GRAFEN YAPILARDA GALVANOMAGNETİK ÖLÇÜMLER

Hakan Asaf FIRAT

YÜKSEK LİSANS 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**, **1502F069**, **1605F365** no.lu projeler kapsamında desteklenmiştir.*

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Hakan Asaf FIRAT'ın "Grafen Yapılarda Galvanomagnetik Ölçümler" başlıklı tezi 21/12/2017 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından değerlendirilerek "Anadolu Üniversitesi Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği"nin ilgili maddeleri uyarınca Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

	Unvanı Adı Soyadı	İmza
Üye (Tez Danışmanı)	: Prof. Dr. Engin TIRAŞ	…….
Üye	: Prof. Dr. Tayyar GÜNGÖR	…….
Üye	: Yrd. Doç. Dr. Türkay AYDIN	…….

…….

Enstitü Müdürü

ÖZET

GRAFEN YAPILARDA GALVANOMAGNETİK ÖLÇÜMLER

Hakan Asaf FIRAT
Katıhal Fiziği Bilim Dalı
Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Aralık 2017
Danışman: Prof. Dr. Engin TIRAŞ

Grafen sahip olduğu mükemmel özelliklerinden dolayı büyük ilgi çekmektedir. Grafenin en önemli özelliklerinden biri elektronik aygıtlar için gelecek vaat eden malzeme olmasına neden olan elektronik özellikleridir. Bu tez çalışmasında, Bilkent Üniversitesi tarafından temin edilen TiO_2/Si alttaş üzerinde Kimyasal Buhar Biriktirme (CVD) ile elde edilen tek katman grafen numunenin (SLG/TiO_2/Si) galvanomagnetik ölçümleri yapıldı. Hall-bar şeklindeki SLG/TiO_2/Si numunesi üzerindeki düşük alan Hall etkisi ölçümleri sıcaklığın fonksiyonu olarak 1,8-269,5 K sıcaklık aralığında yapıldı. Elektronik taşınım karakteristiğini etkileyen saçılma mekanizmaları, sıcaklığa bağlı Hall mobilitesinin (μ_H) deneysel verilerine uygulanarak araştırıldı. Benzer yaklaşım epitaksiyel olarak büyütülmüş SiC alttaş üzerindeki tek katman grafen ve CVD ile büyütülmüş SiO_2/Si alttaş üzerindeki tek katman grafen için de tekrarlandı. Hesaplamalarda başlıca iyonize olmuş safsızlık saçılması, boyuna akustik fonon saçılması ve uzak arayüz optik fonon saçılmaları kullanıldı. Örneklerin fizikler parametrelerini elde etmek için Shubnikov de Hass (SdH) ölçümleri 1,8-269,5 K sıcaklığı aralığında ve 11 T magnetik alana kadar incelendi. 2D taşıyıcı yoğunluğu ve Fermi enerji seviyeleri iki farklı teknikle elde edilen osilasyonların periyotları aracılığıyla belirlendi. Etkin kütle (m^*) ve kuantum ömrü (τ_q) gibi diğer numune parametreleri SdH osilasyonları genliğinin sıcaklık ve magnetik alan bağımlılığından elde edildi.

Farklı alttaşlara sahip numunelerin taşınım ömrünün kuantum ömrüne oranı (τ_t/τ_q), Hall yoğunluğu (N_H), Hall mobilitesi (μ_H) değerleri karşılaştırıldı ve bu parametrelerin taşınım olgusuna olan etkileri araştırıldı.

Anahtar Sözcükler: Grafen, Hall etkisi, Saçılma mekanizmaları, Shubnikov de Hass osilasyonları

ABSTRACT

GALVANOMAGNETIC MEASUREMENTS IN GRAPHENE SAMPLES

Hakan Asaf FIRAT

Department of Physics

Anadolu University, Graduate School of Science, December 2017

Supervisor: Prof. Dr. Engin TIRAŞ

Grafen is a material attracting considerable attention due to its excellent features. One of the greatest features of graphene is its electronic characteristic that makes it promising metarial for electronic devices. In this thesis study, galvanomagnetic measurements have been performend in Chemical-Vapour-deposited single-layer graphene on TiO_2/Si substrate (SLG/TiO_2/Si) that is supplied by Bilkent University. Low field Hall effect measurements on Hall-bar shaped SLG/TiO_2/Si sample have been made in the temperature range between 1,8-269,5 K as a function of temperature. Scattering mechanisms which affect characteristics of electronic transport was investigated by numerical calculation fitting to experimental data for temperature dependence of Hall mobility (μ_H). This process has been done for single layer graphene growth epitaxial on SiC substrate and single layer graphene growth by CVD on SiO2/Si substrate. İonized impurity scattering, longitual acoustic fonon scattering and remote interfacial optical fonon scatterings were used for numerical calculations. Shubnikov de Hass measurements have been performed in temperature range between 1,8 K and 269,5 K and magnetic fields up to 11 T. 2D carrier density and Fermi enerji levels have been determined by periods of oscillations obtained by two different technics. Other transport parameters of sample like effective mass (m^*), quantum lifetime (τ_q) obtained from temperature and magnetic field dependence of SdH oscillation amplitude.

Values of transport lifetime to quantum lifetime ratio (τ_t/τ_q), Hall density (N_H), Hall mobility (μ_H) of samples which have different substrate have been compared and investigated affects of these parameters on transport phenomena.

Keywords: Graphene, Hall effect, Scattering mechanisms, Shubnikov de Hass oscillations

TEŞEKKÜR

Lisans eğitimim ve yüksek lisans tez çalışmam süresince, bilgi ve deneyimleriyle yol gösteren, daima destek olan tez danışmanım Prof. Dr. Engin TIRAŞ'a teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasında kullanılan numuneleri temin eden Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY ve Doç. Dr. Engin ARSLAN'a (Bilkent Üniversitesi) teşekkür ederim.

Tez çalışması boyunca yardımlarını ve ilgisini esirgemeyen Uzm. Yük. Müh. Tülay TIRAŞ'a çok teşekkür ederim.

Tez çalışması sırasında yardım eden Şükrü ARDALI'ya teşekkür ederim. Ayrıca çalışma arkadaşım Feyza SÖNMEZ'e teşekkür ederim.

Her koşulda yanımda olan aileme sonsuz teşekkür ederim.

*Bu tez çalışması BAP Komisyonunca kabul edilen **1001F99**, **1502F069**, **1605F365** no.lu projeler kapsamında desteklenmiştir.*

Hakan Asaf FIRAT

Aralık 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 edilen 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 sonuçları kabul ettiğimi bildiririm.

…….

Hakan Asaf FIRAT

İÇİNDEKİLER

Sayfa

BAŞLIK SAYFASI i
JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI ii
ÖZET iii
ABSTRACT iv
TEŞEKKÜR v
ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ vi
İÇİNDEKİLER vii
TABLOLAR DİZİNİ ix
ŞEKİLLER DİZİNİ x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ xiii
1. GİRİŞ 1
2. TEMEL BİLGİLER 6
2.1. Karbonun Hibritleşmesi 6
2.2. Grafenin Elektronik Özellikleri 8
2.3. Grafende Durum Yoğunluğu 11
2.4. Grafende Landau Seviyeleri 12
2.5. Grafende Kuantum Hall Etkisi 13
2.6. Taşınımı Etkileyen Saçılma Mekanizmaları 14
2.6.1. Boyuna akustik fonon saçılması 14
2.6.2. RIP fonon saçılması 15
2.6.3. Sıcaklıktan bağımsız saçılma 15
2.6.4. İyonize safsızlık saçılması 15
2.7. Shubnikov de Hass Osilasyonları 16
2.8. Grafen Sentezi 20
2.8.1. Mekanik soyma yöntemi 21
2.8.2. SiC üzerine epitaksiyel büyütme 21
2.8.3. Kimyasal buhar biriktirme (Chemical Vapor Deposition, CVD) ile büyütme 23
3. DENEYSEL YÖNTEMLER 24
3.1. Grafen Numunenin Hazırlanması 24
3.2. Magnetotransport Deney Düzeneği 25

Sayfa

3.3. Veri Toplama ve Analiz Programları.....27
4. KLASİK VE KUANTUM REJİMİNDE MAGNETOTRANSPORT ÖLÇÜMLERİ.....29
4.1. Boyuna Direnç (R_{xx}) ve Hall Direncinin (R_{xy}) Sıcaklığa Bağlı Değişimi..31
4.2. Hall Taşıyıcı Yoğunluğu ve Hall Mobilitesinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi.....32
4.3. Magnetodirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi.....37
4.4. SdH Osilasyonlarının Magnetodirenç Ölçümlerinden Elde Edilmesi 37
4.5. SdH Osilasyonları Genliğinin Sıcaklığa Bağlı Değişiminden Etkin Kütlenin Elde Edilmesi.....38
4.6. SdH Osilasyonları Ölçümlerinden İki Boyutlu Taşıyıcı Yoğunluğu ve Fermi Enerjisi'nin Elde Edilmesi.....39
4.7. SdH Osilasyonları Genliğinin Magnetik Alana Bağlı Değişiminden 2D Taşıyıcıların Kuantum Ömrünün Elde Edilmesi.....41
4.8. Farklı Alttaşlar Üzerine Yerleştirilen Grafenin Taşınım Özelliklerinin Karşılaştırılması.....42
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....46
KAYNAKÇA.....47
ÖZGEÇMİŞ

TABLOLAR DİZİNİ

Sayfa

Tablo 4.1. Mobilite hesaplamalarında kullanılan parametreler [52].....34

Tablo 4.2. Alttaşlara ait statik dielektrik sabitleri [109-111].....34

Tablo 4.3. Farklı alttaşlar üzerindeki tek katman grafen numunelerin hesaplamalarda kullanılan etkin kütle (m*) ve iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu (N_{2D}) değerleri [84,112].....34

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 1.1. Grafen tabanlı a-) 0 boyutlu fulleren b-) 1 boyutlu nanotüp c-) 3 boyutlu grafit [6].....1

Şekil 1.2. a-) Bernal (ABA) istiflenmesi b-) Rhombohedral (ABC) istiflenmesi [7] ..2

Şekil 2.1. Karbonun elektronik konfigürasyonu (a) temel durum; (b) uyarılmış durum; (c) sp^3 hibritleşmesi; (d) sp^2 hibritleşmesi ve (e) sp hibritleşmesi [57] f-) Grafendeki bir tek karbon atomunda bulunan σ ve π bağları [58] ..7

Şekil 2.2. Grafenin balpeteği yapısı ve Brillouin bölgesi Solda: İç içe geçmiş iki üçgen örgüden oluşan grafenin örgü yapısı Sağda: Brillouin bölgesi ve Dirac noktaları (K ve K') [20].....8

Şekil 2.3. Grafenin band yapısı ve büyütülerek gösterilen kısım ise Dirac noktalarının birbirine değdiği yer [20] 9

Şekil 2.4. n taşıyıcı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak yük taşıyıcıların siklotron kütlesi. Pozitif ve negatif n sırasıyla elektronları ve deşikleri temsil eder [24] 11

Şekil 2.5. Grafende kuantize olmuş Enerji seviyeleri ve durum yoğunluğu üzerindeki değişiklikler [63] 13

Şekil 2.6. Magnetik alan değeri 14 T ve sıcaklık 4K iken tek katman grafenin yük yoğunluğuna bağlı boyuna direnci (ρ_{xx}) ve Hall iletkenliği (σ_{xy}) [24].....14

Şekil 2.7. Grafen sentezinde kullanılan bazı yöntemler ve bunların seri üretim maliyetlerine karşılık kalite seviyeleri [90].....20

Şekil 2.8. a-) sp3 hibritleşmesi yapmış Si ve C atomlarından oluşan SiC b-) SiC kristal yapısını oluşturan iki katmanlı hegzagonal SiC [93] 22

Şekil 2.9. Farklı politipteki SiC'ün kristal yapıları ve istiflenme düzenleri a-) 3C-SiC (Zinc Blende) b-) 4H-SiC (hegzagonal) c-) 6H-SiC (hegzagonal) [93] 22

Şekil 3.1. TiO_2/Si alttaş üzerinde bulunan Hall-bar geometrisindeki grafen numune. Numune üzerindeki sayılar kontak numaralarıdır. 25

Şekil 3.2. Ölçüm sisteminin blok diyagramı 27

Şekil 4.1. Klasik Hall olayı.....29

Şekil 4.2. Boyuna direncin (R_{xx}) sıcaklığa bağlı değişimi 31

Şekil 4.3. Enine direncin (R_{xy}) sıcaklığa bağlı değişimi.....32

Sayfa

Şekil 4.4. SLG/TiO_2/Si numunenin 1T magnetik alan altındaki Hall mobilitesi (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (N_H) 33

Şekil 4.5. SLG/TiO_2/Si numunesinin kuramsal boyuna akustik fonon (μ_{LA}), bulk iyonize safsızlık saçılması (μ_{II}), sıcaklıktan bağımsız (μ_0), uzak arayüz optik fonon (μ_{RIP}), toplam mobilite (μ_{TOTAL}) ve deneysel Hall mobilitesi (içi dolu üçgen).....35

Şekil 4.6. SLG/SiO_2/Si numunesinin kuramsal boyuna akustik fonon (μ_{LA}), sıcaklıktan bağımsız (μ_0), uzak arayüz optik fonon (μ_{RIP}), toplam mobilite (μ_{TOTAL}) ve deneysel Hall mobilitesi (daire).....35

Şekil 4.7. SLG/SiC numunesinin kuramsal boyuna akustik fonon (μ_{LA}), bulk iyonize safsızlık saçılması (μ_{II}), sıcaklıktan bağımsız (μ_0), uzak arayüz optik fonon (μ_{RIP}), toplam mobilite (μ_{TOTAL}) ve deneysel Hall mobilitesi (içi dolu üçgen).....36

Şekil 4.8. SLG/TiO_2/Si numunesine ait farklı sıcaklıklardaki magnetodirenç değerleri.....37

Şekil 4.9. SLG/TiO_2/Si numunesine ait farklı sıcaklıklardaki SdH osilasyonları.....38

Şekil 4.10. SLG/TiO_2/Si numunesinin 10,0458 T magnetik alan altında ölçülen SdH osilasyonları bağıl genliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi. Küçük kareler deneysel verileri, sürekli eğri ise deneysel veriye uydurulan eşitlik 2.39' u temsil eder. 39

Şekil 4.11. SLG/TiO_2/Si ters magnetik alanın ($1/B_n$) SdH osilasyonlarının pik numaralarına (n) göre çizimi. Sürekli çizgi küçük kare deneysel verilerine uydurulan doğrudur. 40

Şekil 4.12. SLG/TiO_2/Si numunesine ait SdH osilasyonlarından FFT yöntemiyle elde edilen Fourier spektrumu.....41

Şekil 4.13. SLG/TiO_2/Si numunesinin SdH osilasyonlarına ait farklı sıcaklıklardaki Fourier spektrumu 41

Şekil 4.14. SLG/TiO_2/Si numunesine ait kuantum ömrü ve mobilitesinin SdH osilasyonlarının Dingle çizimlerinden elde edilmesi. Küçük daireler deneysel verileri, sürekli çizği ise eşitlik 2.36'nın deneysel verilere uydurulmasıyla elde edilen doğrudur. 42

Sayfa

Şekil 4.15. SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerine ait 1,8 K sıcaklığındaki Hall taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin karşılaştırılması 43

Şekil 4.16. SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerine ait 1,8 K sıcaklığındaki Hall mobilitesi değerlerinin karşılaştırılması.....44

Şekil 4.17. SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerine ait taşımım (τ_t) ve kuantum durulma zamanları (τ_q) oranlarının karşılaştırılması 45

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

0D : Sıfır-Boyutlu

1D : Bir-Boyutlu

2D : İki-Boyutlu

2DEG : İki-Boyutlu Elektron Gazı

3D : Üç-Boyutlu

B : Magnetik Alan Şiddeti

CVD : Chemical Vapor Deposition

D_A : Deformasyon Potansiyeli

e : Elektron Yükü (=1,602x10^{-19} C)

E_1 : Birinci Altband Enerjisi

E_F : Fermi Enerjisi

g_s : Spin Dejenerasyonu

g_v : Vadi Dejenerasyonu

h : Planck Sabiti (=6,626x10^{-34} J.s)

