejenerelik uygulanan manyetik alana bağlıdır.

Landau düzeylerinin Şekil 2.9-a'daki gibi keskin olması ideal durumlar ($T=0$ K) için geçerlidir. Ancak, gerçekte elektronların ortalama serbest yolunun sonlu olması (elektronların saçılması) nedeniyle Landau düzeyleri genişlemektedir (Şekil 2.9-b) [50]. Ardışık iki saçılma arasında elektronların ortalama serbest zamanı kuantum ömrü (τ_q , *quantum lifetime*) olarak tanımlanır. Landau düzeylerinin genişlemesi ile kuantum ömrü arasındaki ilişki,

$$\delta E \geq \frac{\hbar}{\tau_q} \quad (2.15)$$

ifadesiyle tanımlanabilir [47,51]. Burada δE Landau düzeyinin yarı-yükseklikdeki tam genişliğidir. İki Landau düzeyler arasındaki $\hbar\omega_c$ enerji değerinin Landau düzeylerinin genişlemesi olan δE değerinden küçük olduğu ($\omega_c\tau_q < 1$) manyetik alan değerlerinde, Landau düzeyleri *Lorentzian* [52] tipi fonksiyonlarla temsil edilebilirler (Şekil 2.10) .



Şekil 2.10. $B > 0$, saçılmalar varlığında Enerji ve Durum yoğunluğu ilişkisi [50]

Bu durumda, $T=0$ K’de durum yoğunluğu

$$\frac{\Delta g(E, B)}{g_0} = \frac{g(E, B) - g_0}{g_0} = 2 \sum_{r=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-\pi r}{\mu_q B}\right) \cos\left[\frac{2\pi r(E_F - E_i)}{\hbar\omega_c} - \pi r\right] \quad (2.16)$$

ifadesiyle tanımlanabilir [52,53]. Burada, g_0 manyetik alan yokken durum yoğunluğu, r harmonik numarası ve

$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} \quad (2.17)$$

kuantum mobilitesidir.

2.3.2. Shubnikov-de Haas osilasyonları

Ardaşık iki Landau düzeyleri arasındaki enerji değeri manyetik alanla doğru orantılıdır. Dolayısıyla manyetik alan değerinin artmasıyla, Landau düzeyleri arasındaki mesafe artar ve Landau düzeyleri sırasıyla Fermi enerji düzeyinden geçerler. Böylece, Fermi enerji düzeyindeki durum yoğunluğunda manyetik alanın tersi şeklinde osilasyonlar oluşur ve bu osilasyonlar Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonları olarak adlandırılır [54]. SdH osilasyonları ilk olarak 1930 yıllarda L. Shubnikov ve W. J. De Hass tarafından bizmut (Bi) örneklerinde gözlenmiştir [50].

2BEG’da ölçülen boyuna magnetodirenc

$$R_{xx}(B) = R_M(B) + R_{osc}(B) \quad (2.18)$$

olarak tanımlanabilir [55]. Burada sağ kısımdaki ilk terim osilasyon yapmayan monotonik, ikinci terim ise SdH osilasyondan gelen magnetodirenci temsil etmektedir.

Elektronların saçılması ve spin yarılmaları hesaba katılarak, sadece ilk altbandın dolu olduğu 2BEG'da SdH osilasyonları için

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left[\frac{2\pi r(E_F - E_1)}{\hbar\omega_c} - r\pi \right] \quad (2.19)$$

bağıntısı türetilmiştir [56,57]. Burada r harmonik numarası, E_F Fermi enerjisi, E_1 birinci altbant enerjisi, ρ_0 manyetik alan sıfırken öz direnç ve

$$b_r = D(r\chi) \exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) \cos(r\pi\nu) \quad (2.20)$$

ifadesi SdH osilasyonların zarfını tanımlamaktadır.

$$D(r\chi) = \frac{r\chi}{\sinh(r\chi)}; \quad \chi = \frac{2\pi k_B T}{\hbar\omega_c} \quad (2.21)$$

Eş. 2.21'deki çarpan Fermi enerji düzeyindeki sıcaklık genişlemesini,

$$\exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) \quad (2.22)$$

çarpanı Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesini, $\cos(r\pi\nu)$ çarpanı ise spin yarılmalarının SdH osilasyonlarının çizgi şekline (*line shape*) etkisini ifade etmektedir. Deneysel SdH osilasyonları değerlendirmesinde $r=1$ olarak alınabilir.

Eş. 2.19'da parabolik band yaklaşımından, i. altbanttaki SdH osilasyonlarının periyodu için

$$\Delta_i \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{e\hbar}{m^*(E_F - E_i)} \quad (2.23)$$

ifadesi türetilmiştir. Eş. 2.11'de verilen taşıyıcı yoğunluğu ifadesi Eş. 2.23'te kullanılarak

$$N_{2B} = \frac{e}{\pi\hbar\Delta(1/B)} \quad (2.24)$$

ifadesi elde edilir. Dolayısıyla, bağıntılardan SdH osilasyonlarının periyodu ölçülerek, N_{2B} ile m^* ve $E_F - E_i$ ifadelerinden biri (diğeri biliniyorsa) belirlenebilir [48].

2.4. Sıcak Elektron Kavramı

Denge durumunda, elektronların ortalama termal enerjileri $3k_B T/2$ değerine eşittir ve net momentumları sıfırdır. Ancak 2BEG sistemlerine dışarıdan elektrik alan uygulandığında elektronlar, elektrik alana zıt yönde sürüklenme hızıyla (*drift velocity*) hareket etmeye başlarlar ve enerjileri artar. Dolayısıyla 2BEG'na uygulanan elektrik alan,

kristal örgü ile termal dengede olmayan elektronlar oluşturur. Bu elektronlar sıcak elektronlar (*hot electrons*) olarak adlandırılır. Sıcak elektronlar örgü sıcaklığından (T_L) büyük değere sahiptirler ve T_e sıcaklığıyla tanımlanırlar [58,59].

Düşük boyutlu yarıiletken tabanlı aygıtlarda küçük voltajlarla büyük elektrik alanlar oluşturulabilir. Örneğin 0,25 μm uzunluğundaki alan etkili transistörlere (*Field Effect Transistors*, FET) 1V'luk potansiyel fark uygulandığında elektronlar 40 kVcm^{-1} değerinde elektrik alan altında sürüklenerek enerji kazanırlar ve sıcak elektronlar meydana gelir. Yüksek elektrik alan altında oluşan sıcak elektronlar kazandıkları enerjileri kristal örgüye aktararak soğurlar. Bu soğuma işlemi enerji durulması (*energy relaxation*) olarak tanımlanmaktadır. Dolayısıyla enerji durulma mekanizmalarının incelenmesiyle, elektron-fonon etkileşmesi hakkında önemli bilgiler elde edilebilir [48,54,60].

Elektronların sıcaklığı farklı sıcaklık ve elektrik altında yapılan ölçümlerle belirlenebilmektedir. Yarıiletken malzemeye yüksek elektrik alan uygulandığında ve yarıiletkenin örgü sıcaklığı 40 K'den büyük olduğu ($T_L > 40 \text{ K}$) durumlarda sıcak elektronların ortalama termal enerjileri optik fononların enerjilerinden büyüktür. Bu durumda, sıcak elektronlar optik fononlarla inelastik saçılma yaparlar ve enerjilerini örgüye aktarırlar. Böylece, sıcak elektronların enerjileri azalır ve optik fonon yayarak soğurlar. Bu sıcaklık bölgesinde elektronların akustik fononlarla tamamen elastik saçılma yaptığı varsayılmaktadır [48,60,61]. Yarıiletken malzemeye zayıf elektrik alan uygulandığında ve örgü sıcaklığı 30 K'den küçük olduğu ($T_L < 30 \text{ K}$) durumlarda ise optik fononların sayısı ve sıcak elektronların enerjileri azdır. Bu koşullarda enerji durulması, sıcak elektronların akustik fononlarla inelastik saçılması sonucunda gerçekleşir. Dolayısıyla sıcak elektronlar akustik fonon yayarak soğurlar. Ayrıca elektron gazı sistemlerinde mobilitayı belirleyen alaşım düzensizliği saçılması (*alloy scattering*), safsızlık saçılması (*impurity scattering*) ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması (*interface roughness scattering*) gibi elastik saçılma mekanizmalarının enerji durulmaya katkısı ihmal edilebilir. Böylece bu sıcaklık bölgesinde enerji durulmasında elektron-fonon etkileşimi daha etkindir [48,60,61].

Elektronların sıcaklığını belirlemek için Shubnikov-de Haas osilasyonlarının genliklerinin karşılaştırılması, mobilitelerin karşılaştırılması ve optik yöntemler gibi deneysel ölçümler yapılmaktadır. Bu tez çalışmasında bu tekniklerden SdH

osilasyonlarının genliklerinin karşılaştırılması yöntemiyle elektronların sıcaklıkları incelenmiştir.

2.4.1. SdH osilasyonları yöntemiyle elektron sıcaklığının belirlenmesi

Akustik fonon saçılmalarının baskın olduğu düşük sıcaklık bölgesinde güç kaybı ve enerji durulma zamanının belirlenmesinde Shubnikov de Haas osilasyonları kararlı bir yöntem olup birçok araştırmacı tarafından teorik olarak incelenmiştir [60,62,63]. Bu teorik çalışmalarda kutuplu olmayan akustik fonon saçılması (*non-polar acoustic phonon scattering*) ve piezoelektrik saçılma (*piezoelectric scattering*) hesaba katılmıştır. Bunlara ek olarak elektron-elektron etkileşmesi olduğu varsayılmış ve Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunda T_L örgü sıcaklığı yerine T_e elektron sıcaklığı yazılmıştır [48].

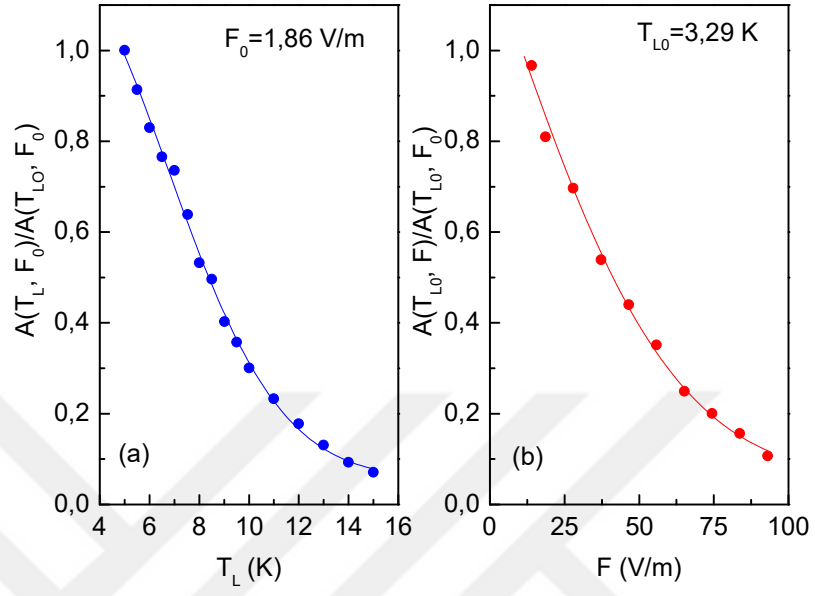
Sıcaklığın ve elektrik alanının SdH osilasyonlarının bağıl genliği üzerindeki etkileri karşılaştırılarak uygulanan elektrik alana karşı T_e elektron sıcaklığı belirlenebilir. Bunun için iki farklı deney yapılmaktadır:

- 1) elektronları ısıtmayacak kadar düşük ve sabit elektrik alan (F_0) altında, farklı örgü sıcaklık (T_L) değerlerinde SdH osilasyonları elde edilir,
- 2) deneysel olarak ulaşılabilen en düşük örgü sıcaklığında (T_{L0}), farklı elektrik alan (F) değerlerinde SdH osilasyonları elde edilir.

