

**GRAFEN YAPILARDA SdH YÖNTEMİ İLE GÜÇ KAYBI
MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ**

Şükrü ARDALI

DOKTORA TEZİ

Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Engin TIRAŞ

Eskişehir

Anadolu Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Aralık, 2017

Bu tez çalışması BAP Komisyonunca kabul edilen 1001F99, 1306F137, 1404F170, 1502F069, 1505F215, 1605F365, 1705F224 no.lu projeler ve Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından 110T377, 113F364 no.lu projeler kapsamında desteklenmiştir.

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Şükrü ARDALI'nın "Grafen yapılarda SdH yöntemi ile güç kaybı mekanizmalarının incelenmesi" başlıklı tezi 21/12/2017 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından değerlendirilerek "Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği'nin ilgili maddeleri uyarınca, Fizik Anabilim dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

	<u>Unvanı - Adı Soyadı</u>	<u>İmza</u>
Üye (Tez Danışmanı)	:Prof. Dr. Engin TIRAŞ	
Üye	:Prof. Dr. Mustafa Ramis ÖKSÜZOĞLU	
Üye	:Prof. Dr. Tayyar GÜNGÖR	
Üye	:Prof. Dr. Ayse EROL	
Üye	:Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN	

.....
Enstitü Müdürü

ÖZET

GRAFEN YAPILARDA SdH YÖNTEMİ İLE GÜÇ KAYBI MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ

Şükrü ARDALI

Fizik Anabilim Dalı

Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, ARALIK, 2017

Danışman: Prof. Dr. Engin TIRAŞ

Bu doktora tez çalışmasında SiO_2/Si ve SiC alttaşlar üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneklerin galvonomagnetik ölçümleri yapıldı. Düşük magnetik alan değerlerinde yapılan klasik Hall olayı ölçümleri sabit magnetik alan altında ve 1,8 - 275 K aralığında sıcaklığın fonksiyonu olarak yapıldı. Manetorezistans ölçümleri İki farklı kısımdan oluşmaktadır. Birinci kısımda sabit elektrik altında farklı sıcaklarda magnetik alana bağlı direnç ölçümlerini kapsamaktadır. İkinci kısımda ise sabit en düşük örgü sıcaklığında farklı elektrik alan değerlerinde magnetik alana bağlı direnç ölçümleri yapıldı. Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonlarını elde etmek için ölçülen magnetorezistans $R_{xx}(B)$ verilerinin magnetik alana göre ikinci dereceden türevi alındı. Sıcaklığa bağlı SdH osilasyonlarının; bağıl genliğinin değişmesiyle taşıyıcıların düzlem içi etkin kütlesi (m^*), magnetik alan ile değişmesinde kuantum ömrü (τ_q) ve SdH osilasyonlarının periyotlarını kullanarak İki boyutlu (2D) taşıyıcı yoğunluğu (N_{2D}) ve Fermi enerjisi ($E_F - E_1$) belirlendi. SdH osilasyonlarının sıcaklığa ve elektrik alana bağlı bağıl genliği karşılaştırılarak elektrik alana karşı elektron sıcaklığı ve Güç kaybı elde edildi. Deneysel Güç kaybı mekanizmalarını için kuramsal analizler yapıldı.

Anahtar Sözcükler: Grafen, SdH Osilasyonları, Taşıyıcı Etkin Kütlesi, Sıcak Taşıyıcılar, Güç Kaybı Mekanizmaları.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF POWER LOSS MECHANISMS BY USING THE SdH METHOD OF GRAPHENE STRUCTURES

Şükrü ARDALI

Department of Physics

Anadolu University, Graduate School of Sciences, December, 2017

Supervisor: Prof. Dr. Engin TIRAŞ

In this doctorate thesis, galvanomagnetic measurements of single layer graphene samples grown on SiO₂/Si and SiC substrates were done. Classical Hall effect measurements which was done in low magnetic field values was done under stable magnetic circumstance and with the range of 1.8 to 275K as a function of temperature. Magnetotransport measurements have two different parts. In first part, it contains the resistance measurements, which are linked to magnetic field in different temperatures under stable electricity circumstance. In the second part, the magnetoresistance measurements, which were, linked to magnetic field in different electric field values under the lowest lattice temperatures. Magnetotransport data $R_{xx}(B)$ which is to get Shubnikov-de Haas (SdH) oscillations was calculated by taking the second derivative of a function dependent with regard to the magnetic field. SdH Oscillations which are dependent on the temperature with changing relative amplitude in-plane effective mass (m^*), quantum lifetime (τ_q) in changing magnetic field and with using periods of SdH oscillations two dimension (2D) carrier density (N_{2D}) and Fermi energy ($E_F - E_1$) were determined. With comparing with relative amplitude of SdH oscillations which are linked to the temperature and the electricity field, electron temperature which is contrast to the electricity field and power loss were obtained. For experimental power loss mechanism, theoretical analyses were done.

Keywords: Graphene, SdH Oscillation, Carrier Effective Mass, Hot Carriers, Powerloss Mechanism.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam süresince değerli bilgilerini, maddi, manevi yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen ve her zaman yol gösteren tez danışmanı hocam **Prof. Dr. Engin TIRAŞ**'a sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Tez izleme jürimde bulunan **Prof. Dr. Mustafa Ramis ÖKSÜZOĞLU** ve **Prof Dr. Tayyar GÜNGÖR**'e teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamda kullandığım örnekleri sağlayan ve desteklerini esirgemeyen **Doç. Dr. Engin ARSLAN** ve **Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY**'a teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamda Raman ölçümlerini almamda yardımcı olan ve her zaman yanımda olan **Uzm. Tülay TIRAŞ**'a teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam sırasında beni destekleyen arkadaşlarım **Arş. Gör. Selman MUTLU**, **Feyza SÖNMEZ**, **Arş. Gör. Dr. Seval AKSOY**, **Berker ALYAZ** ve **Hakan Asaf FIRAT**'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım süresince gösterdikleri sabır ve destekleri için özellikle annem **Ayşe ARDALI**, ablam **Şehnaz ARDALI** ve ananem **Emine GÖZE**'ye teşekkürlerimi sunarım.

Rol modeli olarak gördüğüm her zaman beni destekleyen ve kalben yanımda olan, hayatta herşeyin düzgün gitmese bile pes etmemeyi öğreten, tez yazım aşamasında da manen yanımda olan canım Babam **Ahmet ARDALI**'ya minnettarım...

Bu tez çalışması BAP Komisyonunca kabul edilen **1001F99**, **1306F137**, **1404F170**, **1502F069**, **1505F215**, **1605F365**, **1705F224** no.lu projeler ve Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından **110T377**, **113F364** no.lu projeler kapsamında desteklenmiştir.

Saygılarımla
Şükrü ARDALI
ARALIK, 2017

21/12/2017

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 ilke ve kurallara uygun davrandığımı; bu çalışma kapsamında elde edilemeyen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi; bu çalışmanın Anadolu 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 sonuçlara razı olduğumu bildiririm.

.....

Şükrü ARDALI

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
BAŞLIK SAYFASI	i
JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI.....	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR	v
ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ.....	vi
TABLolar DİZİNİ.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xiii
1. GİRİŞ VE AMAÇ	1
2. TEMEL BİLGİLER	3
2.1. Grafen.....	3
2.2. Shubnikov-de Haas Osilasyonları	6
2.3. Sıcak Elektron Kavramı ve Elektron Sıcaklığının Ölçülmesi.....	10
2.3.1. Shubnikov-de Haas osilasyonları yöntemiyle elektron sıcaklığının ölçülmesi.....	12
3. SICAK ELEKTRONLARIN SOĞUMA MEKANİZMALARI	15
3.1. Giriş.....	15
3.2. Elektron-Fonon Etkileşmesi.....	16
4. DENEYSEL YÖNTEMLER.....	20
4.1. Grafen Örneklerin Hazırlanması	20
4.2. Galvanomagnetik Ölçüm Düzenegi	21
4.2.1. Deneysel düzenek	21
4.2.2. Örnek tutucu.....	25
4.2.3. Veri toplama ve değerlendirme programları	26
5.DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ VE TARTIŞMA.....	27
5.1. Yapısal Karakterizasyon	27
5.1.1. Raman spektrumu analizi.....	27
5.2. Elektriksel Karakterizasyon	30
5.2.1. Sıcaklığa bağlı Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi.....	30
5.2.2. Shubnikov de Haas osilasyonları	33
5.2.2.1 SdH osilasyonlarının sıcaklığa bağımlılığı.....	33

5.2.2.2 SdH osilasyonları kullanılarak etkin kütle tayini	36
5.2.2.3 SdH osilasyonlarından iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğunun ve Fermi enerji seviyesinin elde edilmesi	37
5.2.2.4 SdH osilasyonları ile 2D taşıyıcıların kuantum ömrü	40
5.2.2.5.SdH osilasyonlarının elektrik alana bağımlılığı	42
5.2.3. Elektrik alana bağlı sıcak elektron sıcaklıklarının bulunması	45
5.2.4. Deneysel güç kaybı	47
5.2.5. Teorik güç kaybı	49
6. TARTIŞMA ve SONUÇ	52
KAYNAKÇA	54
ÖZGEÇMİŞ	

TABLÖLAR DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 5.1. SiC alttaşı üzerine büyütülen ve SiO ₂ /Si alttaşı üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneklerinin Dingle çizimleriyle elde edilen fiziksel parametreleri.....	42
Tablo 5.2. Tek katman grafen örneklerin Güç kaybı mekanizması için kullanılan alttaşlara ait parametreler.....	49

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1.	Grafen için örgü yapısı. A ve B bölgelerindeki karbon atomlarının gösterimi	4
Şekil 2.2.	Grafen için K ve K' noktalarındaki Dirac konilerinin gösterimi	4
Şekil 2.3.	Düşük enerji dispersiyonu ve durum yoğunluğu. (a) $B = 0$ T magnetik alanı altında enerji dağılımı turuncu kısımlar elektronları gri kısımlar holeleri göstermektedir. (b) $B \neq 0$ T durumunda Landau seviyelerini ve durum yoğunluğunu göstermektedir.	6
Şekil 2.4.	GaInNAs/GaAs kuantum kuyulu örneği için magnetorezistans ölçümü.....	7
Şekil 2.5.	GaInNAs/GaAs kuantum kuyulu örneği için deneysel güç kaybının bulunması. (a) Sabit elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda ve sabit sıcaklıkta farklı elektrik alanlardaki magnetorezistans verileri (b) Bu verilere ait SdH osilasyonları (c) Sıcaklığa ve elektrik alana bağlı SdH osilasyonlarının bağıl genliklerinin karşılaştırılması (d) Karşılaştırma sonucunda elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı (e) Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı.....	13
Şekil 2.5.	(Devam) GaInNAs/GaAs kuantum kuyulu örneği için deneysel güç kaybının bulunması. (a) Sabit elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda ve sabit sıcaklıkta farklı elektrik alanlardaki magnetorezistans verileri (b) Bu verilere ait SdH osilasyonları (c) Sıcaklığa ve elektrik alana bağlı SdH osilasyonlarının bağıl genliklerinin karşılaştırılması (d) Karşılaştırma sonucunda elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı (e) Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı.....	14
Şekil 4.1.	Hall-bar geometrisinde hazırlanmış grafen örnek.....	20
Şekil 4.2.	2 mm kalınlığındaki Spectrosil B malzemesi için dalgaboyuna bağlı geçirgenlik eğrisi.....	21
Şekil 4.3.	Kroyastatın blok diyagramı (A) Örnek yerleştirme yuvası, (B) radyasyon kalkanı, (C) 11 T süper iletken solenoid, (D) bakır termik bağlantılar, (E) krayo soğutucu, (F) koruma terminalleri ve (G) mıknatıs terminalleri.....	23
Şekil 4.4.	İğne uçlu vananın blok diyagramı.....	24
Şekil 4.5.	Örnek tutucunun görünüşü.....	25
Şekil 5.1.	(a) SiC ve (b) SiO ₂ /Si üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneklerin Raman ölçümleri.....	28
Şekil 5.1.	(Devam) (a) SiC ve (b) SiO ₂ /Si üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneklerin Raman ölçümleri	29
Şekil 5.2.	Hall-çubuğu geometrisinde boyuna ve Hall direnci ölçümü şematik gösterimi	30

Şekil 5.3.	SiC alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin sıcaklığa bağlı (a) magnetik uygulanmadan enine ve boyuna direnci (b) 1 T magnetik alan altında enine ve boyuna direnci (c) Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri (d) Alttaşın farklı bölgesinden elde edilmiş Grafen/SiC örneğinin Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri (Örnek üzerine $I = 5 \mu A$ akım uygulanmıştır.).....	31
Şekil 5.4.	SiO ₂ /Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin sıcaklığa bağlı (a) magnetik uygulanmadan enine ve boyuna direnci (b) 1 T magnetik alan altında enine ve boyuna direnci (c) Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri (Örnek üzerine $I = 50 \mu A$ akım uygulanmıştır.).....	32
Şekil 5.5.	SiC üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğin sabit elektrik alan ve farklı sıcaklıklardaki magnetik alana bağlı (a) boyuna direnç ölçümü (b) SdH osilasyonları	34
Şekil 5.6.	SiO ₂ /Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğin (a) sabit elektrik alan ve farklı sıcaklıklardaki ve (b) sabit örgü sıcaklığında farklı elektrik alanlardaki magnetorezistans ölçümleri.....	35
Şekil 5.7.	(a) Grafen/SiC (b) Grafen/SiO ₂ /Si örnekleri için sıcaklığa bağlı SdH osilasyonları bağıl genliğinin değişimi	36
Şekil 5.7.	(Devam) (a) Grafen/SiC (b) Grafen/SiO ₂ /Si örnekleri için sıcaklığa bağlı SdH osilasyonları bağıl genliğinin değişimi	37
Şekil 5.8.	SiO ₂ /Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğinin (a) Pik numaralarına karşı $1/B_n$ grafiği (b) FFT analizi grafiği	39
Şekil 5.9.	SiC alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin (a) Pik numaralarına karşı $1/B_n$ grafiği (b) FFT analizi grafiği	40
Şekil 5.10.	(a) SiC alttaş üzerine büyütülen (b) SiO ₂ /Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneklerinin Dingle çizimleriyle 2D taşıyıcı ömrünün elde edilmesi.	41
Şekil 5.11.	Grafen/SiC örneğinin farklı elektrik alanlarda sabit sıcaklıkta magnetik alana bağlı (a) boyuna direnç verileri (b) SdH osilasyonları.....	43
Şekil 5.12.	Grafen/SiO ₂ /Si örneğinin farklı elektrik alanlarda sabit sıcaklıkta magnetik alana bağlı (a) boyuna direnç verileri (b) SdH osilasyonları....	44
Şekil 5.13.	(a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO ₂ /Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri için elektrik alana bağlı SdH bağıl genliği	45
Şekil 5.13.	(Devam) (a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO ₂ /Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri için elektrik alana bağlı SdH bağıl genliği	46
Şekil 5.14.	(a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO ₂ /Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı....	46

- Şekil 5.14.** (Devam) (a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı....47
- Şekil 5.15.** SdH osilasyonların karşılaştırılması kullanılarak elde edilmiş (a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekler için güç kaybı. (Sürekli çizgiler Eşitlik 3.20 kullanılarak elde edilmiş kuramsal uyum eğrileridir.).....48
- Şekil 5.16.** (a) SiC alttaş üzerine, (b) SiO₂/Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katmanlı grafen örnekleri için Deneysel güç kaybı mekanizmaları ile Hesaplanan güç kaybı mekanizmalarının karşılaştırılması. İçleri boş daireler deneysel güç kaybı verileridir. Tam, tireli ve noktalardan oluşan eğriler sırasıyla düşük sıcaklık bölgesinde elektron başına toplam güç kaybı, perdelenmemiş deformasyon potansiyeli ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılma kullanılarak hesaplanan güç kaybı eğrileridir.....50
- Şekil 5.17.** (a) SiC alttaş üzerine, (b) SiO₂/Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katmanlı grafen örnekleri için elektron sıcaklığına bağlı enerji durulma zamanı.....51

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$2D$	: İki Boyutlu
$2DEG$	: İki Boyutlu Elektron Gazı
B	: Magnetik Alan Şiddeti
b_r	: SdH Osilasyonlarının Zarf Fonksiyonu
D_{2D}	: İki Boyutlu Durum Yoğunluğu
e	: Elektron Yüğü ($=1,602 \times 10^{-19}$ C)
e_{14}	: Piezoelektrik Sabiti
E_1	: Birinci Altband Enerjisi
E_n	: Landau Seviyesi Enerjisi
E_F	: Fermi Enerjisi
ϵ_0	: Boşluğun Statik Elektriksel Geçirgenlik Katsayısı
ϵ_∞	: Yüksek Frekans Elektriksel Geçirgenlik Katsayısı
ϵ_s	: Statik Elektriksel Geçirgenlik Katsayısı
F	: Elektrik Alan Şiddeti
F_0	: En Düşük Elektrik Alan Şiddeti
h	: Planck Sabiti ($=6,626 \times 10^{-34}$ J.s)
$\hbar$	: $h/2\pi$
k	: Dalga Vektörü
K_{av}^2	: Ortalama Elektromagnetik Çiftlenim Sabiti
k_B	: Boltzmann Sabiti ($=1,38 \times 10^{-23}$ J/K)
LL	: Landau Seviyesi
m^*	: Etkin Kütle
m	: Serbest Elektron Kütlesi ($=9,109 \times 10^{-31}$ kg)

μ_H	: Hall Mobilitesi
μ_q	: Kuantum Mobilitesi
μ_t	: Transport Mobilitesi
N_H	: Hall Taşıyıcı Yoğunluğu
N_{2D}	: İki Boyutlu Taşıyıcı Yoğunluğu
ρ	: Kütle Yoğunluğu
ρ_{xx}	: Özdirenç
r	: Harmoniklik Numarası
R_M	: Monotonik direnç terimi
R_{osc}	: Osilasyonlu direnç terimi
R_{xx}	: Magnetodirenç
R_{xy}	: Hall Direnci
SdH	: Shubnikov de Haas
SLG	: Tek katman grafen
τ_q	: Kuantum Ömrü
τ_t	: Transport Ömrü
T_D	: Dingle Sıcaklığı
T_e	: Elektron Sıcaklığı
T_L	: Örgü Sıcaklığı
T_{L0}	: En Düşük Örgü Sıcaklığı
$\mathcal{E}$	: Akustik Deformasyon Potansiyeli
ω_c	: Siklotron Frekansı
v_F	: Fermi hızı

1. GİRİŞ VE AMAÇ

Moleküler ışın epitaksi (Molecular Beam Epitaxy, MBE) ve Metal organik buhar faz epitaksi (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy, MOVPE) gibi büyütme teknolojilerinin gelişmesi ile günümüzde daha nitelikli aygıtlar üretilebilmektedir. Üretilen bir aygıtın maliyetinin ucuz olabilmesi için doğada bol miktarda bulunan bir malzemeden yapılması, üretim ve aygıt oluşturma metotlarının basit olması gerekmektedir. Bu yüzden karbon atomu yeni nesil aygıt teknolojisi için önemli bir temel taşı olarak görülebilir. Karbon atomunun tek takman bal peteği diziliminden ortaya çıkan iki boyutlu yapıya grafen denilmektedir. Grafen diğer iki boyutlu yapılardan farklı olarak doğal olarak boyut kısıtlaması olan bir yapıdır. Yapının tek katmandan meydana gelmesi sonucunda her bir altıgen yapıda altı adet tekillik oluşmaktadır. Bu tekillikler dirac noktası olarak adlandırılır ve yapının elektronik özelliklerini değiştirmektedir. Elektriksel iletim özellikleri sıfır yasak enerji aralığına sahip olan yarıiletken malzemeyi anlamak için oldukça önemlidir.

Grafen birçok farklı alttaşı üzerine büyütülebilir. Bu durumda büyütülen ya da kaldırma metodu ile farklı alttaşlara yerleştirilen grafen, alttaşı ile etkileşime girerek elektronik özellikleri değiştirmektedir. Bu nedenle alttaşın grafen sistemi üzerindeki etkisini anlamak yapılacak aygıtı geliştirmekte önemli bir parametre olmaktadır.

İki boyutlu yarıiletken sistemlerinde sistemin elektronik parametrelerini bulabilmek için galvonomagnetik ölçümler yapılmaktadır. Bu ölçümler yardımı ile magnetik alan altında iki boyutlu elektronların iletim mekanizmalarını incelemekle mümkün olur. Bu koşullar altında klasik magnetik alan bölgesinde yapılan klasik iletim ölçümleri bize Hall mobilitesini ve Hall taşıyıcı yoğunluğu bilgilerini vermektedir. Yüksek magnetik alan bölgesinde magnetorezistans ölçümlerinde magnetik alan arttıkça periyodik değişimler meydana gelir. Meydana gelen osilasyonlara Shubnikov de Haas osilasyonları denilmektedir. SdH osilasyonları yardımıyla sistemin; etkin kütlesi, iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi, kuantum mobilitesi hakkında bilgi vermektedir. Aygıt üzerine uygulanan elektrik alan, ortalama termal enerji ($3k_B T/2$) değerini geçmeye başladığında sistemin taşıyıcıları kazandıkları enerji ile ısınacaklardır. Bu tür taşıyıcılara sıcak taşıyıcı olarak adlandırabiliriz. Bu durumda sistemin tekrar soğuma mekanizmalarını ve soğuma süreci anlamak sistemi geliştirmekte önemli bir rol oynamaktadır.

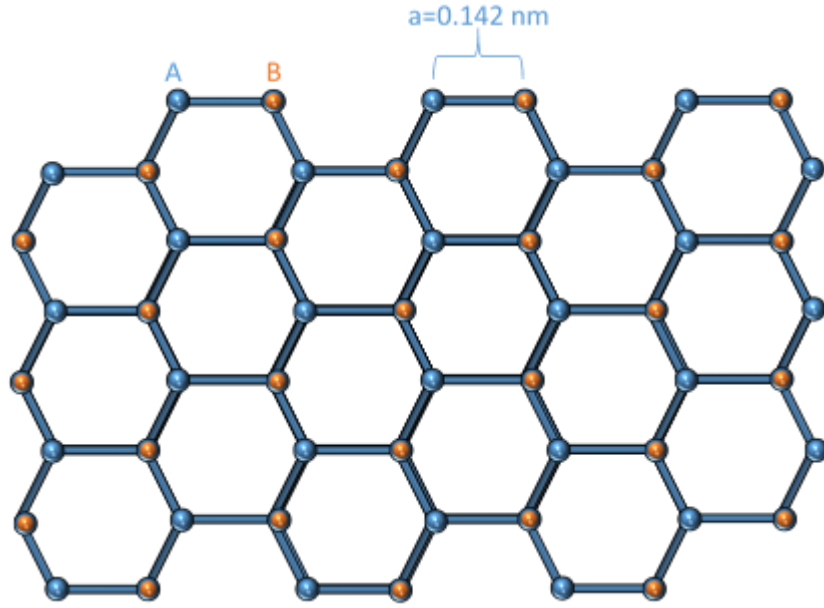
Bu doktora tez çalışması kapsamında iki farklı alttaş üzerine büyütölmüş tek katman grafen örneklerinin elektronik iletim özellikleri ile sıcak taşıyıcılara ait güç kaybı mekanizmalarının klasik magnetotransport ve SdH osilasyonları ölçümleriyle incelenmesi amaçlanmıştır. Akustik fonon bölgesinde SdH osilasyonlarının karşılaştırılması yöntemiyle elde edilen deneysel güç kaybı verileri ile teorik uyum eğrilerinin karşılaştırılması ve enerji durulma süreçleri hakkında bilgiler alınmasını temel almaktadır.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1. Grafen

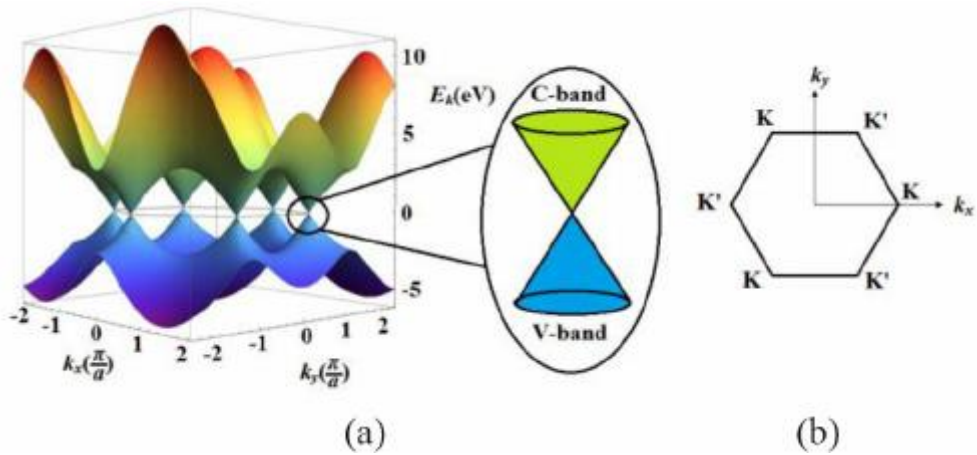
Grafen, karbon atomlarının bal peteği şeklinde bağlanması ile oluşan grafit yapının sadece tek katmanına verilen isimdir. Karbon, IV-A grubu ametal bir atom olup allotrop bir malzemedir. Allotrop kelime anlamı ile değişik birimde demektir ve burada karbon atomlarının değişik kristal örgülere sahip olduğunu tanımlamaktadır. Grafit yapısında, karbon atomları hegzogonal olarak bağlanmaktadır. Karbon atomları sp^2 hibritleşmesi yapmaktadır. Elmasta ise karbon atomları tetrahedral örgüde sp^3 hibritleşmesine sahiptir. Grafen yapı ilk defa 1962 yılında Boehm ve arkadaşları tarafından yapılan karbon tabanlı malzemelerin yapısal karakterizasyon çalışmalarında gözlenmiştir [1]. Grafen ismi ise 1994 yılında Boehm ve arkadaşları tarafından grafit'e kaynaşmış polisiklik aromatik hidrokarbonlar için kullanılan “-en” son eki kullanarak türetilmiştir [2]. Büyütme tekniklerinin gelişmesiyle grafen tabanlı sistemlerin üretimine başlanmıştır. 2010 yılında Geim ve Novoselov tarafından yapılan “*for groundbreaking experiments regarding the two-dimensional material graphene*” isimli çalışma Nobel ödülü almıştır [3]. Yapılan çalışmada grafen tabanlı sistemlerin iki boyutlu bir sistem olduğu ve kendine özgü band yapısındaki tekilliği ve taşıyıcıların etkin kütesinin neredeyse kütesiz olması aygıt teknolojisi için bir ışık olmuştur. Grafen tabanlı bir aygıt yapılabilmesi için grafen tabanlı sistemlerin fiziksel, optik ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi gerekmektedir.