$\hbar$: $h/2\pi$

k_B : Boltzmann Sabiti (=1,38x10^{-23} J/K)

l_B : Magnetik Uzunluk

LA : Boyuna Akustik Fonon

m_0 : Serbest Elektron Kütlesi (=9,109x10^{-31} kg)

m^* : Etkin Kütle

μ_0 : Sıcaklıktan Bağımsız Mobilite

μ_H : Hall Mobilitesi

μ_{LA} : Boyuna Akustik Fonon Mobilitesi

μ_{RIP} : Uzak Arayüz Optik Fonon Mobilitesi

μ_{TOTAL} : Toplam Kuramsal Mobilite

N_H : Hall Taşıyıcı Yoğunluğu

N_{2D} : İki-Boyutlu Taşıyıcı Yoğunluğu

N_{3D} : Üç-Boyutlu Taşıyıcı Yoğunluğu

R_{xx} : Magnetodirenç

R_{xy} : Hall Direnci

RIP : Uzak Arayüz Optik Fonon

SLG : Tek Katman Grafen

v_F : Fermi Hızı

ε_0 : Boş Uzayın Dielektrik Sabiti

ε_s : Statik Dielektrik Sabiti

τ_t : Taşınım Ömrü

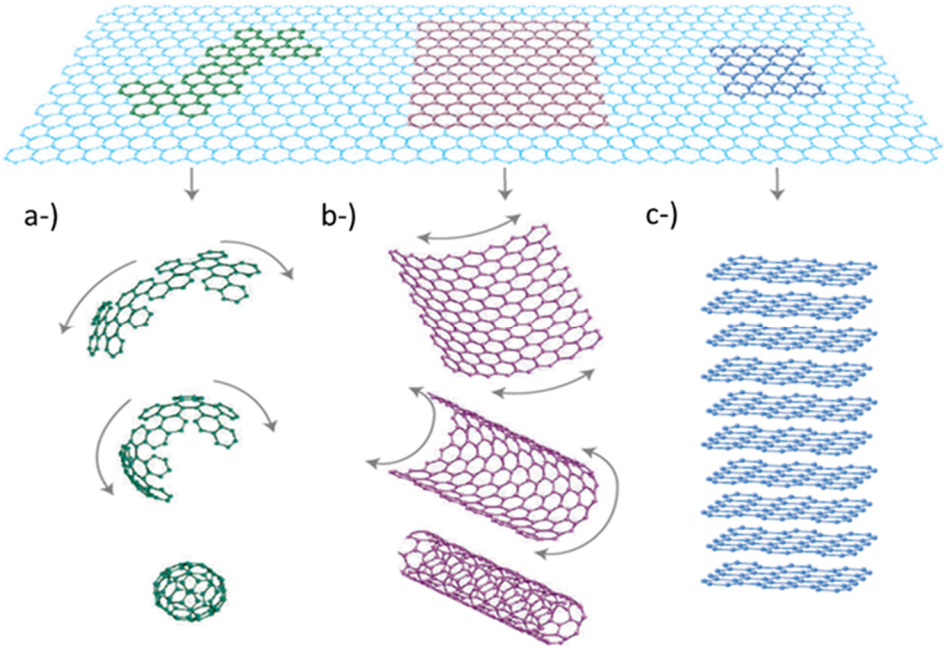
τ_q : Kuantum Ömrü

ω_C : Siklotron Frekansı

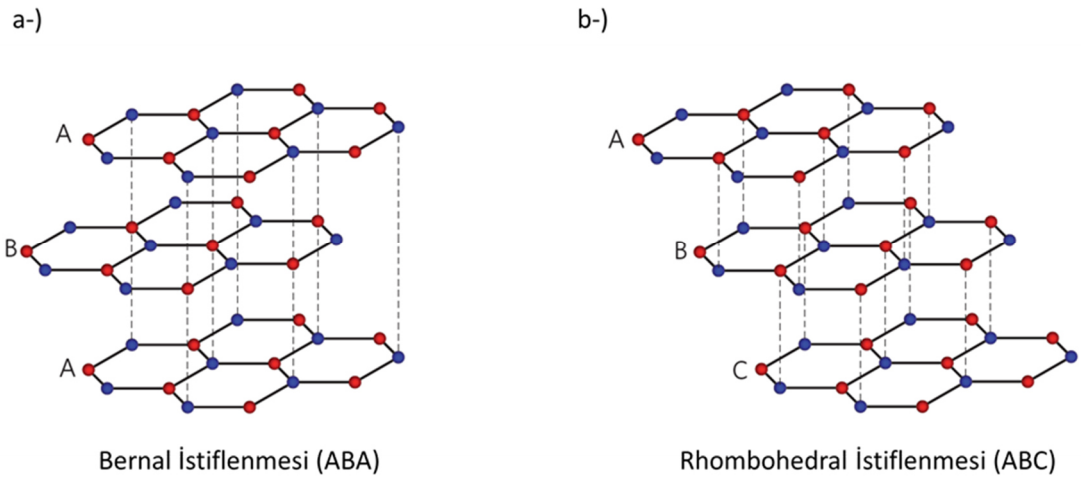
ω_G : Grafen için Siklotron Frekansı

1. GİRİŞ

Karbon organik kimyanın temelini oluşturduğundan canlılığın temel yapı taşlarından biri ve aynı zamanda evrende en çok bulunan dördüncü elementtir. Karbon atomları farklı tipte bağ yaparak ve sahip oldukları boyut düzeyine bağlı olarak çeşitli fiziksel özelliklere sahip allatroplar oluşturabilmektedir. 0 boyutlu (0D) fullerenler [1,2], 1 boyutlu (1D) karbon nanotüpler ve 3 boyutlu (3D) grafit karbon allatroplarından birkaçıdır [3]. Grafen ise karbon atomlarının sp^2 hibritleşmesi yaparak iki boyutlu (2D) düzlemsel balpeteği yapısında, bir atom kalınlığına sahip diğer bir karbon allatropudur. Grafen, diğer karbon temelli yapıların temelini oluşturmaktadır. Karbon nanotüpler nanometre boyutlarında silindir şeklinde yuvarlanmış, fullerenler ise Euler teoremine göre en az 12 beşgen içeren küre şeklindeki grafen düzlemler iken, grafit ise grafen düzlemlerinin ya altıgen (ABA) [4] ya da eş altıyüzlü (ABC) [5] sırası ile istiflenmesiyle ve bu düzlemler arasında zayıf Wan der Waals bağlarının oluşmasıyla meydana gelmektedir. Farklı fiziksel ve kimyasal özelliklere sahip olduklarından bu allatroplar nano bilim ve nano teknolojide önemli rol oynamaktadır. Grafen, karbon allatroplarının temelini oluşturduğundan karbon allatroplarının yapısını anlamada önemlidir.



Şekil 1.1. *Grafen tabanlı a-) 0 boyutlu fulleren b-) 1 boyutlu nanotüp c-) 3 boyutlu grafit* [6]



Şekil 1.2. *a-) Bernal (ABA) istiflenmesi b-) Rhombohedral (ABC) istiflenmesi* [7]

Grafen, diğer allatropların fiziksel ve kimyasal özelliklerini belirlemede önemli olmasına rağmen elde edilmesinin zaman almasından dolayı diğer allatroplardan deneysel olarak daha sonra çalışılabilmiştir. 2D yapılar sonlu sıcaklıklarda uzun erimli düzende termal dalgalanmalardan dolayı kararlı olarak bulunamayacağı ve yapının bozulacağı ifade edildiğinden [8,9] grafen ile ilgili çalışmalar uzun süre sadece teorik düzeyde kalmıştır. Bu teori ince filmlerden elde edilen sonuçlarla doğrulanmıştır. İnce film kalınlıkları azaltıldığında filmlerin erime sıcaklıları hızlı bir şekilde azaldığı görülmüştür [10,11]. Ancak, askıda serbest bulunan grafenin iki boyutta kararlı bir şekilde alttaş olmadan bulunabileceğini ve kullanışlı özellikleri ve uygulamaları olan yeni 2D malzemelerin olabileceği gösterildi [12]. Grafenin keşfindeki diğer bir engel, grafenin görünür ışığa saydam olmasıdır. Bu sorun, arayüz etkileri kullanılarak uygun kalınlıklı 300 nm SiO_2 katmanlı Si alttaş üzerinde grafenin büyütülmesi ile çözülebileceği ifade edilmiştir [13]. Daha sonra tek, iki ya da çok katmanlı grafeni ayırmada grafenin kendine özgü Raman spektrum karakteristikleri gösterdiği keşfedilmiştir [14].

2004 yılında, Novoselov ve arkadaşları tarafından bulk grafitten mekanik soyma metodu ile grafen elde edilmiştir [15]. Aynı zamanda, SiC'ün üzerine epitaksiyel büyütme ile de grafen örnekler sentezlenmiştir [16]. Grafen sentezlenilmesinden sonra sahip olduğu benzersiz elektronik özelliklerden dolayı, sadece temel araştırmalar için değil aynı zamanda potansiyel uygulama alanları için de ilgi çeken malzemelerden biri olmuştur. Grafen, elektronların iki boyuta hapsedilmesinden ve özel geometrisinden kaynaklanan alışılmadık elektronik özellikler gösterir. Grafenin band hesaplamaları, sıkı bağlı model çerçevesinde ilk olarak P. R. Wallace tarafından yapıldı ve malzemede yarı

metalik bir davranış olduğu gösterildi [17]. Daha sonra bu model McClure (1957) [18] Slonczewski, Weiss (1958) [19] tarafından geliştirildi. Bu çalışmalar, Brillouin bölgesi köşeleri civarındaki (Dirac noktaları) özel doğrusal elektronik band dağılımının, kütlesiz Dirac fermiyonları gibi hareket eden elektron ve deşiklere neden olduğunu ortaya koydu. Grafendeki Dirac fermiyonları yaklaşık olarak 10^6 m/s hız ile hareket etmektedir [20]. Bununla birlikte oda sıcaklığında bir mikrometreye kadar ortalama serbest yola sahip balistik taşınımın olduğu gözlenmiştir [21]. Grafende pseudospinden dolayı yük taşıyıcıların saçılması baskılanmıştır. Baskılanmış geri saçılma grafende yüksek elektron mobilitesine neden olur. Dolayısıyla oda sıcaklığında askıda bulunan grafenin mobilitesi yaklaşık olarak 200000 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ olduğu gösterilmiştir [22]. Bu modern silikon transistörlerin sahip olduğu mobilite değerlerinden 100 kat daha fazladır [12]. Ek olarak, alçak sıcaklıkta, askıda kalan grafenin Dirac noktasındaki minumum iletkenliği $4e^2/h$ $(h/e^2 \approx 25812{,}8\ \Omega)$ gibi bir evrensel değere yaklaşır [23]. Grafende taşıyıcıların iki boyuta sınırlanmaları daha önceleri sadece iki boyutlu elektron gazı (2DEG)'ında alçak sıcaklıklarda görülen kuantum Hall etkisinin, oda sıcaklığında yarım tamsayılı kuantum Hall etkisi gibi anormal kuantum taşınım özelliğinin [24,25] ve Berry's phase gibi olguların gözlenmesine neden olduğu belirtilmiştir [20]. Grafende gözlenen alışılmadık diğer sonuçlardan biri, rölativistik parçacıkların yüksek ve geniş potansiyel bariyerlerden sızması olarak bilinen Klein paradoksudur [26]. Normalde Klein paradoksu sadece rölativistik parçacıklar için tahmin edilmiştir [27].

Grafen sahip olduğu olağanüstü elektronik özelliklerinin yanı sıra alışılagelmişin dışında mükemmel optik, termal iletkenlik ve mekanik özelliklerini bir arada kendinde barındırır. Karbon atomlarının sp^2 hibritleşmesi sonucunda yaklaşık olarak 42 N/m'lik kırılma direncine ve 1 TPa' lık bir Young modülüne sahiptir [28]. Sahip olduğu Young modülü SiC ten iki kat daha fazladır [29]. Bunun yanı sıra oda sıcaklığında yaklaşık olarak 5000 W/m.K'lik yüksek bir termal iletkenliği olduğu gösterilmiştir [30]. Bu değer bakırın sahip olduğu değerden 10 kat daha büyüktür. Grafenin diğer bir ilginç özelliği kızılötesi ve görünür bölge aralığında sahip olduğu absorbsiyon katsayısının πa=2,3% kadar neredeyse sabit kalmasıdır (a, ince yapı sabitidir) [31]. Bu durum onu ışık panelleri ve dokunmatik ekranların şeffaf elektrotları için uygun bir malzeme yapar. Böylelikle grafen, şeffaf elektrot malzeme olan indiyum kalay oksite (ITO) rakip olma potansiyeline sahiptir [32]. Grafen, bakırdan bir milyon kat daha fazla akım taşıyabilir [33]. Bunlara ek

olarak, helyum kadar küçük gazları geçirmezlik özelliğine de sahip olduğundan, gas sensörü araştırmalarına zemin hazırlamıştır [34].

Grafen sahip olduğu mükemmel özelliklerinden dolayı farklı uygulama alanlarında büyük ilgi toplamıştır. Bu özelliklerinden dolayı dokunmatik ekranlarda [32], yüksek frekans elektroniğinde [35], sensör uygulamalarında [36], ışık yayan diyotlarda [37], spin valflerinde [38], sıvı kristal ekranlarda (Liquid Crystal Display, LCD) [39], enerji depolanmasında [40], organik güneş hücrelerinde [41] ve nanokompozit malzeme [42] gibi uygulama alanlarında kullanılabilirliği gösterilmiştir. Bunlarla birlikte grafen sıfır enerjili band aralığına sahiptir. Grafen sahip olduğu yüksek mobiliteye rağmen uygulamaları ile ilgili bazı sorunlar vardır. Grafeni, optoelektronikte kullanımını sınırlayan sorunlardan biri sahip olduğu sıfır enerjili band aralığıdır. Geleneksel elektronikte yarıiletken aygıtlar gibi kullanılması isteniyorsa uygun büyüklükte bir bant aralığına sahip olması oldukça önemlidir. Band aralığı açma işlemlerinden biri, yanal olarak grafen numunelerin boyunun küçültülmesidir. Bu şekilde birkaç nanometre genişliğindeki grafen, grafen nano şeritler (GNR) olarak bilinir [43]. Diğer bir band aralığı açma işlemlerinden biride, dik bir elektrik alan uygulanarak band aralığı oluşturulabilen iki katmanlı grafen yapıdır [44]. Çok katmanlı grafen yapılarda ise enerji band yapısı ve mobilite, grafenin sahip olduğu değerlerden oldukça farklı olur. Dolayısıyla istenilen enerjide band aralığı oluşturmak ve aynı zamanda yüksek mobiliteye sahip olacak grafen tabanlı optoelektronik aygıtlar üretmek hala araştırmacıların üzerinde yoğun olarak çalıştığı sorunlar arasındadır.

Görünüşte basit olmasına rağmen, mekanik soyma metodu temel fizik araştırmaları gerçekleştirmek için yeterli miktarda grafen elde edilmesine izin vermektedir. Bu yöntemin grafen araştırmalarının ilerlemesi için çok değerli olduğu kanıtlanmıştır. Bununla birlikte, küçük ölçeklerde yüksek kaliteli grafen sentezine izin verse de, büyük ölçeklerde endüstriyel olarak sentezlenmesine izin vermemektedir. Bundan dolayı, büyük ölçeklerde grafen sentezi için başka metotlar kullanılmaktadır. Grafen, aynı zamanda epitaksiyel olarak SiC üzerine büyütülebilmektedir. SiC alttaşların göreli olarak küçük ve pahalı olması ve katkısız grafen örneklerin üretiminin bu yöntemdeki zorluklar, bu yöntemin dezavantajlarındandır. Grafen eldesinde en çok kullanılan yöntemlerden biri bakır gibi bir katalizör kullanan kimyasal buhar biriktirme yöntemidir. Bu yöntemdeki zorluk ise tanecikli sınırlar ve çizgi kusurları gibi aygıt performansında düşüşlere neden olan yapısal bozukluklara neden olabilmektedir [45]. CVD ve SiC üzerine epitaksiyel

büyütme dışında grafen oksitin indirgenmesi ve elektrokimyasal soyma gibi yöntemler ile de grafen sentezi yapılabilmektedir [46]. Bu yöntemlerin dezavantajlarından biri üretilen grafenlerin taşıyıcı mobiliteleri askıda bulunan grafene göre oldukça düşük olmasıdır. Yine de hegzagonal boron nitrit (h-BN) üzerindeki grafen oldukça yüksek mobiliteye sahip olduğu gösterilmiştir [47]. Bununla birlikte CVD yönteminde farklı teknikler kullanılarak da oldukça yüksek mobiliteye sahip aygıt yapımı gerçekleştirilmiştir [48].

Askıda bulunan Grafen mükemmel elektriksel özellikler göstermesine rağmen, aygıt yapımındaki kullanımı oldukça sınırlıdır. Askıda bulunan aygıtı üretmek verimliliği düşük ve zor bir işlemdir. Bu nedenle, aygıt yapmak için, grafen yaygın olarak Si/SiO_2, SiC, ya da HfO_2 gibi uygun alttaşlar üzerine büyütülür. Grafen uygun alttaş üzerine yerleştirildikten sonra taşıyıcı mobilitesi oldukça düşer. Bununla birlikte oda sıcaklığına çıkıldıkça da mobilitesinde düşüş görülmektedir. Bu düşüş, yüzey fonon saçılması ya da iyonize safsızlık saçılması gibi bir saçılma mekanizması olabilir [49,50]. Bunların dışında alttaş pürüzlülüğü [51] ya da safsızlıklar [52] gibi dış kaynaklı saçılmaların aygıt performasını etkilediği düşünülmektedir. Ayrıca en çok kullanılan alttaşlardan biri olan SiO_2 taşıyıcı mobilitesini polar optik fononların sınırladığı ifade edilmiştir [53]. Farklı alttaşlar üzerindeki grafen numunelerin mobiliteleri hesaplamalı yöntemler kullanılarak uygun alttaşlar araştırılmıştır [54]. Ayrıca, sıvı faz soyma yöntemiyle grafenin sentezinde kullanılan farklı değerlerde dielektrik sabitine sahip solventlerin mobilite üzerindeki etkileri incelenmiştir [55]. Dolayısıyla grafenin taşıyıcı mobilitesine etki eden faktörleri azaltmak için için uygun alttaş seçimi önemlidir.