Bu iki deney sonucunda SdH osilasyonları elektrik alanının ve sıcaklığın artmasıyla sönümlenmektedir. Bu iki sönümlenme karşılaştırılarak elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı değerleri elde edilir (Şekil 2.11). Bu yöntem için Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi, sıcaklık, manyetik alan ve elektrik alandan bağımsız olduğu kabul edilmiştir. Bağıl genliklerin karşılaştırılması,

$$\left[\frac{A(T_L, B_n)}{A(T_{L0}, B_n)} \right]_{F=F_0} = \left[\frac{A(F, B_n)}{A(F_0, B_n)} \right]_{T_L=T_{L0}} \quad (2.25)$$

olarak ifade edilebilir. Bu yöntemle elektron sıcaklığı yüksek doğrulukla elde edilebilmektedir [55,64–66].



Şekil 2.11. SdH osilasyonlarının bağıl genliklerinin karşılaştırılması yöntemiyle elektron sıcaklığının belirlenmesi [61]

3. SICAK ELEKTRONLARIN GÜÇ KAYBI MEKANİZMALARI

3.1. Elektron-Fonon Etkileşmesi

Bu çalışmada tüm ölçümler 40 K'nin altında gerçekleştirilmiştir ve bu sıcaklık değerinde akustik fonon saçılması etkindir. Akustik fonon bölgesinde gerçekleşen enerji durulma süreçleri deformasyon potansiyeli (*non-polar*) saçılma ve piezoelektrik (*polar*) saçılma olmak üzere iki bağımsız kısımdan oluşmaktadır [18,65].

Kristal yapılarda boyuna akustik dalgaları yayılırken birim hücresinin örgü parametresinde değişim meydana gelir. Bu değişim iletkenlik ve değerlik bant kenarlarını etkilemektedir. Dolayısıyla periyodik kristal potansiyelinde değişimler ortaya çıkar ve elektronlar saçılırlar. Bu saçılmaya deformasyon potansiyeli saçılması denir. Boyuna akustik titreşimler sırasında birim hücre örgü parametresindeki değişimler, zorlanmanın (*strain*) maksimum olduğu bölgede meydana gelir. Deformasyon saçılma potansiyeli aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır;

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \mathcal{E} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t). \quad (3.1)$$

Burada $\vec{u}(\vec{r}, t)$ atomların denge konumuna göre yer değiştirmesi ve $\mathcal{E}$ ise deformasyon potansiyeli katsayısıdır [61].

Bazı yarıiletkenlerin birim hücrelerinde birden fazla atom bulunabilir ve bu nedenle yarıiletken kristalde bir simetri merkezi olmayabilir. Bu tür yapılarda akustik fononların etkisi ile zorlanma meydana gelir ve zorlanma iyonların kutuplaşmasına neden olur. Bu kutuplaşma sonucunda kristal yapıda konuma ve zamana bağlı olarak değişen bir dipol elektrik alan oluşur. Elektronlar bu elektrik alan etkisiyle saçılırlar. Bu saçılmaya piezoelektrik saçılma denilmektedir. Piezoelektrik saçılma potansiyeli ile zorlanma arasındaki ilişki

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{ee_{14}}{\varepsilon(0)q_s} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t), \quad (3.2)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada e_{14} piezoelektrik gerginlik sabiti, q_s fonon dalga vektörüdür [61,67].

Akustik fonon bölgesinde taşıyıcı dağılımı genellikle dejenere olur. Bu durumda Pauli dışarlama ilkesi, izin verilen saçılmanın sınırlandırılmasında önemli rol oynamaktadır [55,65].

Akustik fononların baskın olduğu dejenere sistemlerde güç kaybı mekanizmaları kritik elektron sıcaklığı yardımıyla tanımlanan iki ana sıcaklık bölgesinde hesaplanmaktadır.

Sıcaklık bölgeleri sırasıyla düşük sıcaklık bölgesi ($T_e \ll T_e^c$), yüksek sıcaklık bölgesi ($T_e \gg T_e^c$) ve iki sıcaklık limiti arasındaki bölgeye ara sıcaklık bölgesi isimlendirilmektedir. Kritik elektron sıcaklığı,

$$T_e^c = \frac{[8m^*V_S^2(E_F - E_1)]^{1/2}}{k_B} \quad (3.3)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada m^* , E_F , E_1 , V_S , k_B sırasıyla elektron etkin kütlesi, fermi enerjisi, birinci altbant enerjisi, ses hızı ve Boltzmann sabitidir [60,68]. Düşük sıcaklık bölgesindeki ($\hbar\omega_q \gg k_B T_e$) fonon dağılımı,

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_q/k_B T_L) - 1} \cong \exp\left(-\frac{\hbar\omega_q}{k_B T_L}\right) \quad (3.4)$$

ifadesiyle tanımlanabilir. Burada $\hbar\omega_q$ akustik fonon enerjisi, T_L örgü sıcaklığıdır.

Literatürde, 2B yarıiletkenlerde sıcak elektronların güç kaybı için düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerinde analitik ifadeler türetilmiştir. Teorik güç kaybı hesaplamalarında akustik fonon absorpsiyonu tarafından gerçekleşen saçılmalar ihmal edilirken sadece kendiliğinden emisyon hesaba katılmıştır. Ayrıca hesaplamalarda sonsuz kuantum kuyusu yaklaşımı kullanılmış ve fononların hacimli fonon olduğu varsayılmıştır [60,62].

3.1.1. Düşük sıcaklık bölgesi

Düşük sıcaklıklarda güç kaybı için,

$$P = \frac{\hbar N(E_F)}{16\pi^2 \rho} \int C^2(\vec{q}_s) I^2(\vec{k}', \vec{k}, \vec{q}_s) \frac{\sinh\left[\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_L}\right) - \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_e}\right)\right]}{\sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_e}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_L}\right)} \hbar\omega \frac{d\vec{k}'}{dE} \quad (3.5)$$

bağıntısı türetilmiştir [69]. Burada $N(E_F)$ Fermi düzeyinde durum yoğunluğu fonksiyonu, ρ kütle yoğunluğu ve $I^2(\vec{k}', \vec{k}, \vec{q}_s)$ kristal momentumunun korunumunu içeren bir integraldir. $C^2(\vec{q}_s)$ terimi etkileşimin türüne ve perdelenme etkisine bağlıdır. Ayrıca saçılma etkileri kutuplu olmayan akustik-fonon saçılması, piezoelektrik saçılması ve elektron-elektron saçılması terimlerini içermektedir. Perdelenmiş etkileşimler için $C^2(\vec{q}_s)$ niceliğinin elde edilmesi daha kolaydır. Perdelenmemiş kutuplu olmayan saçılmalar (deformasyon potansiyeli saçılması) için

$$C^2(\vec{q}_s) = \Xi^2 q_s^2 \quad (3.6)$$

ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılması için

$$C^2(\vec{q}_s) = \frac{q_s^2 K_{av}^2 C_L}{\varepsilon_s} \quad (3.7)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada, q_s fonon dalga vektörünün büyüklüğü, K_{av}^2 ortalama elektromanyetik çiftlenim sabiti, C_L boyuna elastik sabiti, ε_s statik dielektrik sabitidir.

Fonon sayısının az olduğu düşük sıcaklıklarda, sıcak elektron enerjisinin yeterli olmaması ve Pauli dışarlama ilkesinin getirdiği sınırlama nedeniyle, altbantlar arası geçiş olasılığı oldukça azdır. Dolayısıyla, yeterince düşük sıcaklıklarda, sıcak 2B elektronların enerji durulması küçük açı saçılmalarıyla gerçekleşmektedir. Küçük açı saçılmaları, piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli saçılmaları olup, güç kaybı mekanizmalarının belirlenmesinde önemli rol oynamaktadır [55,63,70].

Eş.3.5'ten yola çıkarak perdelenmemiş piezoelektrik saçılması tarafından tanımlanan güç kaybı,

$$P_p = C_p [(k_B T_e)^3 - (k_B T_L)^3] \quad (3.8)$$

ile gösterilir. Burada C_p piezoelektrik etkileşimlerin büyüklüğüdür [71,72],

$$C_p = \frac{e^2 K_{av}^2 m^{*2}}{2\pi^2 \varepsilon_s \hbar^5 k_F N_{2B}} \quad (3.9)$$

burada ε_s , m^* , $\hbar$, N_{2B} , k_F , ve K_{av}^2 sırasıyla statik dielektrik sabiti, elektron etkin kütlesi, Planck sabiti, 2B elektron yoğunluğu, 2B fermi dalga vektörü ($\sqrt{2\pi N_{2B}}$), kübik kristal için elektromekanik çiftlenim katsayısı,

$$K_{av}^2 = \frac{e_{14}^2}{\varepsilon_s} \left[\frac{12}{35C_L} + \frac{16}{35C_T} \right] \quad (3.10)$$

şeklindedir [73]. e_{14} piezoelektrik gerginlik sabiti, C_L ve C_T ortalama boyuna ve enine elastik sabitidir. Elastik sertlik sabitleri cinsinden C_L ve C_T ,

$$C_L = C_{11} + \frac{2}{5}(C_{12} + C_{44} - C_{11}) \quad (3.11)$$

ve

$$C_T = C_{44} - \frac{1}{5}(C_{12} + 2C_{44} - C_{11}) \quad (3.12)$$

şeklindedir [74,75].

Eş.3.5'ten perdelenmemiş deformasyon saçılması tarafından tanımlanan güç kaybı ise,

$$P_{np} = C_{np}[(k_B T_e)^5 - (k_B T_L)^5] \quad (3.13)$$

ile verilir. C_{np} deformasyon potansiyeli etkileşimleri büyüklüğüdür [71,72],

$$C_{np} = \frac{6\varepsilon^2 m^{*2} L_Z}{\pi^3 \rho V_S^4 \hbar^7 N_{2B}} \quad (3.14)$$

burada ε akustik deformasyon potansiyeli, L_Z kuantum kuyu genişliği, ρ kütle yoğunluğudur.

Düşük sıcaklık bölgesinde perdelenmemiş saçılmalardan gelen toplam güç kaybı aşağıdaki gibi verilebilir [62,63,76];

$$P = P_p + P_{np} = C_p[(k_B T_e)^3 - (k_B T_L)^3] + C_{np}[(k_B T_e)^5 - (k_B T_L)^5]. \quad (3.15)$$

İki boyutlu yapılarda perdelenmiş elektron fonon etkileşmesi hesaba katıldığında Eş.3.15'teki $k_B T_e$ ve $k_B T_L$ ifadelerinin üstel terimlerinin 2 birim artırılması öngörülmüştür [60,77].

3.1.2. Yüksek sıcaklık bölgesi

Yüksek sıcaklık bölgesinde ($\hbar\omega_q \ll k_B T_e$) Maxwell Boltzmann istatistiği kullanılabilir ve eşleşim varsayılır. Fonon dağılımı,

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_q/k_B T_L) - 1} \cong \frac{k_B T_L}{\hbar\omega_q} \quad (3.16)$$

şeklindedir ve güç kaybı,

$$P \approx \frac{\hbar N(E_F)}{8\pi^2 \rho} (k_B T_e - k_B T_L) \int C^2(\vec{q}_s) I^2(\vec{k}', \vec{k}, \vec{q}_s) \frac{d\vec{k}'}{dE'} \quad (3.17)$$

bağıntısıyla verilmektedir [55,69]. Bu sıcaklık bölgesinde piezoelektrik saçılması ve deformasyon potansiyeli saçılması tarafından tanımlanan güç kaybı için Eş.3.17'den aşağıdaki denklem elde edilebilir;

$$P = P_p + P_{np} = (C_p + C_{np})(k_B T_e - k_B T_L) \quad (3.18)$$

bu ifade için sonsuz kuantum kuyu yaklaşımı kullanılmıştır [55,60]. Bu bağıntıdaki piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşimlerinin büyüklüğü sırasıyla,

$$C_p = \frac{3e^2 K_{av}^2 m^{*2} V_S^2}{4\pi \varepsilon_s \hbar^3 L_Z N_{2D}} \quad (3.19)$$

$$C_{np} = \frac{3\varepsilon^2 m^{*2}}{2\rho \hbar^3 L_Z} \quad (3.20)$$

şeklindedir [60,78].