Grafen sistemlerindeki karbon atomları A ve B olmak üzere iki alt örgüden oluşmaktadır. Grafen sisteminin birim hücresinde A ve B bölgesinden gelmek üzere iki farklı karbon atomu bulundurmaktadır (Şekil 2.1.). Grafen sistemlerinin band yapısında iletim bandının minimumu ve değerlik bandının maksimumu birbirine temas etmektedir. Bu temas ettiği noktaya *Dirac* noktası denilmektedir [4]. Dirac noktası saf grafen sisteminde yani band aralığı olmayan sistemlerde yük tarafsızlık noktası olarak adlandırılır. Saf grafen sistemlerinde *Dirac* noktasındaki Fermi enerjisi nedeniyle değerlik bandı dolu iken iletim bandı boştur (Şekil 2.2.). Tekillik noktasının elektronik durumlarındaki faz faktörü Berry fazı olarak adlandırılmaktadır [5-7].



Şekil 2.1. Grafen için örgü yapısı. A ve B bölgelerindeki karbon atomlarının gösterimi

Grafen sisteminin band yapısındaki *Dirac* noktalarında kütleli fermiyonlar oluşmaktadır. Sonlu bir sıcaklıkta sisteme katkılama yapıldığında iletim bandında elektronlar oluşturulur ve bu katkılı bir sistem haline gelir. Grafenin elektronik özellikleri incelemek için çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalar tamsayı [8, 9] kesirli [10, 11] fraktal [12, 13] kuantum Hall etkisi, ultra hızlı taşıyıcı mobilitesi [14] ve diğer elektronik özellikleri [2, 15] içermektedir.



Şekil 2.2. Grafen için K ve K' noktalarındaki Dirac konilerinin gösterimi [3]

Grafende taşıyıcıların iletimi, *Dirac* noktası yakınlarında, kütesiz parçacıklar için araştırmacılar tarafından hesaplanmıştır [2, 5, 7]. Hesaplamalarda en yakın komşu yaklaşımı sıkı bağ modelinde kullanılmıştır [2, 5, 7]. Bu durumda küçük enerjiler için enerji iletimi band yapısındaki düşük k değerlerinde lineer bir dağılım olduğu düşünülür. Bir başka deyişle SLG (Tek Katman Grafen), iletim ve değerlik bantları $k=0$ 'da kesişen sıfır bant aralıklı bir yarıiletkenidir. Uzun dalga boyunda ($k \ll 2\pi/a$; a C-C mesafesi) limitinde, iletim bandı ve valans bandı [5, 7, 16] enerji dağılımı,

$$E_k(k) = s\hbar v_F |k| \quad (2.1)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada, $s = +1$ (-1) iletim (valans) bandını, $k = ik_x + jk_y$ Dirac noktasından ölçülen taşıyıcı dalga vektörünü ve v_F grafene ait Fermi hızını tanımlamaktadır. İki boyutlu dağılım ilişkisinin doğrusallığı, grafenin kütesiz Dirac fermiyonlarının 2D bir gazı olarak modellenebileceğini göstermektedir [5, 7, 16].

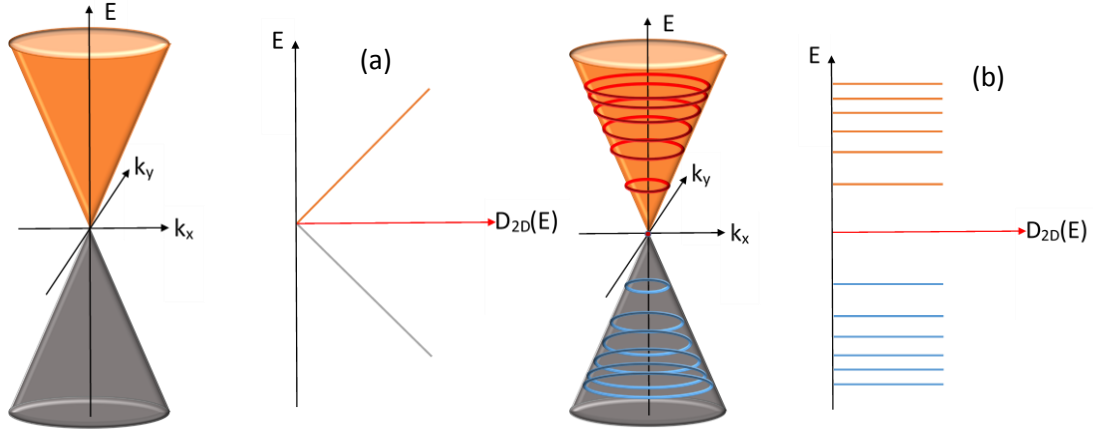
Hobson ve Nierenberg tarafından karbon atomlarının oluşturduğu iki boyutlu hekzagonal yapı için durum yoğunluğu araştırması yapılmıştır [17]. Grafen sistemlerin tanımlanması ve *Dirac* noktasından dolayı durum yoğunluğu tekrar hesaplanmıştır [2, 5, 18-20]. Enerjinin sıfırdan büyük olduğu durumda iyonize safsızlıkların varlığında ya da farklı sonlu sıcaklıklarda durum yoğunluğu,

$$D_{2D}(E) = \frac{2}{\pi(\hbar v_F)^2} |E| \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Normal bir veya iki boyutlu sistemden farklı olarak grafen sisteminlerine ait tekillik noktası Landau seviyelerini (LL) etkilemektedir. Bu yüzden grafen sistemlerine ait Landau seviyeleri incelenmiştir [20]. Araştırmacılar *Dirac* noktasındaki taşıyıcıların denejenere olduklarını ve dikey uygulanan magnetik alan altında LL oluşumunu teorik olarak göstermişlerdir. LL seviyeleri için hesaplamalar teorik olarak kuantum elektrodinamiğine benzetilerek yapılmıştır [5, 7, 20]. Landau seviyesi enerjisi,

$$E_n = \text{sgn}(n)\sqrt{2e\hbar v_F^2 |n| B} \quad (2.3)$$

eşitliği ile verilmektedir. n , $n>0$ olduğunda elektron benzeri ve $n<0$ durumunda ise hole benzeri Landau seviye indeksini temsil etmektedir. $n=0$ olma durumunda tek bir Landau seviyesi oluşmaktadır (Şekil 2.3.).



Şekil 2.3. Düşük enerji dispersiyonu ve durum yoğunluğu. **(a)** $B = 0$ T magnetik alanı altında enerji dağılımı turuncu kısımlar elektronları gri kısımlar holleri göstermektedir. **(b)** $B \neq 0$ T durumunda Landau seviyelerini ve durum yoğunluğunu göstermektedir [20]

Çok katmanlı grafen sistemi, tek katmanlı grafenlerin üst üste büyütülmesi ile oluşmaktadır [21, 22-24]. Çok katmanlı grafen sistemleri için katman sınırı 10 katman olarak gösterilmektedir [25]. Band yapısı tek katman örneklerle göre diğer katmanlarla etkileşmeden dolayı değişmektedir. Bu değişime örnek vermek gerekirse iki katmanlı bir grafen sistemine ait band aralığı sıfır kabul edilirken kuadratik bir yapıda olduğu gösterilmiştir [26-36]. Grafen yapıların katman sayısı Raman spektroskopisiyle bulunabilir [37,38].

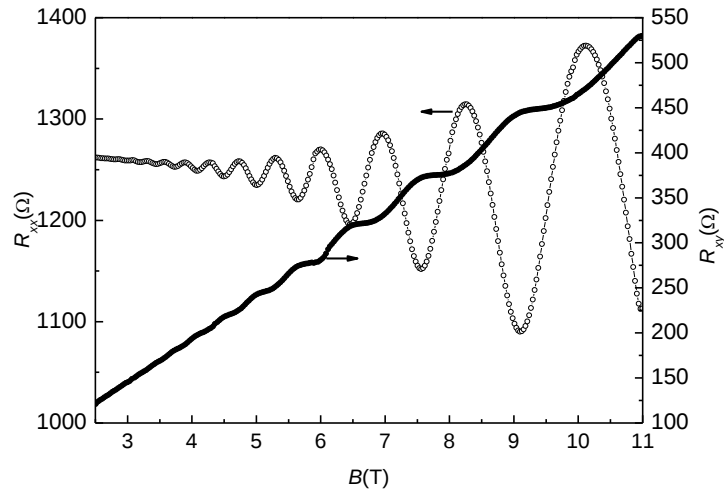
2.2. Shubnikov-de Haas Osilasyonları

Grafen, grafitin tek bir atomik düzlemi olup, bağımsız veya bağımsız olarak düşünülmesi için çevreden yeterince izole edilmiştir. Standart bir kristal yapıda atomik düzlemler yığın kristallerin bileşenlerinden oluşur, ancak doğada grafen gibi, bir atom kalınlığında malzemeler bulunamamaktadır. Bunun temel nedeni, doğanın düşük boyutlu kristallerin büyümesini kesinlikle yasaklamasıdır [39]. Tek katmanlı grafen sistemin boyutsal olarak sınırlandırılmasından dolayı yapı iki boyutlu bir sistem olarak incelenmektedir [40, 41]. İki boyutlu elektron gazı sisteminin düzlemine dik olarak sürekli artan bir magnetik alan uygulandığında, Landau seviyeleri Fermi seviyesini sırayla geçerler. Fermi enerjisi

seviyesindeki geçişler sonucunda durum yoğunluğunda osilasyonlar meydana gelmektedir. Uygulanan magnetik alan ile Landau seviyelerinin Fermi seviyesiyle çakışması durumunda magnetorezistans eğrisinde bir minimum ardından fermi seviyesinden geçmesiyle magnetorezistans eğrisinde bir maksimum gözlenir. Magnetorezistans verisinin osilasyonlu davranışına SdH olayı ve osilasyonlu bir davranış içermeyen artık terim ise monotonik terim olarak tanımlanmaktadır. Bu durum altında magnetorezistans,

$$R_{xx}(B) = R_M(B) + R_{osc}(B) \quad (2.3)$$

olarak yazılabilir. Şekil 2.4.'te İki boyutlu bir sistem için magnetorezistans verisini gösterilmektedir. Magnetorezistans verilerinden SdH osilasyonlarını elde etmek için iki farklı yöntem kullanılmaktadır. Yöntemlerden birincisi magnetorezistans verisinden ikinci derece bir polinom geçirilerek bu polinomun çıkartılmasıdır. İkinci yöntem magnetorezistans verilerinin magnetik alana göre ikinci türevinin alınması işlemidir [42, 43]. Bu durumda grafen sistemlerinde iki boyutlu bir sistemde olduğu gibi taşıyıcı dinamiğinin Shubnikov de Haas osilasyonlarının davranışları incelenerek karakterize edilebileceği görülmüştür [41, 42].



Şekil 2.4. GaInNAs/GaAs kuantum kuyulu örneği için magnetorezistans ölçümü [44]

Fermi sıcaklığından küçük sonlu sıcaklıklarda ($k_B T \ll E_F$) Fermi enerji düzeyinde $\sim k_B T$ kadar enerji yayılması gerçekleşmektedir. SdH osilasyonlarında enerji kaymasına; elektron saçılmasından kaynaklanan Landau seviyesindeki genişleme, sonlu sıcaklıkta

Fermi düzeyindeki enerji yayılması ve spin yarılmaları etkilidir. SdH osilasyonlarında enerji kayması için üç faktör hesaba katıldığında,

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left[\frac{2\pi r(E_F - E_1)}{\hbar\omega_c} - \pi r \right] \quad (2.4)$$

bağıntısı elde edilmiş olur [43-49]. Burada r , $E_F - E_1$, ρ_0 ve b_r sırasıyla harmoniklik numarası, birinci altband enerjisi ile Fermi enerji seviyesi arasındaki fark, magnetik alan uygulanmadığı andaki öz direç ve SdH osilasyonlarının zarf fonksiyonudur. Zarf fonksiyonu,

$$b_r = D(r\chi) \exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) \cos(r\pi\nu) \quad (2.5)$$

şeklinde tanımlanmaktadır [43,46,50]. Zarf fonksiyonu içerisindeki $D(r\chi)$ ifadesi Fermi seviyesindeki genişleme etkisidir. Fermi enerjisindeki genişleme etkisi,

$$D(r\chi) = \frac{r\chi}{\sinh(r\chi)}, \chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \quad (2.6)$$

olarak tanımlanmaktadır. Eksponansiyel üstel ifade SdH osilasyonlarını etkileyen Landau seviyesindeki çarpışmalar sonucu meydana gelen Landau seviyelerindeki genişlemeleri tanımlamaktadır. Landau seviyesindeki genişlemesi,

$$\exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) \quad (2.7)$$

ve spin yarılmaya ait etki ise $\cos(r\pi\nu)$ ifadesi tanımlanmaktadır. SdH osilasyonlarının yüksek harmoniklerinde çarpışmalara ait genişleme ifadelerini ihmal edilebilir. Deneysel olarak elde edilen SdH verilerinde genellikle $r=1$ değerini almaktadır [43,51-53].

SdH osilasyonlarına ait periyot ifadesi,

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e\hbar}{m_i^*(E_F - E_i)} \quad (2.8)$$

bulunur. Taşıyıcı yoğunluğu ifadesi periyot ifadesine bağlıdır,

$$N_{2D} = \frac{g_s g_v e}{\pi \hbar \Delta (1/B)} \quad (2.9)$$

Sırasıyla g_s , g_v yarıiletkenin spin yarılması ve vadi dejenerasyon sayılarıdır [42, 54]. Vadi dejenere sayısı grafen sistemleri için 2 olarak alınmaktadır [55]. Bu bağıntılardan görüldüğü gibi, SdH osilasyonlarının periyodu ölçülerek, N_{2D} ile m^* ve $E_F - E_i$ niceliklerinden biri (diğeri biliniyorsa) belirlenebilir.

SdH osilasyonlarının bağıl genliğindeki değişim sistemin etkin kütlesi hakkında bilgi vermektedir [41-44, 52, 56-58]. SdH osilasyonlarına ait belirli bir pikin maksimum noktasına ait bağıl genliğin sıcaklığa bağlı azalma davranışı etkin kütle değerini vermektedir. SdH osilasyon genliği,

$$A(T, B_n) = (sabit) \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (2.10)$$

olarak yazılabilir. Kuantum ömrünün sıcaklığa bağımlı olmadığı varsayılmaktadır. SdH osilasyonunun bağıl genliği,

$$\frac{A(T, B_n)}{A(T_0, B_n)} = \frac{T \cdot \sinh(2\pi^2 k_B T_0 / \hbar \omega_c)}{T_0 \cdot \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (2.11)$$

elde edilir. Elde edilen bağıl genliğin sıcakla değişiminden elde edilen teorik ile deneysel eğrinin karşılaştırılmasıyla sistemin taşıyıcılarına ait etkin kütle elde edilir [41-44, 52, 56, 57].

Landau seviyelerinin aralarında çarpışmalar sonucu oluşan genişlemeler SdH osilasyonlarının genliğine etki etmektedir. Bu durumda Landau seviyelerine ait çarpışmalarına ait genişleme terimi,

$$\exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B}\right) = \exp\left(-\frac{2\pi k_B T_D}{\hbar \omega_c}\right) \quad (2.12)$$

çarpanı Dingle faktörü olarak bilinir. Burada, T_D Dingle sıcaklığıdır ve

$$T_D = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau_q} \quad (2.13)$$

bağıntısıyla verilmiştir [41-44,56-59]. Landau seviyelerindeki genişlemeler bize Dingle sıcaklığı, kuantum mobilitesi ve kuantum ömrü hakkında bilgi vermektedir.

Sisteme ait taşıyıcıların etkin kütlesi ve ölçüm yapılan sıcaklık biliniyorsa SdH osilasyonlarına ait zarf içerisinde verilen $D(\chi)$ niceliği hesaplanabilir. Sabit magnetik alan altında gözlenen osilasyon pikinin tepe noktalarındaki değerinde gözlenen osilasyon pikinin genliği $D(\chi)$ 'ye bölünerek,

$$\frac{A(T, B_n)}{D(\chi)} = C \exp\left(\frac{\pi}{\mu_q B}\right) \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada C bir sabittir. Kuantum ömrü magnetik alan ile değişmediği varsayılmıştır. Eşitliğin iki tarafının da logaritması alındığında,

$$\ln\left(\frac{A(T, B_n) \cdot B_n^{-1/2} \cdot \sinh(\chi)}{\chi}\right) = (sabit) - \left(-\frac{\pi}{\mu_q B_n}\right) \quad (2.15)$$

bağıntısı elde edilir [41-44, 52]. Belirli sabit sıcaklıkta ölçülen SdH osilasyonları genliğinin magnetik alanla değişiminden kuantum mobilitesi (μ_q) belirlenir. Kuantum mobilitesi kullanılarak kuantum ömrü (τ_q) ve Dingle sıcaklığı (T_D) bulunur.

2.3. Sıcak Elektron Kavramı ve Elektron Sıcaklığının Ölçülmesi

İki boyutlu bir sistemde elektrik alan gibi dış uyarıcılar ile sistemin termal dengesi bozulur. Termal dengenin bozulmaması için uygulanması gereken zayıf bir elektrik alan $3k_B T/2$ ortalama elektron enerjisinden büyük olmamalıdır [57]. Termal denge altında olduğu varsayılan sistemin net bir momentumu yoktur. Taşıyıcılara uygulanan bir elektrik alan altında, taşıyıcıların momentumlarında bir artış olacağı varsayılır. Bu momentumdaki artış taşıyıcıların enerjilerini artıracaktır. Kısacası elektrik alan altında taşıyıcılar enerjilerinde artışa neden olacaktır. Taşıyıcıların enerjilerindeki artış elektrik alan ile orantılıdır. Uygulanan elektrik alan değeri ortalama termal enerji değerini

geçmeye başladığı zaman termal dengeye sahip olmayan taşıyıcılar meydana gelmektedir. Bu durumdaki yüksek enerjili taşıyıcılara, sıcak taşıyıcılar tanımlanması yapılmaktadır. Sıcak taşıyıcılar, yüksek enerjilerinden dolayı örgü sıcaklığından daha yüksek sıcaklıklara sahiptirler. Sıcak taşıyıcılar kendi aralarında taşıyıcı sıcaklığında bir termal dengededirler. Bu denge sıcak taşıyıcıların kendi aralarında etkileşime girmeleri ile meydana gelmektedir. [58-63].

Sıcak taşıyıcılar enerjilerini örgü ile etkileşerek kaybederler. Örgü sıcak taşıyıcı etkileşmesi sonucunda taşıyıcılar ortalama termal enerji seviyesinin altına düşerek soğurlar. Soğuma süreçlerini incelemek sistemin taşıyıcı-fonon arasındaki etkileşmeyi anlamamızı sağlar.

Taşıyıcı sıcaklığı, örgü-taşıyıcı arasındaki enerji transferi ile belirlenir. Bu durumda enerji durulmasını belirleyen saçılma mekanizmaları sıcak elektronların iletimini de belirleyen temel faktördür.

Düşük örgü sıcaklıklarında ve yüksek elektrik alan bölgesinde olmayan yani optik fonon ile saçılma yapmayacak kadar elektrik alan uygulanan taşıyıcılarda, optik fonon sayısı oldukça azdır [64, 65]. Bu koşullar altında, yüksek enerjili taşıyıcılar akustik fonon bölgesinde soğuma süreçlerini tamamlamaktadırlar. Yani, sıcak taşıyıcılar enerjilerini akustik fonon ışıması yaparak soğumaktadır. Bu durumda enerji kaybı için başat saçılma mekanizması akustik-fonon saçılmasıdır.

Sistemde sıcak taşıyıcıların oluşabilmesi örneğin taşıyıcı yoğunluğu ile ilgilidir. Taşıyıcı yoğunluğu ne kadar yüksek olursa sistemin sıcak taşıyıcılar oluşturması için o kadar yüksek elektrik alan uygulanmalıdır. Bu durum için iletimi gerçekleştiren taşıyıcıların ortalama enerjisi $3k_B T/2$ olmalıdır.

Sıcak taşıyıcı iletimi için kuramsal hesaplamalar yapılmıştır. Kuramsal hesaplamaların temelini genellikle Boltzmann transport denklemleri oluşturmaktadır. Alternatif olarak iteratif teknikler [65-67], daha sonraları Monte Carlo yöntemi [68,69] üzerinde çalışmalar yapılmıştır. Sonraki zamanlarda yapılan kuramsal hesaplamalar tekrardan incelenmiştir [70-72]. Bauer ise elektron sıcaklığının ölçülmesinde yeni ve kullanışlı bir yöntem bulmuştur [73].

2.3.1. Shubnikov-de Haas osilasyonları yöntemiyle elektron sıcaklığının ölçülmesi

Deneysel olarak elektron sıcaklığını belirleyebilmek için akustik fonon saçılmasının baskın olduğu SdH osilasyonları ölçümleri kullanılmaktadır. Tek katman grafen örnekler boyut kısıtlamasından dolayı 2D sistemler olarak düşünülmektedir [39-42]. Bu yüzden elektron sıcaklığının bulunması için bu yöntem farklı alttaşlara sahip tek katman grafen örnekler için uygulanabilir.

Sıcaklığın ve elektrik alanın SdH osilasyonlarının bağıl genliği üzerindeki etkileri karşılaştırılarak T_e elektron sıcaklığı belirlenebilir. SdH osilasyonları ile elektron sıcaklığının ölçülebilmesi için iki farklı deney yapılmalıdır:

- (i) Örneği ısıtmayacak kadar düşük sabit bir elektrik alan (F_{L0}) uygulayarak SdH osilasyonlarının sıcaklığa bağıl genliğinin değişimini incelenmesi.
- (ii) En düşük sabit örgü sıcaklığında (T_{L0}) SdH osilasyonlarının farklı elektrik alanlardaki (F) davranışının ölçülmesi ile elde edilebilir.

Belirli bir magnetik alandaki osilasyon pikinin maksimumuna ait bağıl genliğinin örgü sıcaklığı ve elektrik alan ile değişimi grafiklerinin karşılaştırılması yardımı ile elektron sıcaklığı elektrik alanın fonksiyonu olarak elde edilir (Şekil 2.5). Eğer Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi, sıcaklık, magnetik alan ve elektrik alandan bağımsız ise, Eş. (2.6)'dan hareketle bağıl genlikler,

$$\left[\frac{A(T_L, B_n)}{A(T_{L0}, B_n)} \right]_{F=F_0} = \left[\frac{A(F, B_n)}{A(F_0, B_n)} \right]_{T_L=T_{L0}} \quad (2.16)$$

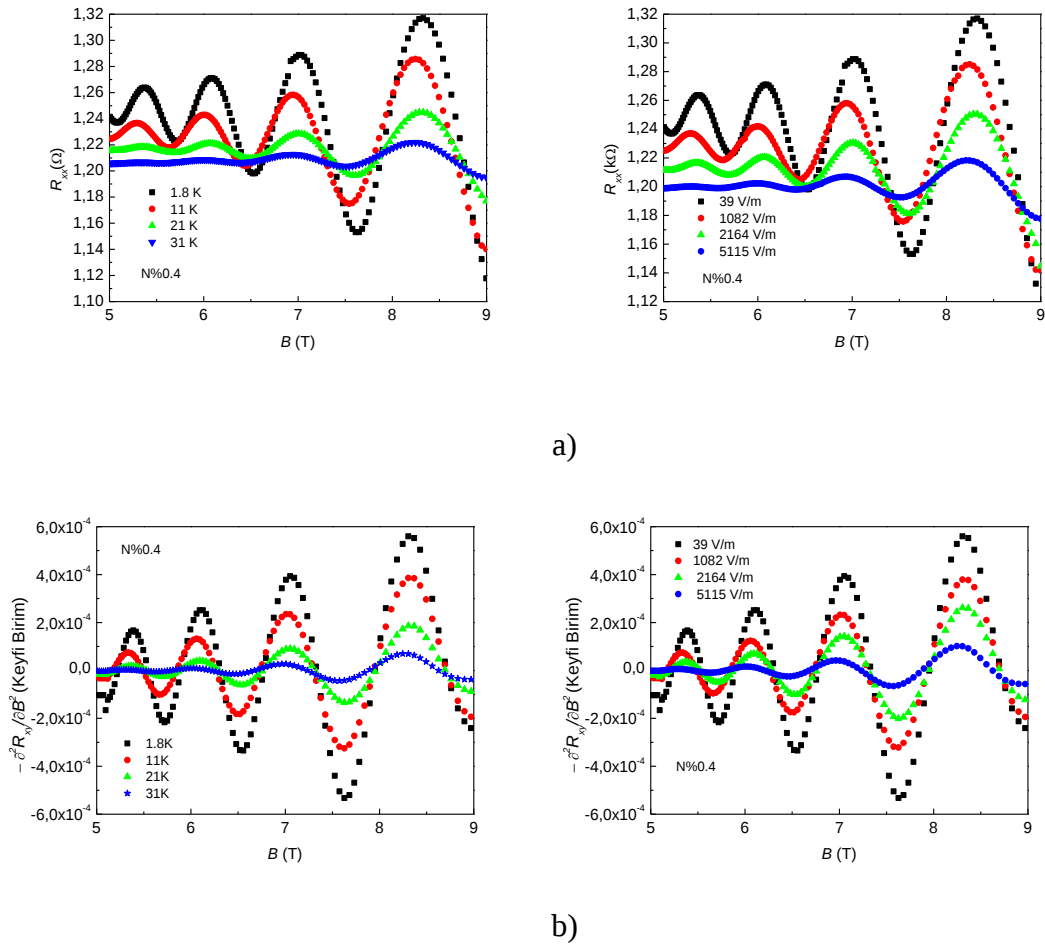
olarak ifade edilmektedir. Bu yöntemle elektron sıcaklığı yüksek doğrulukla elde edilebilmektedir [43, 51, 52, 56, 64, 74-76].