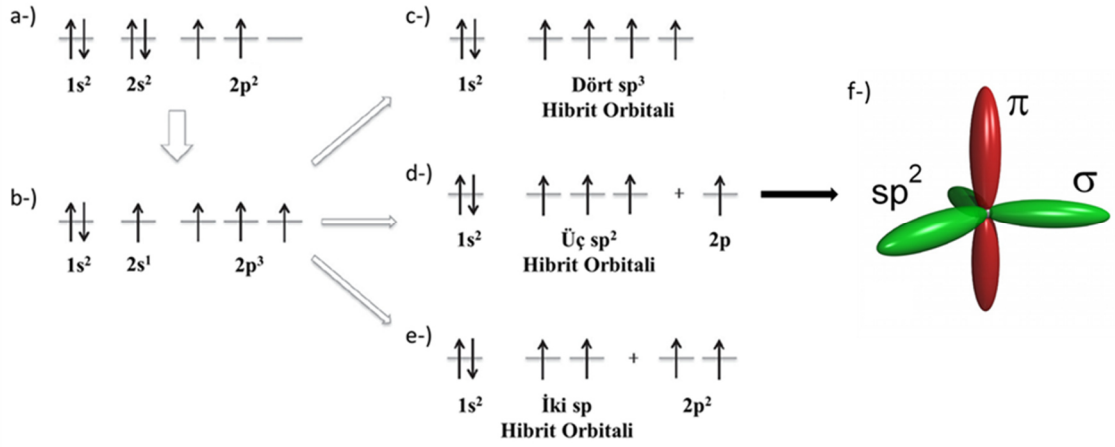
Bu tez çalışmasında ise CVD ile bakır üzerine büyütüldükten sonra TiO_2 alttaş üzerine yerleştirilen tek katman grafeninin (SLG) elektronik taşınım özellikleri, klasik magnetotransport ölçümleri ve Shubnikov de Haas (SdH) ölçümleri ile araştırılmıştır. Elde edilen ölçümler değerlendirilerek numunenin taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi klasik magnetotransport ölçümlerinden, kuantum mobilitesi, etkin kütle, Fermi enerjisi gibi fiziksel parametreleri SdH ölçümlerinden elde edilmiştir.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1. Karbonun Hibritleşmesi

Grafenin ve grafenin diğer allatroplarının özelliklerini anlamak için karbon elementinin özelliklerini anlamak büyük önem taşımaktadır. Karbon atomu 6 elektrona sahiptir ve taban durumunda $1s^2, 2s^2, 2p_x^1, 2p_y^1$ orbitallerini işgal ederler. Bunlardan iki tanesi 1s orbitalinde, diğer dört tanesi ise 2s ve 2p orbitallerinde bulunur. 1s orbitallerinde bulunan elektronlar çekirdek elektronları olarak bilinir ve çekirdeğe çok sıkı bağlandıklarından kimyasal bağlanmaya katılmazken diğer dört elektron çekirdeğe zayıf olarak bağlı olduklarından valans elektronları olarak bilinirler ve band oluşumuna katılırlar. 2s ve 2p orbitalleri arasındaki enerji farkı kimyasal bağ enerjisinden daha küçüktür. Böylelikle, karbon atomu en yakın komşu atomlarıyla olan bağlanma enerjisini arttırmak için, 2s ve 2p orbitallerinin yerleşimini değiştirerek bu dört elektronun dalga fonksiyonunu kolaylıkla birbirleriyle karıştırır. 2s ve 2p orbitallerinin böyle bir yer değiştirme işlemi hibritleşme olarak bilinir. Bağlar oluştuğunda karbon, hibrit orbitallerin oluşumuyla sonuçlanan 2s orbitallerinden birini boş $2p_z$ orbitallerine aktarır. Olası hibritleşmelerden biri, her biri sadece bir elektron ile doldurulmuş dört sp^3 hibrit orbitalinin oluşumuna neden olan dört atomik orbitalin karışmasıyla oluşmaktadır. Bu orbitaller itme etkisini minimuma indirmek için uzaydaki konumlarını uygun duruma getirmeye çalışırlar. Bu durum, aralarında 109,5° açı olan komşu karbon atomlarıyla oluşturulmuş dört σ bağının bulunduğu dörtyüzlü bir geometriye neden olur. Elmas, atomların yüzey merkezli kristal formunda bulunduğu üç boyutlu bir karbon allatropudur. Elmasta tüm karbon atomları sp^3 hibritleşmesi yapar ve 1,56 Å uzunluğunda bağ ile en yakın komşu atomlarına σ bağı ile bağlanır. Elmasın bilinen en sert malzemelerden biri olmasının nedeni atomları arasındaki güçlü sp^3 hibritleşmesidir. Elmas aynı zamanda yüksek termal iletkenliğe sahiptir, yaklaşık olarak 5,5 eV değerinde band aralığına sahip bir yalıtkan ve görünür ışığa geçirgendir [56]. Diğer bir olası hibritleşme ise, dört atomik orbital arasından biri 2s diğeri 2p orbitali olan iki atomik orbitalin karışmasıyla oluşan sp hibrit orbitalidir. Böylelikle her biri bir elektronla doldurulmuş iki sp orbitalinin oluşumuna neden olur. Bu durumda sp orbitallerinin arasında 180° lik açı vardır. Kalan orbitaller ise birbirlerine karışmazlar ve birbirlerine diktir. Bu oluşumda sp hibrit orbitalleri en yakın komşu atomlarla σ bağı oluştururken birbirine karışmayan p orbitalleri π bağları oluştururlar. Son olası hibritleşme durumu ise, dört atomik orbital içinden biri 2s diğer ikisi 2p olan üç atomik orbitalin karışması durumunda oluşan sp^2

hibritleşmesidir. Bu durumda herbiri bir elektron ile doldurulmuş üç sp^2 hibrit orbitalinin oluşumuna neden olur. sp^2 hibritleşmesinde sp^3 hibritleşmesinde olduğu gibi bu üç sp^2 orbitali kendilerini olabildiğince en uzak mesafede olacak şekilde yeniden yerleştirecekler. Bu durum sp^2 orbitalleri arasında 120° olan üçgen düzlemsel bir geometriye neden olur. Böylelikle, üç sp^2 hibrit orbitali üç en yakın komşu atomla σ bağılarını oluşturarak grafenin düzlemsel altıgen balpeteği yapısının oluşmasına neden olur. Grafendeki düzlem içi σ bağları (615 kJ/mol) elmastaki sp^3 hibritleşmesiyle oluşan C-C bağlarından (345 kJ/mol) daha güçlüdür. Dolayısıyla σ bağları, grafenin yüksek kırılma dayanıklılığı ve Young modülü ile belirlenen olağanüstü sağlamlık ve esnekliğinin kaynağıdır [28]. Kalan $2p_z$ orbitali ise düzleme dik ve komşu atomların $2p_z$ orbitalleriyle birleştiğinde π bağlarını oluşturur. σ bağları yerleşik olduklarından iletime katkıda bulunacak elektron vermezler. Grafenin elektronik özellikleri en yakın karbon atomlarının p_z atomik orbitalerinin hibritleşmesiyle oluşan π bağları tarafından belirlenmektedir [57].



Şekil 2.1. *Karbonun elektronik konfigürasyonu (a) temel durum; (b) uyarılmış durum; (c) sp^3 hibritleşmesi; (d) sp^2 hibritleşmesi ve (e) sp hibritleşmesi* [57] *f-) Grafendeki bir tek karbon atomunda bulunan σ ve π bağları* [58]

Grafen, Şekil 2.2'deki gibi iki boyutlu balpeteği kristal yapısında yerleşmiş karbon atomlarından oluşur. Bu balpeteği yapısı, her örgü noktasında A ve B harfleriyle etiketlenmiş iki atomlu bir baza sahip hegzagonal Bravais örgülerinden oluşmuştur. Gerçek uzayda hegzagonal Bravais örgüsünün ilkel örgü vektörleri;

$$a_1 = \frac{a}{2}\left(3, \sqrt{3}\right), \qquad a_2 = \frac{a}{2}\left(3, -\sqrt{3}\right) \tag{2.1}$$

ile verilir burada a ≈ 1.42 Å karbon karbon mesafesidir. Ters örgü vektörleri ise

$$b_1 = \frac{2\pi}{3a}(1,\sqrt{3}), \qquad b_2 = \frac{2\pi}{3a}(1,-\sqrt{3}) \tag{2.2}$$

ile verilir. Grafenin Brillouin köşelerindeki ***K*** ve ***K´*** noktaları Dirac noktaları olarak bilinir ve

$$\boldsymbol{K} = \left(\frac{2\pi}{3a}, \frac{2\pi}{3\sqrt{3}a}\right), \qquad \boldsymbol{K}' = \left(\frac{2\pi}{3a}, -\frac{2\pi}{3\sqrt{3}a}\right) \tag{2.3}$$

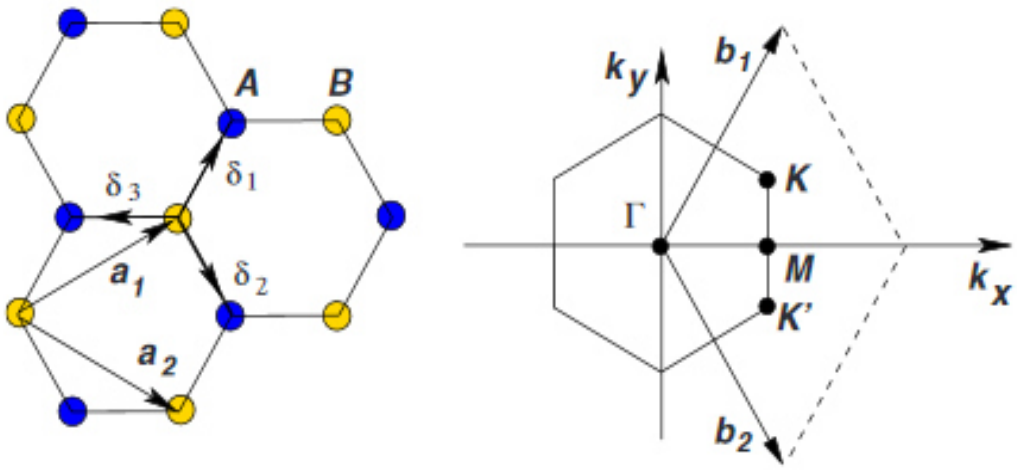
şeklinde ifade edilirler. Gerçek uzayda en yakın üç komşu vektörler;

$$\delta_1 = \frac{a}{2}(1,\sqrt{3}), \qquad \delta_2 = \frac{a}{2}(1,-\sqrt{3}), \qquad \delta_3 = -a(1,0) \tag{2.4}$$

ile verilirken en yakın altı komşu atom;

$$\delta_1' = \pm a_1, \qquad \delta_2' = \pm a_2, \qquad \delta_3' = \pm(a_2 - a_1) \tag{2.5}$$

noktalarına yerleşmiştir.



Şekil 2.2. *Grafenin balpeteği yapısı ve Brillouin bölgesi Solda: İç içe geçmiş iki üçgen örgüden oluşan grafenin örgü yapısı Sağda: Brillouin bölgesi ve Dirac noktaları (K ve K')* [20]

2.2. Grafenin Elektronik Özellikleri

Elektronların en yakın ve sonraki en yakın komşu atomlara atlayabileceği düşünülerek grafendeki elektronların sıkı bağlı Hamiltonianı [20];

$$H = -t \sum_{\langle i,j\rangle,\sigma} \left(a_{\sigma,i}^{\dagger} b_{\sigma,j} + \text{H.c.}\right) - t' \sum_{\langle\langle i,j\rangle\rangle,\sigma} \left(a_{\sigma,i}^{\dagger} a_{\sigma,j} + b_{\sigma,i}^{\dagger} b_{\sigma,j} + \text{H.c.}\right) \tag{2.6}$$

olarak verilir. Burada $\hbar = 1$ alındı ve $a_{i,\sigma}\left(a_{i,\sigma}^{\dagger}\right)$ A alt örgüsünde (eş bir tanım B alt örgüsü için kullanılır) $\mathbf{R}_i$ bölgesindeki σ spinli ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) bir elektron üzerine etki eden yaratma

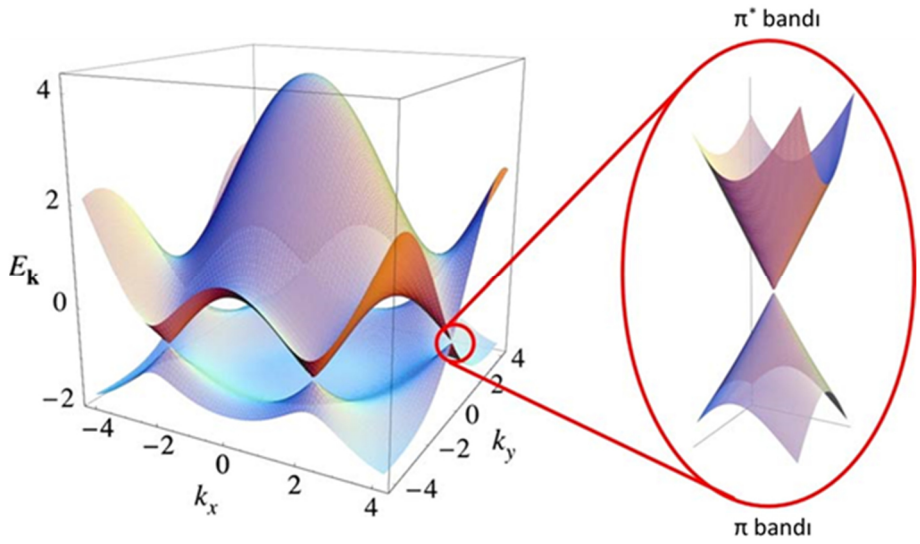
ve yok etme operatörleridir. Aynı şekilde B alt örgüleri için $b_i, b_i^\dagger$ operatörleri de belirlenmiştir. t (≈2.8 eV) en yakın komşu atlama enerjisi (farklı alt örgüler arasındaki atlama enerjisi), t' sonraki en yakın atlama enerjisi (aynı alt örgüdeki) dir ve $t' \approx 0.1$ eV olarak ifade edilmiştir [59].“H.c” ise Hermityen eşleniği olarak ifade edilmektedir. Bu Hamiltoniandan enerji bandları

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \pm t\sqrt{3 + f(\mathbf{k})} - t' f(\mathbf{k}) \qquad 2.7$$

olarak elde edilir [17]. $f(\boldsymbol{k})$ burada yardımcı fonksiyondur, ifadesi ise

$$f(\mathbf{k}) = 2\cos\left(\sqrt{3}k_y a\right) + 4\cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right)\cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_x a\right) \qquad 2.8$$

şeklindedir.



Şekil 2.3. *Grafenin band yapısı ve büyütülerek gösterilen kısım ise Dirac noktalarının birbirine değdiği yer* [20]

Eğer $t' = 0$ ise spektrum sıfır enerjisinde simetriktir. Sonlu t' değerlerinde elektron-deşik simetrisi kırılır, π ve π^* bandları asimetrik olur. Burada π^* bandı iletim bandını, π bandı ise valans bandını temsil eder. Dispersiyon yasası $|\mathbf{q}| \ll |\boldsymbol{K}|$ olduğu varsayılarak $E_{\pm}(\mathbf{k})$, $\mathbf{k} = \boldsymbol{K} + \mathbf{q}$ vektörü kenarına genişletilerek

$$E_{\pm}(\mathbf{q}) \approx \pm\hbar v_F |\mathbf{q}| \qquad 2.9$$

şeklini alır. $\mathbf{q}$ burada Dirac noktasına göre ölçülmüş elektron momentumu, v_F Fermi hızıdır. $v_F = 3ta/2$ ile verilir ve değeri $v_F \approx 1 \times 10^6 \mathrm{m/s}$’ dir. Şekil 2.3’te eşitlik 2.7’ nin sonucu gösterilmiştir. $\boldsymbol{K}$ noktası civarında Dirac konilerinin birbirlerine değdiği yerde,

band yapısının nasıl lineer olduğu, kesişim noktasında yer alan Fermi seviyesinde valans ve iletim bandının nasıl kesiştiği görülebilir.