3.1.3. Ara sıcaklık bölgesi

SdH osilasyonları genellikle iki sıcaklık bölgesi arasındaki ara sıcaklık bölgesinde tanımlanmaktadır. Ara sıcaklık bölgesi ve yüksek sıcaklık bölgesi için türetilen güç kaybı mekanizmaları elektron ve örgü sıcaklıklarının bir fonksiyonu ile orantılıdır.

Bu durumda ,

$$P = P_p + P_{np} = f(T_e, T_L)(C_p + C_{np})(k_B T_e - k_B T_L) \quad (3.21)$$

tanımlanmaktadır [55,60]. Burada kullanılan piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşimleri yüksek sıcaklık bölgesinde tanımlanan büyüklüklerdir ve $f(T_e, T_L)$

$$f(T_e, T_L) = \frac{\sinh(X_L - X_e)}{\sinh X_L \sinh X_e} \left(\frac{X_L X_e}{X_L - X_e} \right) \quad (3.22)$$

tanımlanmaktadır. Burada $X_{L,e} = \langle \hbar \omega \rangle / 2k_B T_{L,e}$ ve $\langle \hbar \omega \rangle = \sqrt{2} \hbar V_s k_F$ Fermi yüzeyi üzerinde ortalama akustik fonon enerjisidir [60].

Deneyssel olarak ölçülen güç kaybının hangi sıcaklık bölgesiyle ve saçılmayla uyumlu olduğunu öğrenmek için, deneyssel $P(T_e)$ verileri ile,

$$P = A(T_e^\gamma - T_L^\gamma) \quad (3.23)$$

bağıntısı çakıştırılır. Çakıştırma sonucunda A orantı katsayısı ve γ üstel ifadesi elde edilir. A orantı katsayısı, çiftlenim sabitlerine ve $2B$ taşıyıcı yoğunluğuna bağlıyken γ ifadesi sıcaklık bölgesini ve hangi saçılmanın baskın olduğunu göstermektedir [71,79]. Hesaplamalar sonucunda, γ terimi 1'e eşit olduğunda yüksek sıcaklık bölgesine denk gelir. Bu bölgede Maxwell-Boltzman istatistiği ve eş-bölüşüm geçerlidir. γ terimi 3'e eşit olduğunda perdelenmemiş piezoelektrik saçılması, 5'e eşit olduğunda perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılması, 7'ye eşit olduğundaysa aşırı perdelenmiş deformasyon saçılması yaptığını göstermektedir (Tablo3.1). Bu değerler düşük sıcaklık bölgesine denk gelmektedir [60,72,79].

Tablo 3.1. Eş.3.23 'de tanımlanan γ 'nın alabileceği kuramsal değerler ve karşı gelen enerji durulma mekanizmaları [48].

Sıcaklık	γ	Etkileşme Mekanizması
Yüksek Sıcaklık Bölgesi	1	Maxwell-Boltzman istatistiği ve eş-bölüşüm
Düşük Sıcaklık Bölgesi	3	Perdelenmemiş piezoelektrik saçılması
	5	Perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılması
	7	Aşırı perdelenmiş deformasyon saçılması

Bunlara ek olarak γ teriminin $3 < \gamma < 5$ olması durumunda perdelenmemiş piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli saçılmasının karışımı şeklinde güç kaybı gerçekleşeceği literatürde mevcuttur [60,66,78].

4. DENEYSEL YÖNTEMLER

4.1. Örneklerin Yapısı ve Hazırlanması

Bu tez çalışmasında n-tipi modülasyon katkılı, tavlanmamış ve farklı sürelerde tavlanmış $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ yapılarının elektron sıcaklığı, güç kaybı ve enerji durulma zamanı incelenmiştir. Örneklerin tabaka yapısı Şekil 4.1’de verilmiş olup, yapıya azot dahil edebilmek için radyo frekanslı plazma kaynağı ile donatılmış katı kaynaklı *Molecular beam epitaxy* (MBE) kullanılarak yarı-yalıtkan GaAs (001) alttaş üzerine büyütülmüşlerdir.

Metalik kontak	50 nm	GaAs	Koruyucu	Katkısız	Metalik kontak
	20 nm	GaAs	Bariyer	Si - katkılı n = 1x10 ¹² m ⁻³	
	5 nm	GaAs	Ayırıcı	Katkısız	
	7.5 nm	Ga _{0,68} In _{0,32} N _{0,017} As _{0,983}	Kuantum kuyu	Katkısız	
	5 nm	GaAs	Ayırıcı	Katkısız	
	20 nm	GaAs	Bariyer	Si - katkılı n = 1x10 ¹² m ⁻³	
	GaAs - tampon			Katkısız	
Yarı-yalıtkan - GaAs attaş					

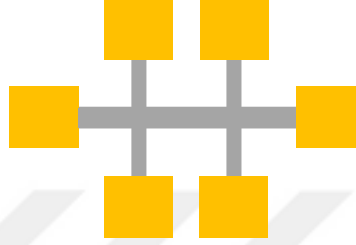
Şekil 4.1. Örneklerin tabaka yapısı

GaAs ve $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}$ katmanları sırasıyla 580 °C ve 475 °C sıcaklıklarda büyütülmüştür. Büyütme işleminden sonra örnekler, azot gazı ortamında 700 °C’de 60 s ve 600 s süreyle tavlanmıştır. Tablo 4.1’de örneklerin kodları ve tavlama süreleri verilmektedir.

Tablo 4.1. $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu örneklerinin Kodları ve tavlama süreleri

ÖRNEK KODU	TAVLAMA SÜRESİ
ST00	Tavlanmamış
ST60	60 s
ST600	600 s

Magnetotransport ölçümleri için örnekler, fotolitografi tekniği kullanılarak Hall-bar geometrisinde fabrikasyon yapılmıştır. Örneklerin uzunluğu 1,75 mm ve genişliği ise 0,2 mm'dir. Metalik kontaklar için Au(2000Å)/Ge(200Å)/Ni(200Å) alaşımı kullanılmıştır (Şekil 4.2).

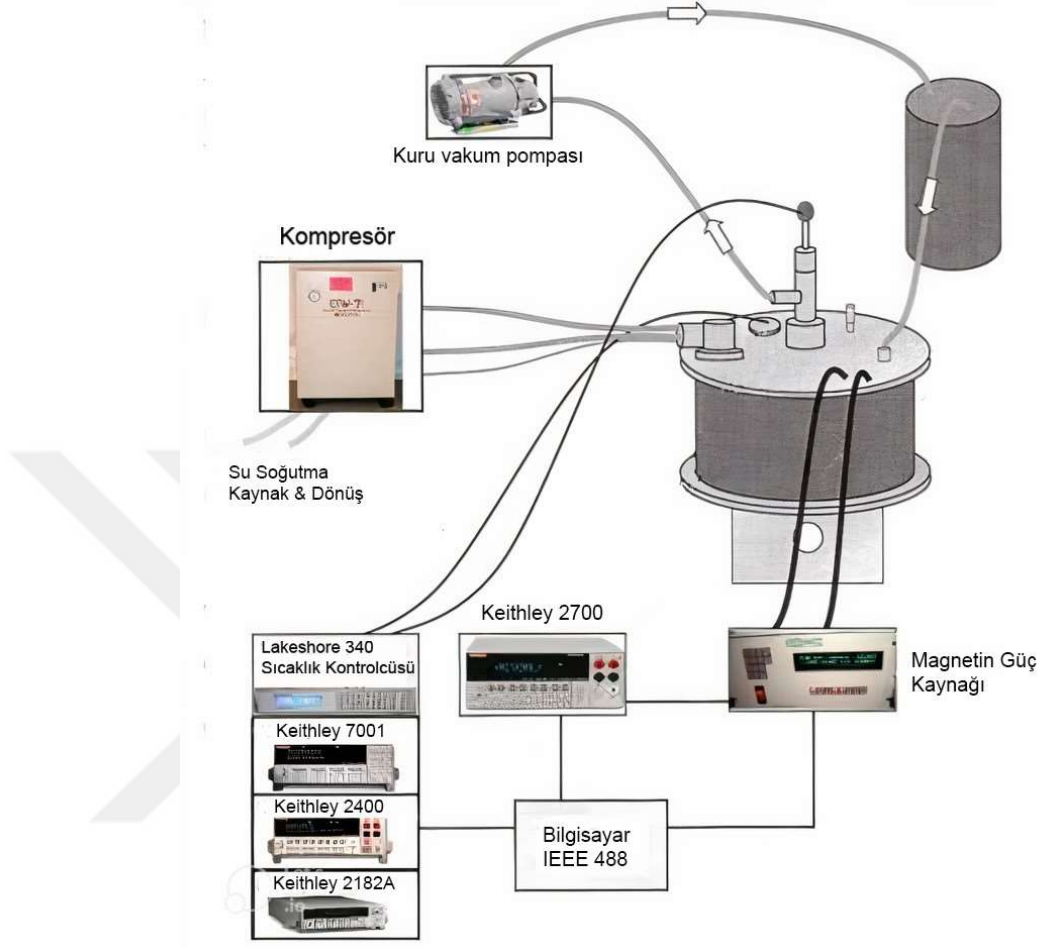


Şekil 4.2. Hall-bar geometrisi şeklindeki örnek

4.2. Deney Düzeneği

Magnetotransport ölçümleri Krayostat (*Cryogen-free superconducting magnet*, Cryogenics Ltd., Model no J4164) sistemi yardımıyla 1,8-40 K sıcaklık aralığı ve 0-11 T manyetik alan altında gerçekleştirilmiştir. Ölçümlerde, elektrik akımı örneğin büyütme doğrultusuna dik, manyetik alan ise büyütme doğrultusuna paralel olarak uygulanmıştır.

Deney düzeneği kapalı olup, dışarıdan sıvı helyum gerektirmeyen sistemdir. Şematik gösterimi Şekil 4.3'te verilmiştir. Krayostatın iç sıcaklığı su soğutmalı helyum kompresörü yardımıyla yaklaşık 3,5 K'e kadar düşürülebilmektedir. Manyetik alan kaynağı olan süperiletken sarım tellerinin çalışma sıcaklığı 3,5-6 K olup, 3,5 K sıcaklığa iniş süresi yaklaşık 60 saat ve 11 T'ya kadar tarama süresi 5 saattir. Ayrıca istenilen manyetik alan değeri kalıcı olarak ayarlanabilmektedir. Örneğin bulunduğu odacığın ortam sıcaklığı 1,8-325 K sıcaklık aralığında ayarlanabilmektedir (hassasiyet $\pm 0,1$ K) ve 1,8 K değerine iniş süresi yaklaşık 2 saattir. Örnek odacığının sıcaklığını 3,5 K'den 1,8 K'ne düşürebilmek için küçük helyum tankı mevcuttur. Bu tanktaki helyum gazı kuru vakum pompası yardımıyla örnek odacığına aktarılır ve iğne uçlu vana yardımıyla kontrol edilerek 1,8 K değerine ayarlanabilir.