Sıcak elektronların güç kaybı, uygulanan elektrik alan tarafından kazanılan enerjiye eşit olduğu kararlı bir durumdur. Sıcak elektronların kristal örgüye birim zamanda aktardığı elektron başına enerji yani elektron başına giriş gücü (P),

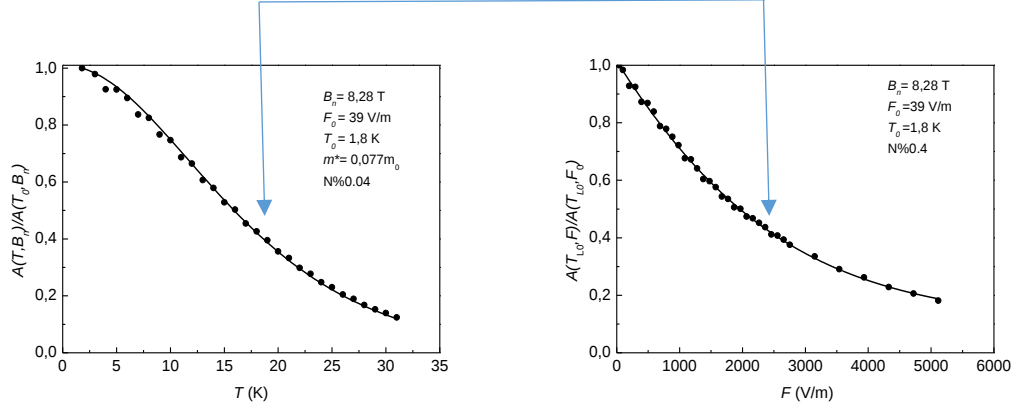
$$P = e\mu_t F^2 \quad (2.17)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir. Burada μ_t elektronların transport mobilitesidir.

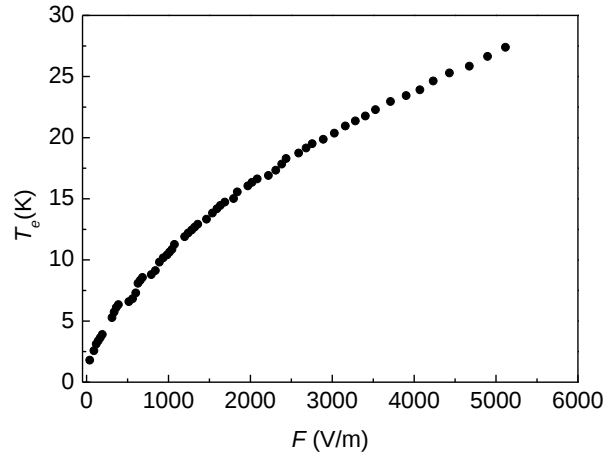
Şekil 2.5 te GaInNAs çoklu kuantum örneği için sırasıyla güç kaybı mekanizmasının hesaplanması gösterilmiştir. Şekil 2.5(a)'da örneğe ait sabit düşük elektrik alan uygulanırken değişik sıcaklıklarda ve en düşük sabit sıcaklık altında farklı elektrik alanlar uygulanırken elde edilen magnetorezistans verisi görülmektedir. Şekil 2.5'de sırasıyla bu verilerin ikinci mertebe türevleri alınarak elde edilmiş SdH osilasyonları, bağıl genlikleri, bağıl genliklerinin karşılaştırılmasıyla elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı ve transport mobilitesi kullanılarak hesaplanmış güç kaybı verileri görülmektedir.



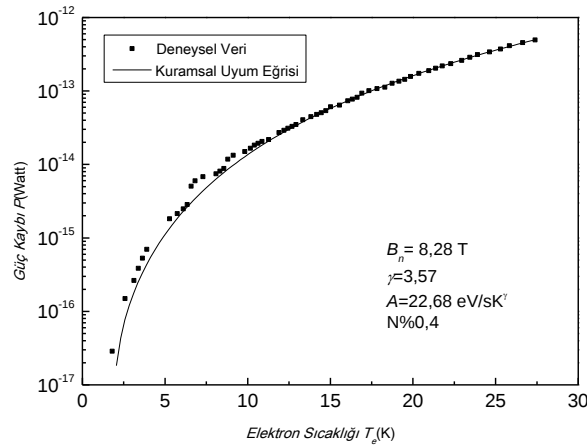
Şekil 2.5. GaInNAs/GaAs kuantum kuyulu örneği için deneysel güç kaybının bulunması. (a) Sabit elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda ve sabit sıcaklıkta farklı elektrik alanlardaki magnetorezistans verileri (b) Bu verilere ait SdH osilasyonları (c) Sıcaklığa ve elektrik alana bağlı SdH osilasyonlarının bağıl genliklerinin karşılaştırılması (d) Karşılaştırma sonucunda elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı (e) Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı [77]



c)



d)



e)

Şekil 2.5. (Devam) *GaInNas/GaAs* kuantum kuyulu örneği için deneysel güç kaybının bulunması. (a) Sabit elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda ve sabit sıcaklıkta farklı elektrik alanlardaki magnetorezistans verileri (b) Bu verilere ait SdH osilasyonları (c) Sıcaklığa ve elektrik alana bağlı SdH osilasyonlarının bağıl genliklerinin karşılaştırılması (d) Karşılaştırma sonucunda elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı (e) Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı [77]

3. SICAK ELEKTRONLARIN SOĞUMA MEKANİZMALARI

3.1. Giriş

Günümüzde aygıt boyutlarının giderek küçülmesi sonucunda uygulanan potansiyel farkı küçük dahi olsa da kullanılan yapının üzerinde yüksek elektrik alan değerleri oluşmaktadır. Bu yüksek elektrik alan altında hareket eden elektronlar ise kristal örgüyle dengede olmayan taşıyıcılar olarak karşımıza çıkar. Bu taşıyıcılar sıcak taşıyıcılar (elektron veya hole) olarak isimlendirilir. Bu bakımdan aygıt teknolojisinde performansının artırılması için sıcak hole'lerin/elektronlarının enerjisini nasıl kaybederek soğuduğu önemli bir hal almıştır. Bu süreç doğrultusunda iki ve üç boyutlu sistemlerde elektronun enerji kaybının incelenmesi amacıyla deneysel [41, 64, 77-79] ve teorik [63, 77, 80-83] çalışmalar yapılmıştır.

Grafen tabanlı malzemeler geleceğin nano-elektronik sistemlerin temeli oluşturacağı düşünülmektedir [84-86]. Sıcak elektronların dinamiğini anlayabilmek için deneysel [87-100] ve teorik [101-106] çalışmalar yapılmıştır. Grafenin bir yönü de optik fononlarının çok yüksek enerjili olmasıdır, bunların dışında yüksek sıcaklıklarda ya da oda sıcaklığına yakın veya daha yüksek sıcaklıklarda elektron ve holelerin soğuma süreçleri etkisiz bir hale gelmektedir [107]. Düşük sıcaklıklarda, sıcak elektronların başlıca soğuma mekanizması olarak akustik fonon elektron saçılmaları düşünülmektedir. Yüksek taşıyıcı/fonon sıcaklıklarında Gürültü termometre [94, 99], mikrodalga ve DC ısıtma çifti [107], ve p-n eklemi fotoakım spektroskopisi [97, 98] deneyleri ile süper çarpışmaların sıcak elektronlar üzerindeki etkileri anlaşılmaya çalışılmaktadır. Düşük sıcaklıklarda yapılan çalışmalar sıcak taşıyıcıların soğuma mekanizmalarını tam olarak açıklayamamıştır [95, 100]. Yapıya elektrik alan uygulanması ile gerçekleştirilen iletim ölçümleriyle taşıyıcıların ısınması hakkında bilgi edinilir.

Yapının kusurlarına bağlı olan elastik saçılma mekanizmalarının (iyonize safsızlık saçılması, alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması gibi) sıcak elektronların enerji kaybetme süreçlerinde etkisi oldukça zayıftır ve ihmal edilebilir. Elastik olmayan fonon elektron saçılmalarında yani elektron-fonon etkileşimleri uygulanan bir elektrik alan iki boyutlu elektronların ısınmasına neden olmaktadır. Düşük sıcaklık bölgesinde optik fonon saçılmasının etkisi yok denilebilecek kadar azdır ve bu

sıcaklık bölgesinde akustik fononlara bağlı elastik olmayan saçılmadan kaynaklandığı söylenebilir [43, 61, 63, 82, 83, 108-113].

3.2. Elektron-Fonon Etkileşmesi

Sıcak elektron enerji durulma mekanizmaları hakkında bilgi edinmek için sıcak elektronlar ile kristal örgü arasındaki enerji alış-verişinin incelenmesi gerekir. Grafen örnekte düşük sıcaklık bölgesinde akustik fononlar ile sıcak taşıyıcıların arasında bir saçılma olduğu öngörülmüştür [114]. Bu bölümde sadece akustik fonon saçılması ele alınmıştır. Akustik fonon saçılmaları kendi içinde deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik olmak üzere iki farklı saçılma yapmaktadırlar. Saçılmalar birbirinden bağımsızdır.

Akustik fononların boyuna hareketlerinden dolayı örgü potansiyelinde değişim meydana gelir. Değişen potansiyel altında elektronlar saçılmaktadır. Bu potansiyel altındaki saçılmalara deformasyon potansiyeli saçılması denilmektedir.

Birim hücresinde birden fazla atom bulunduran kristallerde simetri merkezi bulunmayabilir. Simetri merkezi olmayan iki boyutlu sistemlerde de boyuna akustik fononların etkisi, iyonların kutuplanmasına ve kristal yapıda konuma ve zamana bağlı olarak değişen bir dipol elektrik alanının oluşmasına neden olur. Bu elektrik alanının etkisiyle oluşan saçılma piezoelektrik saçılma olarak bilinir.

Yapının hangi sıcaklık bölgesinde çalıştığını öğrenmek için *kritik elektron sıcaklığı*'na ihtiyaç vardır. Kritik elektron sıcaklığı [43],

$$T_e^c = \frac{[8m^*V_s^2(E_F - E_1)]^{1/2}}{k_B} \quad (3.1)$$

olarak tanımlanmaktadır.

Akustik fonon saçılmasının baskın olduğu sıcaklık bölgesinde elektron sıcaklığının kritik elektron sıcaklığı ile karşılaştırılması sayesinde iki farklı sıcaklık bölgesi olduğu söylenmektedir. [43, 63, 80, 82, 83, 113; 114 -119]. Bu bölgeler: *düşük sıcaklık bölgesi* ($T_e \ll T_e^c$) ve *yüksek sıcaklık bölgesi* ($T_e \gg T_e^c$) olarak bilinir. Bu iki sıcaklık limiti arasındaki bölge ise *ara sıcaklık bölgesi* olarak isimlendirilir.

İki sıcaklık bölgesi frekansı ω_q olan fononların dağılımları incelendiğinde,

1.) Düşük sıcaklık bölgesinde ($\hbar\omega_q/k_B T_e \geq 1$) fonon dağılımı,

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_q}{k_B T_L}\right) - 1} \cong \exp\left(-\frac{\hbar\omega_q}{k_B T_L}\right) \ll 1 \quad (3.2)$$

ve.

2.) Yüksek sıcaklık bölgesinde ($\hbar\omega_q/k_B T_e \ll 1$) fonon popülasyonu için eşbölüşüm (equipartition) varsayılır ve Maxwell-Boltzmann istatistiği geçerlidir. Yüksek sıcaklık bölgesinde fonon dağılımı,

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_q}{k_B T_L}\right) - 1} \cong \frac{k_B T_L}{\hbar\omega_q} \quad (3.3)$$

yazılabilir[120,121].

Düşük sıcaklıklarda güç kaybı için,

$$P = \frac{\hbar N(E_F)}{16\pi^2 \rho} \int C^2(\mathbf{q}_s) I^2(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{q}_s) \frac{\sinh\left[\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_L}\right) - \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_e}\right)\right]}{\sinh(\hbar\omega/2k_B T_e) \sinh(\hbar\omega/2k_B T_L)} \hbar\omega \frac{d\mathbf{k}'}{dE} \quad (3.4)$$

bağıntısı türetilmiştir [62]. Burada, $N(E_F)$ Fermi düzeyinde durum yoğunluğu fonksiyonu, ρ kütle yoğunluğu ve $I^2(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{q}_s)$ kristal momentumunun korunumunu içeren bir integraldir. $C^2(\mathbf{q}_s)$ niceliği etkileşmenin türüne ve perdeleme etkisine bağlıdır. Saçılma etkileri, kutuplu olmayan akustik-fonon saçılması, piezoelektrik saçılması ve elektron-elektron saçılma terimlerini içerir. Perdelenmemiş etkileşimler için $C^2(\mathbf{q}_s)$ niceliğinin elde edilmesi daha kolaydır.

Deformasyon saçılması için ifade,

$$C^2(\mathbf{q}_s) = \Xi^2 q_s^2 \quad (3.5)$$

ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılması için

$$C^2(\mathbf{q}_s) = e^2 K_{av}^2 C_L / \varepsilon \quad (3.6)$$

ifadeleriyle verilir. Burada, q_s , K_{av}^2 ve C_L sırasıyla fonon dalga vektörünün büyüklüğü, ortalama elektromagnetik çiftlenim sabiti ve boyuna elastik sabitidir.

Bir elektron akustik fonon emisyonuyla alt bandlar arasında geçişe uğradığında, elektronun momentumu değişir ve aynı zamanda fononun enerjisinde kayıp meydana gelir. Düşük sıcaklıklarda Fermi gazı keskin bir sınır eğrisine sahiptir. Sonuç olarak $k_B T$ den daha büyük bir akustik enerji fononunun emisyonunu içerebilecek herhangi bir momentum değişikliği Pauli dışarlama ilkesi tarafından engellenmektedir. Bu nedenle, çok düşük sıcaklıklarda sadece küçük açılı saçılmaya izin verilmektedir [64, 65, 120, 121].

Akustik fonon saçılmalarının baskın olduğu yani küçük açılı saçılmalarının gerçekleştiği sıcaklıklarda, perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve perdelenmemiş piezo elektrik saçılmalarıyla güç kaybının sırasıyla $P_{np} \propto (T_e^5 - T_L^5)$ ve $P_p \propto (T_e^3 - T_L^3)$ orantılı olduğu söylenmiştir [75, 79, 82, 83, 108, 122, 123]. Buna göre düşük sıcaklık bölgesinde, elektron başına toplam güç kaybı,

$$P = P_p + P_{np} = C_{np} [(k_B T_e)^5 - (k_B T_L)^5] + C_p [(k_B T_e)^3 - (k_B T_L)^3] \quad (3.7)$$

bağıntısıyla verilir. Burada C_{np} ve C_p nicelikleri, sırasıyla, deformasyon potansiyeli etkileşmesi ve piezoelektrik etkileşmesi şiddeti ile ilişkilidir. İki-boyutlu elektron gazı için

$$C_{np}^{2D} = \frac{6 \Xi^2 m^{*2} L_z}{\pi^3 \rho \hbar^7 V_s^4 N_{2D}} \quad (3.8)$$

ve

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

bağıntıları türetilmiştir [63, 64, 76, 124]. Bu ifadelerde, L_z kuantum kuyu genişliğidir. Kübik kristaller için ortalama elektromekanik çiftlenim sabiti K_{av}^2 ,

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

bağıntısıyla verilir [125]. Burada e_{14} piezoelektrik zorlanma sabiti, C_T enine elastik sabitidir. Perdeleme etkisi İki-boyutlu yapılarda işleme alındığında sistem Eş. 3.16'deki γ üstel terimi 2 birim artmaktadır [63, 80, 82].

Deneyssel olarak elde edilen güç kaybı mekanizmasının hangi saçılma ve sıcaklık bölgesiyle uyum içinde olduğunu görmek için, deneyssel $P(T_e)$ verilerine,

$$P = A(T_e^\gamma - T_L^\gamma) \quad (3.11)$$

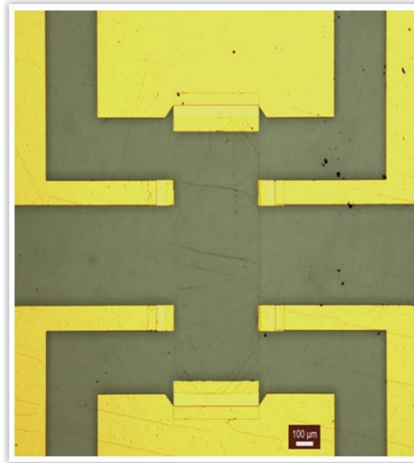
bağıntısı karşılaştırılır. Çakıştırma sonucunda A orantı katsayısı ve γ üstel ifadesi elde edilir. Üstel ifade sıcaklık bölgesini ve saçılma mekanizmalarının hangilerinin baskın olduğunu belirlemede kullanılır [43, 75, 76, 108, 109, 117, 122, 123, 126]. A orantı katsayısı, çiftlenim sabitlerine ve 2D taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır. Üstel terim(γ) yüksek sıcaklık bölgesinde ise yaklaşık 1 değerini almaktadır. Yüksek sıcaklık bölgesindeki etkileşme mekanizması Maxwell-Boltzman istatistiği ve eş-bölüşüm geçerlidir. Düşük sıcaklık bölgesinde, a) 3 değeri aldığıında bu perdelenmemiş piezoelektrik saçılması b) 5 değeri aldığıında perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılması c) 7 değerini alırsa aşırı perdelenmiş deformasyon saçılması yaptığını göstermektedir [63, 80, 83, 108, 109, 120, 126].

4. DENEYSEL YÖNTEMLER

4.1. Grafen Örneklerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında iki farklı alttaş üzerinde büyütülmüş tek katmanlı grafen örnekleri kullanılmıştır. İlk örnek 4H-SiC alttaş üzerine büyütülmüştür. SiC alttaşın (0001) yönelimine sahip Si yüzeyinde kemomekanik cilalanma/düzleştirme yapılmıştır. Grafen örneği yaklaşık 10 cm çapındaki alttaştan kesilen 10 mm x10 mm boyutundaki parçaların üzerine katmanlı olarak büyütülmüştür. Örnekler 1400°C sıcaklıkta 10 dakika boyunca % 0,006'sı silan olan hidrojen gazı ortamına maruz bırakılmıştır. Sonrasında büyütme işlemi 1 saat boyunca 1400°C sıcaklıkta $5-9 \times 10^{-6}$ mbar vakum altında gerçekleştirilmiştir. Grafen tabakaları büyütüldükten sonra vakum altında 500°C sıcaklık altına soğutulmuştur. En iyi yüzey hazırlama ve büyütme aşamalarını elde etmek için aşındırma tekniği kullanılarak büyütülen grafen örneğinin sadece 1-2 katmanı kalıncaya tek aşındırılmıştır. Aşındırma işlemi hidrojen ortamında gerçekleştirilmiştir. İkinci örnek ise Bakır plaka üzerine büyütülmüş grafen örneğin SiO₂(kalınlığı 285 nm)/Si alttaş üzerine transfer edilmesiyle elde edilmiştir.

Örnekler, Hall ölçümleri için Hall çubuğu geometrisine uygun olarak elektron ışık litografisi tekniği kullanarak hazırlanmıştır (Şekil 4.1). Ohmik kontaklar 30 nm/220 nm Ti/Au metal çift ile elde edilmiştir.

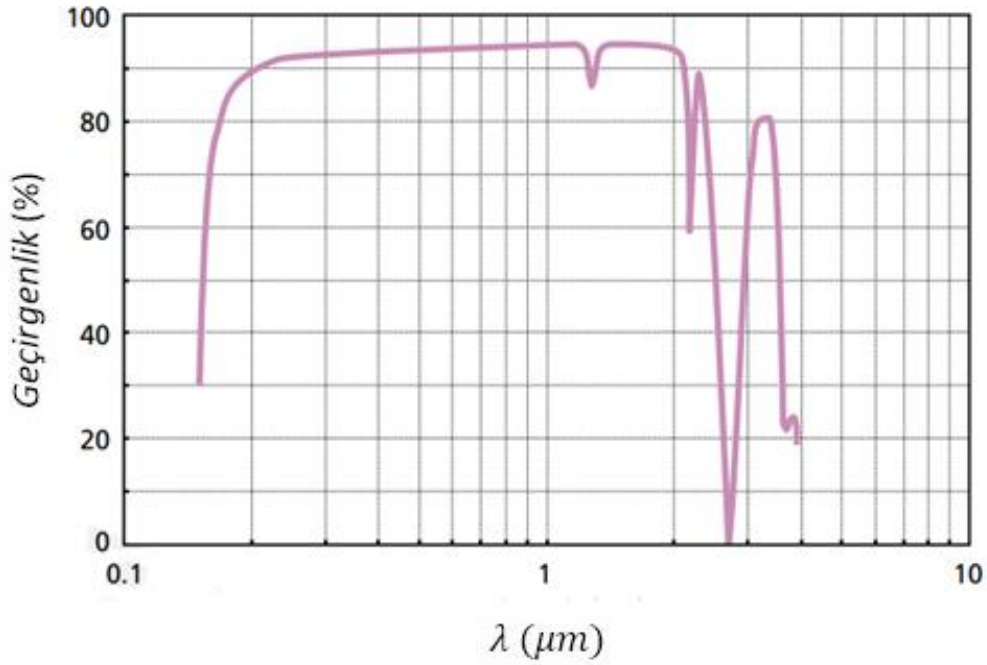


Şekil 4.1. Hall-bar geometrisinde hazırlanmış grafen örnek

4.2. Galvanomagnetik Ölçüm Düzeneği

4.2.1. Deneyisel düzenek

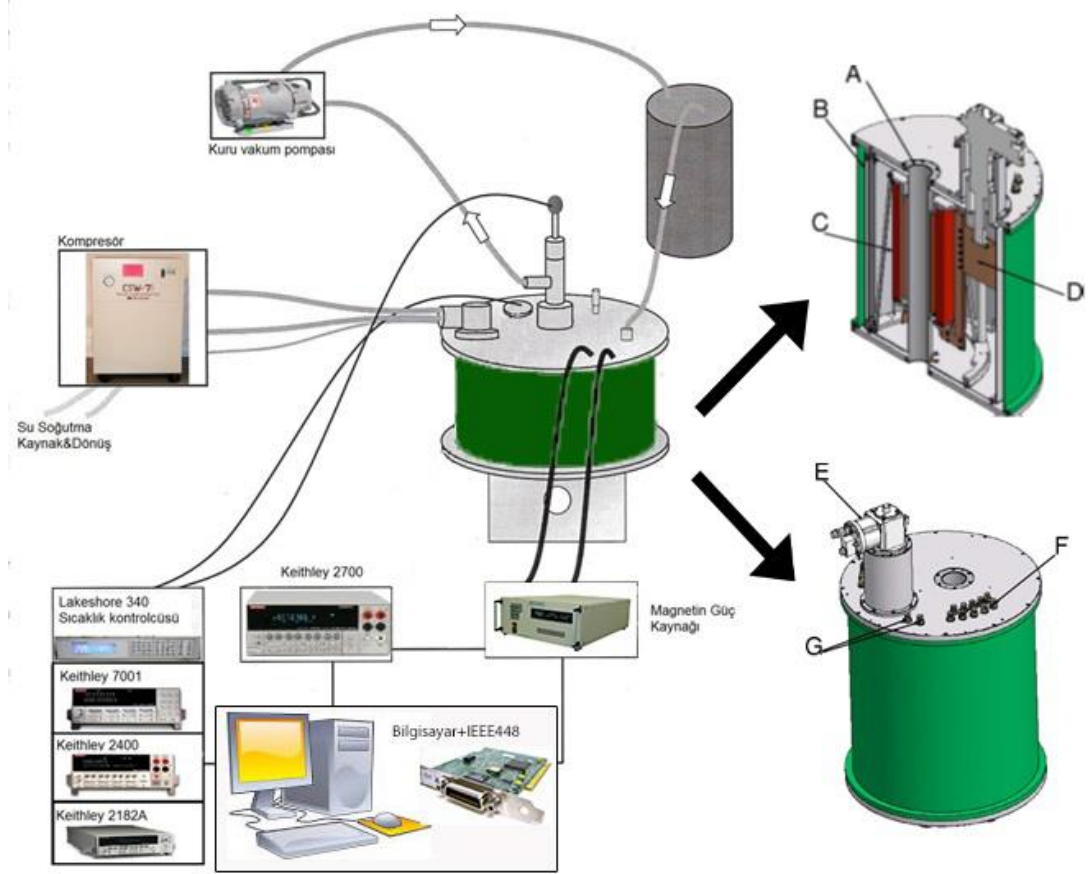
Bu çalışmada dört adet optik penceresi olan ve en yüksek 11 Tesla magnetik alana çıkabilen kapalı sistem helyum kroyostat kullanılmıştır (Cryogenics Ltd., Model no J2414). Kroyostat sisteminin 5,63 cm ve 10 cm çaplarında ikişer adet Spectrosil-B malzemeden yapılma toplamda dört adet optik penceresi bulunmaktadır. Spectrosil B için dalgaboyuna bağlı geçirgenlik eğrisi Şekil 4.2.'de verilmiştir.