Eşitlik 2.9'daki enerji dağılımı rölativistik Dirac eşitliği ile tanımlanan rölativistik parçacıkların enerjisine benzer. Böylelikle bu kütlesiz Dirac benzeri dağılımın sonuçlarından biri elektronik yoğunluğa bağlı siklotron kütlesidir. Yarı klasik yaklaşımla siklotron kütlesi

$$m^* = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{\partial A(E)}{\partial E}\right]_{E=E_F} \tag{2.10}$$

olarak ifade edilir. Burada $A(E)$, elektronun yörüngesi tarafından kapatılmış alandır ve ifadesi

$$A(E) = \pi q(E)^2 = \pi \frac{E^2}{v_F^2} \tag{2.11}$$

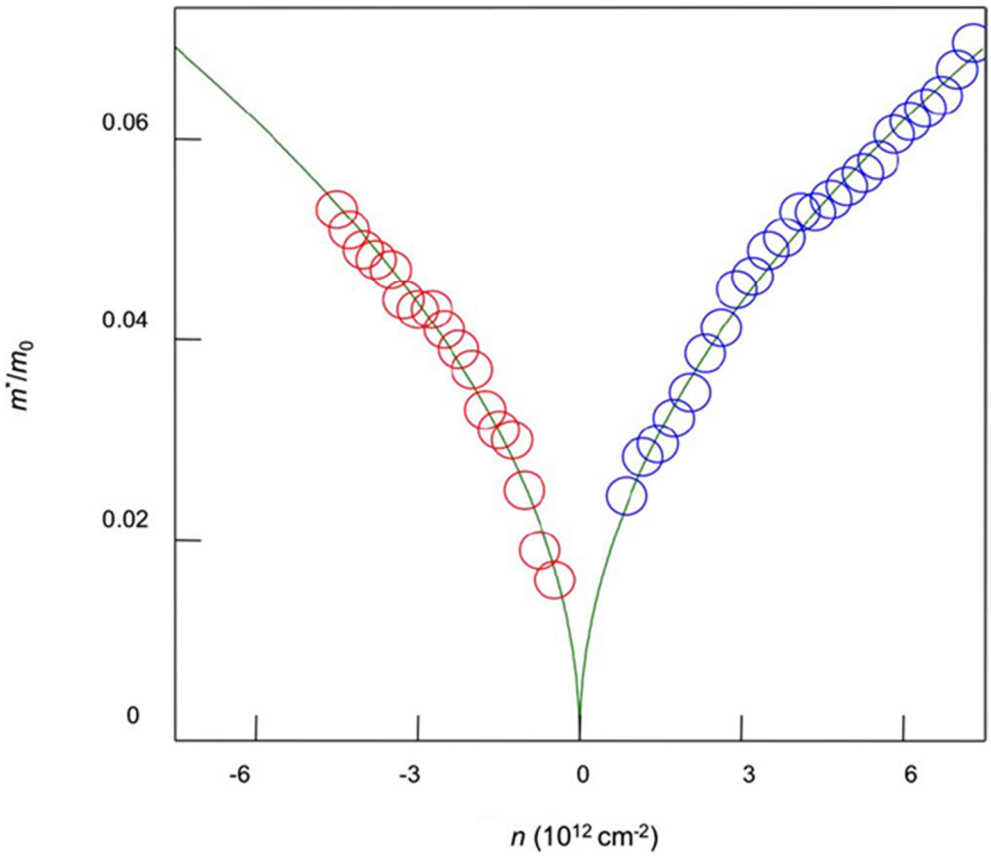
şeklindedir. Eşitlik 2.10 ve 2.11 birlikte kullanılarak

$$m^* = \frac{E_F}{v_F^2} = \frac{k_F}{v_F} \tag{2.12}$$

elde edilir. Fermi momentumu k_F, $\boldsymbol{K}$ ve $\boldsymbol{K'}$ Dirac noktaları ve spinden kaynaklı katkılar hesaba katılarak elektronik yoğunluk n ifade edilir. $n = k_F^2/\pi$ olduğundan siklotron kütlesi

$$m^* = \frac{\sqrt{\pi}}{v_F}\sqrt{n} \tag{2.13}$$

olarak elde edilir. Eşitlik 2.13, Şekil 2.4 te gösterildiği gibi deneysel veriye uydurularak kullanılabilir. Bu şekilde elde edilen Fermi hızı ve atlama parametreleri sırasıyla $v_F \approx 10^6\,\mathrm{m/s}$ ve $t \approx 3\,\mathrm{eV}$ dur. Siklotron kütlesinin $\sqrt{n}$ bağımlılığının deneysel olarak gözlenmesi, grafendeki kütlesiz Dirac parçacıklarının varlığı için kanıt oluşturmaktadır.



Şekil 2.4. *n taşıyıcı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak yük taşıyıcıların siklotron kütlesi. Pozitif ve negatif n sırasıyla elektronları ve deşikleri temsil eder* [24]

2.3. Grafende Durum Yoğunluğu

Termal dengedeki katkılanmamış grafende, has yarı iletkenlerdeki asal taşıyıcılardakine benzer şekilde valans bandında deşikler, iletim bandında elektronlar bulunur. Grafenin sahip olduğu lineer enerji band dağılımı, grafendeki elektronlar için durum yoğunluğun enerjisiyle doğru orantılı olduğunu ifade eder ve

$$\rho(E) = \frac{g_s g_v}{2\pi(\hbar v_F)^2}|E| \qquad 2.14$$

ile verilir [60]. Burada $g_s = 2$ ve $g_v = 2$ sırasıyla spin ve vadi dejenerasyonudur. İki boyutlu elektron gazının (2DEG) yoğunluğu ise;

$$n = \int_0^\infty dE\rho\,(E) f(E) \qquad 2.15$$

şeklinde ifade edilir. Burada $f(E)$ Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur ve ifadesi;

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \tag{2.16}$$

şeklindedir. Burada k Boltzman sabiti, T mutlak sıcaklık ve E_F Fermi seviyesidir. Elektron ve deşik yoğunluğu simetrik olduğundan termal dengede elektron yoğunluğu (n) ve deşik yoğunluğu (p);

$$n = p = n_i = \frac{\pi}{6}\left(\frac{k_B T}{\hbar v_F}\right)^2 \tag{2.17}$$

ile verilir. Ama grafende iyonize olmuş safsızlıklar, potansiyel enerji birikintileri olarak bilinen Dirac noktasında yerel değişiklikler meydana getirebileceği ve bu durum minimum taşıyıcı miktarında artışa neden olabileceği bildirilmiştir [61].

2.4. Grafende Landau Seviyeleri

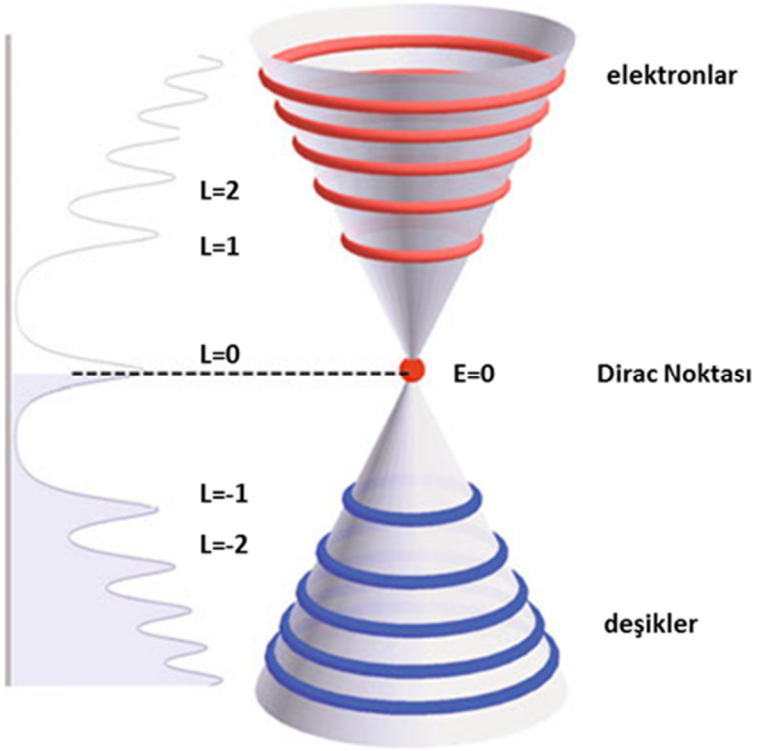
İki boyutlu bir iletken yüzeyine dik düzgün bir B magnetik alanın varlığında taşıyıcılar karakteristik bir ω_c siklotron frekansında dairesel siklotron yörüngelerinde dönmeye başlar. Bu durum kuantum mekaniksel çözümlemelerde enerji spektrumunda ayrık Landau seviyelerinin oluşumuna neden olur. Bu enerji seviyeleri geleneksel 2D sistemleri için;

$$E_N = \hbar\omega_C\left(L + \frac{1}{2}\right) \tag{2.18}$$

ile verilir. Burada $\omega_C = \frac{eB}{m^*}$ siklotron frekansı, m^* etkin kütle ve $L = \ldots, -2, -1, 0, +1, +2, \ldots$ ise farklı Landau seviyelerini (LL) temsil eden katsayılardır. Grafende ise yük taşıyıcılarının kütlesiz Dirac parçacıkları gibi davranmasından dolayı Landau seviyeleri [62]

$$E_N = \pm\hbar\omega_G\sqrt{|L|} \tag{2.19}$$

ile ifade edilir. Burada, $\omega_G = \sqrt{2}v_F/l_B$ grafen için siklotron frekansı, $L = \ldots, -2, -1, 0, +1, +2, \ldots$ Landau seviyelerini temsil eden katsayılar, $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$ ise magnetik uzunluktur. Şekil 2.5'te kuantize olmuş Landau seviyeleri görülmekte ve grafenin konik enerji dağılımı, B manyetik alanı varlığında taşıyıcılara bağlı olarak elektronların Dirac noktasının üstünde, deşiklerin ise Dirac noktasının altında olacak şekilde sıralı bir şekilde ayrık olarak nasıl değiştiği gösterilmiştir.



Şekil 2.5. *Grafende kuantize olmuş Enerji seviyeleri ve durum yoğunluğu üzerindeki değişiklikler* [63]

2.5. Grafende Kuantum Hall Etkisi

Klaus von Klitzing ve arkadaşları alçak sıcaklıklarda üzerinden akım geçen 2D bir sisteme güçlü bir magnetik alan uygulandığında 2D sistemin Hall direncinin kuantize olduğunu ilk defa keşfettiler [64]. Bu keşfinden dolayı Klaus von Klitzing 1985 yılı Nobel ödülünü kazanmıştır. Geleneksel 2D sistemde Hall iletkenliği;

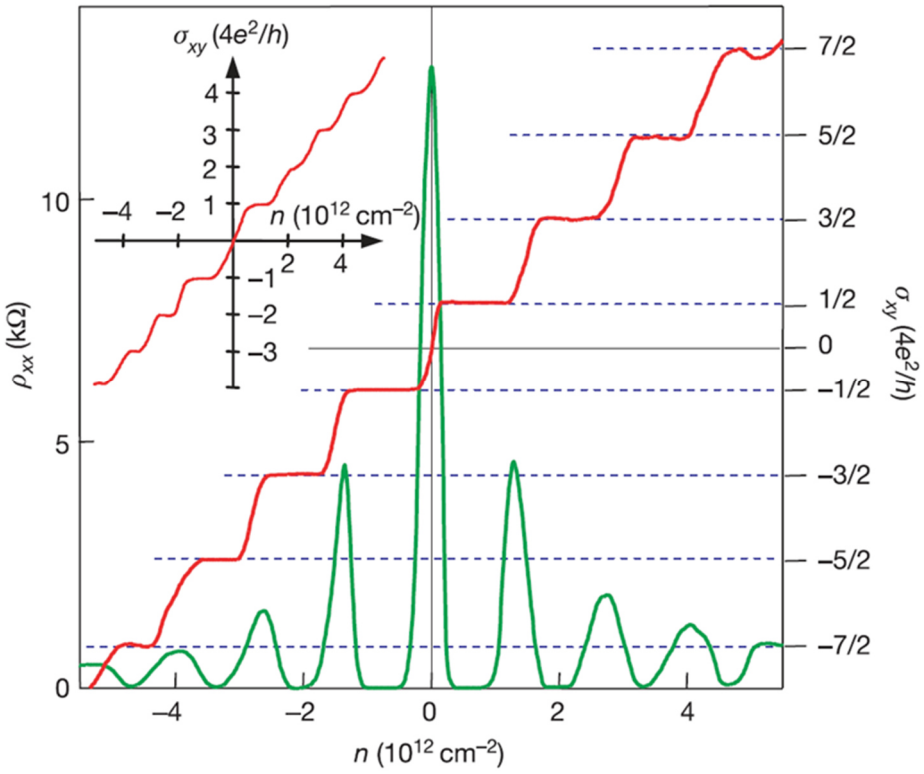
$$\sigma_{xy} = L\frac{e^2}{h} \tag{2.20}$$

ile verilir. Grafende bu durum yarım tamsayılı kuantum Hall etkisi olarak ortaya çıkar. Grafen 2D yapısına sahip olmasına rağmen geleneksel ifade grafen için kullanılamaz. Grafende işgal edilen toplam durumların sayısı $2 \times (2L + 1)$dir. $\boldsymbol{K}$ *ve* $\boldsymbol{K'}$ vadileri için toplamda 2L durum ve +1 ise Dirac noktaları tarafından paylaşıldığını ifade eder. Grafendeki Hall iletkenliği,

$$\sigma_{xy} = 4\left(L + \frac{1}{2}\right)\frac{e^2}{h} \tag{2.21}$$

ile ifade edilir. Burada 4 sabiti, spin ve vadi dejenerasyonundan gelir. Bu sonuç kütlesiz Dirac elektronlarının bir sonucu olup deneysel olarak ilk defa mekanik soyma yöntemi

ile elde edilmiş grafende gözlenmiştir [24,25] (Şekil 2.6). Daha sonra epitaksiyel olarak SiC üzerine büyütelen grafende [65-67], nikel (Ni) üzerine CVD yöntemiyle büyütülmüş grafende [68] ve bakır (Cu) üzerine büyütülmüş grafende [69] gözlenmiştir.



Şekil 2.6. *Magnetik alan değeri 14 T ve sıcaklık 4K iken tek katman grafenin yük yoğunluğuna bağlı boyuna direnci (ρ_{xx}) ve Hall iletkenliği (σ_{xy})* [24]

2.6. Taşınımı Etkileyen Saçılma Mekanizmaları

Farklı alttaşlar üzerindeki grafen numunelerin saçılma mekanizmalarını incelemek için, sıcaklıktan bağımsız mobilite terimi (μ_0), boyuna akustik fonon saçılması (LA), uzak arayüz fonon (RIP) saçılmaları hesaba katılmıştır. Bahsi geçen saçılma mekanizmalarının mobiliteye etkileri Matthiessen kuralı içerisinde kullanılarak toplam mobilite;

$$\frac{1}{\mu_{TOTAL}} = \frac{1}{\mu_{LA}} + \frac{1}{\mu_{RIP}} + \frac{1}{\mu_0} \qquad 2.22$$

elde edilir.

2.6.1. Boyuna akustik fonon saçılması

LA fononlarından yük taşıyıcılarının saçılması mobilitede düşüşe neden olurlar. LA fononlarının mobiliteye katkısı sıcaklığa bağımlıdır ve

$$\mu_{LA} = \frac{4e\rho v_s^2 v_F^2}{N_{2D}\pi D_A^2 k_B T} \quad 2.23$$

ile ifade edilir [52]. Burada e elektronun yükü, ρ grafenin iki boyutlu kütle yoğunluğu, v_s LA fonon hızı, v_F grafenin Fermi hızı, N_{2D} iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu, k_B Boltzmann sabiti, D_A deformasyon potansiyeli ve T örgü sıcaklığıdır.

2.6.2. RIP fonon saçılması

Geleneksel yarıiletkenlerde yüksek sıcaklıklarda optik fonon saçılması, mobiliteyi etkileyen baskın saçılma mekanizmasıdır. Grafen de ise oda sıcaklığındaki optik fonon enerjileri saçılmaya katılmak için fazla büyüktür (~160 meV). Ancak grafen numune alttaş üzerinde bulunduğunda, yük taşıyıcıları alttaş kaynaklı optik fononlar tarafından saçılırlar ve bu fononlar RIP fononlar olarak bilinirler. RIP fononların mobiliteye katkısı;

$$\mu_{RIP} = \frac{1}{N_{2D}}\left[\sum_i \left(\frac{C_i}{e^{(E_i/k_B T)} - 1}\right)\right]^{-1} \quad 2.24$$

ile verilir [53]. Burada C_i ve E_i uyum parametreleridir ve sırasıyla çiftlenim şiddeti ve fonon enerjilerini ifade eder.

2.6.3. Sıcaklıktan bağımsız saçılma

Bu saçılma mekanizması içerisinde mobiliteyi sınırlayan Coloumb (μ_C) ve kısa erimli (short range) saçılma (μ_{SR}) ifadeleri bulunur ve ifadesi

$$\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_C} + \frac{1}{\mu_{SR}} \quad 2.25$$

şeklindedir [70].

2.6.4. İyonize safsızlık saçılması

İyonize olmuş safsızlık saçılması bazı saçılma merkezlerinden elastik olarak saçılma işlemidir ve Brooks-Herring modeline göre;

$$\mu_{II} = \frac{128(2\pi)^{1/2}\varepsilon_0^2\varepsilon_s^2 k_B^{3/2} T^{3/2}}{e^2 (m^*)^{1/2} N_i}\left[\ln(1+b) - \frac{b}{1+b}\right]^{-1} \quad 2.26$$

ile verilir [71]. Burada

$$b = \frac{24m^* k_B^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s T^2}{e^2 \hbar^2 m_0 N_{3D}}, \qquad 2.27$$

ε_0 boş uzayın elektriksel geçirgenliği, ε_s statik dielektrik sabiti, N_i iyonize safsızlık yoğunluğu ve N_{3D} üç boyutlu taşıyıcı yoğunluğudur.