Şekil 4.3. Deney Düzenegi

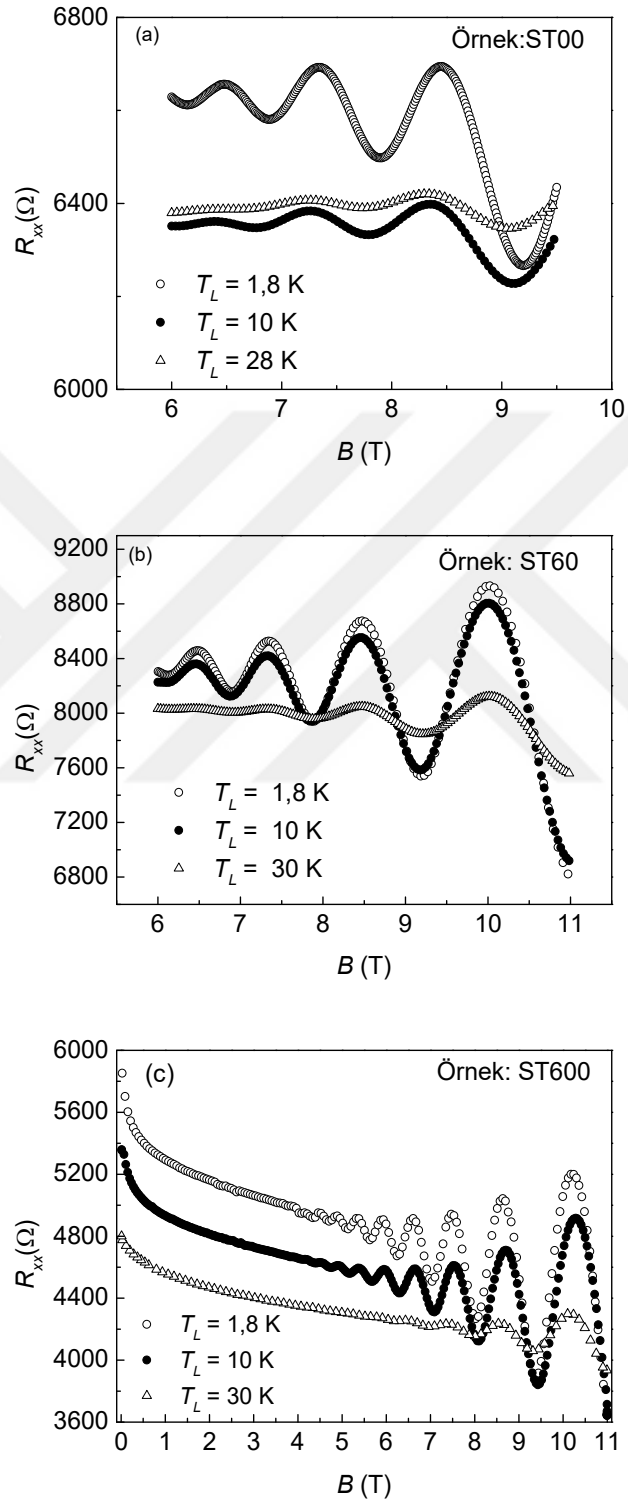
Deney sistemi, sıcaklık ölçer ve kontrolcü (Lakeshore 340), nanovoltmetre (Keithley 2182A), multimetre (Keithley 2700), akım-voltaj kaynağı (Keithley 2400) ve tarayıcı (*scanner*, Keithley 7001) ile kombineli çalışmaktadır. Örnek tutucu üzerinde ısıtıcıyı kontrol etmek için 2 tane sensör bulunmaktadır. Krayostat üzerindeyse on tane sıcaklık sensörü mevcuttur ve multimetre yardımıyla değerler okunmaktadır. Örneğe sürülen akım akım-voltaj kaynağı ile sağlanırken, örnek üzerindeki potansiyel nanovoltmetre ile ölçülmektedir. Tarayıcı ise eş zamanlı olarak 10 kanaldan veri toplayabilmektedir. Örneklerin Hall-bar geometrisinde olmasından dolayı 4 ayrı kanaldan eş zamanlı olarak ölçüm alınabilmektedir. Bütün aygıtların kontrolü ve veriler toplanması bilgisayar yardımıyla yapılmaktadır.

5. DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, 700 °C derecede 60s ve 600s tavllanmış n-tipi modülasyon katkılı $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ kuantum yapısı örneklerinin elektron enerji durulma mekanizmasını ve güç kaybını belirlemek için 11 T'ya kadar manyetik alan altında iki farklı SdH osilasyonları ölçümleri yapıldı:

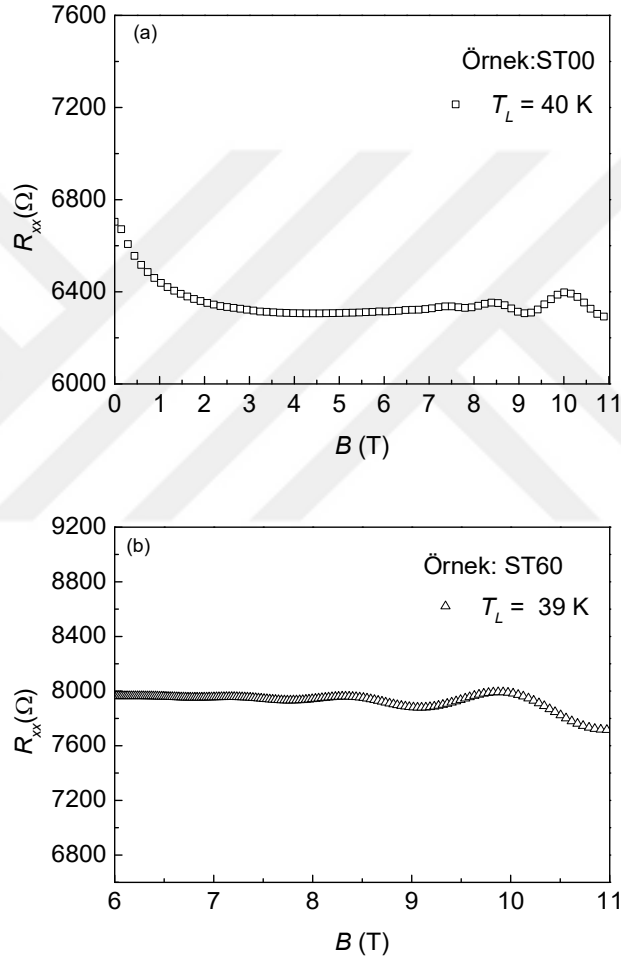
- 1) 1,8-40 K sıcaklık aralığında, elektronları ısıtmayacak kadar düşük ve sabit elektrik alan ($F_0=0,165$ kV/m) uygulanarak magnetodirenç değerleri ölçüldü.
- 2) ortam sıcaklığını deneysel olarak ulaşılabilen en düşük örgü sıcaklığında ($T_{L0}=1,8$ K) sabit tutarak, farklı (0,165-5,276 kV/m) elektrik alan (F) değerlerinde magnetodirenç değerleri ölçüldü.

Örneklerin kodları ve termal tavlama süreleri hakkında bilgi Tablo 4.1'de verilmiştir. Tavllanmış ve tavlınmamış örneklerin farklı sıcaklıklarda ölçülen magnetodirenç verileri Şekil 5.1'de verilmiştir ve artan sıcaklık değerine karşı osilasyon genliği azalmaktadır. Genliğin sıcaklıkla azalması Eş.2.19-2.21'de görüldüğü gibi beklenen durumdur. Çünkü SdH osilasyonlarını zarfını belirleyen terim sıcaklıkla ters orantılı olarak değişmektedir.



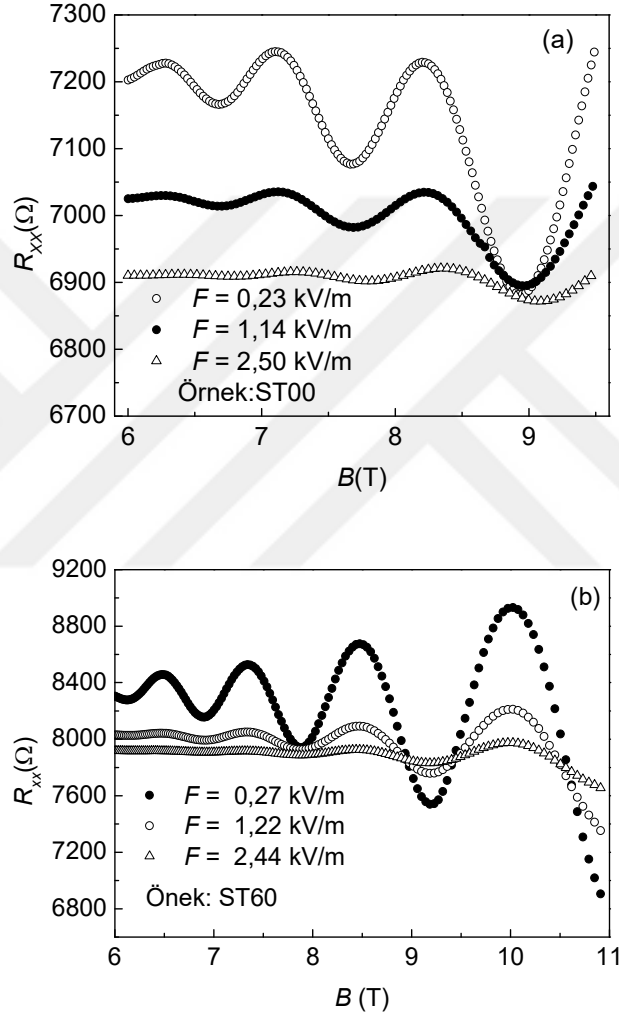
Şekil 5.1. a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit elektrik alan ve farklı sıcaklıklardaki $R_{xx}(B)$ verileri

Magnetodirenç verilerinin yaklaşık 40 K örgü sıcaklığındaki osilasyon değerleri hemen hemen sönümlenmiştir (Şekil 5.2). Dolayısıyla bu çalışmada incelenen GaInNAs/GaAs kuantum kuyulu yapıları için akustik fononların baskın olduğu sıcaklık değeri <40 K olduğu sonucuna varılabilir.

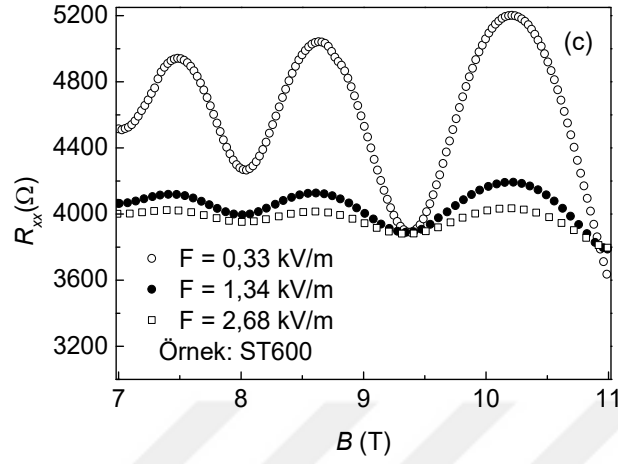


Şekil 5.2. a)ST00 ve b) ST60 örneklerinin sabit elektrik alan ve yaklaşık 40 K sıcaklıktaki $R_{xx}(B)$ verileri

Farklı elektrik altında ölçülen magnetodirenç verileri Şekil 5.3’de verilmiştir ve ilk deneydeki gibi osilasyon genliği azalmaktadır. Bu azalma, örneklere uygulanan elektrik alanının artmasıyla $2B$ elektronlarının ısınmasından kaynaklanmaktadır.