Şekil 4.2. 2 mm kalınlığındaki Spectrosil B malzemesi için dalgaboyuna bağlı geçirgenlik eğrisi [127]

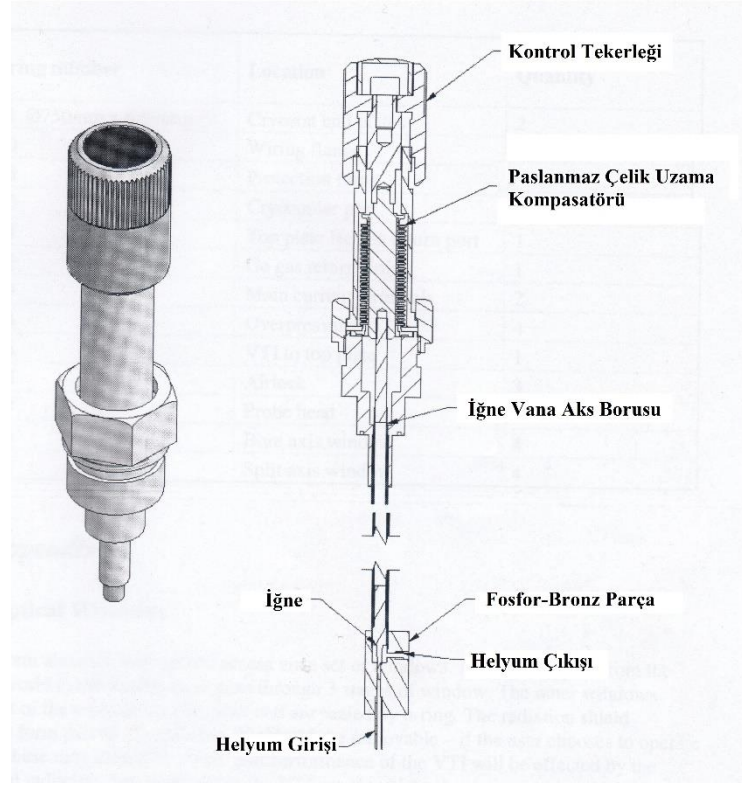
Sistem, süper iletken sarımlara ve su soğutmalı helyum kompresörüne sahiptir. Sistemin süper iletken tel sarımlarının uygun koşullarda çalışabilmesi için sıvı helyum sıcaklığına ($\approx 3,5$ K) inmesi gerekmektedir. Helyum kompsörü sayesinde sistem oda sıcaklığından $\approx 3,5$ K sıcaklığa, 60 saat'te ulaşabilmektedir. Süperiletken manyetin iç sarımları Nb_3Sn ve dış sarımları NbTi süperiletken tellerinden yapılmıştır. Bu sarım tellerinin çalışma üst sıcaklığı 6 K dir. Süper iletken sarımlara ait güç kaynağı 120 ampere kadar akım uygulanmasını sağlamaktadır. Güç kaynağı, birim zamanda sarımlara sürülen akım değeri ayarlanabilir. Güç kaynağının maksimum akım değeri için sistem 12 T değerinde bir magnetik alan oluşturabilmektedir. Fakat sistem güvenliğinden maksimum 11 T

magnetik alan değerine kadar kullanılmaktadır. Sistemin sarımlarının 0 T'dan 11 T magnetik alan değerine ulaşması için geçen süre yaklaşık olarak 5 saattir. Gerektiği durumda süper iletken sarımlar kalıcı magnetik alan konumunda istenildiği kadar bırakılabilir. Örnek tutucunun konulduğu bölüm optik pencerelerin tam orta noktasında olmaktadır. Örnek tutucu ve örnek tutucunun bulunduğu bölümün üstünde ısıtıcı (100 Ω) ile sıcaklık sensörü (Lakeshore Cernox 1030 SD 1.4L) diyot mevcuttur. Bu sayede sistem sıcaklık kontrolcüsü yardımıyla 1,7 K-325 K sıcaklık aralığı 0,1 K hassasiyetle sıcaklığı kontrol edebilmektedir. 325 K sıcaklığından 1,7 K sıcaklığa iniş süresi yaklaşık 2 saattir. Örnek tutucu sarımların tam ortasında yani magnetik alanın maksimum olacağı yere denk gelecek şekildedir ve açısı ayarlanabilen bir tasarıma sahiptir. Örnek tutucu üzerinde örneğin yerleştirildiği alan 24,5x24,5 mm² dir. Örnek tutucu yüksek frekanslı 8 adet veri hattına mevcuttur. Sistem üzerinde toplam 12 adet sıcaklık sensörü mevcuttur ve bu sensörlerle anlık olarak okunan sıcaklıklar ile sistem kontrollü olarak çalıştırılır. Kullanılan sistemin blok diyagramı Şekil 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.3. Kroyastatın blok diyagramı (A) Örnek yerleştirme yuvası, (B) radyasyon kalkanı, (C) 11 T süper iletken solenoid, (D) bakır termik bağlantılar, (E) krayo soğutucu, (F) koruma terminalleri ve (G) mıknatıs terminalleri

Kroyastat soğutulması su soğutmalı helyum kompresörü ile sağlanmaktadır. Helyum kompresörün çalışması için giriş suyu sıcaklığının 10 °C ile 40 °C arasında olması gerekmektedir. Helyum kompresörü sistemin iç sıcaklığını ve süper iletken tellerin sarımlarının sıcaklığını yaklaşık 3,5 K'e kadar düşürmektedir. Örnek tutucunun bulunduğu bölmenin düşük sıcaklıklara düşürülebilmesi için ikinci bir kompresör sistemine ihtiyaç vardır. Bu ikinci kompresör sistemi helyum gazı tankı, iğne uçlu vana ve kuru vakum pompasından oluşmaktadır. Bu sistem kroyastat içinde bulunan helyum kabı isimli bölmeyi soğutmaktadır. Gaz geçişi iğne uçlu vana yardımıyla kontrol edilerek sıcaklığın 1,7 K değerlerine düşmesi sağlanır. İğne uçlu vananın blok diyagramı Şekil 4.4 te görülmektedir.



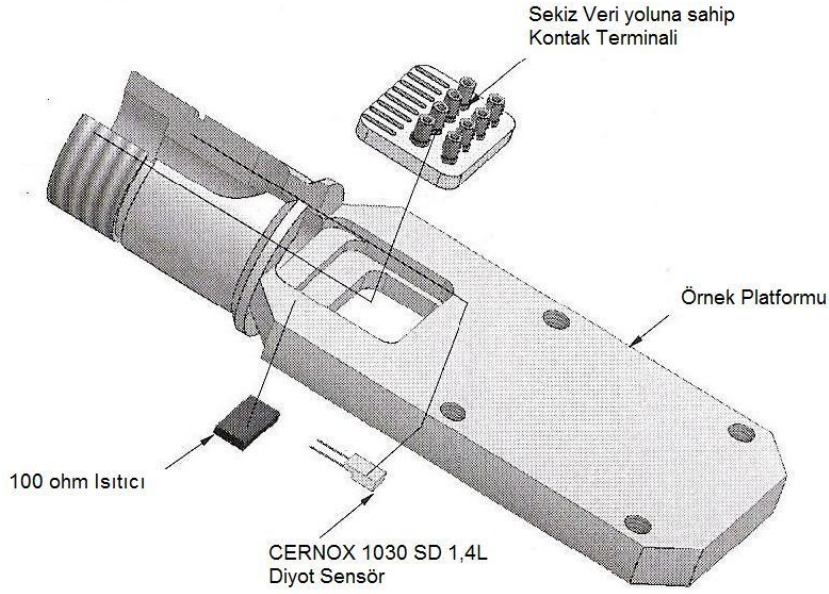
Şekil 4.4. İğne uçlu vananın blok diyagramı

Kroyastatın kontrol ünitesi Lakeshore 340 sıcaklık kontrolcüsü, Keithley 2700 Multimetre, Keithley 2400 Akım-voltaj kaynağı, Keithley 2182A Nanovoltmetre, Keithley 7001 tarayıcı (scanner) ile senkronlu olarak çalıştırılmaktadır. Lakeshore 340 sıcaklık kontrolcüsü sıcaklığı kontrol etmek ve ölçmek için kullanılmaktadır. Sıcaklık kontrolcüsü örnek tutucu ve sistemin üzerindeki bulunan iki sensörü eş zamanlı okuyarak ve istenilen ısıtıcıyı kontrol etmektedir. Keithley 2700 multimetre kroyastatın içinde bulunan belirli bölgelerdeki 10 adet sıcaklık sensörlerinin değerlerini okunması için kullanılmaktadır. Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı örnek üzerine akım uygulamak için kullanılmaktadır. Keithley 182A Nanovoltmetre ise örnek üzerindeki potansiyeli ölçmekte kullanılmaktadır. Keithley 7001 Tarayıcı (scanner) aynı anda 10 kanallı veri toplama olanağı sağlar. Kişisel bilgisayar IEEE 488 kartı ile aygıtların kontrolü ve veri toplama işlevi için kullanılır.

Sistemin en önemli avantajı dışarıdan sıvı helyum gerektirmemesidir. Diğer yandan, örnekler Hall-bar geometrisinde hazırlandığından 4 kanal aynı anda ölçülmektedir. Örnek tutucudaki yüksek frekanslı koaksiyel kablolar sayesinde gürültü minimuma indirilir.

4.2.2. Örnek tutucu

Hall-çubuğu geometrisinde olan örneklerde toplam bağlantı altı veya sekiz adet olmaktadır. Bizim kullandığımız örneklerde altı adet bağlantı bulunmaktadır (Şekil 4.1). Bunlara ek olarak ultrasonik ölçümler veya başka magnetotransport deneyleri için toplam 8 bağlantı hatlı örnek tutucu tasarlanmıştır (Şekil 4.5).



Şekil 4.5. Örnek tutucunun görünüşü

Örnek tutucudan kroyastatın dışına çıkan bağlantıları sekiz adet BNC tipi konnektöre sahiptir ve elektriksel ölçüm için kullanılan veri kabloları yüksek frekans koaksiyel kablo ile yapılmaktadır. Veri hatlarının dışında, örnek tutucunun içine yerleştirilmiş ısıtıcıya ($100\ \Omega$ 'luk direnç) ve sıcaklık sensörlerine giden sıcaklık kontrolcüsüne giden bağlantı kabloları vardır. Lakeshore, Model 340 sıcaklık kontrolcüsü iki farklı sensörü aynı anda okumak ve ısıtıcıyı kontrol etmek için kullanıldı. Sıcaklık ölçme ve kontrol birimi aynı anda iki adet sıcaklık sensörünü bağımsız olarak ölçme yeteneğine sahiptir. Sıcaklık sensörleri Lakeshore Cernox 1030 SD 1.4L diyotlardır. Bunlardan biri örnek tutucuya (Şekil 4.5) diğeri ise kroyastatın örnek tutucunun konulduğu bölmenin alt tarafına tutturulmuştur.

4.2.3. Veri toplama ve değerlendirme programları

Verilerin toplanması bilgisayar üzerinden IEEE 488 kartı yardımıyla Veri Toplama programını LabView programında grubumuz tarafından hazırlanmıştır. Hazırlanan Veri Toplama Programı deney parametrelerinin (akım, sıcaklık, magnetik alan) istenilen değerlerinde ölçüm yapılmasını, deneysel verilerin uygun şekilde dosyalanmasını ve deney sırasında ham veri grafiklerinin ekranda istenilen formatta çizilmesini sağlamaktadır. Veri toplama programı kendi içinde menülendirilmiştir.

Birinci menü’de (kararlı durum SdH ölçümleri) dört kanalda eş-zamanlı olarak veri toplanıp kaydedilebilmektedir. Sıcaklık belirli bir değerde sabit tutularak örnekten DC akım sürülür. Magnetik alan seçilen B_1 ve B_2 değerleri arasında taratılırken R_{xx} ve R_{xy} dirençleri magnetik alanın fonksiyonu olarak toplanır. Tarama işleminde magnetin güç kaynağından birim zamanda sürülen akım değeri ayarlanır. Tarama hızı en az 5 mA/s ve en fazla 16 mA/s seçildiğinde, tek kanalda 0-1 T aralığında, ortalama 50 ile 200 arasında deney noktası toplanmaktadır. Veri değerlendirme aşamasında uygulanacak sayısal işlemler açısından bu sayıda deney noktası toplanması uygundur. Aynı işlemler farklı akım, sıcaklık, magnetik alan aralığı ve magnetik alan yönelmesi için tekrarlanabilir. Yeni bir deneye geçildiğinde, sadece üzerinde değişiklik yapılacak olan bilgilerin yeniden yazılması yeterli olmaktadır.

İkinci menü (I - V ölçümleri) örneklerin akım-gerilim karakteristiklerini ölçmek için kullanılır. Veri toplanacak kanal ve örneğe sürülen DC akımın başlangıç ve bitiş değerleri ile artış miktarı seçilir. Akımın fonksiyonu olarak ölçülen gerilim değerleri anında ekran üzerinde grafik olarak görülmektedir. Bu doğrunun eğimi örneğin direncini vermektedir.

Üçüncü menü (voltaj-sıcaklık ölçümleri) örnekten belirli bir DC akım sürülerek, sıcaklığın fonksiyonu olarak gerilim ölçmek için kullanıldı. Örnekten sabit akım sürülür. Program kendi içerisinde okunan potansiyeli sürülen akıma bölerek direnç değerlerini R_{xx} ve R_{xy} bulur. Bulunan değerler ile sıcaklık ölçme ve kontrol biriminden okunan değerler ile aynı zamanda veri dosyasına işlenir.

Elde edilen veriler grubumuz tarafından hazırlanan kanal ayırma programı ile ayrılır. Ayrılan veriler Origin 8.5 programı kullanılarak işlenir.

5.DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ VE TARTIŞMA

5.1. Yapısal Karakterizasyon

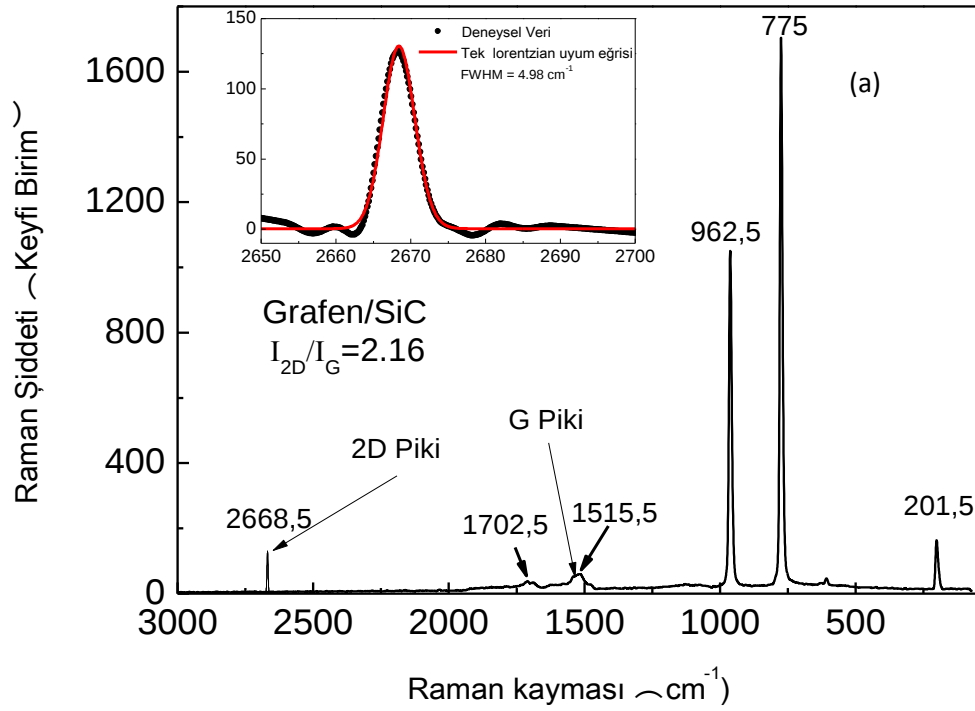
5. 1. 1. Raman spektrum analizi

Raman spektroskopisi grafen örneklerin yapısal olarak anlaşılması için önemli bir yöntemdir. Raman spektroskopisi sayesinde grafen yapıdaki katman sayısı, istiflenme sınırı yanı sıra safsızlık ve kusur yoğunlukları hakkında bilgi vermektedir. Grafen için Raman spektroskopisi G ve 2D olmak üzere iki banda sahiptir fakat yapıda kusurlar ve safsızlıklar varsa ekstra bir D bandı gözlemlenebilir. G bandı keskin bir şekilde 1580 cm^{-1} değerinde pik vermesiyle tanınmaktadır [37, 38]. G band pozisyonu, numunede bulunan katman sayısına karşı oldukça duyarlıdır. Katman kalınlığını belirlemek için bir yöntemdir ve bir numune için bu bandın gözlemlenen konumuna dayanır [37, 38]. D bandı bozukluğa ve kusurlara bağlı band olarak tanımlanmaktadır. D bandının yoğunluğu, numunedeki kusur seviyesi ile doğru orantılıdır [37, 38]. 2D bandına D bandının ikinci sınırı olarak ve bazen de D bandının aşırı tonlaması olarak adlandırılabilir. 2D Raman piki grafen yapının parmak izidir ki grafen yapının tek, ikili, üçlü ve çoklu katman olduğu hakkında bilgi vermektedir [37, 38]. G bant pozisyonunun aksine, 2D bant yöntemi sadece tepe pozisyonuna değil band şekline de bağlıdır [37, 38]. Grafen katman sayısı bandın şekil değişikliğiyle değişir [37]. Tek katmanlı grafen için, 2D bant şekli tek simetrik pik olarak görülür ve tek bir Lorentzian fonsiyonuna uydurulabilir. Artan katman sayısı ile birlikte, 2D bant birkaç örtüşen moda bölünür ve iki veya daha fazla Lorentzian ile uyumu gerektirir. Grafenin katman numarası, 2D ve G bantlarının pik yoğunluğu oranı ile belirlenebilir.

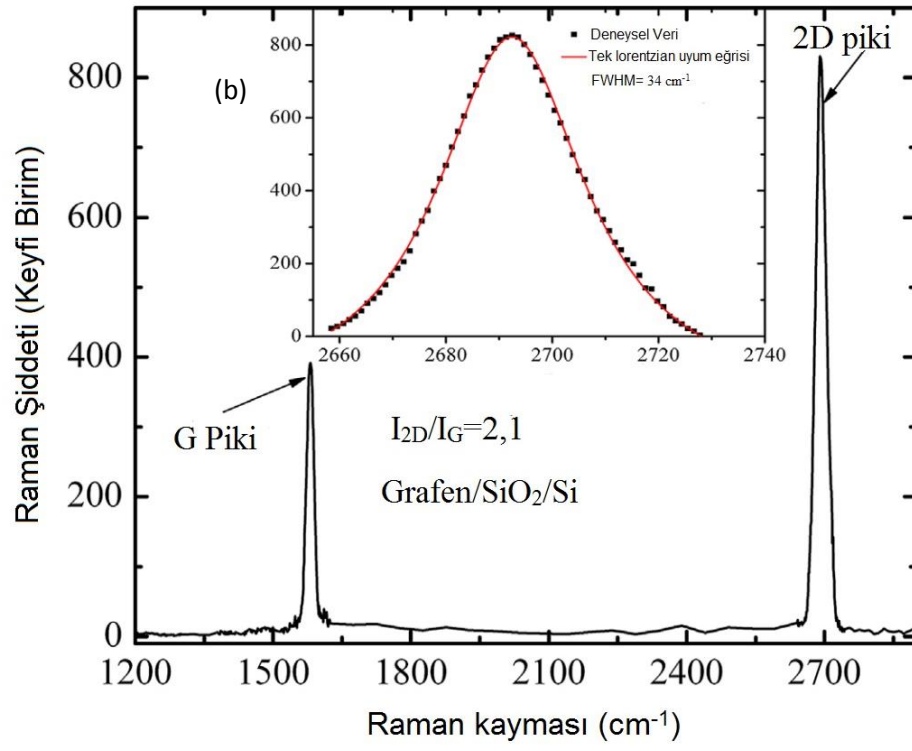
SiC grafen tabakasının Raman spektrumunda SiC altaşına ait üç farklı pik görülmüştür. Bunlar 775 cm^{-1} civarındaki E_2 düzlemsel optik piki, $962,5\text{ cm}^{-1}$ civarındaki A_1 boyuna optik piki ve $201,5\text{ cm}^{-1}$ civarında enine veya boyuna akustik fonon piki görülmüştür. Bu pikler literatürdeki SiC için yapılan çalışmalarla uyumludur [128, 129]

SiC ve SiO_2/Si altaşlar üzerine büyütülen grafen örneklerin Raman spektrumlarında sırasıyla $2668,5\text{ cm}^{-1}$ ve 2691 cm^{-1} civarında 2D pikini göstermektedir. 2D bantları için tek bir Lorentzian eğrinin uyumlu olduğu görülmektedir ki bu da tek katman grafen

yapının göstergesidir. Yarı yükseklik tam genişliği sırasıyla 4,98 ve 34 cm^{-1} olan bir Lorentzian fonksiyonu ile uyum içinde olduğu görülmektedir. G bant pozisyonları ise 1515 ve 1588 cm^{-1} 'de gözlemlendi. Örneklerdeki grafen katmanımızda 2D ve G bantlarının zirve yoğunluğu oranı yaklaşık olarak 2,1 hesaplandı. Bu durumda yapımızdaki grafen katmanının tek kalite bir grafen katmanı olduğunu göstermektedir [42,43].



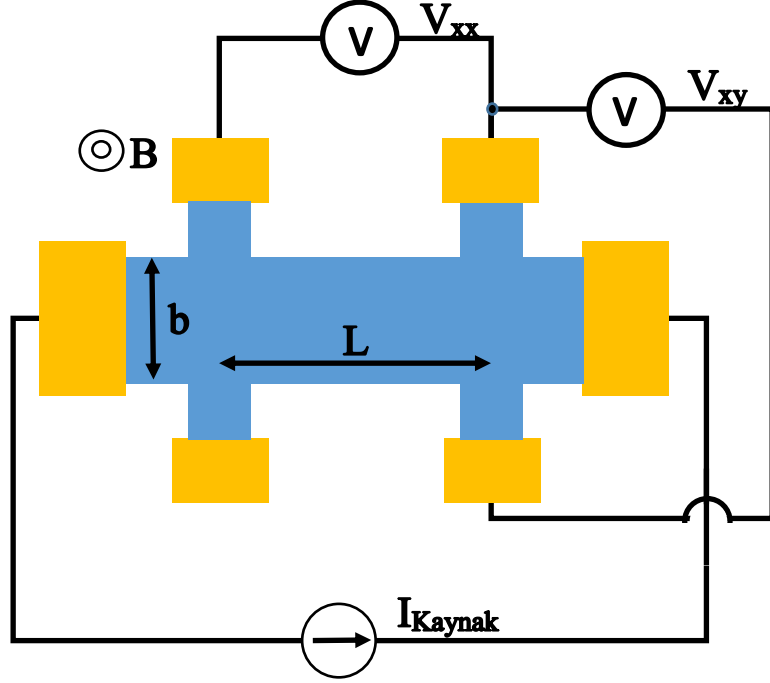
Şekil 5.1. (a) SiC ve (b) SiO₂/Si üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneklerin Raman ölçümleri



Şekil 5.1. (Devam) (a) SiC ve (b) SiO₂/Si üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneklerin Raman ölçümleri

5.2. Elektriksel Karakterizasyon

5.2.1. Sıcaklığa bağlı Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi



Şekil 5.2. Hall-çubuğu geometrisinde boyuna ve Hall direnci ölçümü şematik gösterimi

Hall taşıyıcı yoğunluğu belirli bir magnetik alan etkisinde ölçülen Hall direnç eşitliği,

$$R_{xy}(B) = \frac{V_{xy}(B)}{I} = \frac{B}{N_H e} \quad (5.1)$$

yardımları ile belirlendi..

Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimini elde etmek için $R_{xy}(T)$ ve $R_{xx}(T)$ verileri gerekmektedir. R_{xx} , ile N_H ve Hall mobilitesi arasında

$$R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I} = \frac{1}{N_H e \mu_H} \frac{L}{b} \quad (5.2)$$

şeklinde bir ilişki vardır. Eşitlik 5.1 bağıntısındaki taşıyıcı yoğunluğu ifadesi Eşitlik 5.2' den bulunarak yerine konulursa mobilite,

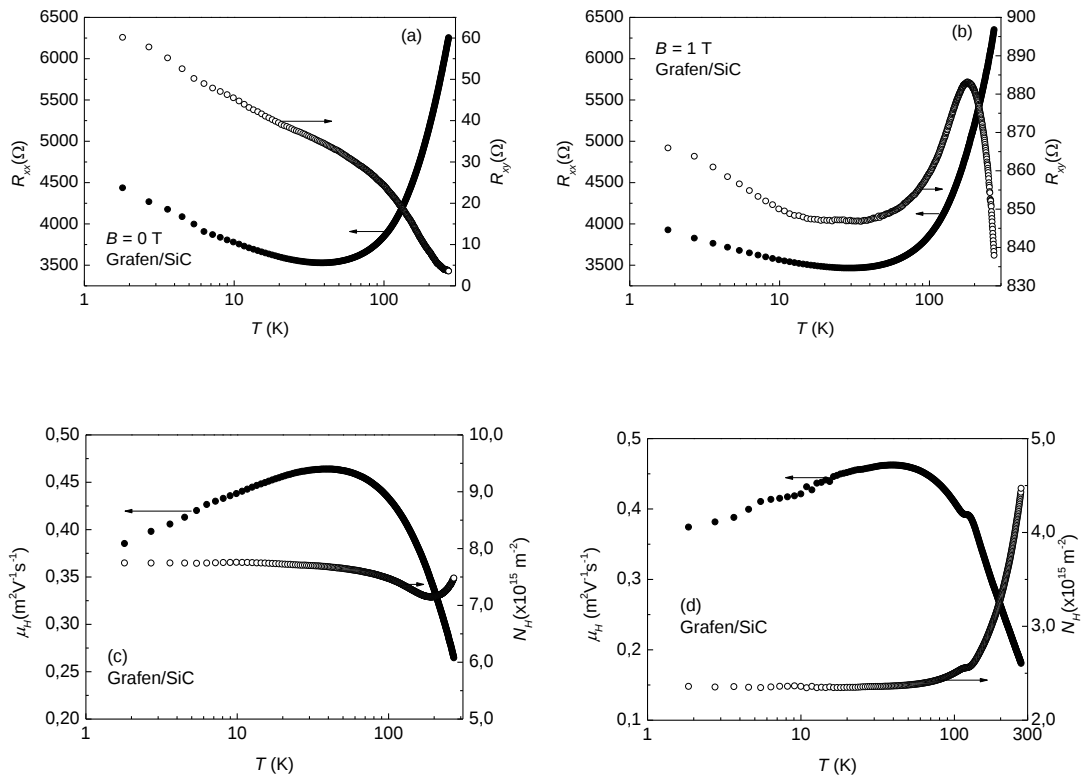
$$\mu_H = \frac{R_{xy}}{R_{xx}} \frac{L}{b B} \quad (5.3)$$

bağıntısı türetilir. Burada L ve b örneğin boyutlarıdır.