2.7. Shubnikov de Hass Osilasyonları

Kuantum Hall etkisinden çok daha önce magnetik alan altında bulunan düşük boyutlu sistemin transport özellikleri çalışılarak bu sistemlerin elektronik özellikleri hakkında önemli ölçüde bilgi edinilebileceği anlaşılmıştır. Bu iki boyutlu davranışa ilk açık kanıt magnetik alan altındaki Si/SiO_2 terslenim katmanının iletim kanalındaki osilasyonlar incelendiğinde gözlenmiştir [72]. 2D bir elektron sisteminde, bu düzleme dik bir magnetik alan uygulandığında sistemin boyuna ve enine direncinde magnetik alana bağlı olarak değişme görülür. Eğer sistem üzerine uygulanan magnetik alan şiddeti değiştirilirse Landau seviyelerinin enerjileri değişmeye başlar. Magnetik alan şiddetinin artmasıyla Landau seviyeleri genişleyerek Fermi seviyesine yaklaşır ve magnetik alan şiddeti yeterli ise Landau seviyeleri sırasıyla Fermi seviyesinden geçerler. Bu geçişlerde, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunda osilasyon meydana gelir ve Landau seviyeleri Fermi seviyesine karşılık geldiği her magnetik alan değerinde boyuna R_{xx} direncinde maksimum değer gözlenir. R_{xx} ve R_{xy} dirençlerinde magnetik alan bağlı bir fonksiyon gibi periyodik olarak osilasyonlar gözlenir. R_{xx} direncinin gösterdiği osilasyon Shubnikov de Hass osilasyonu olarak bilinir. Fakat geleneksel 2D elektron sistemleriyle kıyaslandığında grafendeki SdH osilasyonlarında π kadarlık bir faz kayması görülmektedir. Bu olgu, grafendeki kütlesiz Dirac fermiyonları ile ilişkilidir [24].

Magnetik alan altındaki bir 2D elektron sisteminde ölçülen boyuna R_{xx} boyuna direnci

$$R_{xx}(B) = R_M(B) + R_{OSC}(B) \qquad 2.28$$

olarak ifade edilir. Eşitliğin sağ tarafındaki ifadelerden olan $R_M(B)$ magnetodirencin osilasyon yapmayan kısmı iken ikinci terim $R_{OSC}(B)$ ise SdH osilasyonlarını temsil eder.

Elektronların saçılması nedeniyle oluşan Landau düzeyi genişlemesi ($\hbar/\tau_q$), sonlu sıcaklıkta Fermi düzeyindeki yaklaşık olarak $k_B T$ kadar yayılma ve spin yarılmasının hesaba katılmasıyla, sadece ilk altbandı dolu olan 2DEG'da SdH osilasyonları için

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos\left[\frac{2\pi r(E_F - E_1)}{\hbar\omega_c} - r\pi\right] \quad 2.29$$

ifadesi elde edilmiştir [73-77]. Burada *r* harmonik numarası, E_F Fermi enerjisi, E_1 birinci altband enerjisi, ρ_0 sıfır magnetik alandaki özdireç ve b_r fonksiyonu SdH osilasyonuna katkıda bulanan farklı fonksiyonları içerir ve

$$b_r = D(r\chi)\exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right)\cos(r\pi v) \quad 2.30$$

ifadesi ile temsil edilir. b_r içindeki çarpanlarda $D(r\chi)$ sonlu bir T sıcaklığındaki Landau seviyesini genişleten sıcaklık sönümlenme faktörüdür [74,78] ve

$$D(r\chi) = \frac{r\chi}{\sinh(r\chi)}, \qquad \chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_C} \quad 2.31$$

ile verilirken

$$\exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) \quad 2.32$$

çarpanı Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesini, $\cos(r\pi v)$ çarpanı ise spin yarılmasının SdH osilasyonlarının çizgi şekline (line shape) etkisini ifade etmektedir. SdH osilasyonlarındaki yüksek harmonikleri ihmal edilerek *r*=1 almak SdH verilerinin analizinde yeterli olmaktadır [79-81].

Eşitlik 2.29 sadece ilk altbandın dolu olduğu varsayılarak türetilmiştir fakat 2DEG ikinci ya da daha üst altbandlarda taşıyıcı içerebileceğinden ve her altbandın osilasyona katkısı her altbandta bulunan taşıyıcı etkin kütlesi ve kuantum ömrü farklı olduğu düşünülerek

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} \propto \sum_{i=1}^{n} D(i,\chi)\exp\left(\frac{-i\pi}{\omega_{c,i}\tau_{qi}}\right)\cos\left[\frac{2i\pi(E_F - E_{\mathrm{i}})}{\hbar\omega_{c,i}} - i\pi\right] \quad 2.33$$

ifadesi SdH osilasyonlarını temsil eder [76,77,82,83].

Eşitlik 2.29 ve 2.33'te kosinüs fonksiyonunun argümanı incelenerek, parabolik band yaklaşımında, her altbandda SdH osilasyonları periyodu için,

$$\Delta_i\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e\hbar}{m_i^*(E_F - E_{\mathrm{i}})} \quad 2.34$$

bulunur. Geleneksel 2D bir malzemede mutlak sıfır sıcaklıkta birinci altbant için taşıyıcı yoğunluğu;

$$N_{2D} = \frac{m^*(E_F - E_1)}{\pi\hbar^2} \tag{2.35}$$

ile verilir. Eşitlik 2.35'da verilen taşıyıcı yoğunluğu ifadesi Eş. 2.34' te kullanılarak,

$$N_{2D}^{(\text{i})} = \frac{e}{\pi\hbar\Delta_i(1/B)} \tag{2.36}$$

toplam 2D taşıyıcı yoğunluğu elde edilir. Eşitlik 2.35 ve Eşitlik 2.36'dan görülebileceği gibi, SdH osilasyonlarının periyodu ölçülerek, $N_{2D}^{(\text{i})}$ ile m^* ve $E_F - E_{\text{i}}$ niceliklerinden biri (diğeri biliniyorsa) belirlenebilir. Eşitlik 2.36, g_s ve g_v dejenerasyonlarının açık şekilde yazılmasıyla

$$N_{2D}^{(\text{i})} = \frac{g_s g_v e}{h\Delta_i(1/B)} \tag{2.37}$$

ifadesine dönüşür [84].

SdH Osilasyonlarının genliği sıcaklık (T), etkin kütle (m^*), ve osilasyon pikinin meydana geldiği magnetik alan şiddetine ($B = B_n$) bağlı olarak değişmektedir. Elektron kuantum ömrünün sıcaklıktan bağımsız olduğu varsayılmış ve yüksek harmonikler ihmal edilerek, osilasyon genliği

$$A(T, B_n) = (sabit)\frac{2\pi^2 k_B/\hbar\omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)} \tag{2.38}$$

olarak verilebilir. Bir B_n magnetik alanı altında farklı sıcaklıklardaki T *ve* T_0 sıcaklıklarındaki osilasyon genlikleri oranlanırsa

$$\frac{A(T, B_n)}{A(T_0, B_n)} = \frac{sinh(2\pi^2 k_B T_0/\hbar\omega_c)}{sinh(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)} \tag{2.39}$$

eşitliği elde edilir. Burada $A(T, B_n)$ ve $A(T_0, B_n)$ sırasıyla B_n magnetik alan değerinde T ve T_0 sıcaklıklarındaki osilasyon genlikleridir. Elde edilen deneysel verilere eşitlik 2.39'a uydurularak etkin kütle elde edilir [80,85,86].

Eşitlik 2.33 içerisinde yer alan $\exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$ çarpanı Landau seviyelerinin genişlemesinden sorumlu olan ve SdH osilasyonları genliğine katkıda bulunan

$$\exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau_q}\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B}\right) = \exp\left(-\frac{2\pi k_B T_D}{\hbar\omega_c}\right) \quad 2.40$$

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

$$T_D = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau_q} \quad 2.41$$

bağıntısıyla tanımlanır [85-87]. $B = B_n$ magnetik alan değerinde gözlenen osilasyon pikinin genliği $D(\chi)$ ifadesine bölünerek yazılabilir.

$$\frac{A(T, B_n)}{D(\chi)} = C\ exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B_n}\right). \quad 2.42$$

Burada *C* bir sabittir. Her iki tarafın logaritması alınarak,

$$\ln\left(\frac{A(T, B_n).B_n^{-1/2}.\sinh(\chi)}{\chi}\right) = (sabit) - \left(-\frac{\pi}{\mu_q B_n}\right) \quad 2.43$$

bağıntısı elde edilir [80]. Bu ifade deneysel datalara uydurulduğunda elde edilen eğimden etkin kütlenin (m^*) bilinmesi şartıyla μ_q elde edilir. μ_q'nin

$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} \quad 2.44$$

ifadesinde kullanılmasıyla birlikte kuantum ömrü (τ_q) ve eşitlik 2.41'de kullanılmasıyla ise Dingle sıcaklığı elde edilir [88].

Grafendeki τ_q kuantum ömrüve τ_t aşınım ömrü ifadelerinin saçılma açıları bakımından arasındaki fark aşağıdaki gibi verilebilir [89]:

$$\frac{1}{\tau_q} = \int_0^{\pi} Q(\theta)\,(1 + \cos\theta)\,d\theta, \quad 2.45$$

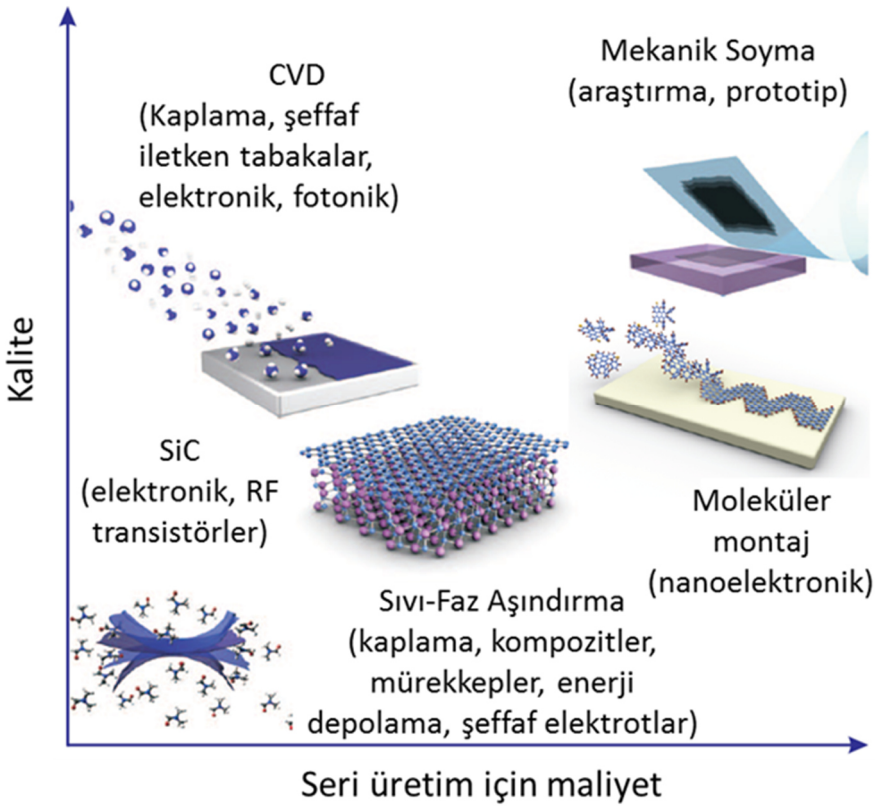
$$\frac{1}{\tau_t} = \int_0^{\pi} Q(\theta)\,(1 + \cos\theta)\,(1 + cos\,\theta)d\theta. \quad 2.46$$

Burada, θ saçılma açısı ve $Q(\theta)$ belirli saçılma mekanizmalarına bağlı ifadedir. Küçük saçılma açıları τ_q baskınken, büyük açı saçılmalarında daha çok τ_t baskındır. Taşınım ömrünün (τ_t) kuantum ömrüne (τ_q) oranı (τ_t/τ_q) geleneksel 2DEG sisteminde

kompleks saçılma senaryoları hakkında bilgi verdiği gösterilmiştir. Bir 2DEG sisteminde $\tau_t/\tau_q \sim 1$ olması kısa erimli bir saçılma mekanizması olduğunu, $\tau_t/\tau_q \gg 1$ olması 2DEG' dan uzak yüklü safsızlıkların saçılmaya neden olduğu bilinmektedir [76].

2.8. Grafen Sentezi

Grafenin keşfinde kullanılan yöntemle sadece küçük ölçeklerde elde edildiğinden grafen tabanlı elektronik aygıtların üretiminde kullanılmasına izin vermez dolayısıyla grafenin sentezi için farklı metotlar geliştirilmiştir. Farklı üretim yöntemleriyle farklı kalitede grafen elde edilmektedir ve bu yöntemlerde elde edilen grafenler farklı uygulama alanlarında kullanılabilmektedir (Şekil 2.7). Bu başlık altında mekanik soyma yöntemiyle birlikte bu yönteme alternatif, en çok kullanılan büyütme yöntemlerinden ikisi kısaca anlatılmıştır.



Şekil 2.7. *Grafen sentezinde kullanılan bazı yöntemler ve bunların seri üretim maliyetlerine karşılık kalite seviyeleri* [90]

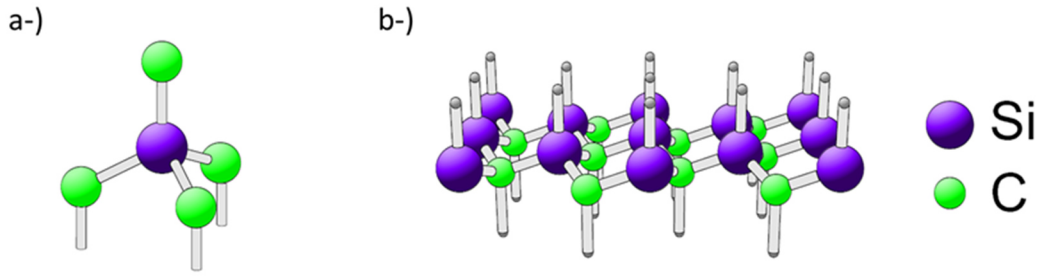
2.8.1. Mekanik soyma yöntemi

Bu yöntem 'Scotch tape' yöntemi olarakta bilinir. Bu yöntem ile yüksek kaliteye sahip birkaç atom kalınlığındaki grafitten Manchester grubu grafeni ilk defa izole ederek deneysel çalışmalar yapmışlardır [15] ve daha sonra bu keşif 2010 Fizik Nobel ödülünü getirmiştir. Grafit üst üste yerleşmiş grafen katmanlardan oluşan bir malzeme olarak düşünülebilir. Bu yöntemde yüksek kaliteli grafit kristali yüzeyi yapışkan band ile yapıştırılıp çekilerek, grafit kristalinin yüzeyinden grafen alınmaya çalışılır ve istenilen alttaş üzerine bastırılır. Eğer grafen katmanları arasındaki tutunma, alttaş arasındaki tutunmadan daha zayıf ise grafen alttaş yüzeyine transfer edilmiş olur. Grafenin altaş üzerine transferi ve görülebilmesi için optik mikroskop ile incelenmesi gereklidir. Novoselov ve arkadaşları grafenin optik mikroskopla incelenebilmesi için uygun alttaşın 300 nm kalınlığındaki Si/SiO_2 alttaş kullanılması gerektiğini ifade etmişlerdir [15]. Grafen ve birkaç grafen katman çıplak göze görünmezdir, bu nedenle grafen Si/SiO_2 alttaş üzerine yerleştirilerek grafenin ışık ile etkileşime girmesi sağlanır. Bu yöntemle grafen, iki katmanlı grafen hatta birkaç katmanlı grafen optik mikroskopla tespit edilebilmektedir. Daha sonra bu gerekliliğin fiziği Abergel ve arkadaşları [91] ile Blake ve arkadaşları [13] tarafından açıklanmıştır. Bu metot çok basit adımlarla yüksek kalitede grafen sentezine olanak sağlamakla birlikte on ya da yüz mikron büyüklüğünde grafen elde edilebilmektedir [92]. Bu sadece temel araştırmalar için yeterli olabilmektedir.

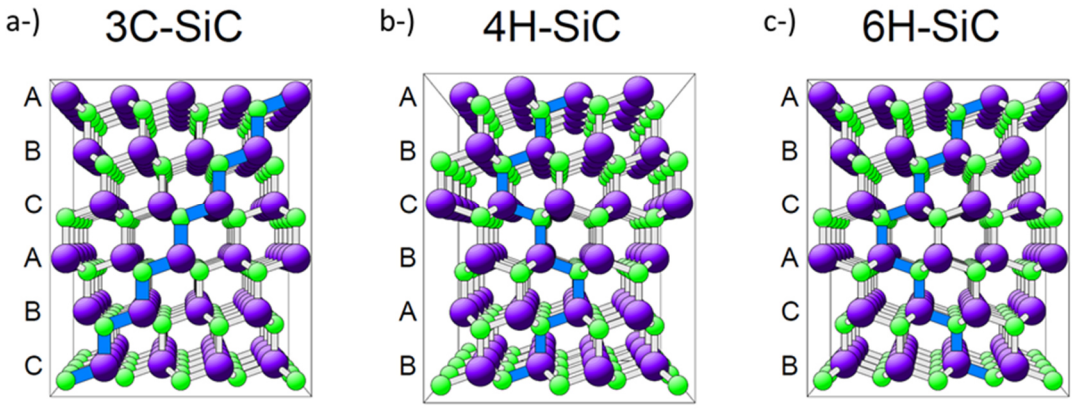
2.8.2. SiC üzerine epitaksiyel büyütme

Bu büyütme metodunda, işlem sonucunda oluşan grafenin kalitesi, büyütmede kullanılan SiC yüzeyinin yapısına bağlı olarak değişir. Si ve C atomları sp^3 hibritleşmesi yaparak tetralheadral geometrisinde kovalent bağ yaparak SiC yapısını oluştururlar (Şekil 2.8a). SiC, biri kübik, diğeri hegzagonal istiflenme olmak üzere iki tip istiflenme tipine sahiptir. Si atomları bir katmanı, C atomları da diğer katmanı oluşturduğu düşünüldüğünde, iki katmanlı SiC yapılardan oluşmaktadır (Şekil 2.8b). Bu iki katmanlı yapıların farklı istiflenme ve iki katmanlı SiC düzleminin yönlenme sırasına bağlı olarak ikiyüzden fazla politipe sahiptir. 3C-SiC, 4H-SiC ve 6H-SiC sırasıyla 3, 4 ve 6 adet iki katmanlı SiC içeren politiplerden birkaçıdır (Şekil 2.9). Politip adlandırmasında kullanılan C kübik yapıları, H ise hegzagonal yapıları ifade etmektedir. Bu yapılardan 3C-SiC 2.39 eV, 4H-SiC 3.27 eV, 6H-SiC ise 3.02 eV yasak enerji aralığına sahip yalıtkanlardır. En yaygın alttaşlar 4H-SiC ve 6H-SiC hegzagonal yapılarıdır. SiC yapıları

bir adet Si-sonlandırılmış yüzeyi (0001) ile birlikte bir adet C-sonlandırılmış ($000\bar{1}$) yüzeye sahiptir.