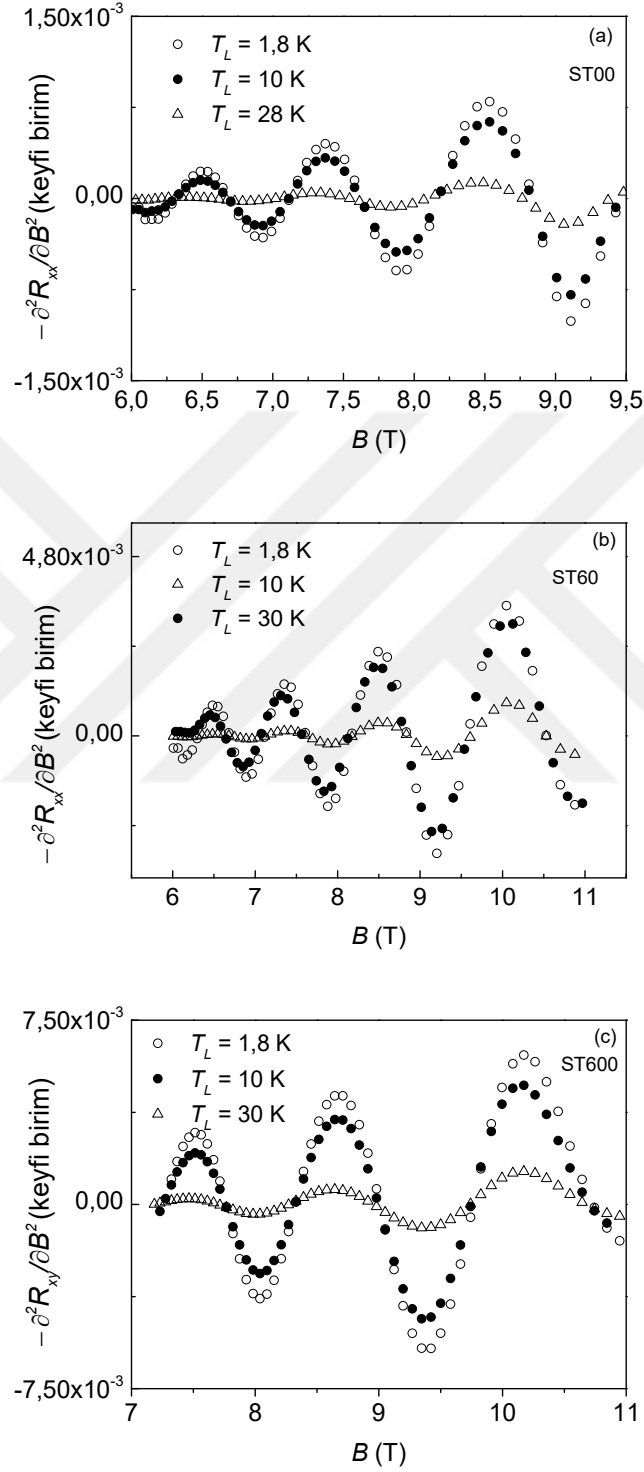


Şekil 5.3. a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit örgü sıcaklık ve farklı elektrik alanlardaki $R_{xx}(B)$ verileri

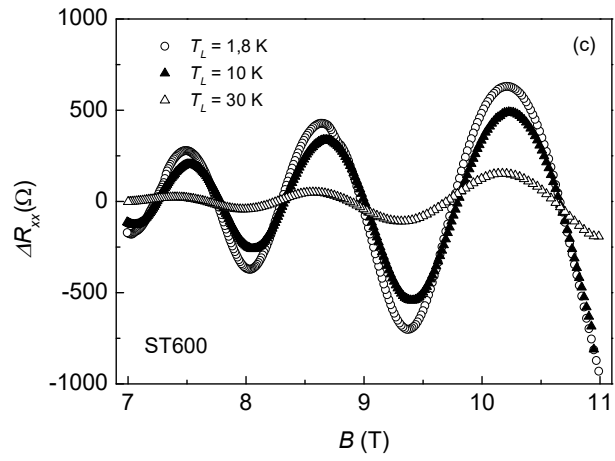
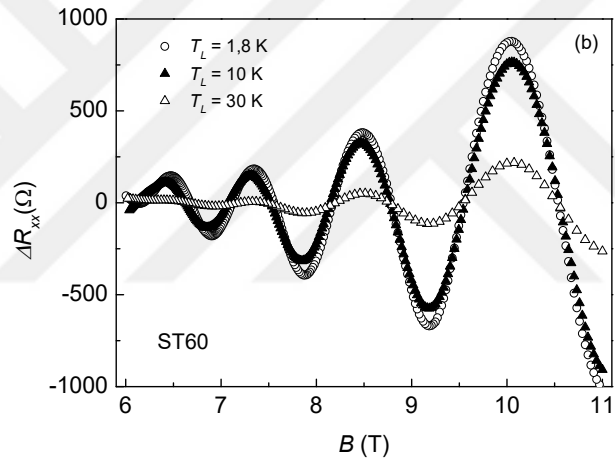
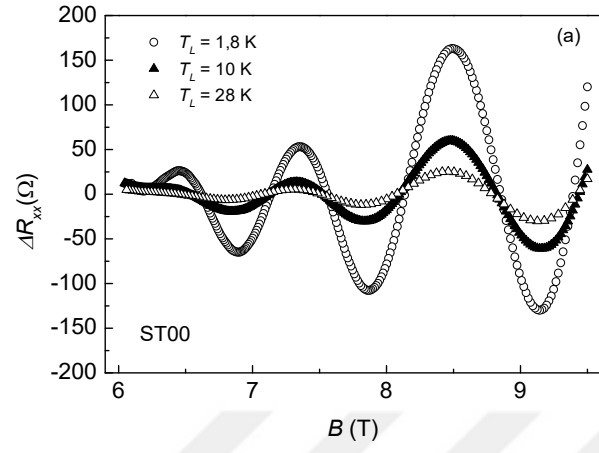


Şekil 5.3. Devamı

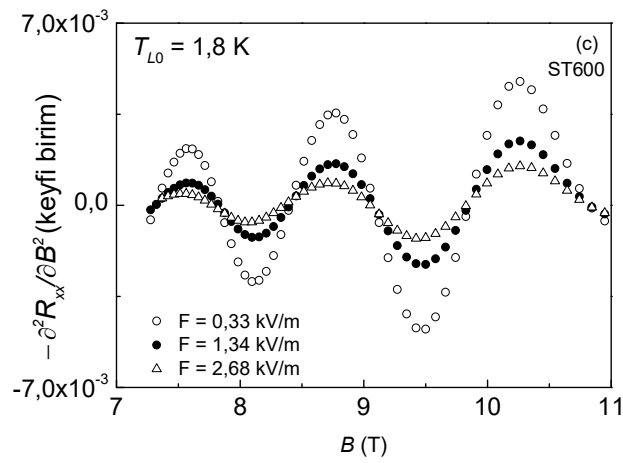
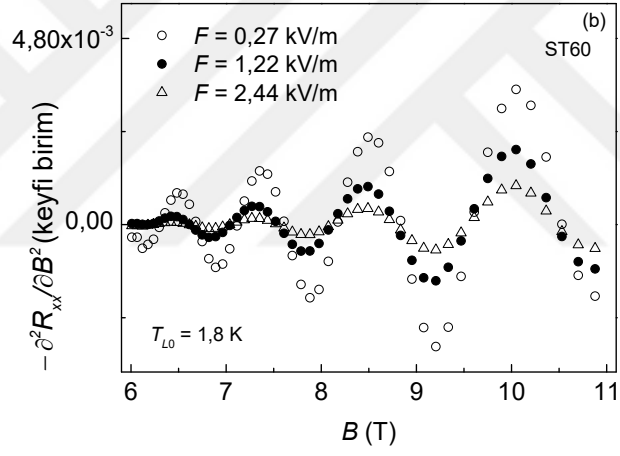
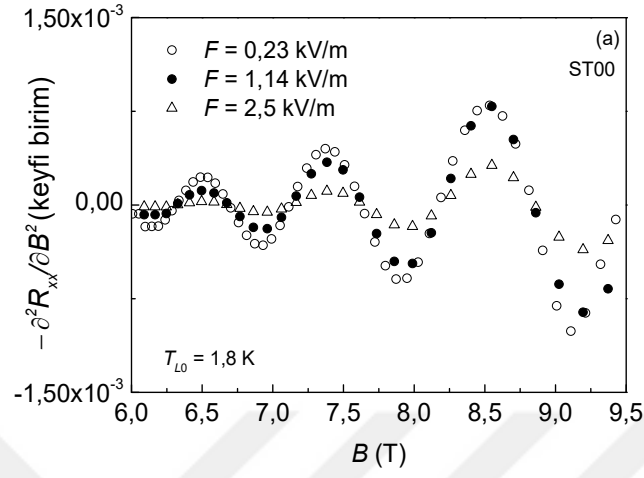
Deneyssel olarak elde edilen magnetodirenç verileri $R_{xx}(B)$ osilasyon yapmayan monotonik ve SdH osilasyondan gelen magnetodirencin toplamı şeklindedir (Eş.2.18). Osilasyon yapmayan terim manyetik alanla monotonik olarak değişmektedir. Ölçülen $R_{xx}(B)$ verilerinden monotonik bileşen çıkarılarak osilasyonlu bileşen elde edilebilir. Bu işlem, deneyssel $R_{xx}(B)$ verilerinin manyetik alana göre ikinci türevin negatifi ($-\partial R_{xx}^2/\partial B^2$) alınarak (Şekil 5.4, 5.6) ve polinom yöntemiyle (Şekil 5.5, 5.7) yapılabilir [80]. İki farklı yöntem kullanılarak SdH osilasyonları elde edilebilir. Her iki yöntemle elde edilen osilasyonların pik konumlarının ve bağıl genliklerinin birbiriyle uyum içinde olduğu görüldü. Burada görüldüğü gibi SdH osilasyonları tek periyotludur. Bu durum sadece birinci altbandda elektron bulunduğunu göstermektedir [48].



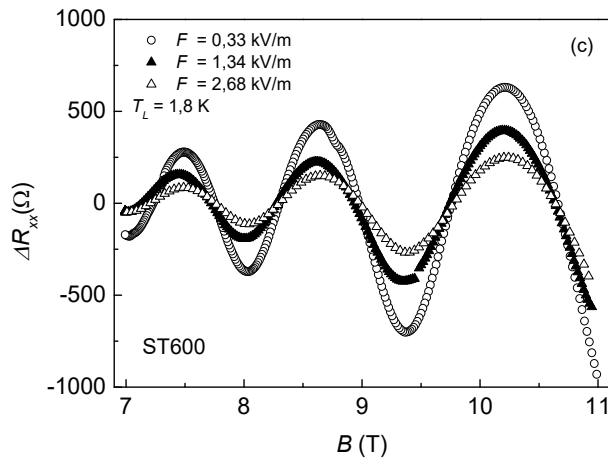
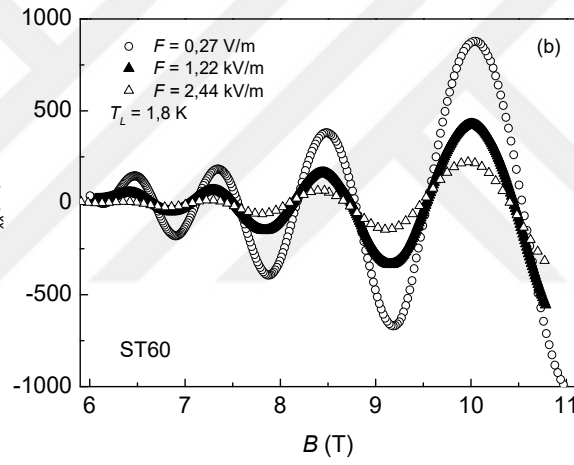
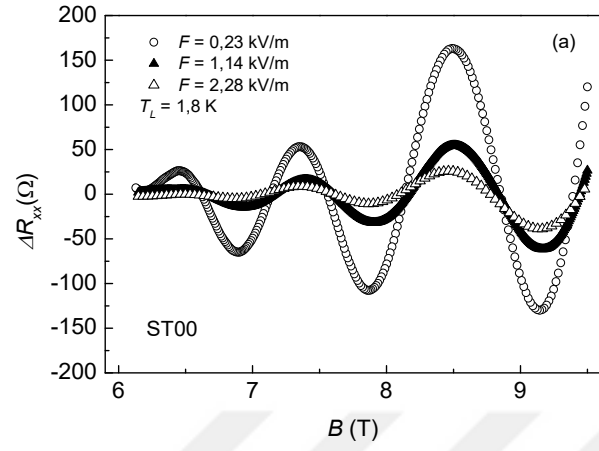
Şekil 5.4. a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit elektrik alan altında SdH verileri



Şekil 5.5. a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit elektrik alan altında SdH verileri

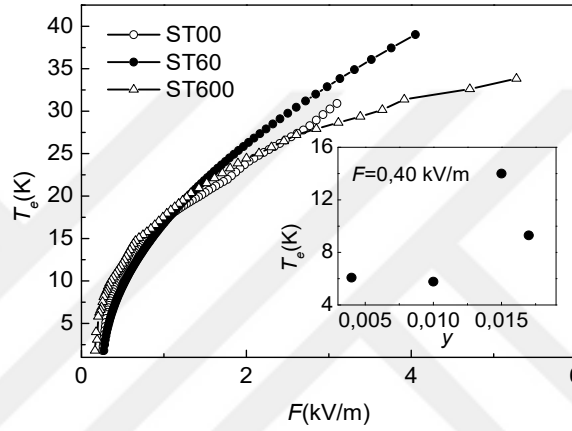


Şekil 5.6. a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit sıcaklıkta SdH verileri



Şekil 5.7. a) ST00, b) ST60 ve c) ST600 örneklerinin sabit sıcaklıkta SdH verileri

Şekil 5.6’da tavllanmış ve tavlانmamış $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}/\text{GaAs}$ kuantum yapısı örneklerinin SdH osilasyonlarının karşılaştırılması ile elde edilen elektrik alana bağlı elektron sıcaklıkları verilmiştir. Örnekler üzerine uygulanan elektrik alan arttıkça elektron sıcaklığının arttığı gözlenmiştir. Bu tür davranış farklı kuramsal varsayımlarla uyum içerisindedir [65,78,81].