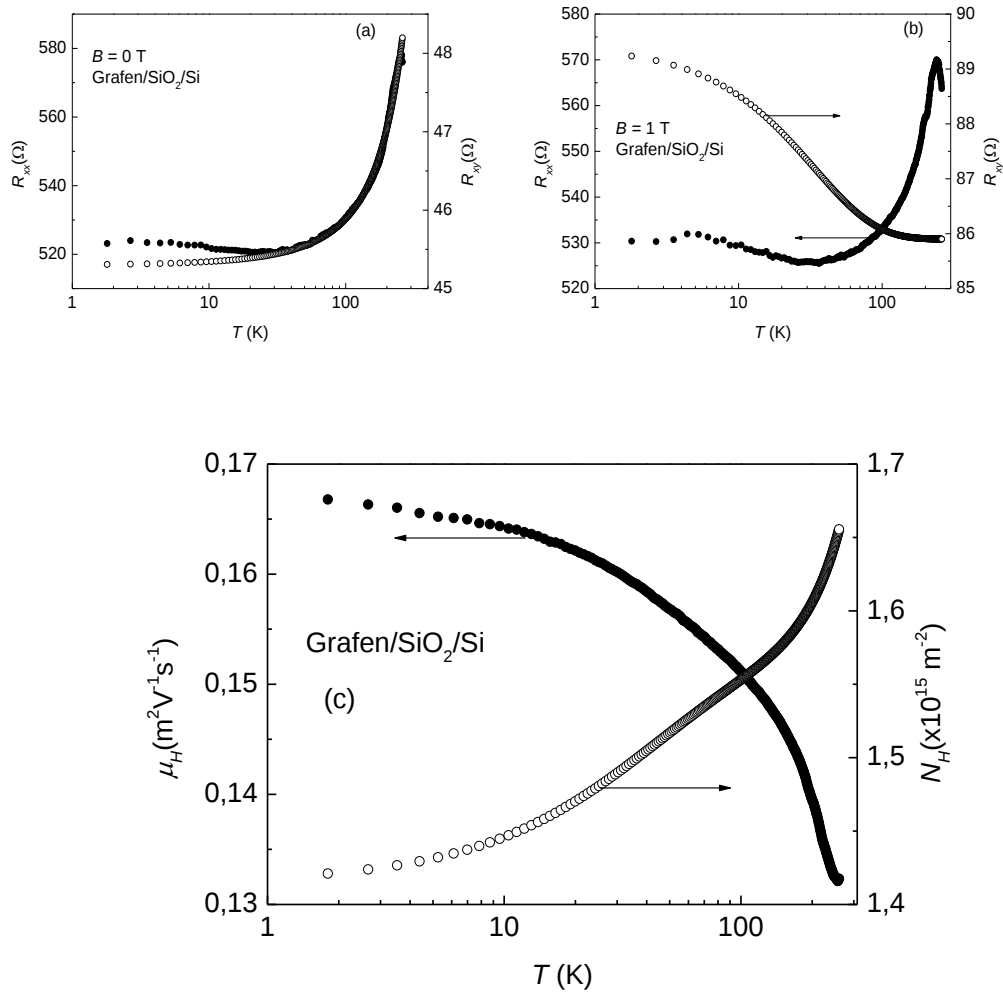
Mobilite hesabının yapılabilmesi için hem sabit magnetik alan ($B = 1 \text{ T}$) altında ve hem de magnetik alan olmaksızın R_{xx} ve R_{xy} sıcaklığa bağlı verilerinin birlikte

işlenmesigerekmektedir. R_{xx} ve R_{xy} değerlerinin aynı sıcaklık değerlerinde olması için verilerine interpolasyon uygulandı.

Sıcaklığa bağlı direnç ölçümlerinde örnek üzerine uygulanan elektrik alan örneğin ısınmasına yetmeyecek kadar düşük değerdedir. Grafen örnekler için Hall ve boyuna direnci sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçüldü. Örneklerin boyuna dirençlerinin sıcaklığa bağlı davranışı benzerdir. Boyuna dirençler 0-50 K aralığında sıcaklıktan neredeyse bağımsız 50 K ve üzerindeki sıcaklıklarda ise hızlı bir artış gözlenmektedir. Bu durum iki boyutlu bir sistemin davranışındır [43].



Şekil 5.3. SiC alttaşı üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin sıcaklığa bağlı (a) magnetik uygulanmadan enine ve boyuna direnci (b) 1 T magnetik alan altında Enine ve boyuna direnci (c) Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri (d) Alttaşı farklı bölgesinden elde edilmiş Grafen/SiC örneğinin Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri (Örnek üzerine $I = 5 \mu\text{A}$ akım uygulanmıştır.)



Şekil 5.4. SiO₂/Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin sıcaklığa bağlı (a) magnetik uygulanmadan enine ve boyuna direnci (b) 1 T magnetik alan altında Enine ve boyuna direnci (c) Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri (Örnek üzerine $I = 50 \mu\text{A}$ akım uygulanmıştır.)

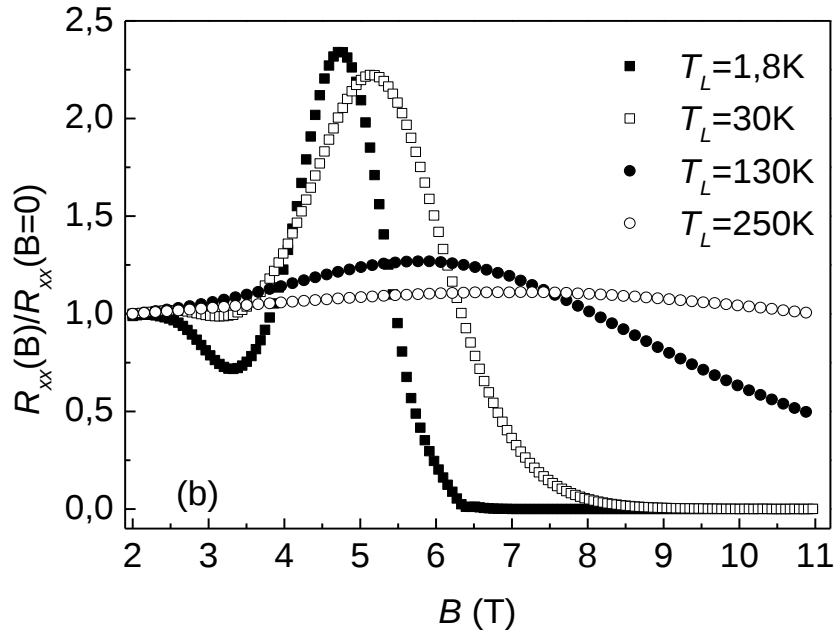
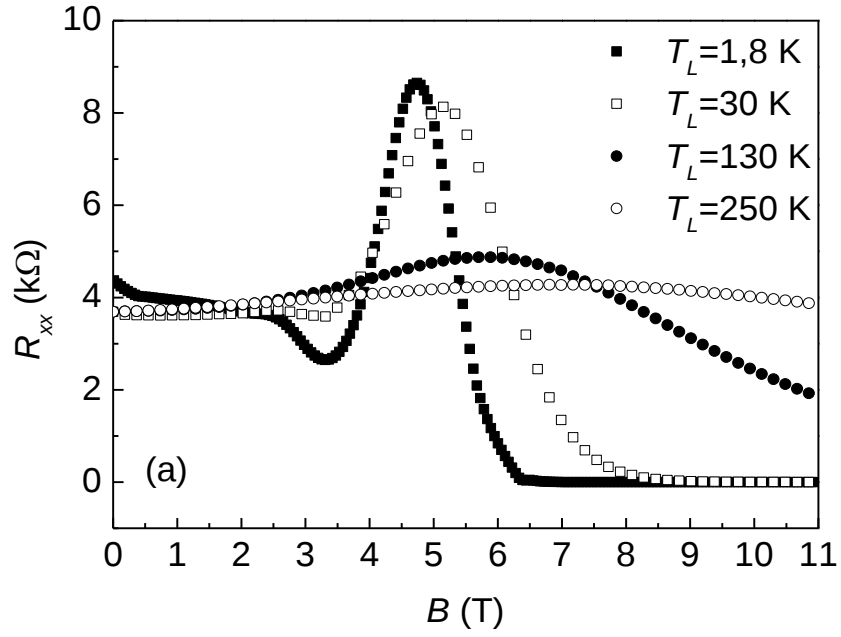
SiC ve SiO₂/Si alttaşlar üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneklerin Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu Hall ölçümleriyle belirlendi. Ölçümler sabit bir magnetik alan altında yapıldı. SiC/Grafen örneğinin taşıyıcı yoğunluğu incelendiğinde 100 K sıcaklığa kadar taşıyıcı yoğunluğu sabit, 100 K üzerinde taşıyıcı yoğunluğu monotonik bir şekilde arttığı gözlenmiştir. Benzer şekilde Si/SiO₂/Grafen örneğine ait taşıyıcı yoğunluğu eğrisi incelendiğinde benzer duruma sahip olduğu görülmektedir. Örneğin 30 K civarlarına kadar sabit bir taşıyıcı yoğunluğu ve bu sıcaklık değerinden sonra hızlı bir artışla taşıyıcı yoğunluğunun arttığı gözlenmiştir. Bu taşıyıcı yoğunluğunun sıcakla artışı termal olarak üretilmiş taşıyıcılardan meydana gelir. Hall mobilitesi davranışı düşük sıcaklıklarda

yüksek bir mobilitte değerindeyken SiC alttaş üzerine 100 K sıcaklık değerinden itibaren mobilitte değerinde düşüş gözlemlendi. Benzer davranış Si/SiO₂/Grafen örnek 30 K sıcaklık değerine göre mobilitte değeri neredeyse sabitken bu değerin üstünde sistem ait taşıyıcıların mobilitesi hızlı bir şekilde azalmaktadır [42]. Örnekler iki boyutlu bir sistemin sıcaklığa bağlı Hall mobilitesi ve Hall konsantrasyonuna ait değişimini göstermektedir [130-133].

5.2.2. Shubnikov de Haas osilasyonları

5.2.2.1 SdH osilasyonlarının sıcaklığa bağımlılığı

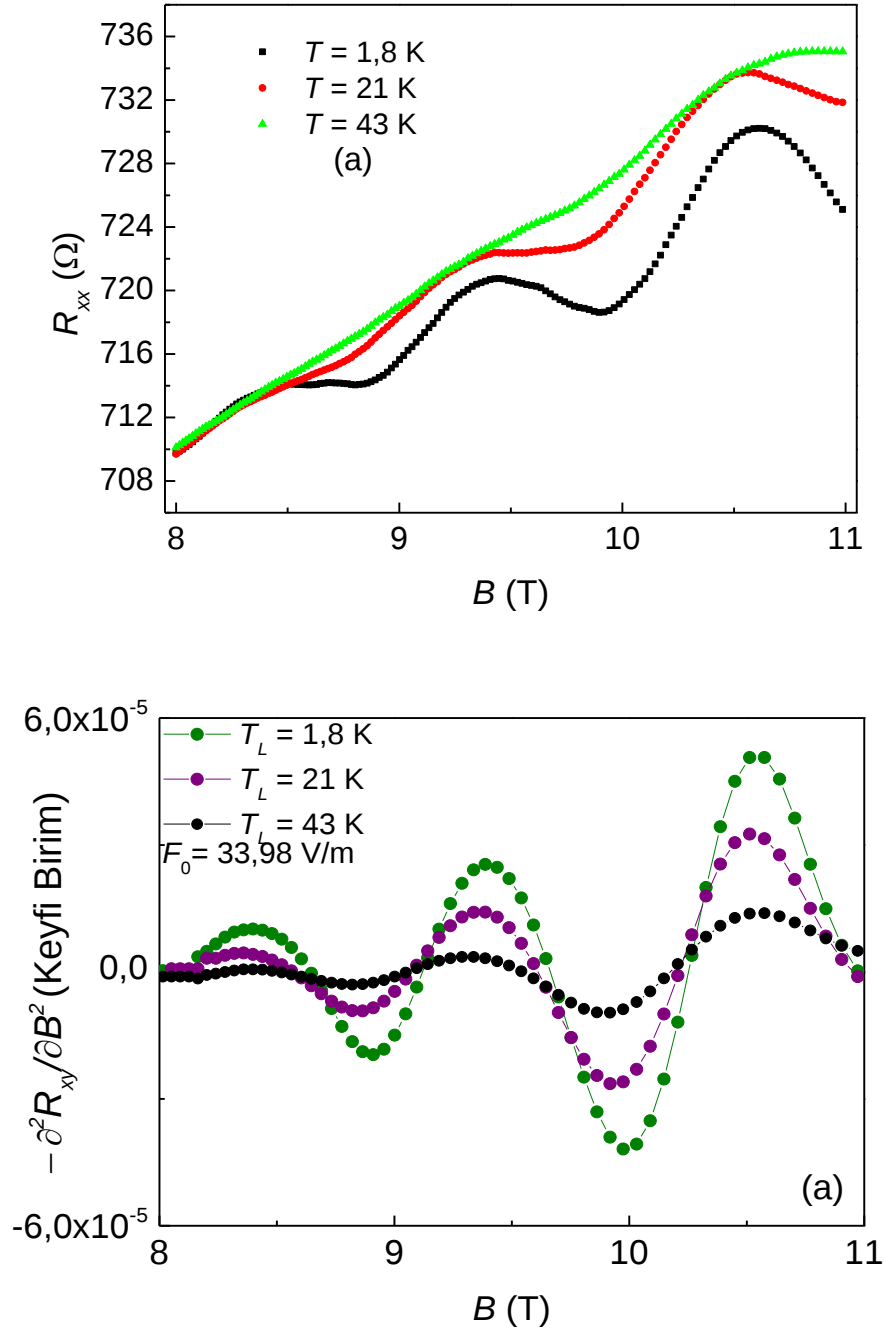
SiC alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örnek ve SiO₂/Si alttaş üzerindeki tek katman grafen örnek için magnetorezistans verileri ilk aşamada sırasıyla sabit 4,43 V/m ve 33,98 V/m değerinde elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda ölçülmüştür. SiC alttaş üzerindeki tek katman grafen için ölçülen magnetorezistans verilerinden görüldüğü üzere SdH osilasyonları 2-7 Tesla magnetik alan değerleri arasında gözlenmiştir (Şekil 5.5). Yüksek magnetik alanlarda osilasyonların harmonikleri gözlenmemiştir. SdH osilasyonlarını elde etmek için magnetorezistans eğrisinden magnetik alan uygulanmadan alınan direnç değeri verilerden çıkartılarak monotonik terim yok edilerek osilasyonlu ifade elde edilmiştir [43]. Benzer şekilde SiO₂/Si alttaş üzerindeki tek katman grafen örnek için ölçülen magnetodirenç verilerinde osilasyonlu davranış 8 T magnetik alan üzerinde görülmüştür. SdH osilasyonlarını elde etmek için magnetodirenç verilerinin magnetik alana göre ikinci türevi alınarak artık terim yok edilerek osilasyonlar elde edilmiştir (Şekil 5.6).



Şekil 5.5. SiC üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin sabit elektrik alan ve farklı sıcaklıklardaki magnetik alana bağlı (a) boyuna direnç ölçümü (b) SdH osilasyonları

SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğinin R_{xx} boyuna direncinin arka plan değerleri magnetik alana bağımlılığı oldukça kuvvetlidir. Bu davranış üç boyutlu taşıyıcıların paralel iletim yaptığının göstergesidir. Bu iletim Grafen katmanı ve SiO₂/Si alttaş arasında gerçekleşmektedir [133-139]. Grafen katmanları CVD sistemde

bakır folyo üzerinde büyütülmüştür ve SiO₂/Si üzerine aktarılmıştır. Bu aktarma işlemi sırasındaki bakır atomları grafen ve SiO₂ dielektrik malzeme arasında olabilir. Bu durumda 2D taşıyıcılar bu katman arasındaki bakır atomlarından gelebilir [42].

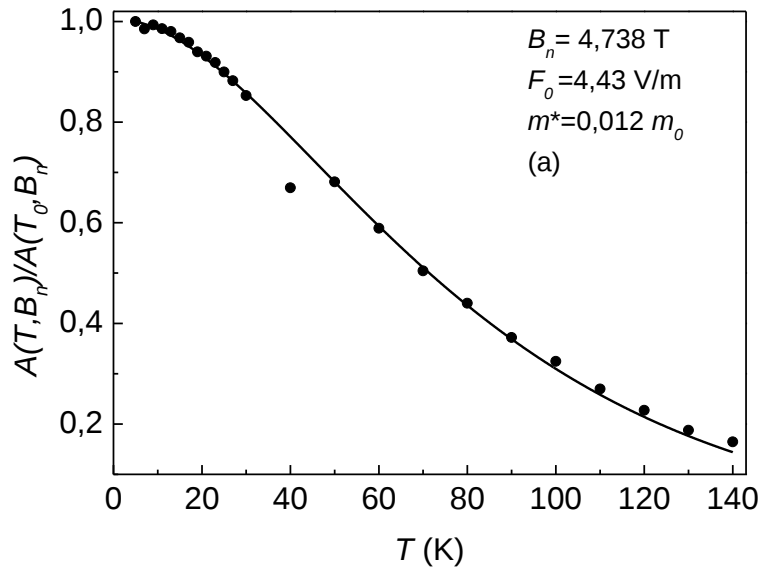


Şekil 5.6. SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğin (a) sabit elektrik alan ve farklı sıcaklıklardaki ve (b) Sabit örgü sıcaklığında farklı elektrik alanlardaki magnetorezistans ölçümleri

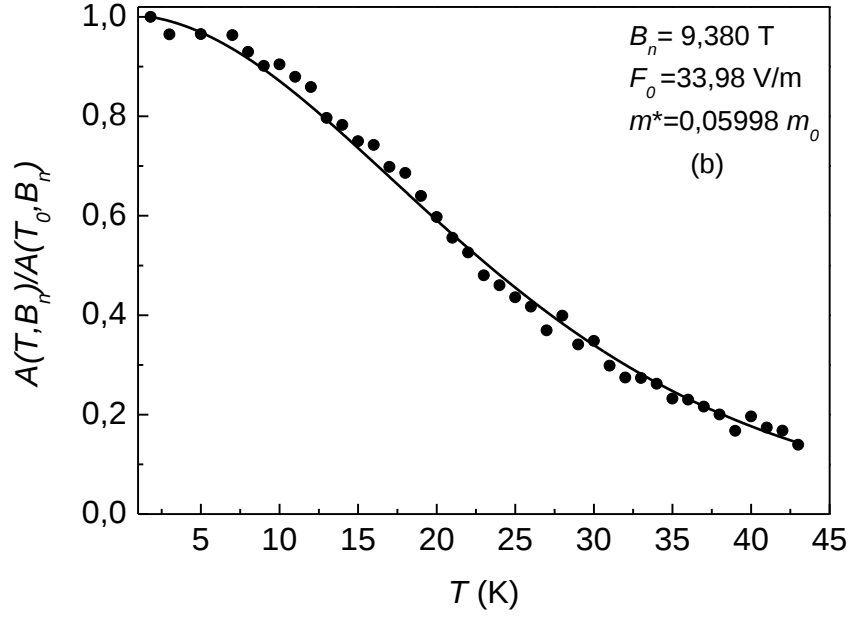
5.2.2.2 SdH osilasyonları kullanılarak etkin kütle tayini

SdH osilasyonları kullanılarak elde edilen etkin kütle tayini yapılabilmesi için osilasyon genliğinin değişimine $A(T, B_n)$ ihtiyaç vardır. Burada B_n belirli bir Landau seviyesinin bulunduğu yani osilasyon piklerinin bir tepe noktalarısına ait magnetik alan değeridir. Etkin kütle elde edilebilmesi için osilasyonlar sabit elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda tekrarlanmalıdır. Osilasyonların elde edildiği en düşük örgü sıcaklığındaki (T_{L0}) osilasyon genliği $A(T_{L0}, B_n)$ olmak üzere diğer sıcaklıklardaki osilasyon genliğinin oranlanması sonucunda $A(T, B_n)/A(T_{L0}, B_n)$ osilasyonların bağıl genliği elde edilir. Elde edilen sıcaklığa bağlı bağıl genlik ifadesinin Eşitlik 2.4 kullanılarak elde edilen kuramsal eğri ile karşılaştırılması sonucunda etkin kütle elde edilmektedir.

SiC üzerine büyütülen tek katman grafen örneğine ait analizde bu değer $0,012m_0$ olarak bulunmuştur. SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğine ait taşıyıcıların etkin kütlesi $0,0599m_0$ olarak bulunmuştur. Borghi ve arkadaşları [140] düşük taşıyıcı yoğunluğunda tek katman grafen tabakalarında Fermi yüzeyi etkin kütlelerinin kaybolduğunu göstermiştir. Tez kapsamında yapılan çalışmalarımızda yüksek iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna sahip grafen katmanda düzlem için etkin kütlelerin kaybolmadığı görülmüştür. Magnetik alan aralığında düzlem içi etkin kütlelerin magnetik alandan bağımsız olduğu görülmüştür.



Şekil 5.7. (a) Grafen/SiC (b) Grafen/SiO₂/Si örnekleri için sıcaklığa bağlı SdH osilasyonları bağıl genliğinin değişimi



Şekil 5.7. (Devam) (a) Grafen/SiC (b) Grafen/SiO₂/Si örnekleri için sıcaklığa bağlı SdH osilasyonları bağlı genliğinin değişimi

5.2.2.3 SdH osilasyonlarından iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğunun ve Fermi enerji seviyesinin elde edilmesi

SdH osilasyonlarının elde edilen osilasyon periyotları kullanılarak Fermi enerjisi ile altband arasındaki enerji farkı, İki boyutlu taşıyıcıların yoğunluğu elde edilebilir. SdH osilasyonlarının periyodu iki farklı yöntem kullanılarak bulunabilir. Bu yöntemler:

1.) Osilasyonlara ait tepe noktaları sırasıyla numaralandırılır. Numaralandırılan piklerin magnetik alan değerleri (B_n) belirlenir. Pik numaralarına karşı $1/B_n$ grafiği çizdirilir ve eğimi bulunur. Elde edilen eğim değeri osilasyon periyoduna eşittir.

2.) Ölçülen magnetik alana bağlı boyuna direnç verilerine Fourier dönüşümü uygulayarak osilasyona ait periyod elde edilir [40–43, 75-77]. FFT algoritması, magnetik alana bağlı boyuna direnç verilerinin magnetik alana göre eşit aralıklı ve veri sayısı $2r$ ($r=1,2,3\dots$) olmasını gerektirmektedir. Osilasyon periyodu Fourier spektrumundaki pik yerlerinden

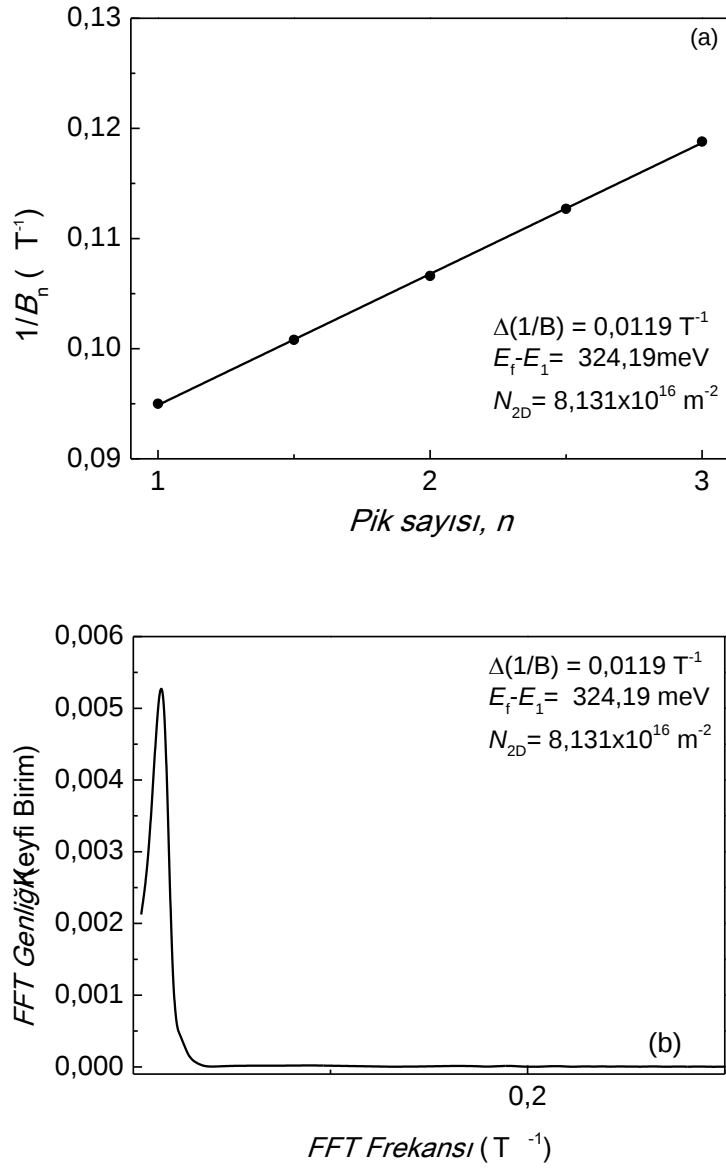
$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{R(\Delta t)}{t-1} \quad (5.4)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplandı [41]. Burada $R=2^r$ veri sayısı, $\Delta(t) = (1/B_{min} - 1/B_{maks})/R$ örnekleme aralığı (T^{-1}) ve t , FFT güç spektrumunda pikin meydana geldiği ve yatay eksenden okunan sayıdır.