Şekil 2.8. *a-) sp3 hibritleşmesi yapmış Si ve C atomlarından oluşan SiC b-) SiC kristal yapısını oluşturan iki katmanlı hegzagonal SiC* [93]



Şekil 2.9. *Farklı politipteki SiC'ün kristal yapıları ve istiflenme düzenleri a-) 3C-SiC (Zinc Blende) b-) 4H-SiC (hegzagonal) c-) 6H-SiC (hegzagonal)* [93]

Grafen, SiC' ün vakum ortamında ısıtıldıktan sonra Si atomlarının süblimleşmesiyle büyütülebilir. Grafenin, bu yüzeylerin ısıtılmasıyla büyütülmesi ilk olarak 1975 yılında Van Bommel ve arkadaşları [94] tarafından belirlenmiş daha sonra 1998 yılında Forbeaux ve arkadaşları tarafından doğrulanmıştır [95]. İlk transport ölçümleri ise Berger ve arkadaşları ilk defa 2004 yılında gerçekleştirmiştir. SiC çok sert bir malzeme olduğundan pürüzsüz bir yüzeye sahip SiC elde etmek zordur. Grafeni büyütme işleminden önce pürüzsüz bir yüzey elde etmek oldukça önemlidir. Bu nedenle, yüzeyi büyütmeye hazırlamak için yapılan işlemlerden ilki bir çözücü yardımıyla yüzeyi temizlemektir. Bundan sonra, alttaştan zarar görmüş yüzeyi temizlemek için 1500 °C'nin üzerinde bir sıcaklıkta H_2 gazına maruz bırakılır [96]. Aşındırılmış yüzey, aşındırılmamış yüzeyle kıyaslandığında, alttaş yüzey arasındaki nokta kusurlar ya da yerel düzensizliklere bağlı arkaplan saçılmalarında önemli ölçüde azalma olduğu görülmüştür

[97]. SiC alttaş yüksek sıcaklıklarda H_2 gazına maruz bırakılır. Si süblimleşme aşaması ya çok yüksek vakum altında ya da bir asal gaz olan argon atmosferinde yaklaşık olarak 1200 °C sıcaklıkta gerçekleştirilir [98,99]. Argon gazı kullanımı aşınmayı azaltır ve vakum altında gerçekleştirilen süblimleşmeden elde edilen alandan daha fazla alan elde edilir [100]. Böyle yüksek sıcaklıklarda Si atomları yüzeyden ayrışarak SiC yüzeyinde karbon atomlarını bırakır. Geride kalan bu karbon atomları yeniden birleşerek SiC üzeride bulunan grafeni oluştururlar. Büyüme ya Si yüzeyinde ya da C yüzeyinde oluşur. C yüzeyinde büyüme Si yüzeyindeki büyümeden daha hızlı olmasına rağmen grafit yapısındaki istiflenmeye (Bernal istiflenmesi) kıyasla daha kusurlu bir yapıya sahiptir [101]. Si yüzeyindeki büyüme ise daha yavaş ama grafenin grafitteki gibi istiflenmesiyle oluşur [94,102]. Dolayısıyla, grafenin doğrudan SiC yüzeyi üzerinde büyümesi ve düzgün istiflenmiş bir grafen tabakasının oluşması büyük ölçeklerde üretim için en önemli büyütme yöntemlerden biri olarak görülmektedir.

2.8.3. Kimyasal buhar biriktirme (Chemical Vapor Deposition, CVD) ile büyütme

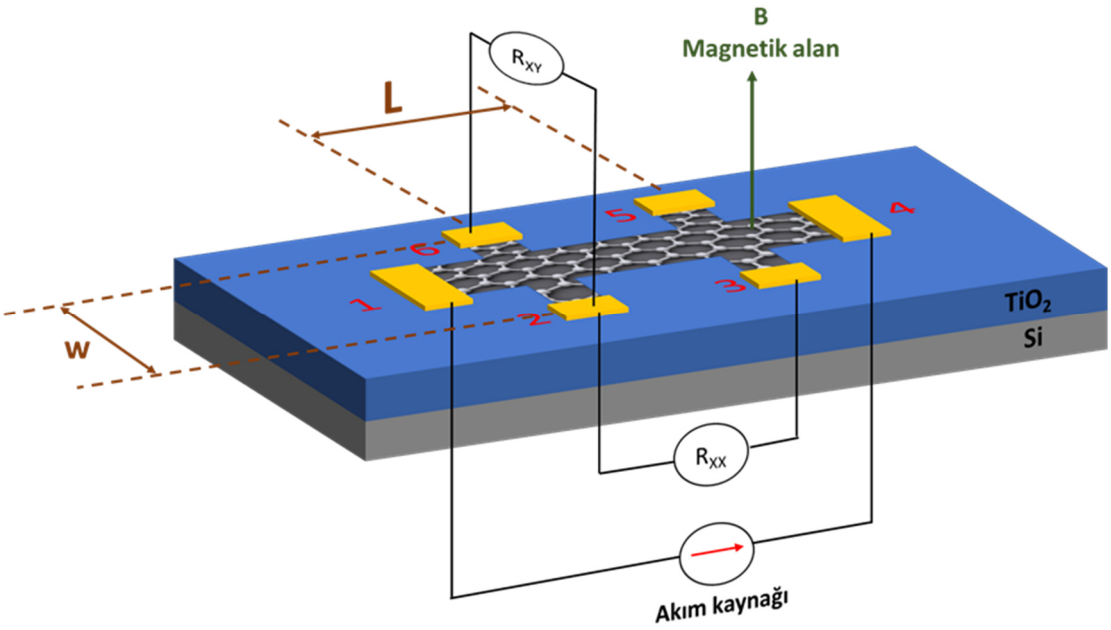
Grafenin kimyasal buhar biriktirme (CVD) ile büyütülmesi, büyük ölçeklerde grafen sentezi için gelecek vaad eden ve en çok kullanılan kullanılan yöntemlerden biridir. Bu yöntemde grafen, katalitik metal yüzeyler üzerine büyütülmektedir. Ni, Cu gibi karbon katalizörleri bu yöntemde en çok kullanılan metallerdir [103]. Bu metallerden biri kuartz tüpüne yerleştirilir ve sıcaklık Ar (Argon), H_2 (hidrojen) gazlarından biriyle ya da her ikisiyle birlikte yükseltilir. Tüpe yüklenen metalin bakır olduğu düşünüldüğünde sıcaklık hidrojen gazıyla birlikte yaklaşık olarak 1000 °C kadar yükseltilir. İstenilen sıcaklığa ulaşıldıktan sonra örnek tavlanır. Tavlama işlemi yapılarak hedef yüzeyin düzleşmesini ve karbonun metal içindeki çözünürlüğünün arttırması sağlanır. Bakır yapraklar genelde 30 dakikada ve H_2 gazında tavlanır. Tavlamadan sonra, CH_4 (metan) ya da CH_2 (metilen) gibi gaz fazında bulunan karbon kaynaklarından biri ile Ar ve H_2 karışımına karıştırılır. Bu aşamadan sonra, gaz kaynağında bulunan karbon, bakır yapraklar içine nüfuz eder. Bu işlem, karbon gaz kaynağı olmadan oda sıcaklığına çok hızlı bir şekilde soğutularak sonlandırılır. Bu soğutma işleminden sonra bakır içine nüfuz eden karbon atomları yüzey üzerine çıkar ve hegzagonal yapıda birleşerek grafeni oluşturur. Bu yöntemle büyütülmüş grafen Li ve arkadaşları (2011) [104] tarafından düşük basınçlı CVD yöntemiyle karbon kaynağı olarak CH_4 gazı kullanılarak elde edilmiştir. Farklı metaller ile de CVD yöntemiyle grafen sentezi yapılabilmiştir [105].

3. DENEYSEL YÖNTEMLER

3.1. Grafen Numunenin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında 300nm kalınlığındaki TiO_2/Si (Titanyum dioksit/Silisyum) alttaş üzerinde bulunan grafen numune kullanılmıştır. Grafen numune, Bilkent Üniversitesi'nde büyütülmüştür. Grafen, ilk önce bakır yaprak üzerine CVD yöntemiyle büyütülmüştür. Daha sonra, bakır yaprak üzerindeki grafen, fırından alınıp soğutulmuştur. Grafene destek olması açısından polimetil metakrilat (PMMA) gibi bir polimer ile grafen üzerine spinli kaplama yapılmıştır. Sonrasında demir 3 klorür ($FeCl_3$) gibi bir aşındırıcı kullanılarak bakır yaprak kaldırılmıştır. Bu şekilde, sadece polimere yapışmış grafenin kalmasını sağlamıştır. Sonraki aşamada, polimere yapışmış grafen 300 nm kalınlığa sahip alttaş üzerine aktarılmıştır. Polimeri çözebilecek herhangi bir çözücü kullanılarak geriye sadece TiO_2/Si alttaş üzerinde bulunan tek katman grafen (SLG/TiO_2) numunenin elde edilmesi sağlanmıştır.

Fabrikasyon aşamasında ise, Hall-bar geometrisini kullanarak transport ölçümleri yapabilmek için, bu geometriye uygun fotomaske dizayn edilmiş ve kullanılmıştır. Ohm'ik kontaklar ters litografi tekniği ile yapılmıştır. Bu aşamadan sonra, 20 nm, 100 nm kalınlığa sahip sırasıyla titanyum ve altın, elektron demet buharlaştırıcı ile numune üzerine çökmesi sağlanmıştır. Sonrasında standart lift-off işlemi takip edilmiştir. Alttaş üzerindeki grafenin geri kalanını O_2 plazma ile aşındırarak, grafenin aktif bölgesini koruma amacıyla mesa litografi işlemi uygulanmıştır. Aşındırma işleminden sonra, w=500 μm genişliğinde L=1000 μm uzunluğunda aktif grafen bölgesi elde edilmiştir. Metal litografi ara bağlantısı 30 nm/220 nm kalınlıklı titanyum/altın metal çifti kullanılarak uygulanmıştır. Şekil 3.1'de fabrikasyon sonrası ölçüme hazırlanan numunenin bir temsili çizilmiştir.



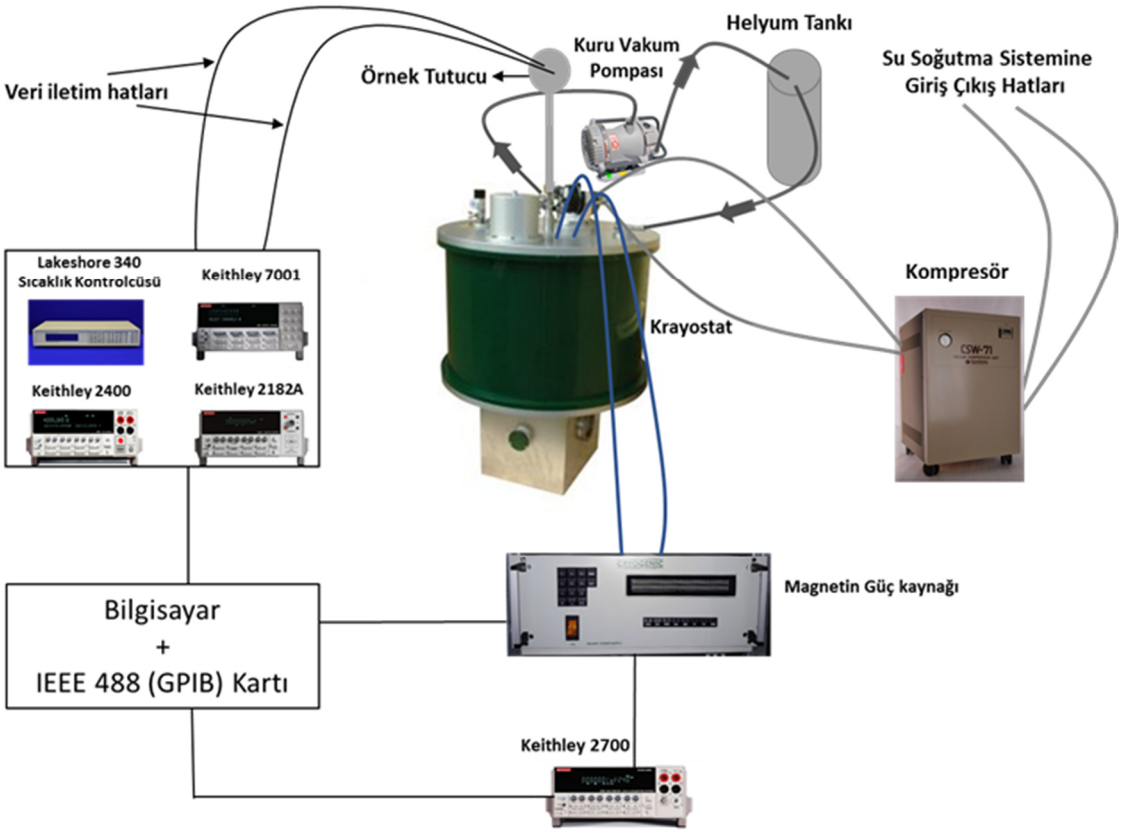
Şekil 3.1. *TiO_2/Si alttaş üzerinde bulunan Hall-bar geometrisindeki grafen numune. Numune üzerindeki sayılar kontak numaralarıdır.*

3.2. Magnetotransport Deney Düzeneği

Bu tez çalışmasında yapılan deneylerde bazı fiziksel olguların gözlenebilmesi için alçak sıcaklıklara inildiğinden ve kullanılan deneysel metotlar yüksek magnetik alan gerektirdiğinden, süper iletken sarımlara sahip sıvı helyum gerektirmeyen kapalı sistem krayostat kullanılmıştır (Cryogenics Ltd., Model No. J2414). Sistem aynı zamanda optiksel ölçümlerin alınabilmesi için optik pencerelere sahiptir. Bu sistem sıcaklığı istenilen seviyeye, helyum gazına iş yaptırarak indiren bir kompresör ve soğuk kafaya (cold-head) sahiptir. Sistem içerisinde, süperiletken sarımların ve numunenin yerleştirildiği iki önemli hazne bulunmaktadır. Sarımların bulunduğu haznenin ve sistemin iç sıcaklığı su soğutmalı kompresör tarafından 3,5 K değerine kadar düşürmektedir. Kompresör çalışması esnasında sürekli ısınır ve dolayısıyla soğutulması için su soğutma sistemi kullanılmaktadır. Süperiletken sarımların bulunduğu haznenin, oda sıcaklığından bu süper iletken sarımların çalışma sıcaklığı olan yaklaşık 3,5 K sıcaklığına inme süresi yaklaşık 60 saattir. Bu süperiletken sarımlar en çok 6 K sıcaklığına kadar çalıştırılabilmektedir. Bu sarımları enerjilendirmek için kullanılan akım-voltaj kaynağı yardımıyla sarımlar, istenilen magnetik alan seviyesinde sabit bir şekilde tutulabilmektedir ve 11 T magnetik alan değerine kadar taranması, taranma hızının ayarlanmasına bağlı olarak değişmekle birlikte yaklaşık 5 saat sürmektedir. Sistem içerisindeki diğer önemli hazne ise örnek tutucu üzerinde bulunan numunelerin

yerleştirildiği yerdir. Numunelerin yerleştirildiği hazne süper iletkenlerin bulunduğu hazneden farklı sıcaklıktadır. Bu hazneyi alçak sıcaklıklara indirebilmek için ayrı bir helyum tankı kullanılmaktadır. Tankın içindeki gaz, iletim hatlarıyla ve kuru vakum pompası ile numunenin bulunduğu hazne içerisinden geçirilir. Helyum gazının geçişi iğne uçlu vana yardımıyla uygun basınç değerleriyle ayarlanarak yaklaşık 2 saat içerisinde sıcaklık 1,8 K'e kadar düşürülebilmektedir. Bu bölmedeki sıcaklık 325 K sıcaklığına kadar ±0,1 K aralıklarla kontrol edilebilir. Numune, ölçümlerin alındığı hazneye magnetik alanın uygun şekilde uygulanması için süper iletken sarımların tam ortasına gelecek şekilde yerleştirilebilen ve farklı açılarla tutulabilen tasarıma sahip örnek tutucu ile indirilebilmektedir. Numunenin örnek tutucu üzerine yerleştirildiği alan 24,5x24,5 mm^2'dir. Örnek tutucu üzerinde 8 adet yüksek frekanslı veri iletim hattı bulunur. Sistemin kontrol altında tutulması ve sıcaklıkların izlenmesi için sistemde toplamda 12 adet sensör bulunmaktadır.