Şekil 5.8. ST00, ST60 ve ST600 örnekleri için uygulanan elektrik alana bağlı elektron sıcaklıkları ($T_{L0}=1,8\text{K}$). İçerideki grafikte 0,4kV/m elektrik alan uygulanmış N konsantrasyonu 0,004, 0,010 ve 0,015 olan önceki çalışma [78] ile bu çalışmadaki sıcak elektron değerleri verilmiştir(y azot konsantrasyonunu temsil etmektedir)

E.Tiras ve S.Ardali tarafından yapılan çalışmada, N konsantrasyonu 0,004 ile 0,015 arasında değişen, n- ve p-tipi $\text{GaInNAs}/\text{GaAs}$ örneklerinin güç kaybı mekanizmaları incelenmiştir [78]. Konsantrasyon değerleri $x=0,30$; $y=0,004$ ve 0,010 olan n-tipi $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örneklerde elektron sıcaklığı hemen hemen aynı değerde gözlemlenmiştir. N konsantrasyonu $y=0,015$ değerindeyken elektron sıcaklığı, uygulanan elektrik alanın artmasıyla hızlı bir şekilde yükseldiği gözlenmiştir. Elektron sıcaklığı 0,5 kV/m elektrik alan altında 6 K’den ($y=0,004$ ve 0,010) 16 K’ne ($y=0,015$) yükselmiştir. Buradan zayıf elektrik altında N konsantrasyonunun artmasıyla elektronların ısındığı anlaşılabılır.

Bu çalışmada 0,5 kV/m elektrik alan altında bütün örneklerimiz için elektron sıcaklığı yaklaşık 12 K olarak gözlemlendi. Ayrıca bütün örnekler için elektron sıcaklıkları 1,5 kV/m elektrik alan değerine kadar benzer davranış sergiledi. Ancak uygulanan elektrik alan 3 kV/m değerindeyken tavlانmamış (ST00) ve 600 s (ST600) tavlانmış örneklerin elektron sıcaklıkları 29 K, 60 s tavlانmış (ST60) örnek için ise 33 K olarak gözlemlendi.

3 kV/m elektrik alan değerinin üstünde, ST60 örneğın elektronları diğerlerine göre daha çok ısındığı gözlemlendi. ST60 örneğının daha yüksek elektron sıcaklığı ulaşmasının nedeni, diğer iki örnekteki elektron etkin kütlelerine kıyasla daha az elektron etkin kütleyle sahip olması olabilir. ST00 ve ST600 örneklerinin elektron sıcaklıklarındaki ufak değışkenlikler elektron mobilitelerindeki farklılardan kaynaklanıyor olabilir (Tablo 5.1). Bu çalışmadaki örneklerin transport mobilitelerine tavlamanın etkisi daha önce F.Sarcan ve arkadaşları tarafından incelenmiştir [25]. Bu çalışmada elektron mobilitesine tavlamanın kayda değeri etkisi olmadığı ve optimum tavlama süresinin 600 s olduğu gözlemlenmiştir. Dolayısıyla bu tez çalışmasında tavlamanın elektron sıcaklığına ve güç kaybı mekanizmalarına etkisi araştırılmıştır.

Kararlı durum, sisteme giriş gücünün çıkış gücüne eşit olduğu durumdur. Bu nedenle, akustik fononların emisyonu ile sıcak elektronlardan kaynaklanan güç kaybı, uygulanan elektrik alanı tarafından sağlanan güce eşittir. Güç kaybı denklemi aşağıdaki gibi verilebilir (41,42,56);

$$P = e\mu_t F^2. \quad (5.1)$$

Burada, P , μ_t ve F , sırasıyla elektron başına enerji kaybı oranı, transport mobilitesi ve uygulanan elektrik alanıdır. Transport mobilitesi klasik Hall ölçüm yöntemi kullanılarak referanstaki çalışmadan alınmıştır [25]. Teorik güç kaybı hesaplamalarında kullanılan parametreler Tablo 5.1’de verilmiştir. Buradaki etkin kütle, sıcaklığı bağlı SdH osilasyonlarının bağlı genlikleri yöntemi, 2B taşıyıcı yoğunluğu ise SdH osilasyonlarının periyodu yöntemiyle yapılan hesaplamalardan elde edilmiştir. Bu parametrelerin hesaplanmasına dair ayrıntılar referanstaki yayınlarda yer almaktadır [48,51,82,83].

Bir başka çalışmada örneklerin fotoluminesans ölçümleri yapılmıştır ve maviye kayma gözlenmiştir. Maviye kayma, 60 s tavllanmış örnek için 16 meV ve 600 s tavllanmış örnek için 20 meV olarak hesaplanmış [84]. Ayrıca arayüzey pürüzlülüğü saçılması 600 s tavllanmış örnekte azaldığı gözlenmiştir [85]. Bu çalışmalar sonucuna göre, 600 s tavllanmış örneğın 2B taşıyıcı yoğunluğu ve etkin kütle değeriğerlerinin büyük olması, yapı içerisindeki kusurların az olması ve geniş enerji aralığına sahip olması olabilir.

Güç kaybı değeriğerlerini elde etmek için Eş. 5.1 kullanılmıştır. Güç kaybı hesaplamalarında kullanılan fiziksel parametreler (PP), ilgili ikili yarı iletkenlerin parametreleri arasında doğrusal bir enterpolasyon kullanılarak elde edilir. InN, InAs, GaN ve GaAs ikili

bileşiklerinin yoğunluk, elastik sabitleri ve deformasyon potansiyelleri aşağıdaki denklem ile hesaplanmıştır;

$$PP(In_xGa_{1-x}N_yAs_{1-y}) = PP(InN)xy + PP(InAs)x(1-y) + PP(GaN)(1-x)y + PP(GaAs)(1-x)(1-y). \quad (5.2)$$

Tablo 5.1. *n*-tipi modülasyon katkılı $Ga_{0,68}In_{0,32}N_{0,017}As_{0,983}/GaAs$ kuantum kuyu örneklerinin kuramsal güç kaybı hesaplamalarında kullanılan parametreler

Örnek	ST00	ST60	ST600
Enerji aralığı (eV) [84]	0,978	0,994	0,998
Hall mobilite, (m²/Vs) [25]	~0,082	~0,078	~0,085
Elektron etkin kütle, m*(m₀)	0,077±0,002	0,071±0,002	0,078±0,002
2B taşıyıcı yoğunluğu, N_{2B} (10¹⁶ m⁻²)	2,69±0,030	2,69±0,045	2,75±0,024
γ	3,65±0,03	3,42±0,02	4,97±0,01
A, (eVs⁻¹K⁻¹)	3,07±0,3	4,61±0,25	0,072±0,001
e₁₄(Cm⁻²)	0,134	0,130	0,129
ε_s, (ε₀) [37]	13,575		
Ξ, (eV) [78,86]	-6,496		
C₁₁, (GPa) [78,86]	15,03		
C₁₂, (GPa) [78,86]	72,13		
C₄₄, (GPa) [78,86]	53,46		
ρ (kgm⁻³) [78,86]	5445		
V_s=($\sqrt{\frac{\rho}{c_L}}$)(m/s) [78,86]	3196		

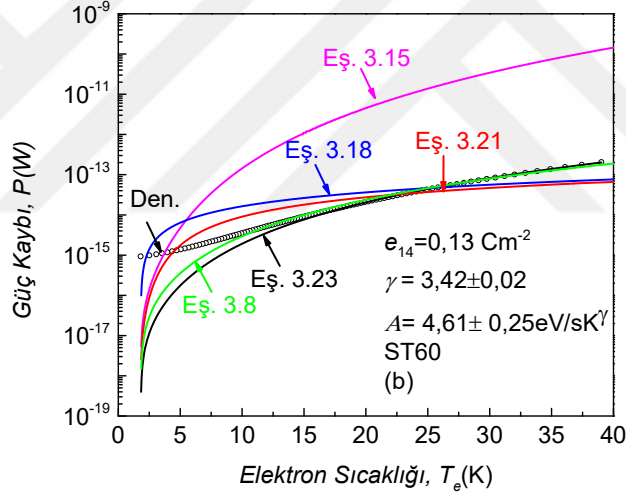
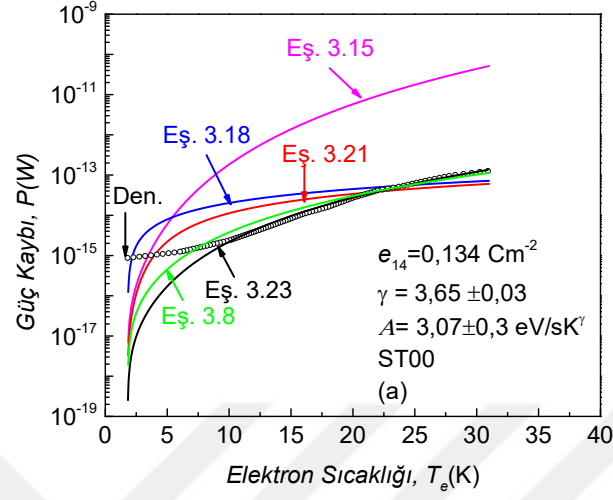
Şekil 5.9’da örneklerin, düşük sıcaklık, yüksek sıcaklık ve ara sıcaklık bölgeleri için deneysel sonuçlarla birlikte teorik güç kaybı eğrileri elektron sıcaklığının bir fonksiyonu olarak verilmektedir. Burada Eş. 3.15, 3.18 ve 3.21 teorik güç kaybının sırasıyla düşük, yüksek ve orta sıcaklık bölgesini temsil etmektedir. Teorik hesaplamalarla deneysel güç kaybı değerleri uyuşmamaktadır. Bunun nedeni teorik hesaplamalardaki ideal kuantum kuyu yaklaşımı varsayımlardan kaynaklanıyor olabilir. En iyi uyum 10 K sıcaklığın üzerinde Eş. 3.23’te sağlanmıştır. Bu durum N konsantrasyonu 0,015 olan önceki çalışmadaki değerlerle de uyumludur [78]. *A* ve *γ*

değerleri deneysel güç kaybı verileri ile Eş. 3.23 karşılaştırılarak elde edilmiştir. 10 K'nin üzerinde tavlamanmamış ve 60 s tavllanmış örnekler için γ değerleri sırasıyla 3,65 ve 3,42 olarak hesaplanmıştır. Bu değerler, düşük sıcaklık bölgesinde sıcak elektronların enerji durulmasının, perdelenmemiş piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşimleri yoluyla gerçekleştiğini gösterir. Diğer yandan 600 s tavllanmış örnek için $\gamma=4,97$ bulunmuştur ve bu değer perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılmasının elektron enerji durulmasında etkin olduğunu göstermektedir. ST600 örnek için perdelenmemiş piezoelektrik saçılma yerine aşırı perdelenmiş piezoelektrik saçılmanın etkin olmasının nedeni, tavlama süresinin 2B taşıyıcı yoğunluğunu (Tablo 5.1) arttırması olabilir. Dolayısıyla tavlama süresinin n-tipi modülasyon katkılı GaInNAs/GaAs kuantum kuyu numunelerinde sıcak elektronların soğuma sürecini etkileyen saçılma mekanizmalarını değiştirdiği sonucuna varılabilir. Ayrıca tavlama işlemi GaInNAs/GaAs yapılarında enerji aralığında maviye kaymaya neden olmaktadır [37,39]. Maviye kaymanın sebebi olarak GaInNAs/GaAs yapılarda tabakalar arasında atomların yer değiştirdiği (*interdiffusion*) düşünülmektedir. Bu teoriye göre N-As bağları güçlü olduğundan, bariyerde konsantrasyonu fazla olan Ga atomları ile kuyuda fazla olan In atomları arasında difüzyon gerçekleşmektedir. Dolayısıyla kuantum kuyudaki In atomlarının azalması enerji bant aralığının artmasına neden olmaktadır [38]. Diğer çalışmaya göre, tavllanmış yapılarda N atomlarının en yakın komşu konfigürasyonunun değişmesi bant aralığında genişlemeye neden olmaktadır. Büyütme sırasında N atomları In atomlarına nazaran daha çok Ga atomlarıyla bağ yapmaktadır. Tavlama sonrasında ise tam tersi durum söz konusudur. Ayrıca In-N bağı Ga-N bağlarından daha az gerginliğe sahiptir. Dolayısıyla tavlama sonrasında GaInNAs yapılarında örgü parametresinde artış gerçekleşmektedir [39,40].