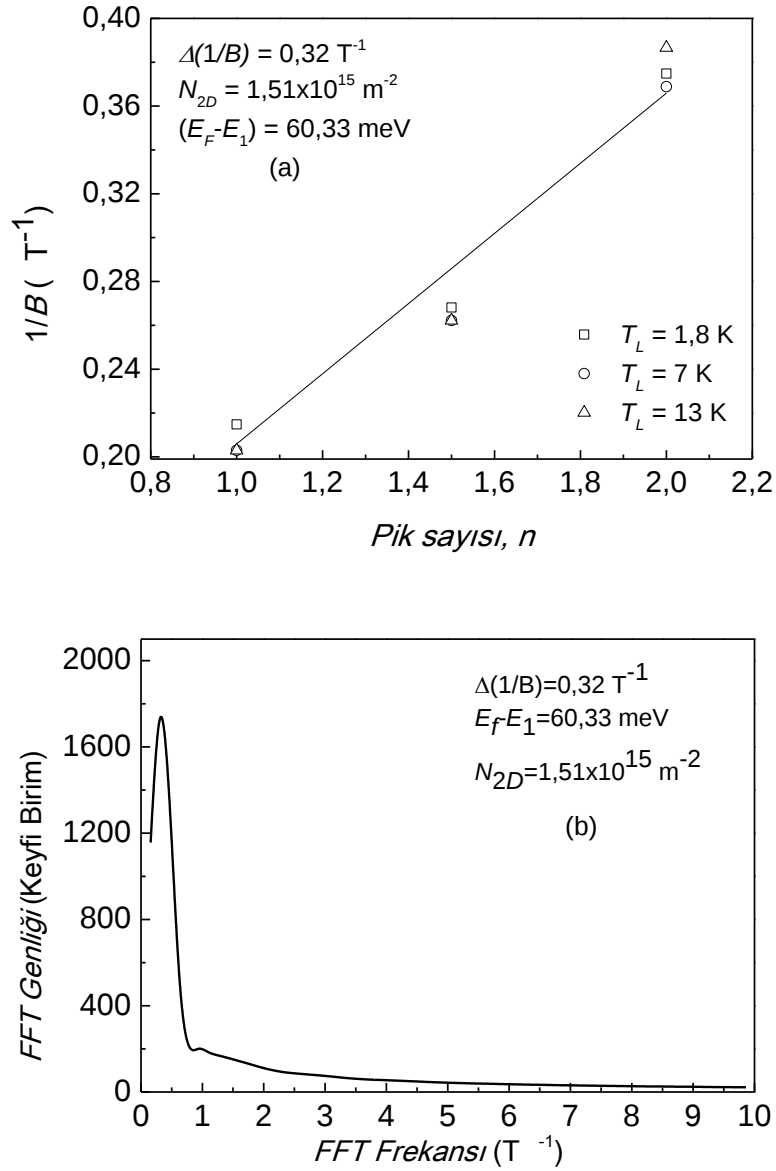
SdH osilasyonların periyotları sıcaklığa bağlı değildir. Bu davranış iki boyutlu taşıyıcılarından sıcaklıktan bağımsız olduğunu gösterir. 2D taşıyıcı yoğunluğu, N_{2D} , SdH periyodu kullanılarak eşitlik 2.9 ile hesaplanmıştır. N_{2D} taşıyıcı yoğunluğu kullanılarak bulunan etkin kütle, aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$m^* = \sqrt{\frac{\pi N_{2D} \hbar^2}{v_f^2}} \quad (5.5)$$

Burada $v_F = 1,1 \times 10^6$ m/s değeri literatürden alınmıştır [41,42]. SiO₂/Si altaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğinin taşıyıcı yoğunluğu, etkin kütlesi ve $(E_F - E_1)$ sırasıyla 1,8 K sıcaklıkta $8,13 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $0,0532m_0$ ve 324,19 meV olarak bulunmuştur [42]. SiC altaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneği için elde edilen veriler kullanılarak bulunan iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu, etkin kütlesi ve $(E_F - E_1)$ sırasıyla 1,8 K sıcaklıkta $1,51 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, $0,013m_0$ ve 60,33 meV olarak bulunmuştur [43]. Her iki örnek grubu için SdH osilasyonlarının bağıl genliği kullanılarak elde edilen etkin kütle değerleri periyot ifadesinden bulunan etkin kütlelerle uyum içindedir.



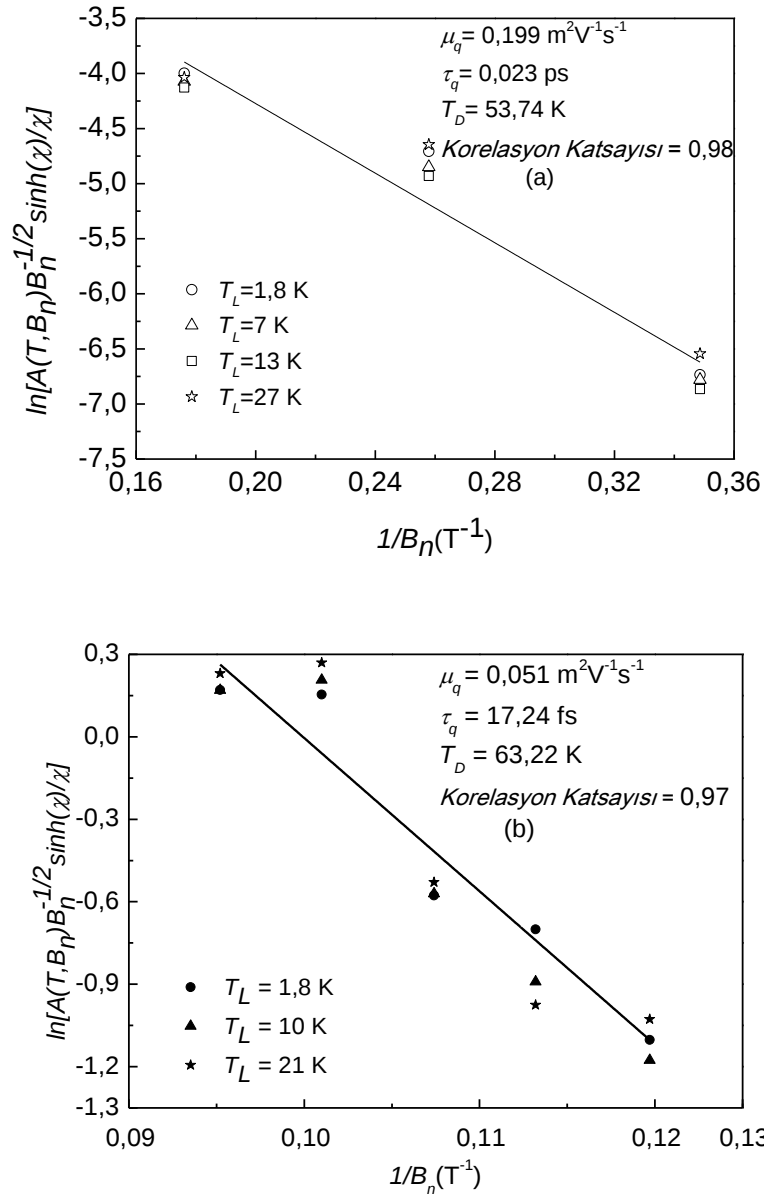
Şekil 5.8. SiO_2/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneğinin (a) Pik numaralarına karşı $1/B_n$ grafiği (b) FFT analizi grafiği



Şekil 5.9. SiC alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen örneğinin **(a)** Pik numaralarına karşı $1/B_n$ grafiği **(b)** FFT analizi grafiği

5.2.2.4 SdH osilasyonları ile 2D taşıyıcıların kuantum ömrü

Kuantum ömrü taşıyıcı saçılma mekanizmaları ile ilişkilendirilen potansiyeller tarafından oluşan Landau seviyesi genişlemeleri hakkında bilgi vermektedir. Kuantum ve iletim ömrü sırasıyla SdH ve düşük alan Hall etkisi ölçümleriyle elde edilmiştir. Kuantum ömrü toplam saçılma oranı bilgi vermektetedir. τ_q ve τ_t arasındaki ilişki, sistemdeki 2D elektronların (2DEG) karmaşık saçılma durumları hakkında bilgi vermektedir [41-45, 59].



Şekil 5.10. (a) SiC alttaşı üzerine büyütülen (b) SiO₂/Si alttaşı üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneklerinin Dingle çizimleriyle 2D taşıyıcı ömrünün elde edilmesi

Dingle grafiği çizimlerinden Dingle sıcaklığı, kuantum mobilete ve kuantum ömrü elde edilir. Şekil 5.10 da farklı alttaşlar üzerine büyütülmüş grafen örneklerin Dingle grafiği gösterilmiştir. Eşitlik 2.16 ile deneysel veriler ile oldukça iyi uyum sağlamıştır. Deneysel verilerin lineer davranışı kuantum ömrünün magnetik alandan bağımsız olduğunu göstermektedir. Verilerin analizinde deneysel SdH osilasyonlarından elde edilmiş etkin kütle değerleri kullanılmıştır. Dingle grafiği çizimleriyle SiC alttaşı üzerine büyütülmüş

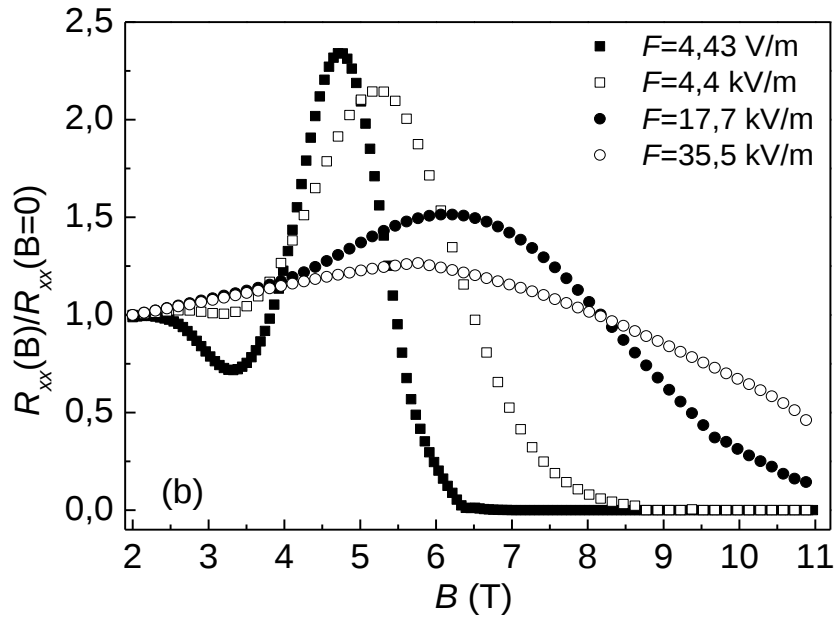
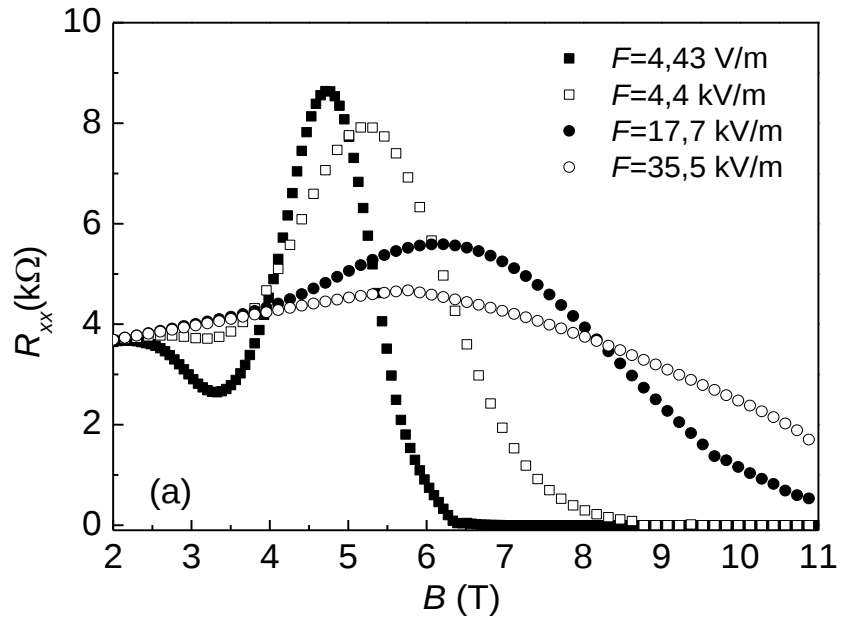
ve SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örnekleri için Dingle sıcaklıkları, kuantum mobiliteleri, kuantum ömürleri, iletim ömürleri ve τ_t/τ_q Tablo 5.1’de verilmiştir. Dingle sıcaklığı ve kuantum mobilitesi değerlerinin hepsi magnetik alan ve sıcaklık değerlerinden bağımsız olarak görülmüştür. Bulunan oran daha önceki araştırmalarda da SiO₂/Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katman grafen uyum içerisinde [141]. Üç boyutlu yüklerden saçılma, paralel iletim kaynağı Grafen ile alt tabaka arasındaki yükler olarak görülür, SiO₂/Si alt taşının üzerindeki tek tabakalı grafen 2D taşıyıcılar ile hareketliliğini sınırlanmaktadır. SiO₂/Si alt tabakalarına mekanik olarak soyalan edilen tek katmanlı grafen tabakalarında τ_t ve τ_q arasındaki sistematik bir karşılaştırma yapılmıştır. [141]. SiO₂/Si numuneleri üzerindeki tek katmanlı grafendeki mobilitenin, grafen levhanın 2 nm’inde kalmış yüklerden saçılmasıyla sınırlandırıldığını önermişlerdir. SiC alttaş üzerine büyütülen grafen örnek için küçük açı saçılması ile elektronlar saçılmaktadır. Örnek olarak uzun menzil Coulomb saçılmaları verebilir. Benzer durum farklı grafen örneklerde gösterilmiştir [33, 41]

Tablo 5.1. SiC alttaş üzerine büyütülen ve SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş tek katman grafen örneklerinin Dingle çizimleriyle elde edilen fiziksel parametreler

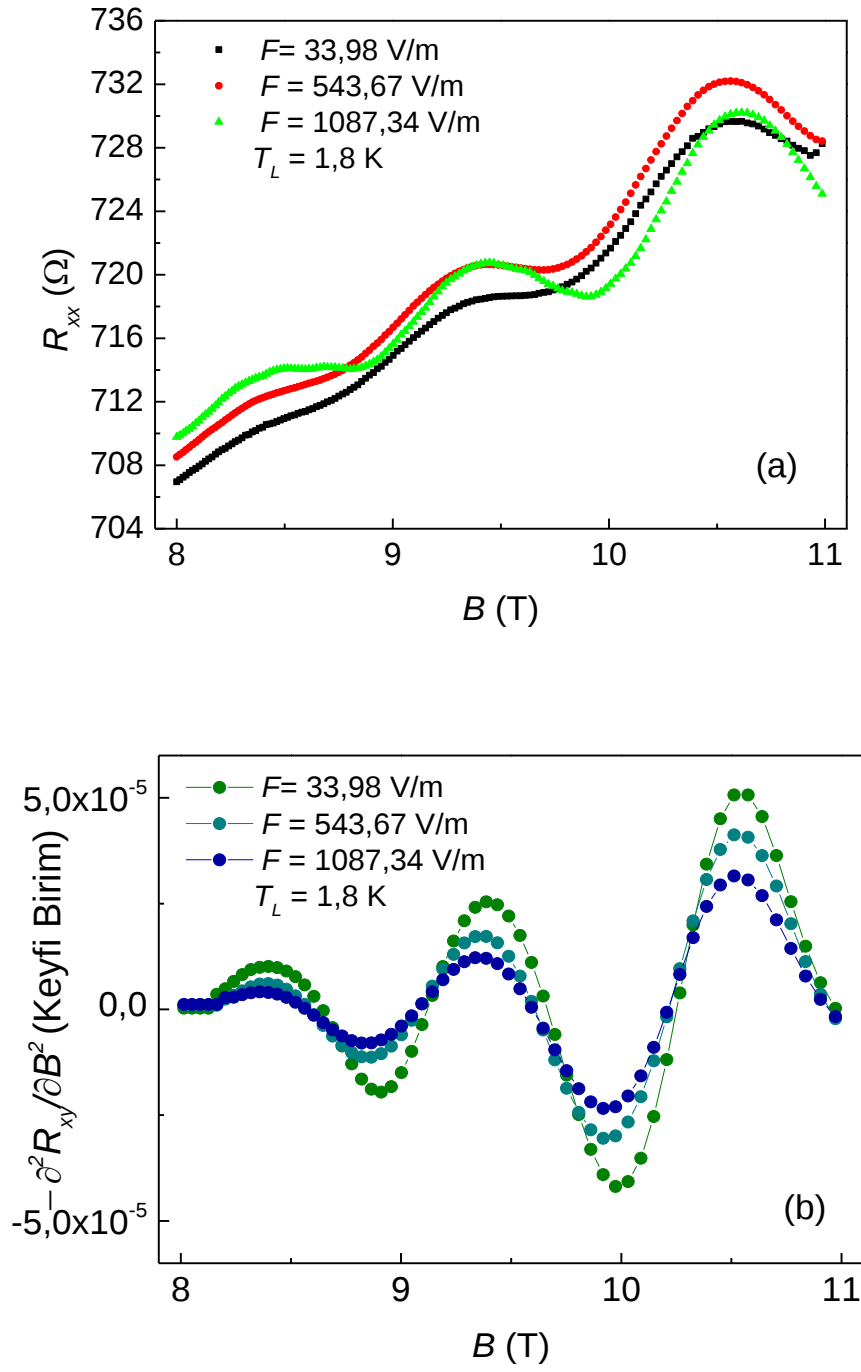
	Grafen/SiC	Grafen/SiO ₂ /Si
<i>Dingle Sıcaklığı, T_D (K)</i>	53,74	63,22
<i>Kuantum Mobilitesi, μ_q (m²V⁻¹s⁻¹)</i>	0,199	0,051
<i>Kuantum Ömrü, τ_q, (fs)</i>	23	17,24
<i>İletim Ömrü, τ_t, (fs)</i>	25	56,80
<i>τ_t/τ_q</i>	1,09	3,29

5.2.2.5.SdH osilasyonlarının elektrik alana bağımlılığı

SdH osilasyonlarının elektrik alana bağlı davranışı incelenirken en düşük sabit sıcaklıkta örnek üzerine uygulanan akım değeri değiştirilmektedir. Örnek üzerine uygulanan akım ile $R_{xx}(B=0)$ direnç değeri kullanılarak akım değerine karşılık gelen elektrik alan değeri bulunmaktadır. Elektrik alanın artması ile 2D taşıyıcılar ısınır ve SdH osilasyonları genliği azalır. Elektrik alana bağlı bağıl genlik iki örnek içinde benzer davranışı göstermiştir. Elektrik alan artmasıyla bağıl genliğin azaldığı literatürde farklı örnekler içinde geçerlidir [43, 75-77, 124, 130, 131]. Sıcaklık en düşük örgü sıcaklık değeri sabit tutularak, örneğe uygulanan elektrik alana bağlı SdH osilasyonları ölçümleri yapıldı.



Şekil 5.11. SiC/Grafen örneğinin farklı elektrik alanlarda sabit sıcaklıkta magnetik alana bağlı (a) boyuna direnç verileri (b) SdH osilasyonları

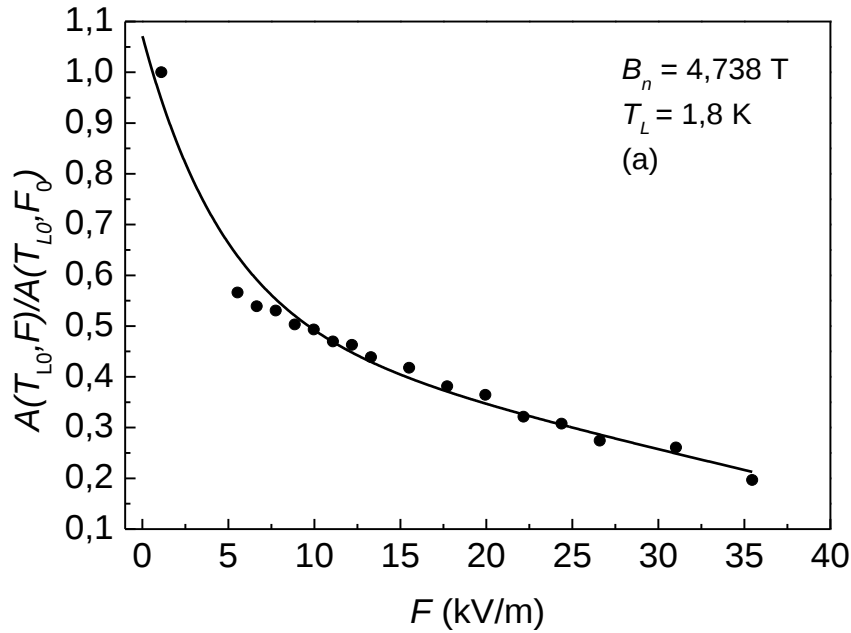


Şekil 5.12. Grafen/SiO₂/Si örneğinin farklı elektrik alanlarda sabit sıcaklıkta magnetik alana bağlı (a) boyuna direnç verileri (b) SdH osilasyonları

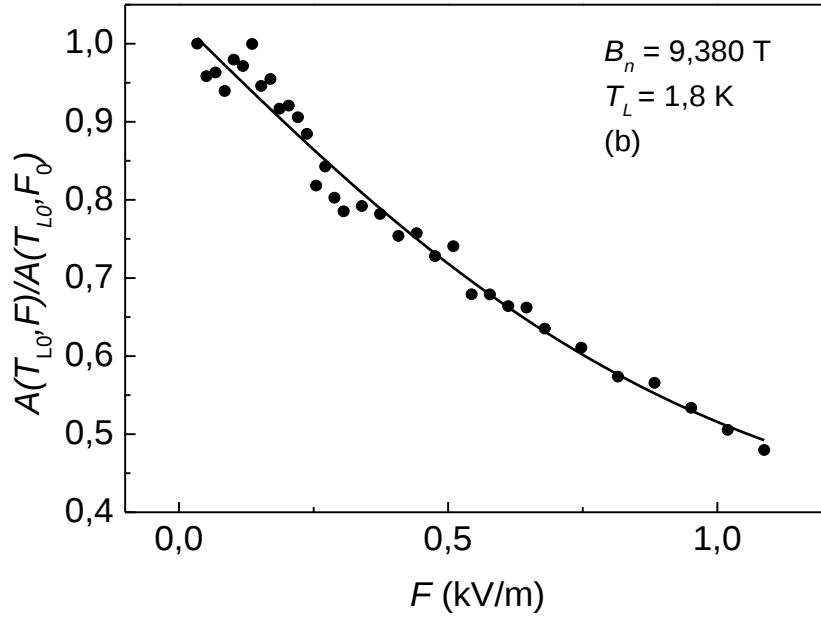
5.2.3. Elektrik alana bağıl sıcak elektron sıcaklıklarının bulunması

SiC altaş üzerine büyütülmüş ve Si/SiO₂ altaş üzerine yerleştirilmiş grafen örneklerinin için elektrik alana bağıl SdH bağıl genliği bulunurken en düşük sabit örgü sıcaklığı altında örnek üzerine farklı akım değerleri uygulanmıştır. Örnek üzerine düşen elektrik alan belirlenmesinde örneğin litografi sonucunda elde edilen boyutu ve magnetik alan uygulanmadığı sırada ölçülen boyuna direnç değerleri kullanılmıştır. Elde edilen elektrik alan değerlerine göre belirli bir osilasyon pikine ait tepe noktasının genlik değerlerinin oranlanması ile elektrik alana bağıl bağıl osilasyon genliği elde edilmiştir.

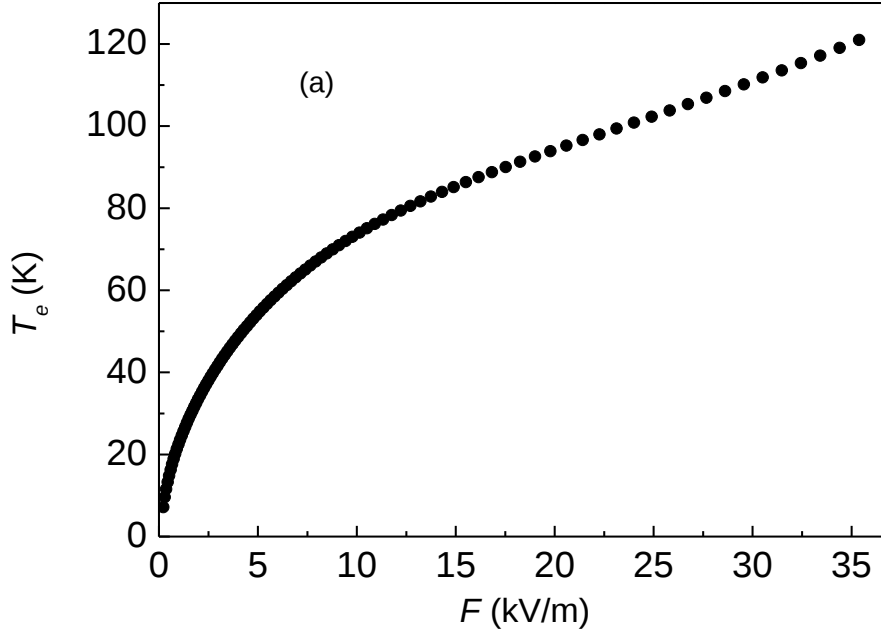
SdH osilasyonlarının belirli bir pikinin bağıl genliğinin sıcaklıkla azalması veya elektrik alan altında azalması elektrik alana bağıl taşıyıcı sıcaklığının bulunması hakkında bilgi vermektedir. Bağıl genliklerin karşılaştırılması sayesinde elektrik alana karşılık gelen sıcaklık elektron sıcaklığı olarak adlandırılır. Sisteme uygulanan bir elektrik alanın taşıyıcıları ne kadar ısıtacağı hakkında bilgi vermektedir.