Sıcaklığı istenilen şekilde kontrol etmek ve sıcaklık değerlerini okumak için Lakeshore 340 sıcaklık ölçer ve kontrolcüsü kullanılır. Sıcaklık kontrolcüsü örnek tutucu üzerinde bulunan iki farklı sensörden verileri alır ve örnek tutucu üzerindeki iki ısıtıcıyı kontrol eder. Keithley 2700 multimetre krayostat üzerinde bulunan 10 adet sıcaklık sensöründeki değerlerin okunması için kullanılır. Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı ise numune üzerine uygulanacak akım ve gerilimi ayarlamak için kullanılır. Keithley 182A Nanovoltmetre ise örnek üzerindeki farklı noktalar arasındaki gerilimi ölçmekte kullanılmaktadır. Deney sırasında bir aygıttan veri alınırken diğer aygıtlardaki verilerin kaybedilmeden verilerin okunması gerekmektedir dolayısıyla Keithley 7001 Tarayıcı (scanner) eş zamanlı 10 kanaldan verilerin okunmasında kullanılır. Masaüstü bilgisayar IEEE 488 kartı vasıtasıyla aygıtların kontrolü ve veri toplama işlevi için kullanılır. GPIB (General Purpose Interface Bus) kartı olarak da bilinen IEEE 488 kartı otomasyon ve endüstriyel aygıt kontrolü için yaygın olarak kullanılan standart bir karttır. Veri kaybının en aza indirilmesi amacıyla krayostat üzerindeki sensörlerden ve deney sırasında alınan veriler, kablo içindeki sinyallerde zayıflama olmadan yüksek frekanslardaki sinyalleri taşıyabilen koaksiyel kablolar aracılıyla iletilmiştir.



Şekil 3.2. *Ölçüm sisteminin blok diyagramı*

3.3. Veri Toplama ve Analiz Programları

Deney verilerinin toplanması için grubumuz tarafından Labview grafiksel programlama dili ile yazılmış program kullanılmaktadır. Bu program farklı deney parametreleriyle ölçümlerin yapılmasını, deneylerde elde edilen verilerin uygun şekilde saklanabilmesini ve işlenmemiş verilerin kullanılan ölçme metoduna uygun şekilde anlık olarak ekranda grafiklerinin çizdirilmesini sağlar. Program sahip olduğu arayüz sayesinde 3 değişik sekmeyle farklı parametrelere sahip ölçümlere gidilebilmektedir.

İlk sekmede eş zamanlı olarak 4 farklı kanaldan veri alınarak magnetodirenç ölçümleri yapılabilmektedir. Numune belirli bir sıcaklıkta sabit bir değerde tutularak örnek üzerine uygun akım miktarı ayarlanarak sürülür. Magnetik alan istenilen B_1 ve B_2 değerleri arasında taranırken Şekil 3.1'de belirtilen numune üzerindeki kontak noktalarından enine R_{xx} ve boyuna R_{xy} direnç değerleri magnetik alana bağlı bir fonksiyon şeklinde toplanır. Süper iletkenleri kontrol eden güç kaynağından tek kanalda 1 T gibi bir magnetik alan aralığı için, birim zamanda sürülen akım değeri yani tarama hızı en az 5 mA/s değerinde seçildiğinde yaklaşık olarak 50, en çok 16 mA/s değerinde seçildiğinde ise yaklaşık 200 adet deneysel veri noktası elde edilebilmektedir. Elde edilen

deneysel veri noktaları, verilerin analizi aşamasında kullanılan sayısal veri işleme algoritmaları için yeterlidir. Gerekli görülmesi durumunda, aynı işlemler farklı akım, sıcaklık, magnetik alan aralığı ve farklı açılarda uygulanan magnetik alan değerleri ile tekrar edilebilir.

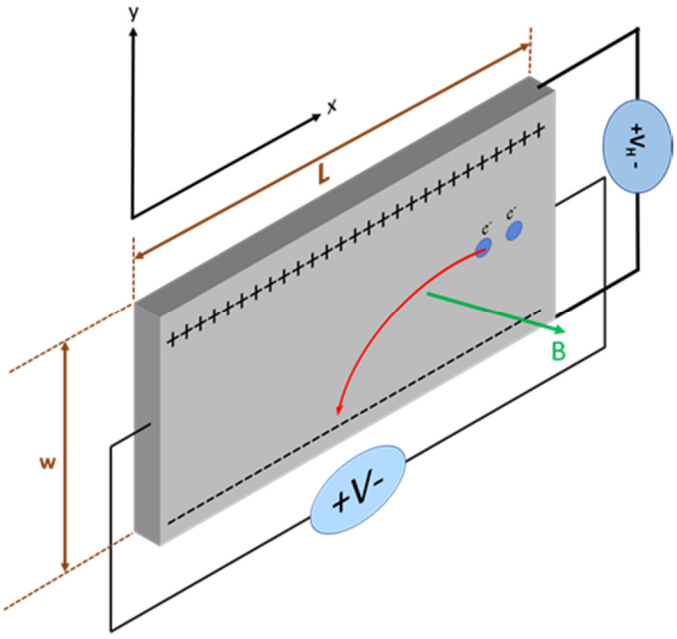
İkinci sekmede ise numunenin akım-gerilim karakteristiklerini belirlemekte kullanılır. Numune üzerinde farklı kanallardan istenilen seçilerek, örnek üzerine doğru akımın başlangıç, bitiş ve artış miktarları seçilerek akım sürülür. Alınan veriler akıma bağlı fonksiyon olarak grafiksel olarak eş zamanlı olarak bilgisayar ekranına çizdirilir. Elde edilen akım gerilim fonksiyonunun eğimi örneğin direncini verir.

Üçüncü sekmede ise numune üzerine sabit bir doğru akım sürülerek sıcaklığa bağlı gerilimin fonksiyonu elde edilir. Kullanılan program her sıcaklıktaki gerilim değerini arka planda sürülen sabit akıma bölerek enine R_{xx} ve boyuna R_{xy} direnç değerlerini hesaplar. Hesaplanan bu direnç değerleri eş zamanlı olarak sıcaklık ölçme ve kontrol biriminden alınan sıcaklık değerleri ile birlikte veri dosyasına yazılır.

Her ölçüm farklı kanallardan alınan verilerle dosyalara kaydedildiğinden, veriler yine Labview grafiksel programlama dilinde yazılmış kanal ayırma programı aracılığıyla farklı kanallara ait veriler ayrılabilmektedir. Kanallarına ayrılan veriler Origin 8.5 programı ile analiz edilmiştir.

4. KLASİK VE KUANTUM REJİMİNDE MAGNETOTRANSPORT ÖLÇÜMLERİ

Üzerinden sabit bir akım geçirilirken iki boyutlu bir malzeme yüzeyine dik bir magnetik alan uygulandığında Lorentz kuvveti nedeniyle yük taşıyıcıları malzemenin sınırlarına doğru itilirler. Yük taşıyıcıları malzemenin alt ve üst sınırlarını terk edemediklerinden yük taşıyıcıları bu sınırlarda birikirler. Biriken bu yük taşıyıcıları, magnetik kuvveti yok eden malzemenin alt ve üst sınırları arasında bir elektrik alana neden olur. Bu kararlı durum sağlandığında sınırlar arasında ölçülen gerilim Hall voltajı (V_H) olarak bilinir (Şekil 4.1).



Şekil 4.1. *Klasik Hall olayı*

Elektrik alan uygulanan malzemeye dik bir B magnetik alan uygulandığında taşıyıcıların hareket denklemi Drude modeline göre;

$$m\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -e\mathbf{F} - e\boldsymbol{v} \times \mathbf{B} - \frac{m\boldsymbol{v}}{\tau} \qquad 4.1$$

ile verilir. Burada m kütle, $\boldsymbol{v}$ hız **F** elektrik alan, **B** magnetik alan, τ ise çarpışmalar arasındaki ortalama zaman olarak da bilinen saçılma zamanıdır. Eşitliğin sağ tarafındaki ilk ifade taşıyıcıyı hızlandıran elektrik alanın uyguladığı kuvveti, ikinci terim magnetik alanın varlığında taşıyıcıya etkiyen kuvveti, üçüncü terim ise malzeme içinde taşıyıcıyı

durduran etkinin ifadesidir. Denge durumu göz önüne alındığında $d\boldsymbol{v}/dt = 0$ bağıntısı Eşitlik 4.1 içinde kullanılır ve hız ifadesi için çözülerek

$$\boldsymbol{v} + \frac{e\tau}{m}\boldsymbol{v} \times \mathbf{B} = -\frac{e\tau}{m}\mathbf{B} \tag{4.2}$$

ifadesi elde edilir. Akım yoğunluğu;

$$\mathbf{J} = -ne\boldsymbol{v} \tag{4.3}$$

ile verilir. Burada N taşıyıcı yoğunluğudur. Matrix gösteriminde eşitlik 4.3 ifadesi

$$\begin{pmatrix} 1 & \omega_C\tau \\ -\omega_C\tau & 1 \end{pmatrix}\mathbf{J} = \frac{e^2N\tau}{m}\mathbf{F} \tag{4.4}$$

ifadesine dönüşür. Genel olarak akım yoğunluğu ifadesi

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{F} \tag{4.5}$$

ile verilir. Bu ifadedeki σ öz iletkenliktir. Öz iletkenlik tensörü yazılabilir ve ifadesi

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

şeklindedir. Drude modeline göre açık ifadesi

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_B^2\tau^2}\begin{pmatrix} 1 & \omega_C\tau \\ -\omega_C\tau & 1 \end{pmatrix}, \qquad \sigma_0 = \frac{e^2N\tau}{m} \tag{4.7}$$

ile verilir burada σ_0 magnetik alanın yokluğundaki öziletkenliktir. Öz direnç, öz iletkenliğin tersidir ve eşitlik 4.6'dan

$$\rho = \sigma^{-1}\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

ifadesi elde edilir. Drude modeli göz önüne alındığında ise

$$\rho = \frac{1}{\sigma_0}\begin{pmatrix} 1 & \omega_C\tau \\ -\omega_C\tau & 1 \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

ifadesine dönüşür. Eşitlik 4.9'dan sırasıyla boyuna ve enine öz direnç değerleri

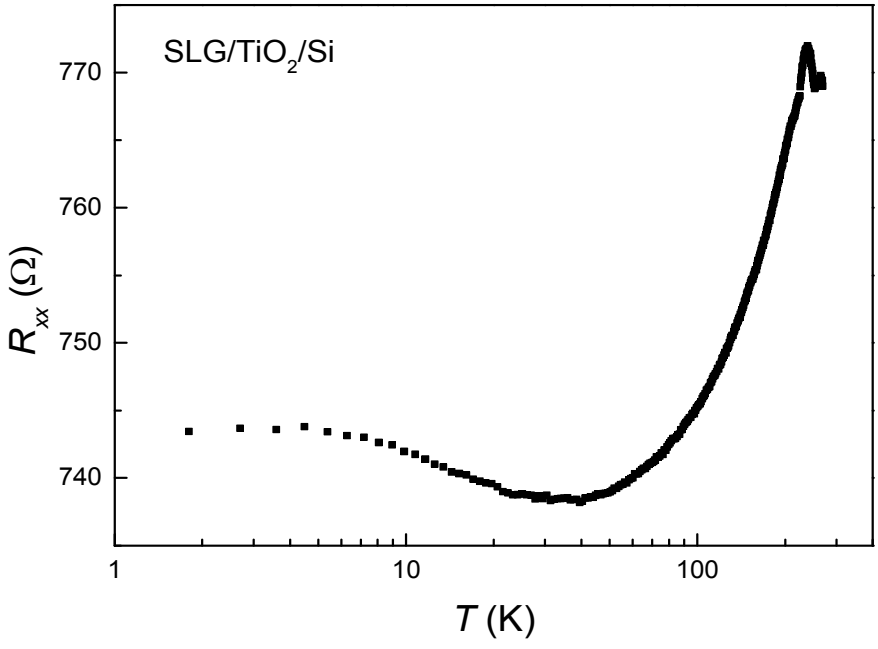
$$\rho_{xx} = \frac{m}{Ne^2\tau}, \qquad \rho_{xy} = \frac{B}{Ne} \tag{4.10}$$

elde edilir. Laboratuvar ortamında genellikle R direnç değerleri ölçülür. Şekil 4.1'deki numune üzerine x doğrultusunda I_x akımı sürdüğümüzde w genişliğindeki y yönündeki R_{xy} direncini ölçtüğümüzü düşünelim. $R_{xy} = V_y/I_x$ ile hesaplanır ve geometrik

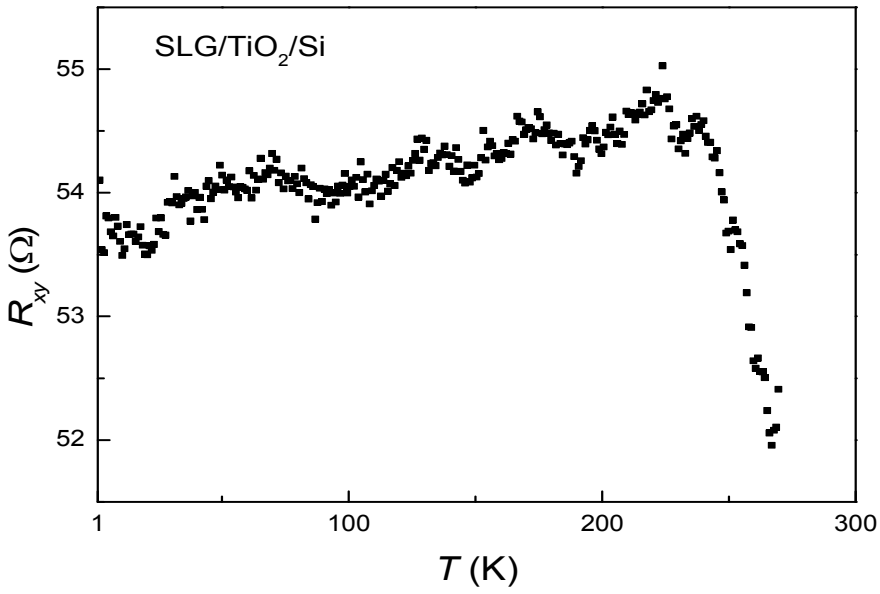
faktörlerle birlikte kullanılırsa $R_{xy} = wE_y/wJ_x = E_y/J_x$ ifadesine dönüşür. Buradan anlaşıldığı üzere Geometrik faktörler hesaba katıldığında R_{xy} direnç değeri ve ρ_{xy} öz direnç değeri aynıdır. Fakat R_{xx} direnç değeri geometrik faktörlerle değişir [106].

4.1. Boyuna Direnç (R_{xx}) ve Hall Direncinin (R_{xy}) Sıcaklığa Bağlı Değişimi

Bu tez çalışmasında kullanılan SLG/TiO_2/Si numune Hall-bar geometrisinde hazırlanmıştır. Klasik Hall deneyleri yapılırken numune düzlemine dik görece zayıf magnetik alan (1T) uygulanırken Şekil 4.1' de verilen temsili numune çiziminde 1 ve 4 no'lu kontaklardan örnek üzerine elektrik alan uygulanarak 2 ve 6 nolu kontaklardan R_{xy}, 2 ve 3 no'lu kontaklardan ise R_{xx} dirençleri ölçülmüştür. R_{xx} ve R_{xy} direnç değerleri sıcaklığa bağlı fonksiyon şeklinde 1,8-269,5 K sıcaklık aralığında ölçülmüştür. Şekil 4.2' de görüldüğü üzere R_{xx}, 60 K sıcaklık değeri civarına kadar neredeyse sabit kalmıştır. 60 K üzerindeki sıcaklıklarda ise direnç değerinde hızlı bir yükseliş gözlenmiştir. Bu durum, 2D aygıtlardaki direnç değişimine benzemektedir.



Şekil 4.2. *Boyuna direncin (R_{xx}) sıcaklığa bağlı değişimi*



Şekil 4.3. *Enine direncin (R_{xy}) sıcaklığa bağlı değişimi*

4.2. Hall Taşıyıcı Yoğunluğu ve Hall Mobilitesinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

Hall mobilitesi (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (N_H) hesapları;

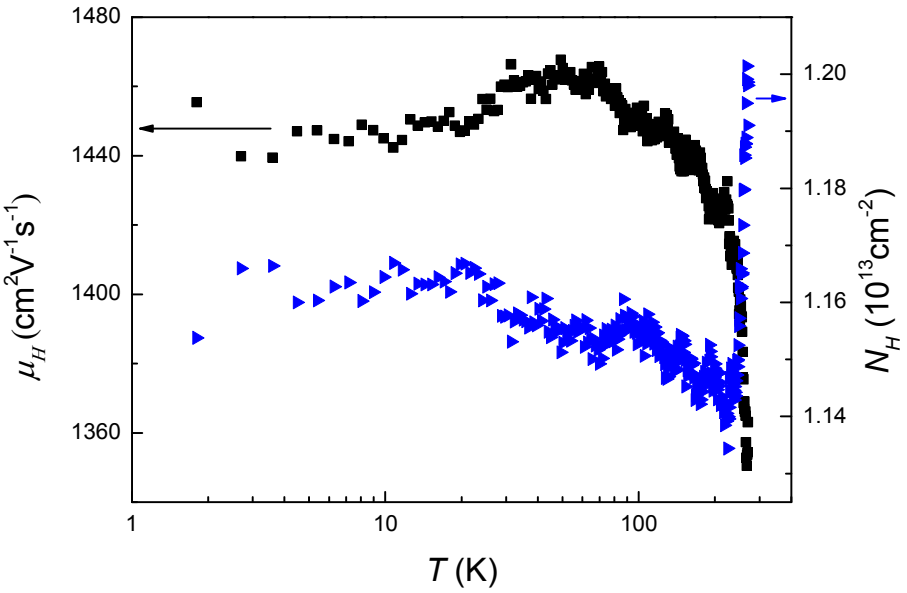
$$\mu_H = \frac{LR_{xy}}{wBR_{xx}} \tag{4.11}$$

$$N_H = \frac{B}{R_{xy}e} \tag{4.12}$$

eşitlikleri ile yapılmıştır. Burada L numunenin uzunluğu w ise genişliğidir.