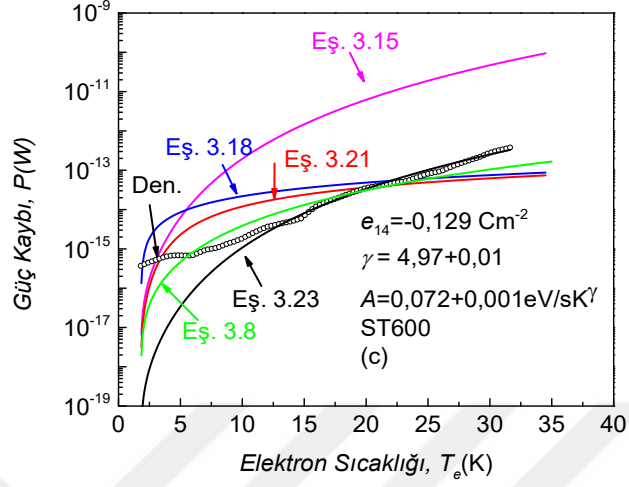
Azotun en yakın komşu atomların konfigürasyon değişikliği enerji bant aralığının artmasına neden olmakla birlikte, taşıyıcılar arasında saçılma süresinin artmasına neden olmaktadır. Artan saçılma süreleri GaInNAs/GaAs yapılarında mobilitenin artmasına yol açar. Sonuç olarak mobilité ve örgü parametresi, sıcak elektronların enerji durulma süreçlerini etkilemektedir. Bu etkiler 600 s tavllanmış örneğin sahip olduğu γ değeri ile açıkça görülebilir.

Teorik olarak güç kaybı mekanizmaları Şekil 5.7'de gösterildiği gibi üç farklı sıcaklık bölgeleri için hesaplanmıştır. Hesaplamalarda, piezoelektrik gerginlik sabiti (e_{14}) uyum parametresi olarak seçilmiştir ve değerleri 0,129 ve 0,134 Cm^{-2} arasındadır. GaInNAs

dörtlü alaşımlarının temelini oluşturan GaAs, InAs, GaN ve InN bileşiklerinin piezoelektrik gerginlik sabiti literatürde sırasıyla -0,16, -0,045, 0,375 ve 0,375 Cm^{-2} olarak verilmiştir [87,88]. InAs ve GaAs için e_{14} değerleri piezoelektrik Hall ölçümlerinden hesaplanmıştır [89]. $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}_{0,983}$ dörtlü alaşımı için e_{14} (-0,115 Cm^{-2}) değeri Eş. 5.2 kullanılarak hesaplanmıştır. Birim stres başına yük üreten piezoelektrik gerginlik sabiti tavlama ile azalmaktadır ve ST600 örnek için en küçük değere sahiptir. Örnekler için piezoelektrik gerginlik sabiti GaAs'daki değere az farkla yakındır ve bu fark enerji bant aralığının maviye kaymasıyla açıklanabilmektedir. GaInNAs yapılarında enerji bant aralığı büyüdükçe örgü sabiti de büyümektedir. Bu nedenle, en büyük enerji bant aralığına sahip olan ST600 örnek için en düşük piezoelektrik gerginlik sabitinin bulunması beklenen bir sonuçtur.



Şekil 5.9. Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı mekanizmaları, üç farklı sıcaklık bölgesi için teorik güç kaybı eğrileri ve düşük sıcaklık bölgesi için piezoelektrik saçılma değerleri; a) ST00, b) ST60 ve c) ST600. (Tam daireler deneysel verilere karşılık gelir. Yeşil, macenta, mavi, kırmızı ve siyah tam dolu daireler sırasıyla (3.8), (3.15), (3.18), (3.21) ve (3.23) eşitlikleri kullanılarak hesaplanan güç kaybına karşılık gelir)

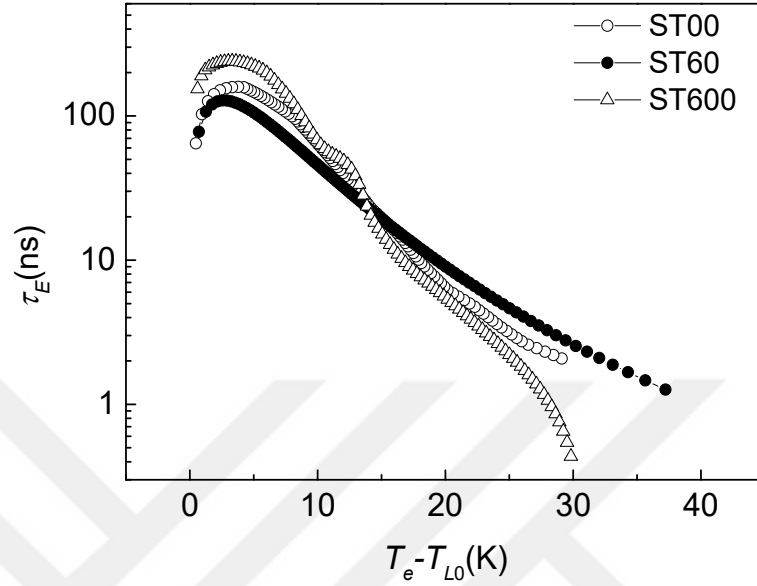


Şekil 5.9. Devamı

Enerji durulma zamanı (τ_E) güç kaybı ölçümlerinin kullanılması ile

$$P = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{\tau_E} \frac{(k_B T_e - k_B T_L)}{k_B T_e} \quad (5.3)$$

bulunabilir [72,79]. Şekil 5.8’de örneklerin ΔT ’ye ($T_e - T_{L0}$) karşı enerji durulma zamanları verilmektedir.



Şekil 5.10. Enerji durulma zamanına karşı $T_e - T_{L0}$ grafiği

Şekil 5.10’da görüldüğü gibi sıcak elektronların enerji durulma sürelerindeki değişim tüm örnekler için aynıdır. Ancak büyüklükleri tavlama işlemiyle ilişkili örnekten örneğe göre farklılık gösterir. GaInNAs yapılarında tavlama işlemi, en yakın komşu atom konfigürasyonu ve In-Ga interdiffüzyonu nedeniyle kuantum kuyu dalgalanmasına neden olmaktadır [37,39]. Bu kuantum kuyu dalgalanması mobilitayı, taşıyıcı yoğunluğunu, örgü parametresini, enerji bant aralığını ve etkin kütleyi etkiler [24,84,85]. Sonuç olarak, bu parametreler giriş gücünü ve enerji durulma zamanını değiştirecektir. ΔT yaklaşık 2,5 K olduğunda örneklerin enerji durulma zamanı sırasıyla 160 ns (ST00), 128 ns (ST60) ve 240 ns (ST600) olarak hesaplanmıştır. Görüldüğü gibi ST600 örneğinin sıcak elektronları diğer iki örnekten daha yavaş soğumaktadır. Tüm örnekler için $T_e - T_{L0} = 14$ K değerinde enerji durulma zamanı 23 ns’dir. $T_e - T_{L0}$ 14 K’nin üzerine çıktığında ST600 örneği diğerlerine göre daha hızlı soğumaktadır. Elektron sıcaklığı arttıkça, akustik fononlara bağlı enerji durulmanın daha hızlı hale geldiği görülmektedir.

6. SONUÇLAR

Yapılan çalışmada farklı tavlama sürelerine sahip $\text{Ga}_{0,68}\text{In}_{0,32}\text{N}_{0,017}\text{As}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu örneklerinde, tavlama işleminin elektron sıcaklığına, güç kaybına ve enerji durulma zamanlarına etkisini incelemek için magnetodirenç ölçümleri yapıldı. Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerinin manyetik alana göre ikinci türevin negatifi ($-\partial R_{xx}^2/\partial B^2$) alınarak SdH osilasyonları elde edildi.

SdH osilasyonlarının bağlı genliklerinin karşılaştırılması yöntemiyle, elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı hesaplandı. Örneklerin elektrik alana bağlı elektron sıcaklıkları karşılaştırıldığında 1,5 kV/m elektrik alan değerinin üstünde 60 s tavlanan örneğin elektronlarına daha çok enerji aktardığı görülmüştür.

Sonra, sıcak elektronların ne tür saçılmalar yaparak soğuduğunu anlamak için deneysel ve teorik güç kaybı mekanizmaları karşılaştırılarak γ sabitleri bulundu. Tavlanmamış ve 60 s tavllanmış örneklerindeki sıcak elektronların perdelenmemiş piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşimleri sonucunda soğuduğu gözlemlendi. Diğer yandan 600 s tavllanmış örnekdeki sıcak elektronların perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılması etkileşimi sonucunda enerjilerini kaybettikleri gözlemlendi. ST600 örnek için perdelenmemiş piezoelektrik saçılma yerine aşırı perdelenmiş piezoelektrik saçılmanın etkin olmasının nedeni, tavlama süresinin 2B taşıyıcı yoğunluğunu arttırması olabilir. Ayrıca teorik güç kaybı hesaplamalarında bir uyum parametresi olarak seçilen piezoelektrik gerginlik sabiti (e_{14}) hesaplandı.

Daha sonra enerji durulma zamanları hesaplandı. Diğerlerine göre 600 s tavllanmış örneğin daha hızlı bir şekilde enerjisini kaybetmektedir, dolayısıyla aygıt yapımı için daha uygun olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar ışığında tavlama süresinin aygıt performansı için önemli bir parametre olduğu görülmektedir.