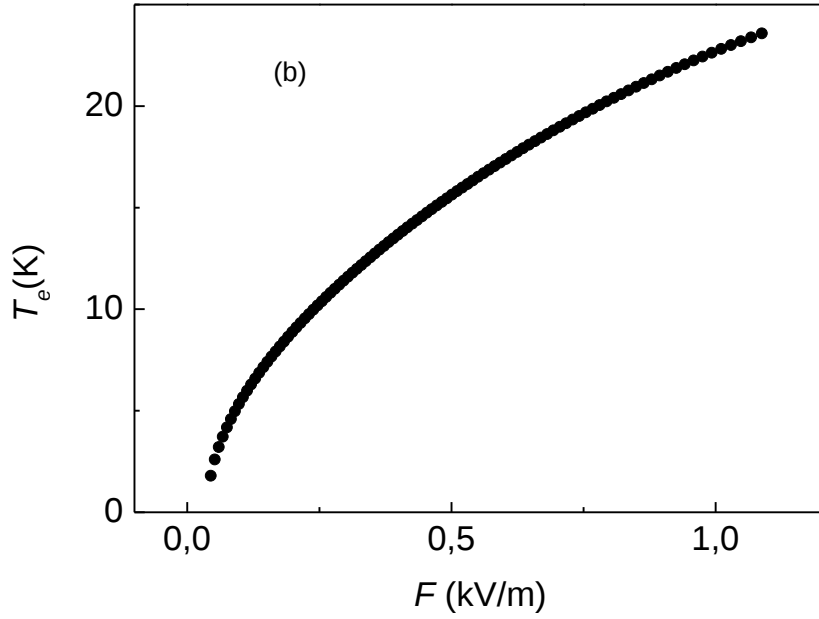
Şekil 5.13. (a) SiC altaş üzerine büyütülmüş **(b)** SiO₂/Si altaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri için elektrik alana bağıl SdH bağıl genliği



Şekil 5.13. (Devam) (a) SiC alttaş üzerine büyültülmüş (b) SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri için elektrik alana bağlı SdH bağıl genliği



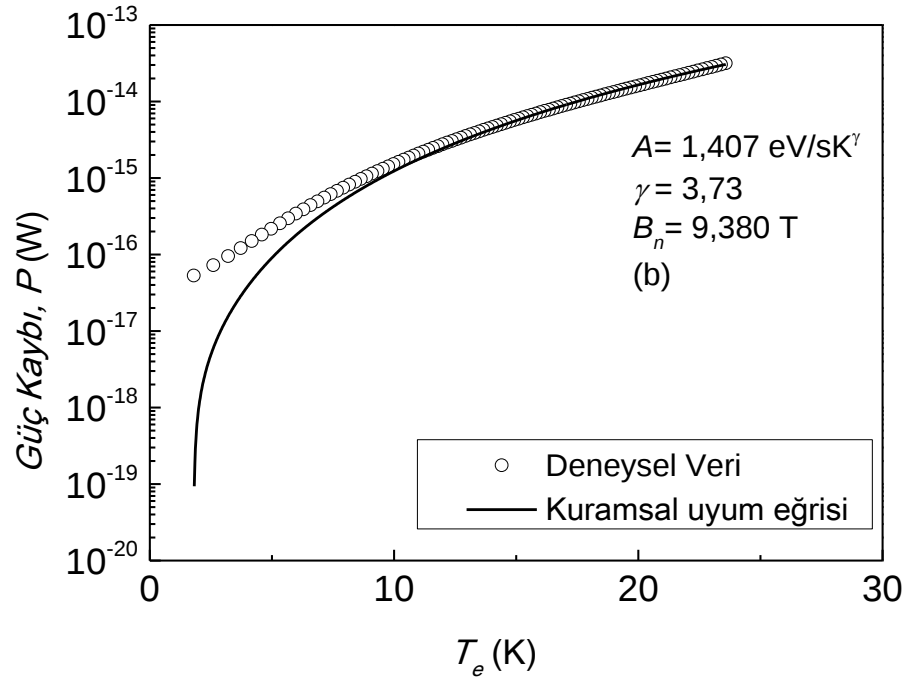
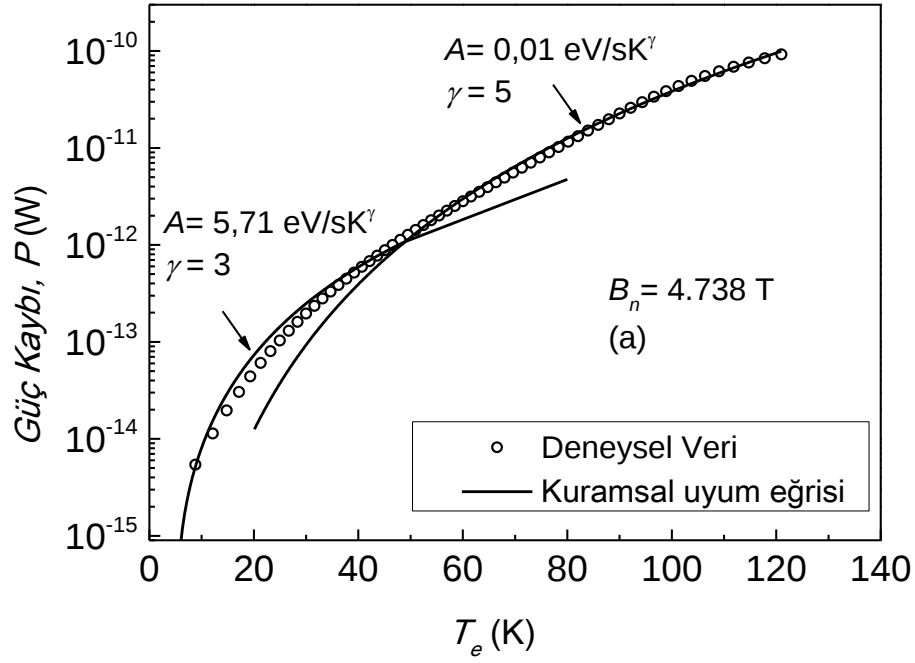
Şekil 5.14. (a) SiC alttaş üzerine büyültülmüş (b) SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı



Şekil 5.14. (Devam) (a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekleri elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı

5.2.4. Deneyisel güç kaybı

Elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı eğrisi kullanılarak elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı eğrisi elde edilebilmektedir. Grafen örnekler üzerine uygulanan elektrik alan arttıkça elektron sıcaklığının arttığı gözlenmiştir. Bu tür davranış farklı kuramsal varsayımlarla uyum içindedir [43, 77, 130, 131]. Elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı elde etmek için eşitlik 2.18 kullanılmıştır. Eşitliğe göre elektron başına giriş gücü elektrik alanın karesine ve iletim mobilitesine bağlıdır. Bu durumda elektron sıcaklığına bağlı elektron sıcaklığı ve Hall mobilité ölçümleri kullanıldığında iki farklı alttaş için güç kaybı eğrileri Şekil 5.15’de verilmiştir. Deneyisel güç kaybı verileri Eşitlik 3.20’den elde edilmiş kuramsal uyum eğrisi karşılaştırılması sonucunda bulunan üstel γ terimi sıcak elektronların hangi saçılma mekanizmasının soğuma sürecinde baskın olacağı hakkında bilgi vermektedir. Bu durumda Şekil 5.15’de örneklerin üstel terimlerinin değerini vermektedir. SiC alttaş üzerine büyütülmüş grafen örneği 50 K sıcaklığının altında perdelenmemiş piezoelektrik saçılması, 50 K üzerinde ise Perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılma gözlenmiştir. Si/SiO₂ alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekte perdelenmemiş piezoelektrik saçılması görülmüştür.



Şekil 5.15. *SdH osilasyonların karşılaştırılması kullanılarak elde edilmiş (a) SiC alttaş üzerine büyütülmüş (b) SiO₂/Si alttaş üzerine yerleştirilmiş Grafen örnekler için güç kaybı. (Sürekli çizgiler Eşitlik 3.20 kullanılarak elde edilmiş kuramsal uyum eğrileridir.)*

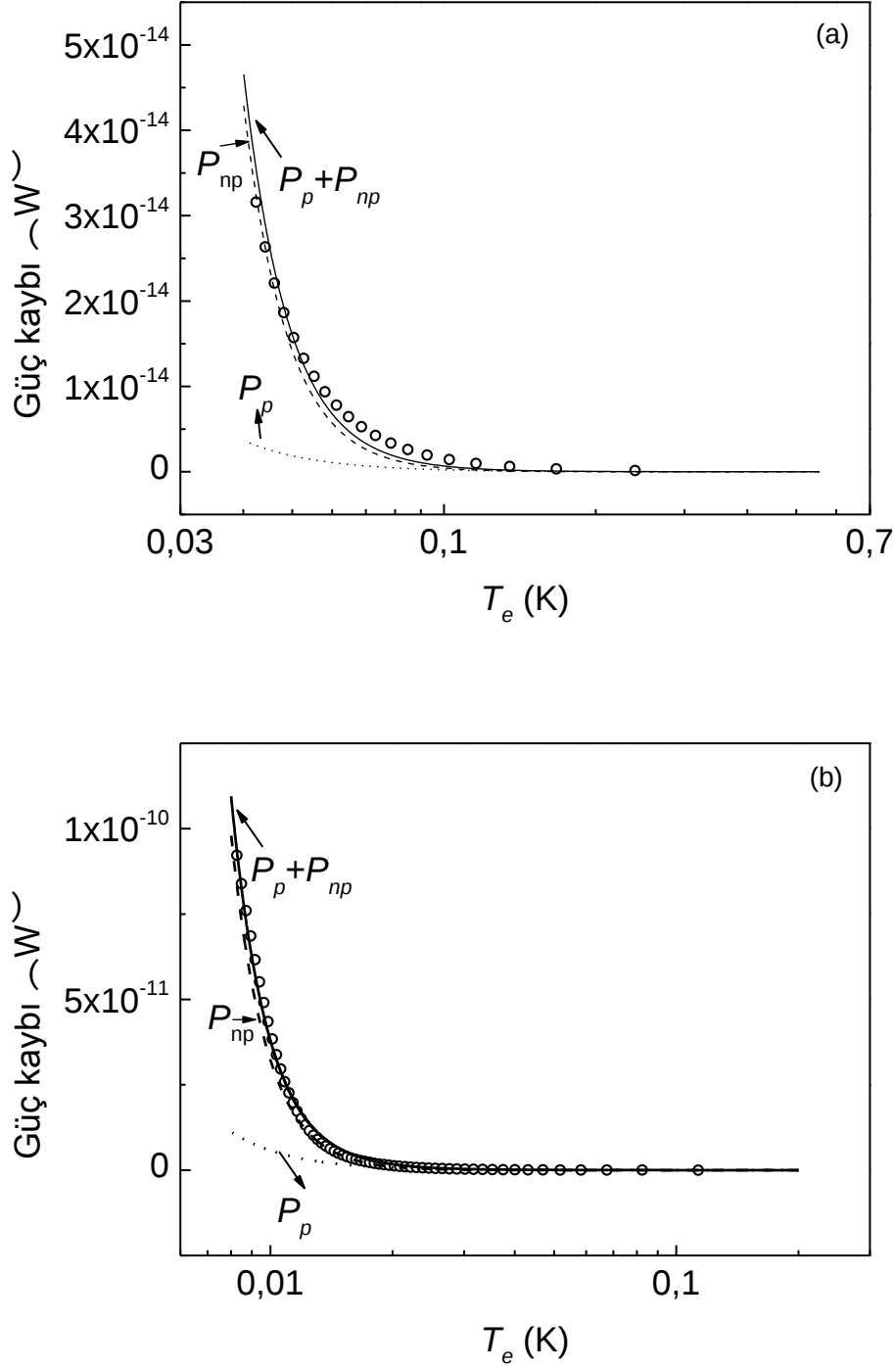
5.2.5. Teorik güç kaybı

Güç kaybı mekanizmalarında çok düşük sıcaklıklarda fonon soğurulmasına bağlı süreçler engellenmiştir ve sadece küçük açı saçılmaları izinlidir [63]. Grafen örnekler için güç kaybı düşük sıcaklık bölgesi ile uyum içindedir. Bloch-Gruneisen bölgesinde güç kaybının perdelenmemiş deformasyon potansiyeli ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılması ile orantılı olduğu gösterilmiştir [142]. Yapılan hesaplama için kullanılan ifadelerden etkin kütle ve iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu ifadeleri deneysel olarak elde edilen değerleri, grafen örneklerle ait akustik fonon deformasyon potansiyeli ($\mathcal{E}=16$ eV), ses hızı ($V_S = 2 \times 10^4$ m/s) ve kütle yoğunluğu ($\rho = 7,6 \times 10^{-7}$ kgm⁻²) değerleri [142], kullanılmıştır. Piezoelektrik gerginlik sabitleri ve elastik sabitleri SiC ve SiO₂/Si alttaşa ait parametreler kullanılmıştır (Tablo 5.2.) [143-145]. Hesaplamalarda iki boyutlu elektronların hareket erimi (L_z) uyum parametresi olarak seçilmiştir.

Grafen örnekler için alçak sıcaklık bölgesindeki güç kaybı mekanizmalarının polar ve non polar analitik ifadeleri incelenmiştir. Bu incelemede deneysel güç kaybı mekanizmalarının alçak sıcaklık güç kaybı terimleriyle uyum sağladığı görülmüştür. Bu sonuç literatürde diğer araştırmacıların bulmuş olduğu sonuçlar ile uyum içindedir [142, 143]. Sonuç olarak veriler bize düşük sıcaklık bölgesinde enerji durulmalarının karışık perdelenmiş piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşimleri aracılığı ile akustik fonon emisyonu olduğu göstermektedir [145].

Tablo 5.2. Tek katman grafen örneklerin Güç kaybı mekanizması için kullanılan alttaşlara ait parametreler[143, 144, 145]

Parametre	SiC [143,144]	SiO ₂ /Si [143,145]
Statik dielektrik sabiti, ϵ_s (ϵ_0)	9.66	3.9
C_{11} (GPa)	501	86.80
C_{12} (GPa)	111	7.04
C_{44} (GPa)	163	58.2
e_{14} (C/m ²)	0.345	0.041

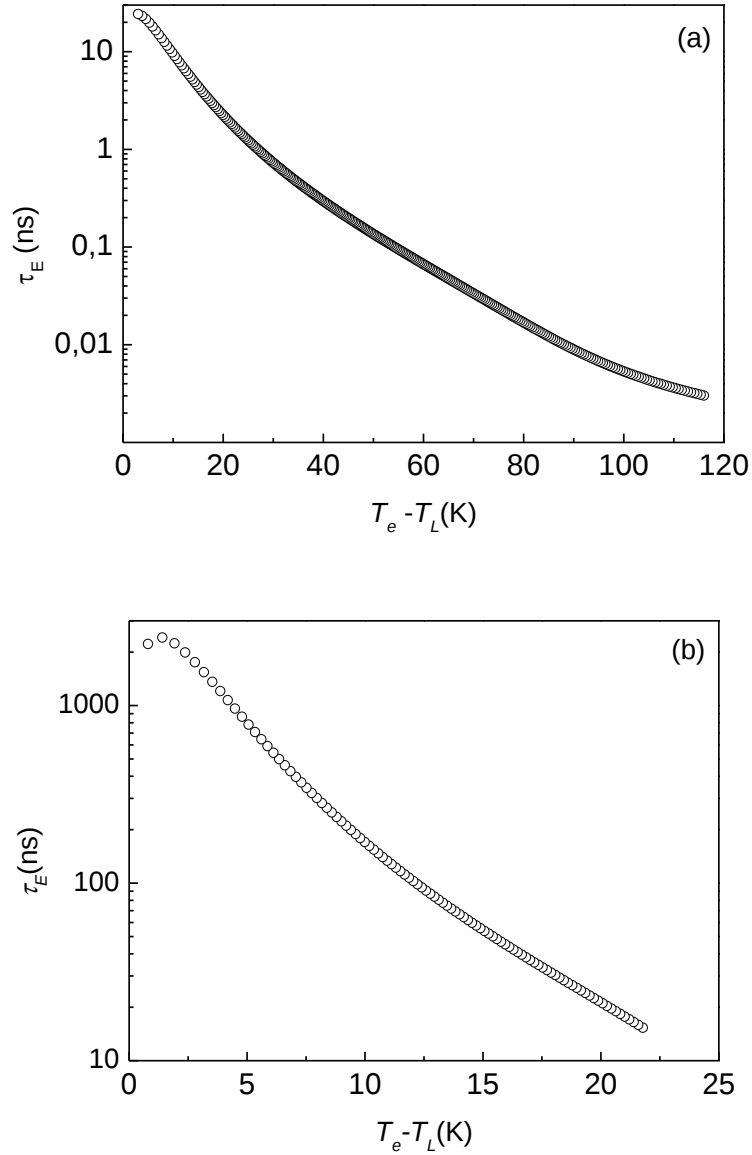


Şekil 5.16. (a) SiC alttaş üzerine, **(b)** SiO₂/Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katmanlı grafen örnekleri için DeneySEL güç kaybı mekanizmaları ile Hesaplanan güç kaybı mekanizmalarının karşılaştırılması. İçeri boş daireler deneySEL güç kaybı verileridir. Tam, tireli ve noktalardan oluşan eğriler sırasıyla düşük sıcaklık bölgesinde elektron başına toplam güç kaybı, perdelenmemiş deformasyon potansiyeli ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılma kullanılarak hesaplanan güç kaybı eğrileridir.

Enerji durulma zamanı (τ_E) güç kaybı ölçümlerinin kullanılması ile bulunabilir [43, 44, 77, 130, 131].

$$P = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{\tau_E} \frac{(k_B T_e - k_B T_L)}{k_B T_e} \quad (5.6)$$

Burada $\langle \hbar\omega \rangle = 2^{1/2} \hbar V_s k_F$ Fermi yüzeyi boyunca ortalama akustik fonon enerjisidir. Enerji durulma zamanını elde edilebilmesi için deneysel olarak elde edilen elektron sıcaklığına bağlı güç kaybı verileri kullanılmıştır.



Şekil 5.17. (a) SiC alttaş üzerine, **(b)** SiO₂/Si alttaş üzerine büyütülmüş tek katmanlı grafen örnekleri için elektron sıcaklığına bağlı enerji durulma zamanı.

6. TARTIŞMA VE SONUÇ

Farklı alttaşlar üzerine büyütülmüş grafen örneklerin elektronik özelliklerini ve güç kaybı mekanizmalarını incelemek için galvonomagnetik ölçümleri yapıldı. Grafen katmanının varlığını ve katman sayısını tespit etmek amacıyla Raman ölçümleri yapıldı.

Raman ölçümlerinde yapının G ve 2D pikleri incelenmiştir. Yapılan analizlerde G piki sayesinde grafen katmanının varlığı kanıtlandı. 2D pikinden geçirilen tek bir Lorentzian uyum eğrisi ile yapının tek katmandan oluştuğu görüldü. Yapının kalitesi 2D piki ile G pikinin oranlanmasıyla anlaşıldı.

Klasik magnetotransport bölgesinde Hall mobilitelerini (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluklarını (N_H) bulmak için Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Sıcaklığa bağlı mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu davranışlarının iki boyutlu bir sistem davranışı olduğu tespit edildi.

Magnetik alana bağlı boyuna direnç ölçümlerinin incelenmesi ile SdH osilasyonları elde edildi. SdH osilasyonlarının periyotlarının incelenmesi sonucu yapının iki boyutlu taşıyıcı yoğunlukları (N_{2D}) ve Fermi enerjileri ($E_F - E_1$) elde edildi.

Örneklerin etkin kütleleri iki farklı yöntem ile hesaplandı. Birinci yöntem iki boyutlu taşıyıcı yoğunluklarını kullanılması ile ikinci yöntem ise SdH osilasyonlarının bağıl genliğinin sıcaklığa bağlı davranışının kullanılmasına dayanmaktadır. İki farklı yöntem ile bulunan etkin kütlelerin uyum içinde olduğu görülmüştür.

SdH osilasyonlarının genliklerinin magnetik alanla değişmesi kullanılarak örneklerin Dingle sıcaklıkları (T_D) bulundu. Dingle çizimleri ile sistemin Kuantum mobilitesi (μ_q) elde edildi. Deneysel olarak etkin kütle yardımıyla Kuantum ömrü (τ_q) elde edildi. Kuantum ömrünün örgü sıcaklığı, magnetik alan ve elektrik alandan bağımsız olduğu ve değişmediği görüldü.

Elektrik alana bağlı SdH osilasyon genlikleri elde edildi. SdH osilasyonlarının bağıl genlikleri karşılaştırılması sayesinde elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı elde edildi. Bu değişim kullanılarak electron sıcaklığına bağlı güç kaybı eğrisi bulundu. Geçirilen uyum eğrisi ile deneysel eğrinin çakıştırılması sonucunda hangi saçılma altında saçıldıkları tespit edildi ve saçılmaların akustik fonon bölgesinde olduğu görüldü.

Teorik hesaplamalarda grafen örneklerin düşük sıcaklık bölgesinde enerjilerini kaybederek soğudukları görüldü. Deneysel verilerle düşük sıcaklık bölgesine ait teorik eğriler çakıştırılarak uygun güç kaybı mekanizması bulundu. Teorik hesaplamalar

yapılırken alttaşa ait gerilme sabitleri kullanılmıştır. Teorik ve deneysel veriler uyum içinde olduğu ve grafen katman üzerinde alttaş etkisinin olduğu görülmektedir.

Deneysel güç kaybı mekanizması kullanılarak sıcaklığa bağlı enerji durulma zamanları bulundu. Enerji durulma zamanları incelendiğinden SiC/Grafen örneği ~20 ns süresince Si/SiO₂/Grafen örneği ~2 µs süresinde kararlı hale gelmektedir. Elde edilen sonuçlar ışığında belirli bir elektrik alan uygulandığında SiC/Grafen örneği Si/SiO₂/Grafen örneği ile kıyaslandığında yaklaşık 100 kat daha hızlı enerjilerini kaybetmektedir. Bu sonuçlar SiC/Grafen örneğinin aygıt yapımı için daha uygun olduğunu göstermektedir

Bu doktora tez çalışmasının devamı olarak farklı alttaşlar üzerine büyütülmüş grafen örneklerin incelenmesine ve farklı tek katman yapıların (WS₂, MoS₂) araştırılması devam edilmelisi sonucunda daha verimli bir aygıt yapılması sağlanabilecektir.

KAYNAKÇA

- [1] Boehm, H. P., Fischer, C. G. O. and Hofmann, U. (1962). Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie. *Chemie. Band*, 31G.
- [2] Boehm, H. P., Setton, R. and Stumpp, E., (1994). Nomenclature and terminology of graphite intercalation compounds. *Pure & Appl. Chem.*, 66 (9), 1893-1901.
- [3] https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2010/ (Erişim tarihi: 16.11.2017)
- [4] Wilson, M., (2006). Electrons in atomically thin carbon sheets behave like massless particles. *Phys. Today*, 59(1), 21–23.
- [5] Castro Neto, A. H., Guinea, F., Peres, N. M. R., Novoselov, K. S. and Geim, A. K., (2009). The electronic properties of graphene. *Rev. Mod. Phys.* 81, 109-162.
- [6] Goerbig, M. O., (2011). Electronic properties of graphene in a strong magnetic field. *Rev. Mod. Phys.* 83, 1193-1243.
- [7] Das Sarma, S., Adam, S., Hwang, E. H., Rossi, E., (2011). Electronic transport in two-dimensional graphene. *Rev. Mod. Phys.* 83, 407-470.
- [8] Novoselov, K. S., Geim, A. K., Morozov, S. V., Jiang, D., Katsnelson, M. I., Grigorieva, I. V., Dubonos, S. V. and Firsov, A. A., (2005). Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. *Nature*; 438, 197-200.
- [9] Zhang, Y. B., Tan, Y. W., Stormer, H. L. and Kim, P., (2005). Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene. *Nature*, 438, 201-204.
- [10] Bolotin, K. I., Ghahari, F., Shulman, M. D., Stormer, H. L. and Kim, P., (2009). Observation of the fractional quantum Hall effect in graphene. *Nature*, 462, 196-199.
- [11] Du, X., Skachko, I., Duerr, F., Luican, A. and Andrei, E. Y., (2009). Fractional quantum Hall effect and insulating phase of Dirac electrons in graphene. *Nature*, 462, 192-195.
- [12] Dean, C. R, Wang, L., Maher, P., Forsythe, C., Ghahari, F., Gao, Y., Katoch, J., Ishigami, M., Moon, P., Koshino, M., Taniguchi, T., Watanabe, K., Shepard, K. L., Hone, J. and Kim, P., (2013). Hofstadter's butterfly and the fractal quantum Hall effect in moiré superlattices. *Nature*, 497, 598-602.

- [13] Ponomarenko, L. A., Gorbachev, R.V., Yu, G. L., Elias, D. C., Jalil R., Patel, A. A., Mishchenko, A., Mayorov, A. S., Woods, C. R., Wallbank, J. R., Mucha-Kruczynski, M., Piot, B. A., Potemski, M., Grigorieva, I. V., Novoselov, K. S., Guinea, F., Fal'ko, V. I. and Geim, A. K., (2013). Cloning of Dirac fermions in graphene superlattices. *Nature*, 497, 594-597.
- [14] Hunt, B., Sanchez-Yamagishi, J. D., Young, A. F., Yankowitz, M., LeRoy, B. J., Watanabe, K., Taniguchi, T., Moon, P., Koshino, M., Jarillo-Herrero, P., Ashoori, R. C., (2013). Massive Dirac Fermions and Hofstadter Butterfly in a van der Waals Heterostructure. *Science*, 340, 1427-1430.
- [15] Bolotin, KI, Sikes, KJ, Jiang, Z, Klima, M., Fudenberg, G., Hone, J., Kim, P. and Stormer, H. L., (2008). Ultrahigh electron mobility in suspended graphene. *Solid State Commun.*; 146, 351-355.
- [16] Katsnelson, M. I., (2012). *Graphene: Carbon in Two Dimensions*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [17] Hobson, J. P., Nierenberg, W. A., (1953). The statistics of a two-dimensional, hexagonal Net., *Phys. Rev.*, 89, 662.
- [18] Min, H., Sahu, B., Banerjee, S. K., and MacDonald, A. H., (2007). Ab initio theory of gate induced gaps in graphene bilayers. *Phys. Rev. B*, 75 (155115), 1–7.
- [19] Fang, T., Konar, A., Xing, H., and Jena, D., (2008). Mobility in semiconducting graphene nanoribbons: Phonon, impurity, and edge roughness scattering. *Phys. Rev. B*, 78 (205403), 1–8.
- [20] Andrei, E. Y., Li, G., and Du, X., (2012). Electronic properties of graphene: a perspective from scanning tunneling microscopy and magnetotransport. *Rep. Prog. Phys.*, 75 (056501) 1-47.
- [21] Aoki, H., Dresselhaus M. S. (2014). *Physics of Graphene*, Springer:Cham Heidelberg New York Dordrecht London.
- [22] Ohta, T., Bostwick, A., Seyller, T., Horn, K. and Rotenberg, E., (2006). Controlling the Electronic Structure of Bilayer Graphene. *Science*, 313, 951-954
- [23]. Novoselov K. S., McCann, E., Morozov, S. V., Falko, V.I., Katsnelson, M. I., Zeitler, U., Jiang, D., Schedin, F. and Geim, A. K., (2006). Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2π in bilayer graphene. *Nat. Phys.*, 2, 177-180.