KAYNAKÇA

- [1] J. Piprek, editor , Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation (CRC Press, Boca Raton, FL : CRC Press, Taylor & Francis Group, 2017).
- [2] M. Kondow, T. Kitatani, S. Nakatsuka, M. C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai, and K. Uomi, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 3, 719 (1997).
- [3] D. Alexandropoulos, M. J. Adams, and J. Rorison, in Dilute III-V Nitride Semicond. Mater. Syst. (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, n.d.), pp. 419–447.
- [4] W. Walukiewicz, K. Alberi, J. Wu, W. Shan, K. M. Yu, and J. W. Ager, in Dilute III-V Nitride Semicond. Mater. Syst. (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, n.d.), pp. 65–89.
- [5] D. Alexandropoulos and M. J. Adams, J. Phys. Condens. Matter 16, S3345 (2004).
- [6] F. A. I. Chaqmaqchee, N. Balkan, and J. M. U. Herrero, Nanoscale Res. Lett. 7, 525 (2012).
- [7] F. Sarcan, Y. Wang, T. F. Krauss, T. Erucar, and A. Erol, Opt. Laser Technol. 122, 105888 (2020).
- [8] A. Erol, Dilute III-V Nitride Semiconductors and Material Systems (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008).
- [9] A. Janotti, S.-H. Wei, and S. B. Zhang, Phys. Rev. B 65, 115203 (2002).
- [10] H. A. McKay, R. M. Feenstra, T. Schmidtling, and U. W. Pohl, Appl. Phys. Lett. 78, 82 (2001).
- [11] P. R. C. Kent, L. Bellaiche, and A. Zunger, Semicond. Sci. Technol. 17, 851 (2002).
- [12] Y. Sun, N. Balkan, A. Erol, and M. C. Arikan, Microelectronics J. 40, 403 (2009).
- [13] S. Mazzucato, A. Erol, R. J. Potter, N. Balkan, P. R. Chalker, S. Thomas, T. B. Joyce, and T. J. Bullough, Solid. State. Electron. 47, 483 (2003).
- [14] R. J. Kaplar, A. R. Arehart, S. A. Ringel, A. A. Allerman, R. M. Sieg, and S. R. Kurtz, J. Appl. Phys. 90, 3405 (2001).
- [15] A. Erol, S. Mazzucato, M. Arikan, H. Carr re, A. Arnoult, E. Bedel, and N. Balkan, Semicond. Sci. Technol. 18, 968 (2003).
- [16] M. Hopkinson, H. Y. Liu, M. Gutiérrez, R. García, D. González, M. Herrera, and P. Navaretti, IEE Proc. - Optoelectron. 151, 385 (2004).
- [17] S. Kurtz, J. Webb, L. Gedvilas, D. Friedman, J. Geisz, J. Olson, R. King, D. Joslin, and N. Karam, Appl. Phys. Lett. 78, 748 (2001).
- [18] H. F. Liu and N. Xiang, J. Appl. Phys. 99, 053508 (2006).
- [19] A. Pomarico, M. Lomascolo, R. Cingolani, A. Y. Egorov, and H. Riechert, Semicond. Sci. Technol. 17, 145 (2002).
- [20] W. Lange de, Intersubband Scattering in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostructures,

Technische Universiteit Eindhoven, (1993).

- [21] T. Kageyama, T. Miyamoto, S. Makino, F. Koyama, and K. Iga, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, L298 (1999).
- [22] H. . Xin, K. . Kavanagh, M. Kondow, and C. . Tu, *J. Cryst. Growth* 201–202, 419 (1999).
- [23] Y. Fedorenko, T. Jouhti, E. M. Pavelescu, S. Karirinne, J. Kontinnen, and M. Pessa, *Thin Solid Films* (2003).
- [24] Ö. Dönmez, F. Sarcan, A. Erol, M. Gunes, M. Ç. Arikan, J. Puustinen, and M. Guina, *Nanoscale Res. Lett.* 9, 1 (2014).
- [25] F. Sarcan, O. Donmez, M. Gunes, A. Erol, M. C. Arikan, J. Puustinen, and M. Guina, *Nanoscale Res. Lett.* 7, 1 (2012).
- [26] H.-X. Deng, J. Li, S.-S. Li, H. Peng, J.-B. Xia, L.-W. Wang, ve S.-H. Wei, *Phys. Rev. B* 82, (2010).
- [27] S.-H. Wei ve A. Zunger, *Phys. Rev. Lett.* 76, 664 (1996).
- [28] J. Toivonen, T. Hakkarainen, M. Sopanen, and H. Lipsanen, 221, 456 (2000).
- [29] R. Michalzik, *VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* (2013).
- [30] W. Shan, W. Walukiewicz, J. W. Ager, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, and S. R. Kurtz, *Phys. Rev. Lett.* 82, 1221 (1999).
- [31] R. J. Potter, N. Balkan, X. Marie, H. Carrère, E. Bedel, ve G. Lacoste, *Phys. Stat. Sol. (a)* 187, 623 (2001).
- [32] J. Wu, W. Shan, ve W. Walukiewicz, *Semicond. Sci. Technol.* 17, 860 (2002).
- [33] I. A. Buyanova, W. M. Chen, and C. W. Tu, *J. Phys. Condens. Matter* 16, (2004).
- [34] P. Krispin, V. Gambin, J. S. Harris, and K. H. Ploog, *J. Appl. Phys.* 93, 6095 (2003).
- [35] W. M. Chen, I. A. Buyanova, C. W. Tu, and H. Yonezu, *Phys. B Condens. Matter* 376–377, 545 (2006).
- [36] M. Albrecht, V. Grillo, T. Remmele, H. P. Strunk, A. Yu. Egorov, Gh. Dumitras, H. Riechert, A. Kaschner, R. Heitz, and A. Hoffmann, *Appl. Phys. Lett.* 81, 2719 (2002)
- [37] N. Balkan, A. Erol, R. J. Potter, S. Mazzucato, C. J. Hepburn, T. B. Joyce, A. J. Vickers, P. R. Chalker, A. Boland-Thoms, ve T. J. Bullough, *IEE Proceedings - Optoelectronics* 151, 284 (2004).
- [38] M. C. Y. Chan, C. Surya, and P. K. A. Wai, *Journal of Applied Physics* 90, 197 (2001).
- [39] P. J. Klar, H. Grüning, J. Koch, S. Schäfer, K. Volz, W. Stolz, W. Heimbodt, A. M. K. Saadi, A. Lindsay, and E. P. O'Reilly, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 64, 1 (2001).
- [40] S. Kurtz, J. Webb, L. Gedvilas, D. Friedman, J. Geisz, J. Olson, R. King, D. Joslin,

- ve N. Karam, Applied Physics Letters 78, 748 (2001).
- [41] M. Kondow, T. Kitatani, and S. Shirakata, J. Phys. Condens. Matter 16, (2004).
- [42] S. O. Kasap, Optoelectron. Photonics Princ. Pract. (2nd Ed. Chapter 1 (2012).
- [43] M. M. Hashemi and U. K. Mishra, Semicond. Semimetals (1994).
- [44] E. F. Schubert, Physical Foundations of Solid-State Devices. (New York, 2015).
- [45] J. S. Blakemore, Solid State Physics, 2nd ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).
- [46] C. Weisbuch and B. Vinter, Quantum Semiconductor Structures (London, 1991).
- [47] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. 54, 437 (1982).
- [48] E. Tıraş, In(0.53)Ga(0.47)As/In(0.52)Al(0.48)As Heteroeklemlerin Elektronik Transport Özellikleri ve İki-Boyutlu Elektronların Güç Kaybı Mekanizmalarının Shubnikov-de Haas Osilasyonları Yöntemiyle Araştırılması, Hacettepe Üniversitesi, 2002.
- [49] F. Sarcan, Modülasyon Katkılı GaInNAs/GaAs Kuantum Kuyusu Yapıların Optik ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi, İstanbul Üniversitesi, 2012.
- [50] T. Ihn, Semiconductor Nanostructures: Quantum States and Electronic Transport (2010).
- [51] H. Kahlert and G. Bauer, Phys. Status Solidi (1971).
- [52] P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, Phys. Rev. B 39, 1120 (1989).
- [53] A. Isihara and L. Smrcka, J. Phys. C Solid State Phys. 19, 6777 (1986).
- [54] A. Patane and N. Balkan, Semiconductor Research: Experimental Techniques (2012).
- [55] N. Balkan, H. Çelik, A. J. Vickers, and M. Cankurtaran, Phys. Rev. B 52, 17210 (1995).
- [56] D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B (1992).
- [57] P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. 5, 961 (1990).
- [58] L. Reggiani, editor , Hot-Electron Transport in Semiconductors (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1985).
- [59] N. Balkan and M. Xavier, editors , Semiconductor Modeling Techniques (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012).
- [60] B. K. Ridley, Reports Prog. Phys. 54, 169 (1991).
- [61] Ö. Çelik, AlGaIn/GaN Heteroeklemlerde Sıcak Elektron Güç Kaybı Mekanizmaları, Anadolu Üniversitesi, 2011.
- [62] B. K. Ridley, Electrons and Phonons in Semiconductor Multilayers, Second Edition (2009).

- [63] V. Karpus, Sov. Physics-Semiconductors 22, 268 (1988).
- [64] S. Ardali and E. Tiras, Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures 47, (2013).
- [65] E. Tiras, S. Ardali, E. Arslan, and E. Ozbay, J. Electron. Mater. 41, 2350 (2012).
- [66] G. Bauer and H. Kahlert, Phys. Rev. B (1972).
- [67] S. Mutlu, Elektronik Transport Mekanizmalarının Pulsu Ölçüm Teknikleri İle İncelenmesi, Anadolu Üniversitesi, 2013.
- [68] N. Balkan, editor , Hot Electrons in Semiconductors: Physics and Devices (Series on Semiconductor Science and Technology) (Clarendon Press, n.d.).
- [69] B. K. Ridley, Quantum Processes in Semiconductors (2013).
- [70] Y. Okuyama and N. Tokuda, Phys. Rev. B 40, 9744 (1989).
- [71] H. Çelik, M. Cankurtaran, N. Balkan, and A. Bayrakli, Semicond. Sci. Technol. (2002).
- [72] M. Cankurtaran, H. Çelik, and N. Balkan, Phys. Status Solidi 229, 1191 (2002).
- [73] B. K. Ridley, Rep. Prog. Phys. 54, 169 (1991).
- [74] M. P. Vaughan and B. K. Ridley, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. (2005).
- [75] S. Ardali and E. Tiras, Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures 47, 207 (2013).
- [76] E. Tiras, M. Cankurtaran, H. Çelik, A. B. Thoms, and N. Balkan, Superlattices Microstruct. (2001).
- [77] P. J. Price, J. Appl. Phys. (1982).
- [78] E. Tiras and S. Ardali, Phys. Status Solidi Basic Res. 250, 134 (2013).
- [79] E. Tiras, M. Cankurtaran, H. Çelik, and N. Balkan, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. 64, 853011 (2001).
- [80] A. Bajpai, Numerical Methods for Engineers and Scientists : A Students' Course Book (John Wiley & Sons, London ;New York, 1977).
- [81] E. Tiras, O. Celik, S. Mutlu, S. Ardali, S. B. Lisesivdin, and E. Ozbay, Superlattices Microstruct. 51, 733 (2012).
- [82] H. Çelik, M. Cankurtaran, A. Bayrakli, E. Tiras, and N. Balkan, Semicond. Sci. Technol. 12, 389 (1997).
- [83] E. Tiras, N. Balkan, S. Ardali, M. Gunes, C. Fontaine, and A. Arnoult, Philos. Mag. 91, 628 (2011).
- [84] A. Erol, E. Akalin, F. Sarcan, O. Donmez, S. Akyuz, C. M. Arikan, J. Puustinen, and M. Guina, Nanoscale Res. Lett. 7, 656 (2012).
- [85] O. Donmez, F. Sarcan, S. B. Lisesivdin, M. P. Vaughan, A. Erol, M. Gunes, M. C. Arikan, J. Puustinen, and M. Guina, Semicond. Sci. Technol. 29, 125009 (2014).

- [86] S. Adachi, Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors (John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, 2005).
- [87] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur, Handbook Series on Semiconductor Parameters (WORLD SCIENTIFIC, 1996).
- [88] S. Kasap and P. Capper, editors , Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials (Springer International Publishing, Cham, 2017).
- [89] G. Arlt and P. Quadflieg, Phys. Status Solidi 25, 323 (1968).



ÖZGEÇMİŞ

ORCID NO: 0009-0006-9559-3639

Ad Soyad : Sohbet TAGANOV

Yabancı Dil : İngilizce, Türkçe

Eğitim ve Mesleki Geçmişi:

- 2023, Eskişehir Teknik Üniveristesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü, Katıhal Fiziği Bilim Dalı, Fizik Anabilim Dalı, Yüksek lisans
- 2017, Hacettepe Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği, Lisans

Yayınları ve/veya Bilimsel/Sanatsal Faaliyetleri:

- Taganov,S.(2021). Effect of annealing process on hot-electron energy relaxation rates in n-type modulation-doped $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.017}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells via deformation potential and piezoelectric scatterings. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 114344.