- [24]. Ohta, T., Bostwick, A., McChesney, J. L., Seyller, T., Horn, K. and Rotenberg, E., (2007). Interlayer Interaction and Electronic Screening in Multilayer Graphene Investigated with Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 98 (206802), 1-4.
- [25] Aliofkhazraei M., Ali N., Milne, W. I., Ozkan, C. S., Mitura, S. and Gervasoni J. L., (2016). *Graphene Science Handbook: Electrical and Optical Properties*, CRC PRESS.
- [26] Koshino, M. and Ando, T., (2007). Diamagnetism in disordered graphene. *Phys. Rev. B* 75 (235333), 1-8.
- [27] Castro, E. V., Novoselov, K. S., Morozov, S. V., Peres, N. M. R., Lopes dos Santos, J. M. B., Nilsson, J., Guinea, F., Geim, A. K., Castro Neto, A. H., (2007). Biased Bilayer Graphene: Semiconductor with a Gap Tunable by the Electric Field Effect. *Phys. Rev. Lett.* 99 (216802), 1-4.
- [28] McCann, E., Fal'ko, V. I., (2006). Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer. *Phys. Rev. Lett.* 96 (086805), 1-4
- [29] Guinea, F., Castro Neto, A. H. and Peres, N. M. R., (2006). Electronic states and Landau levels in graphene stacks. *Phys. Rev. B* 73 (245426), 1-8.
- [30] Koshino M., Ando T., (2006). Transport in bilayer graphene: Calculations within a self-consistent Born approximation. *Phys. Rev. B* 73 (245403), 1-8.
- [31] McCann, E., Koshino, M., (2013). The electronic properties of bilayer graphene. *Rep. Prog. Phys.*, 76 (056503), 1-28.
- [32] Lu, C. L., Chang, C. P., Huang, Y. C., Lu, J. M., Hwang, C. C., Lin, M. F., (2006). Low-energy electronic properties of the AB-stacked few-layer graphites. *J. Phys. Condens. Matter* 18, 5849-5859.
- [33] Lu, C. L., Chang C. P., Huang Y. C., Chen R. B., Lin M. L., (2006). Influence of an electric field on the optical properties of few-layer graphene with AB stacking. *Phys. Rev. B*, 73 (144427), 1-10.
- [34] Nilsson, J., Castro Neto, A. H., Peres N. M. R., and Guinea, F., (2006). Electron-electron interactions and the phase diagram of a graphene bilayer. *Phys. Rev. B*, 73 (214418), 1-10.
- [35] Partoens, B., Peeters, F.M., (2006). From graphene to graphite: Electronic structure around the K point. *Phys. Rev. B*, 74 (075404), 1-11.
- [36] Partoens, B., Peeters, F.M., (2007). Normal and Dirac fermions in graphene multilayers: Tight-binding description of the electronic structure. *Phys. Rev. B*, 75

(193402), 1-3.

- [37] Ferrari, A. C., Meyer, J. C., Scardaci, V., Casiraghi, C., Lazzeri, M., Mauri, F., Piscanec, S., Jiang, D., Novoselov, K.S., Roth, S. and Geim, A. K., (2006). Raman spectrum of graphene and graphene layers. *Phys. Rev. Lett.*, 97 (187401), 1-4.
- [38] Beams, R., Cançado, L. G. and Novotny, L. (2015). Raman characterization of defects and dopants in graphene. *J. Phys: Condens. Matter.*, 27 (083002), 1-26.
- [39] Geim, A.K., Nososelov, K. S., (2007). The rise of graphene. *Nat Mater.* 6, 183-191
- [40] Geim, A.K., (2009). Graphene status and Prospects, *Science*, 324, 1530-1534.
- [41] Tıraş, E., Ardali, S., Tıraş, T., Arslan, E., Çakmakyapan, S., Kaizer, O., Hassan, J., Janzen, E. and Ozbay, E., (2013). Effective mass of electron in monolayer graphene: Electron-phonon interaction. *J. Appl. Phys.*, 113 (043708), 1-7.
- [42] Arslan, E., Ardali, S., Tiras, E., Çakmakyapan, S. and Ozbay, E., (2017). The transport properties of Dirac fermions in chemical vapour-deposited single-layer graphene. *Phys. Mag.*, 97 (3), 187-200.
- [43] Tıraş, E., (2002). *In_xGa_{1-x}As/In_{1-y}Al_yAs Heteroeklemlerin Elektronik Transport Özellikleri ve İki-Boyutlu Elektronların Güç Kaybı Mekanizmalarının Shubnikov-de Haas Osilasyonları Yöntemiyle Araştırılması*” Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [44] Ardali, S. and Tiras, E., (2013). Classical and quantum hall effect measurements in GaInNAs/GaAs quantum wells. *Physica E*, 47, 207-216.
- [45] Argyres, P. N., (1958) Quantum theory of longitudinal magneto-resistance. *J. Phys. Chem. Solids*, 4, 19-26.
- [46] Ando, T., (1974). Theory of quantum transport in two-dimensional electron system under magnetic fields. IV. Oscillatory conductivity. *J. Phys. Soc. Japan*, 37, 1233-1237.
- [47] Isihara, A. and Smrcka, L., (1986). Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems. *J. Phys. C*, 19, 6777-6789.
- [48] Coleridge, P. T., (1990). Inter-subband scattering in a 2D electron gas. *Semicond. Sci. Technol.*, 5, 961-966.
- [49] Leadley, D. R., Fletcher, R., Nicholas, R. J., Tao, F., Foxon, C. T. and Harris, J. J., (1992). Intersubband resonant scattering in GaAs/Ga_{1-x}Al_x heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 46, 12439-12447.

- [50] Coleridge, P. T., Stoner, R., and Fletcher, R., (1989), Low- field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures, *Phys. Rev. B*, 39, 1120-1124.
- [51] Kahlert, H. and Bauer, G., (1971). Hot electron Shubnikov-de Haas effect in n-GaSb. *Phys. Status Solidi B*, 46, 535-547.
- [52] Çelik, H., Cankurtaran, M., Bayraklı, A., Tıraş, E., and Balkan, N., (1997). Well-width dependence of the in-plane effective mass and quantum lifetime of electrons in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells. *Semicond. Sci. Technol.*, 12, 389-395.
- [53] Cankurtaran, M., Çelik, H., Tıraş, E., Bayraklı, A. and Balkan, N., (1998). Quantum and transport mobilities of electrons in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells. *Phys. Status Solidi B*, 207, 139-146.
- [54] Chou, S.Y., Antoniadis, D. A. and Smith, H. I., (1987). Application of the Shubnikov-de Haas oscillations in the characterization of Si MOSFET's and GaAs MODFET's. *IEEE Transactions on Electronics Devices*, 34 (4), 883-889.
- [55] Cooper, D. R., D'Anjou, B., Ghattamaneni, N., Harack, B., Hilke, M., Horth, A., Majlis, N., Massicotte, M., Vandsburger, L., Whiteway, E. and Yu V., (2012). Experimental Review of Graphene. *ISRN Cond. Matt. Phys.*, 501686, 56
- [56] Bauer, G. and Kahlert, H., (1972). Low-temperature non-ohmic galvanomagnetic effect in degenerate n-type InAs. *Phys. Rev. B*, 5, 566-579.
- [57] Seiler, D. G. and Stephens, A. E., (1991). *Landau Level Spectroscopy vol. 2*, ed G Landwehr and E I Rashba, Amsterdam: North-Holland, p 1031.
- [58] Tıraş, E., Cankurtaran, M., Çelik, H., Thoms, A. B., Balkan, N., (2001). Magnetotransport in modulation-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As heterojunctions: in-plane effective mass, quantum and transport mobilities of 2D electrons, *Superlattices and Microstruc.*, 29, 147-167.
- [59] Dingle, R. B., (1952). Some magnetic properties of metals II. The influence of collisions on the magnetic behaviour of large systems. *Proc. Roy. Soc. London*, A211, 517-525.
- [60] Sakaki, H., Hirakawa, K., Yoshino, J., Svensson, S. P., Sekiguchi, Y., Hotta, T. and Nishii, S., (1984). Effects of electron heating on the two-dimensional magnetotransport in AlGaAs/GaAs heterostructures. *Surf. Sci.*, 142, 306-313.
- [61] Shah, J., Pinczuk, A., Störmer, H. L., Gossard, A. C. and Wiegmann, W., (1984). Hot electrons in modulation-doped GaAs-AlGaAs heterostructures. *Appl. Phys*

- Lett.*, 44, 322-324.
- [62] Ridley B. K., (1988). *Quantum Processes in Semiconductors*, Clarendon Press-Oxford.
 - [63] Ridley, B. K., (1991). Hot electrons in low-dimensional structures. *Rep. Prog. Phys.*, 54, 169-256.
 - [64] Balkan N., Çelik H., Vickers A., Cankurtaran M., (1995). Warm electron power loss in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum well width dependence. *Phys. Rev. B*, 52, 17210-17222.
 - [65] Budd, H. F., (1966). Magnetoconductivity of hot electrons. *Phys. Rev.*, 140, A2170-A2173.
 - [66] Budd, H. F., (1967). Path variable formulation of the hot carrier problem. *Phys. Rev.*, 158, 798-804.
 - [67] Kurosawa, T., (1966). Theory of low-temperature breaktown in compensated Germanium. *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl.*, 20, 1405-1416.
 - [68] Fawcett, W., Boardman, A. D. and Swain, S., (1970). Monte Carlo determination of electron transport properties in Gallium Arsenide. *J. Phys. Chem. Solids*, 31, 1963-1990.
 - [69] Rees, H. D., (1972). Numerical solution of electron motion in solids, *J. Phys. C*, 5, 641-656.
 - [70] Fawcett, W., (1973). *Electrons in Crystalline Solids*. ed, A. Salam, IAEA, Vienna, p. 531.
 - [71] Nag, B. R., (1972). *Theory of Electrical Transport in Semiconductors*, Oxford, Pergamon.
 - [72] Jacoboni, C. and Reggiani, L., (1983). *The Monte-Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials*, *Rev. Mod. Phys.*, 55, 645-705.
 - [73] Bauer, G., 1974, Solid State Physics, vol 74, ed G. Hohler, Berlin, Springer, p 1.
 - [74] Lange W. de, (1993). *Intersubband Scattering in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostructures*. Ph.D. Thesis Dept. of Physics, Eindhoven University of Technology.
 - [75] Tıraş, E., Cankurtaran, M., Çelik, H. and Balkan, N., (2001). Hot electron energy relaxation via acoustic phonon emission in modulation-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As heterojunctions with double-subband occupancy,

- Phys. Rev. B*, 64 (085301), 1-11.
- [76] Cankurtaran, M., Çelik, H., Balkan, N., (2002). Electron energy relaxation via acoustic phonon emission in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells: effects of base lattice temperature, *Phys. Status Solidi B*, 229, 1191-1204.
 - [77] Tiras, E. and Ardali, S., (2013). Electron and hole energy relaxation rates in GaInNAs/GaAs quantum wells via deformation potential and piezoelectric scattering. *Phys. stat. sol. (b)*, 250 (1), 134-146.
 - [78] Lyon, S. A., (1986). Spectroscopy of hot carriers in semiconductors. *J. Lumin.*, 35, 121-154.
 - [79] Kreshchuk, A. M., Novikov, S. V., Savel'ev, I. G., Polyanskaya, T. A., Pödör, B., Remenyi, G., and Kovacs, Gy., (1998). Energy relaxation in two-dimensional electron GaS in InGaAs/InP via electron-acoustic phonon interaction. *Act. Phys. Pol. A*, 94, 415-420.
 - [80] Kogan, Sh. M., (1963). On the theory of hot electrons in semiconductors. *Sov. Phys. Solid State*, 4, 1813-1819.
 - [81] Conwell, E. M., (1967). *High Field Transport in Semiconductors*, *Solid State Physics, Suppl. 9*, edited by F. Seitz, D. Turnbull and H. Ehrenreich Academic Press, New York, USA.
 - [82] Price, P. J., (1982). Hot electrons in a GaAs heterolayer at low temperature. *J. Appl. Phys.*, 53, 6863-6866.
 - [83] Karpus, V., (1988). Energy relaxation of two-dimensional electrons due to piezoacoustic scattering. *Sov. Phys. Semicond.*, 22, 268-273.
 - [84] Meric, I., Han, M. Y., Young, A. F., Ozyilmaz, B., Kim, P., Shepard, K. L., (2008). Current saturation in zero-bandgap, top-gated graphene field effect transistors. *Nat. Nanotechnol.*, 3 (11), 654-659.
 - [85] Freitag, M., Steiner, M., Martin, Y., Perebeinos, V., Chen, Z., Tsang, J. C., Avouris, P. (2009). Energy dissipation in graphene field-effect transistors. *Nano Lett.* 9 (5), 1883-1888.
 - [86] Barreiro, A., Lazzeri, M., Moser, J., Mauri, F., Bachtold, A., (2009). Transport properties of graphene in the high-current limit. *Phys. Rev. Lett.*, 103 (076601), 1-4
 - [87] Plochocka, P., Kossacki, P., Golnik, A., Kazimierczuk, T., Berger, C., de Heer, W.A., Potemski, M., (2009). Slowing hot-carrier relaxation in graphene using a

- magnetic field., *Phys. Rev. B*, 80 (245415), 1-5.
- [88] Voutilainen, J., Fay, A., Häkkinen, P., Viljas, J.K., Heikkilä, T.T., Hakonen, P.J., (2011). Energy relaxation in graphene and its measurement with supercurrent. *Phys. Rev. B* 84 (045419), 1-10.
 - [89] Sun, D., Divin, C., Berger, C., de Heer, W.A., First, P.N., Norris, T.B., (2011). Hot carrier cooling by acoustic phonons in epitaxial graphene by ultrafast pump-probe spectroscopy. *Phys. Status Solidi C*, 8, 1194-1197.
 - [90] Majumdar, K., Kallatt, S., Bhat, N., (2012), High field carrier transport in graphene: insights from fast current transient. *Appl. Phys. Lett.* 101 (123505), 1-4
 - [91] Baker, A. M. R., Alexander-Webber, J. A., Altebaeumer, Y., Nicholas, R. J., (2012). Energy relaxation for hot Dirac fermions in graphene and breakdown of the quantum Hall effect. *Phys. Rev. B*, 85 (115403), 1-6.
 - [92] Price, A. S., Horneett, S. M., Shytov, A. V., Hendry, E., Horsell, D. W., (2012). Nonlinear resistivity and heat dissipation in monolayer graphene. *Phys. Rev. B*, 85 (161411(R)), 1-4.
 - [93] Betz, A. C., Vialla, F., Brunel, D., Voisin, C., Picher, M., Cavanna, A., Madouri, A., Fève, G., Berroir, J.-M., Plaçais, B., Pallechi, E., (2012). Hot electron cooling by acoustic phonons in graphene. *Phys. Rev. Lett.*, 109 (056805), 1-5.
 - [94] Somphonsane, R., Ramamoorthy, H., Bohra, G., Ferry, D. K., Ochiai, Y., Aoki, N., Bird, J. P., (2013). Fast energy relaxation of hot carriers near the dirac point of graphene. *Nano Lett.*, 13, 4305-4310.
 - [95] Baker, A. M. R., Alexander-Weber, J. A., Altebaeumer, T., McMullan, S. D., Janssen, T. J. B. M., Tzalenchuk, A., Lara-Avila, S., Kubatkin, S., Yakimova, R., Lin, C.-T., Li, L.-J., Nicholas, R. J., (2013). Energy loss rates of hot Dirac fermions in epitaxial exfoliated, and CVD graphene. *Phys. Rev. B*, 87 (045414), 1-6.
 - [96] Graham, M.W., Shi, S.-F., Ralph, D.C., Park, J., McEuen, P.L.: Photocurrent measurements of supercollision cooling in graphene. *Nat. Phys.* 9, 103 (2013)
 - [97] Graham, M. W., Shi, S., Wang, Z., Ralph, D. C., Park, J., McEuen, P. L., (2013). Transient absorption and photocurrent microscopy show that hot electron supercollisions describe the rate-limiting relaxation step in graphene. *Nano Lett.* 13, 5497-5502.
 - [98] Betz, A. C., Jhang, S. H., Pallecchi, E., Ferreira, R., Fève, G., Berroir, J.-M.,

- Plaças, B., (2013). Supercollision cooling in undoped graphene. *Nat. Phys.*, 9, 109-112.
- [99] Borzenets, J. V., Coskun, U. C., Mebrahtu, H. T., Bomze, Yu V., Smirnov, A. I., Finkelstein, G., (2013). Phonon bottleneck in graphenebased josephson junctions at millikelvin temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, 111 (027001), 1-4.
- [100] Bistritzer, R., MacDonald, A.H., (2009). Electronic cooling in graphene. *Phys. Rev. Lett.*, 102 (206410), 1-4.
- [101] Kubakaddi, S., (2009). Interaction of massless Dirac electrons with acoustic phonons in graphene at low temperatures. *Phys. Rev. B*, 79 (075417), 1-6.
- [102] Tse, W. K., Das Sarma, S., (2009). Energy relaxation of hot Dirac fermions in graphene. *Phys. Rev. B*, 81 (235406), 1-5.
- [103] Viljas, J. K., Heikkilä, T. T., (2010). Electron-phonon heat transfer in monolayer and bilayer graphene. *Phys. Rev. B*, 81 245404, 1-9.
- [104] Song, J. C. W., Reizer, M. Y., Levitov, L. S., (2012). Disorder-assisted electron-phonon scattering and cooling pathways in graphene. *Phys. Rev. Lett.*, 109 (106602), 1-5.
- [105] Virtanen, P., (2014). Energy transport via multiphonon processes in graphene. *Phys. Rev. B*, 89 (245409), 1-6.
- [106] Fischetti, M. V., Kim, J., Nayanaran, S., Ong, Z.-Y., Sachs, C., Ferry, D. K., Aboud, S. J., (2013). Pseudopotential-based studies of electron transport in graphene and graphene nanoribbons. *J. Phys. Cond. Matter*, 25 (473202), 1-37.
- [107] Eles, V., Yager, T., Spasov, S., Lara-Avila, S., Yakimova, R., Kubatkin, S., Janssen, T.J.M., Tzalenchuk, A., Antonov, V., (2013). Phase coherence and energy relaxation in epitaxial graphene under microwave radiation. *Appl. Phys. Lett.*, 103 (093103), 1-4.
- [108] Kreshchuk, A. M., Martisov, M. Yu., Polyanskaya, T. A., Savel'ev, I. G., Saidashev, I. I., Shik, A. Ya., and Shmartsev, Yu. V., (1988). Role higher subbands in relaxation of the energy of a two-dimesional electron gas. *Sov. Phys. Semicond.*, 22, 377-380.
- [109] Kreshchuk, A. M., Martisov, M. Yu., Polyanskaya, T. A., Savel'ev, I. G., Saidashev, I. I., Shik, A. Ya., and Shmartsev, Yu. V., (1988). Energy relaxation of 2D electrons at an AlGaAs/GaAs heterojunction at helium temperatures. *Solid State Commun.*, 65, 1189-1192.

- [110] Das Sarma, S., Jain, J. K., and Jalabert, R., (1988). Theory of hot-electron energy loss in polar semiconductors: Role of plasmon-phonon coupling. *Phys. Rev. B*, 37, 6290-6296.
- [111] Okuyama, Y. and Tokuda, N., (1989). Electron-phonon interactions in modulation-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 40, 9744-9750.
- [112] Hawker, P., Kent, A. J., Hughes, O. H., and Challis, L. J., (1992). Changeover from acoustic to optic mode phonon emission by a hot two-dimensional electron gas in the gallium arsenide/aluminium gallium arsenide heterojunction. *Semicond. Sci. Technol.*, 7, B29-B32.
- [113] Murdin, B. N., Heiss, W., Langerak, C. J. G. M., Lee, S.-C., Galbraith, I., Strasser, G., Gornik, E., Helm, M. and Pidgeon, C. R., (1997). Direct observation of the LO phonon bottleneck in wide $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells. *Phys. Rev. B*, 55, 5171-5176.
- [114] Ferry, D. K., Somphonsane, R., Ramamoorthy, H., Bird, J. P., (2016). Energy relaxation of hot carriers in graphene via plasmon interactions. *J Comput Electron*, 15 (1), 144–153.
- [115] Wolfe, C. M., Holonyak, N., Stillman, G. E., (1989). *Physical Properties of Semiconductors*, Prentice-Hall, Inc., USA.
- [116] Blakemore, J. S., (1985). *Solid State Physics*, second edition, Cambridge University Press, New York.
- [117] Hirakawa, K. and Sakaki, H., (1986). Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions with controlled electron concentrations, *Phys. Rev. B*, 33, 8291-8303.
- [118] Ma, Y., Fletcher, R., Zaremba, E., D'Iorio, M., Foxon, C. T., and Harris, J. J., (1991). Energy-loss rates of two-dimensional electrons at a $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ interface. *Phys. Rev. B*, 43, 9033-9044.
- [119] Vickers, A. J., (1992). Electron power loss in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum-wells at intermediate electron temperatures. *Phys. Rev. B*, 46, 13313-13318.
- [120] Balkan, N., (1998). *Hot electrons in semiconductors: physics and devices*, Oxford University Press.
- [121] Patane, A., Balkan N., (2012). *Semiconductor Research: Experimental Techniques*, Springer Science & Business Media.

- [122] Barlow, M. J., Ridley, B. K., Kane, M. J., and Bass, S. J., (1988). Hot electron relaxation via acoustic phonon emission in InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As heterostructures and single quantum wells, *Solid-State Electron.*, 31, 501-505.
- [123] Ridley, B. K., (1997). *Electrons and phonons in semiconductor multilayers*, Cambridge University Press, USA.
- [124] Çelik, H., Cankurtaran, M., Balkan, N. and Bayraklı, A., (2002). Hot electron energy relaxation via acoustic phonon emission in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells: well-width dependence. *Semicond. Sci. Technol.*, 17, 18-29.
- [125] Ridley, B. K., (1992). *Electron-phonon interaction in 2D systems*, ed. J. Shah, Academic press, New York.
- [126] Blyumina, M. G., Denisov, A. G., Polyanskaya, T. A., Savel'ev, I. G., Senichkin, A. P., and Shmartsev, Yu. V., (1986). Energy relaxation of 2D electrons at an AlGaAs/GaAs heterojunctions, *JETP Lett.*, 44, 331-334.
- [127] https://www.oxfordinstruments.com/OxfordInstruments/media/nanoscience/PDFs/OptistatDry/Optistat-Windows-Brochure_Medium_Single-pages_web.pdf (Erişim tarihi: 16.11.2017)
- [128] Burton, J. C., Sun, L., Long, F. H., Feng, Z. C. and Ferguson, I. T., (1999) First- and second-order Raman scattering from semi-insulating 4H-SiC. *Phys. Rev. B*, 59, 7282-7284.
- [129] Lin, S., Chen, Z., Lib, L., Yang, C., (2012). Effect of impurities on the Raman scattering of 6H-SiC crystals. *Mat. Res.*, 15(6), 833-836.
- [130] Çelik, O., Tiras, E., Ardali, S., Lişesivdin, S. B., Ozbay, E., (2012). Determination of the LO phonon energy by using electronic and optical methods in AlGaIn/GaN. *Cent. Eur. J. Phys.*, 10 (2), 485-491.
- [131] Tiras, E., Ardali, S., Arslan, E., Ozbay, E., (2012). Energy Relaxation Rates in AlInN/AlN/GaN Heterostructures. *Journal of ELECTRONIC MATERIALS*, 41 (9), 2350-2361.
- [132] Arslan, E., Çakmakçıyan, S., Kazar, Ö., Bütün, S., Lişesivdin, S.B., Cinel, N. A., Ertaş, G., Ardali, Ş., Tıraş, E., Ul-Hassan, J., Janzén, E. and Özbay, E., (2014). SiC Substrate effects on electron transport in the epitaxial graphene layer, *Electron. Mater. Lett.* 10, 387–391.
- [133] Schubert, E. F. and Ploog, K., (1985). Electron subband structures in selectively doped n-Al_xGa_{1-x}As/GaAs Heterostructures. *IEEE Trans. Electron Devices*, 32,

1868–1873.

- [134] Kane, M. J., Apsley, N., Anderson, D. A., Taylor, L. L. and Kerr, T., (1985). Parallel conduction in GaAs/Al_xGa_{1-x}As modulation doped heterojunctions. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 18, 5629-5636.
- [135] Fang, F. F., Smith III, T.P. and Wright, S. L., (1988). Landau-level broadening and scattering time in modulation doped GaAs/AlGaAs heterostructures. *Surf. Sci.*, 196, 310–315.
- [136] Luryi, S. and Kastalsky, A., (1984). Anomalous photomagnetoresistance effect in modulation-doped AlGaAs/GaAs heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 45, 164–167
- [137] Battersby, S. J., Selten, F. M., Harris, J. J. and Foxon, C. T., (1988). Magnetoresistance effect in AlGaAs/GaAs two-dimensional electron gas structures at room temperature, *Solid-State Electron.* 31, 1083.
- [138] Burgt, M., Karavolas, V.C., F.M. Peeters, J. Singleton, R.J. Nicholas, F. Herlach, J.J. Harris, M. van Hove, and G. Borghs, (1995). Magnetotransport in a pseudomorphic GaAs/Ga_{0.8}In_{0.2}As/Ga_{0.75}Al_{0.25}As heterostructure with a Si δ -doping layer. *Phys. Rev. B* 52, 12218.
- [139] Borghi, G., Polini, M., Asgari, R. and Donald, A. H. M., (2009). Fermi velocity enhancement in monolayer and bilayer graphene. *Solid State Commun.* 149, 1117–1122.
- [140] Hong, X., Zou, K., and Zhu, J., (2009). Quantum scattering time and its implications on scattering sources in graphene. *Phys. Rev. B*, 80, 241415.
- [141] Milsom, P. K., Butcher, P. N., (1986). Phonon-scattering limitation of the metallic conductivity of a quasi-two-dimensional semiconductor structure. *Semicond. Sci. Technol.*, 1, 58-62.
- [142] Tse, W.-K. and Das Sarma, S., (2009). Energy relaxation of hot Dirac fermions in graphene. *Phys. Rev. B*, 79 (235406). 1-5.
- [143] Adachi, S., (2009). *Properties of semiconductor alloys: group IV, III-V and II-VI semiconductors*, John Wiley & Sons Ltd, United Kingdom.
- [144] Gautschi, (2002). G., *Piezoelectric Sensories*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, Newyork
- [145] Baker, A. M. Alexander-Webber, R., J. A., Altebaeumer, T. and Nicholas, R. J., (2012). Energy relaxation for hot Dirac fermions in graphene and breakdown of the quantum Hall effect. *Phys. Rev. B*, 85, 115403.