SLG/TiO_2/Si numunenin sıcaklığa bağlı Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'de verilen direnç değerleri kullanılarak, 1,8-269,5 K sıcaklık aralığında, eşitlik 4.11 ve eşitlik 4.12 ile hesaplandı ve sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.4'teki gibidir. Grafen numunedeki Hall mobilitesi, sıcaklığın 269,5 K den itibaren azalmasıyla taşıyıcı mobilitesi hızlı bir şekilde artmaktadır. Ancak sıcaklık 60 K civarına geldiğinde mobilitedeki değişim oldukça yavaşlamakta ve neredeyse sabit kalma eğilimindedir. Hesaplamalarda karşılaşılan bu olgu geleneksel 2D aygıtlarda benzemekle birlikte [107] grafenin 2D doğasıyla bağdaşmaktadır. Hall taşıyıcı yoğunluğu 1,8 K sıcaklığında $1{,}15 \times 10^{13}$ cm^{-2} değerinde iken iken 269,5 K sıcaklığında ise $1{,}19 \times 10^{13}$ cm^{-2}

değerindedir. Mobilite değerleri ise 1,8 K sıcaklıkğında 1455 $cm^2/V.s$, 269,5 K değerinde ise 1363 $cm^2/V.s$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.4. *SLG/TiO_2/Si numunenin 1T magnetik alan altındaki Hall mobilitesi (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (N_H)*

Grafen numunedeki taşıyıcıların mobilitesini etkileyen saçılma mekanizmaları bölüm 2.6' da verilen litaratürde grafende oldukça fazla gözlenen saçılma eşitlikleri ile değerlendirilmiştir. Eşitlik 2.24 ile verilen uzak arayüz optik fononlarının (RIP) mobiliteye katkısı hesabında, SiC (4H-SiC) üzerindeki grafenin yüzeyindeki ve alt yüzeyindeki optik fononların enerjileri sırasıyla E_1=103 meV, E_2=116 meV olarak alınmıştır [108]. SiO_2 üzerindeki grafen için ise RIP enerjileri ise E_1=59 meV, E_2=155 meV olarak alınmıştır [52]. Taşıyıcıyı mobilitesini sınırlayan teorik saçılma mekanizmaları Matthiessen kuralı aracılığı ile deneysel mobilite verilerine uydurulmuştur. SLG/TiO_2/Si numunesinin saçılma mekanizmaları incelemesinde, alçak sıcaklıklarda mobiliteyi etkileyen faktörler sıcaklıktan bağımsız mobilite ifadesi ve 3D taşıyıcıların iyonize safsızlıklar tarafından saçılmasıdır. Bu durum taşıyıcıların alttaş safsızlıklarından saçıldığına kanıt olarak verilebilir. Yüksek sıcaklıklarda ise boyuna akustik fonon saçılması (LA) ve RIP saçılmasının baskın olduğu görülmektedir (Şekil 4.5). Aynı şekilde SLG/SiC numunesinde benzer saçılma mekanizmaları baskın olmaktadır (Şekil 4.7). SLG/SiO_2/Si numunesinde ise alçak sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizması sıcaklıktan bağımsız saçılma ifadesi etkin olurken yüksek sıcaklıklarda ise

LA fonon saçılması ve RIP saçılması baskın olduğu görülmektedir (Şekil 4.6). Hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 4.1, Tablo 4.2 ve Tablo 4.3'te verilmiştir.

Tablo 4.1. *Mobilite hesaplamalarında kullanılan parametreler* [52]

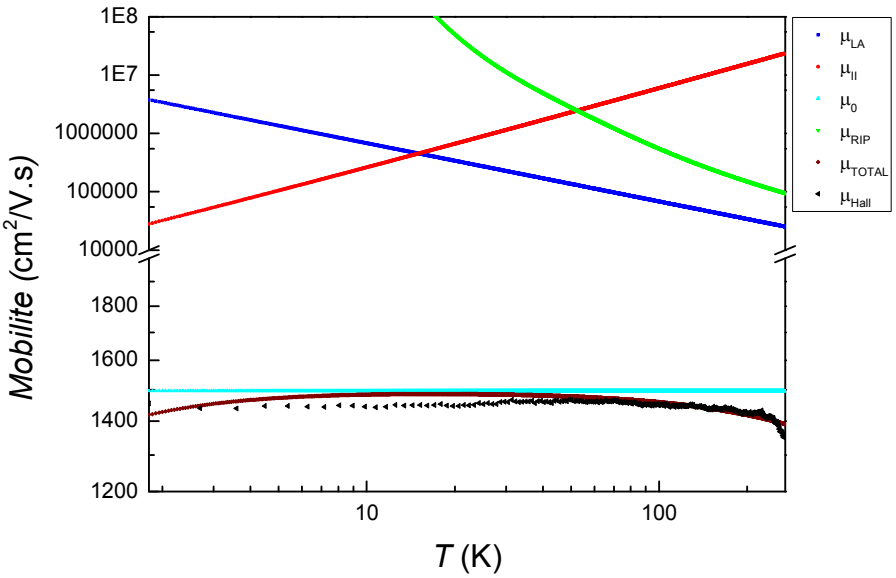
Parametre	Birim	Değer
D_A	eV	18
ρ_s	kg/m^2	7,6x10^{-7}
v_s	m/s	2,1x10^4
v_F	m/s	10^6
ε_0	F/m	8,85x10^{-12}
m_0	kg	9,109x10^{-31}

Tablo 4.2. *Alttaşlara ait statik dielektrik sabitleri* [109-111]

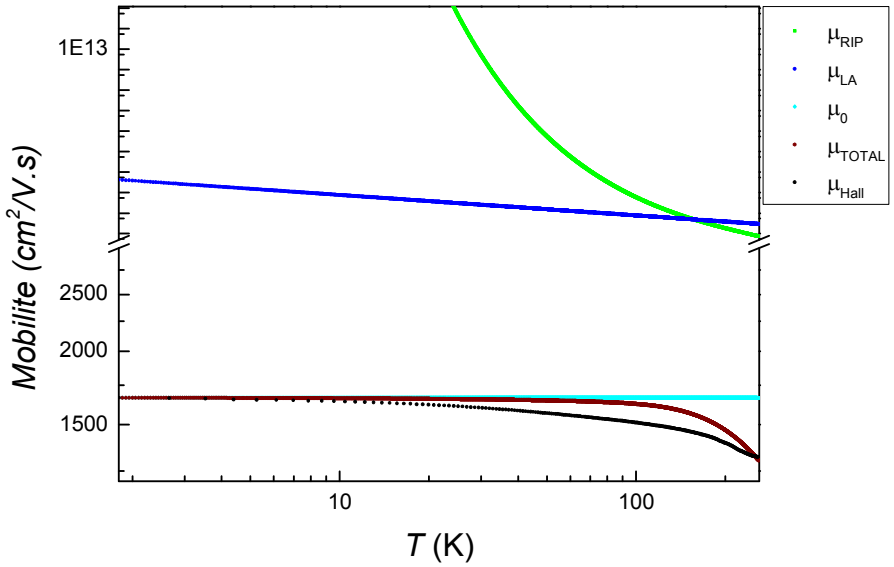
	ε_s
SiO_2	3,9
SiC	10,3
TiO_2	70

Tablo 4.3. *Farklı alttaşlar üzerindeki tek katman grafen numunelerin hesaplamalarda kullanılan etkin kütle (m*) ve iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu (N_{2D}) değerleri* [84,112]

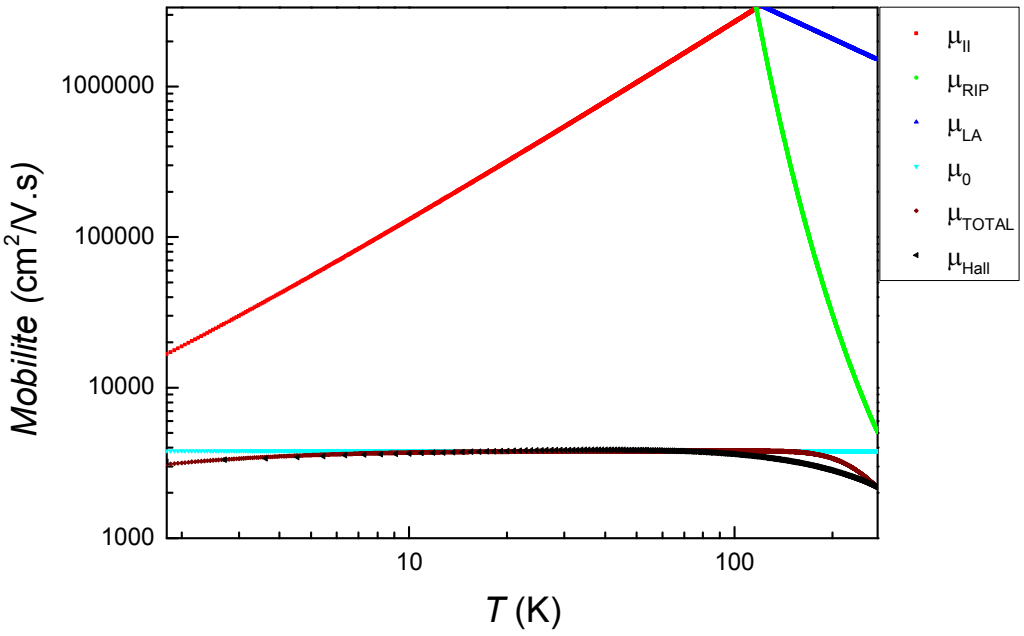
	m^* (m_0)	N_{2D}(m^{-2})
SLG/SiO_2/Si	0,0599	8,1x10^{16}
SLG/SiC	0,012	1,51x10^{15}
SLG/TiO_2/Si	0,0532	9,242x10^{16}



Şekil 4.5. *SLG/TiO_2/Si numunesinin kuramsal boyuna akustik fonon (μ_{LA}), bulk iyonize safsızlık saçılması (μ_{II}), sıcaklıktan bağımsız (μ_0), uzak arayüz optik fonon (μ_{RIP}), toplam mobilite (μ_{TOTAL}) ve deneysel Hall mobilitesi (içi dolu üçgen)*



Şekil 4.6. *SLG/SiO_2/Si numunesinin kuramsal boyuna akustik fonon (μ_{LA}), sıcaklıktan bağımsız (μ_0), uzak arayüz optik fonon (μ_{RIP}), toplam mobilite (μ_{TOTAL}) ve deneysel Hall mobilitesi (daire)*

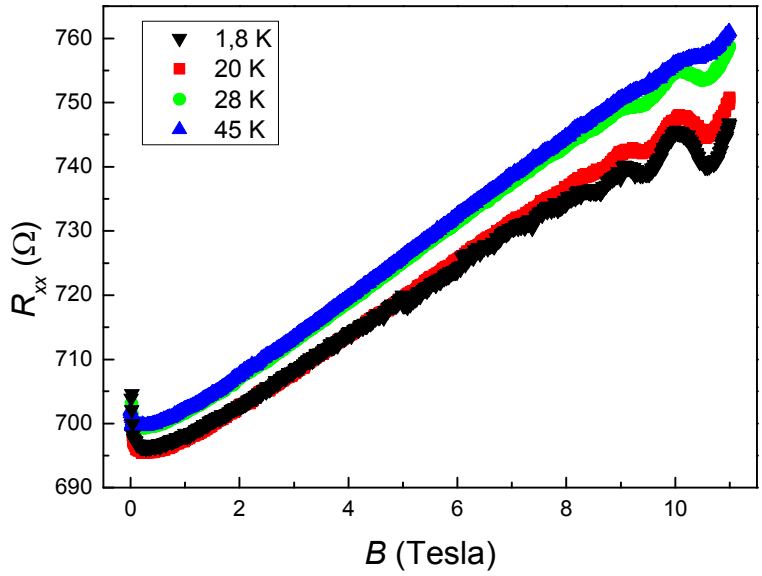


Şekil 4.7. *SLG/SiC numunesinin kuramsal boyuna akustik fonon (μ_{LA}), bulk iyonize safsızlık saçılması (μ_{II}), sıcaklıktan bağımsız (μ_0), uzak arayüz optik fonon (μ_{RIP}), toplam mobilite (μ_{TOTAL}) ve deneysel Hall mobilitesi (içi dolu üçgen)*

Deneysel Hall mobilitesi verilerine kuramsal mobilite verileri uydurulduğunda eşitlik 2.26 içinde yer alan N_{imp} safsızlık miktarı uyum parametresi olarak alınmış ve SLG/TiO_2/Si numunesi için 0,707x10^{21} m^{-3}, SLG/SiC için ise 0,90x10^{20} m^{-3} olarak elde edilmiştir. SLG/SiO_2/Si numunesi için bu saçılma mekanizması kullanılmadığından elde edilememiştir. Buradan safsızlığın fazla olduğu SLG/TiO_2/Si numunesinde mobilitenin, SLG/SiC numunesine göre daha düşük olduğu görülmektedir. Dolayısıyla safsızlık miktarının fazla olması mobilitenin azalmasına neden olduğu söylenebilir. Alttaşların sahip olduğu farklı dielektrik değerlerinin numunedeki etkisine bakıldığında, yüksek ε_s değerlerinde safsızlık potansiyellerine etki eden perdelemenin artmasından dolayı kusurlardan saçılmanın azalacağı fakat RIP saçılmaların baskın hale geleceği ifade edilmiştir [53]. Bu yaklaşımla, SLG/SiO_2/Si numunesi ile kıyaslandığında SLG/SiC numunesinin yüksek mobiliteye sahip olmasının nedenlerinden biri olarak SiC'ün SiO_2'e göre sahip olduğu büyük ε_s değeri olarak gösterilebilir. Ayrıca Şekil 4.6 ve Şekil 4.7 incelendiğinde yüksek sıcaklıklarda SLG/SiO_2/Si numunesine göre SLG/SiC'deki RIP saçılmasının baskın olduğu görülebilir. Burada SLG/TiO_2/Si numunesinde TiO_2'in sahip olduğu yüksek ε_s değerine rağmen böyle bir incelemede yer alamamasının sebebi olarak sahip olduğu baskın yüksek safsızlık saçılması gösterilebilir.

4.3. Magnetodirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

SLG/TiO_2/Si numunenin Magnetik alana bağlı boyuna direnç ölçümleri 1,8-45 K aralığındaki farklı sıcaklıklarda, 0-11 T magnetik alan aralığı taranarak yapıldı. Magnetik alan numune düzlemine dik olarak uygulandı ve numune üzerine sürülen akım (200μA) 2D taşıyıcıların ısınmasını engellemek için düşük seçildi. Şekil 4.5' te verilen işlenmemiş magnetodirenç ölçümlerinde SdH osilasyonları ve osilasyon yapmayan magnetik alana bağlı direnç değerleri üst üste binmiştir.

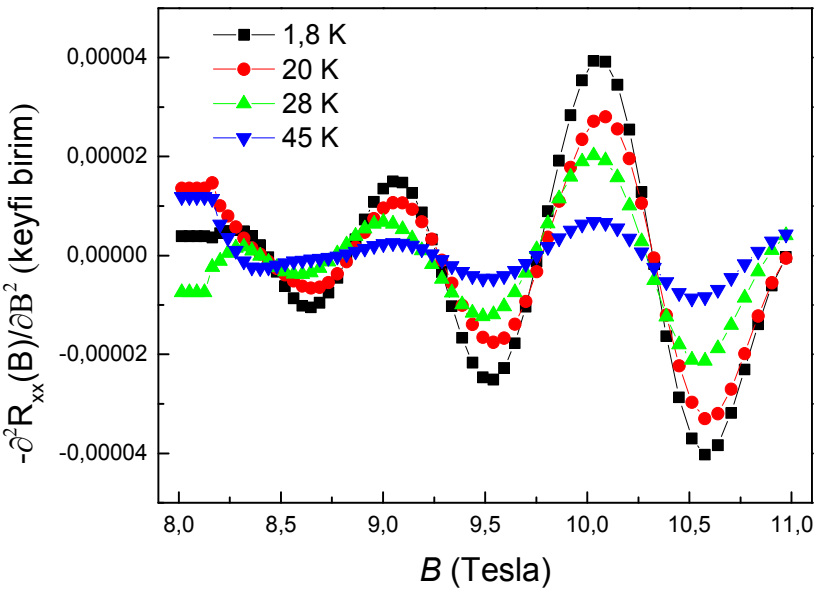


Şekil 4.8. *SLG/TiO_2/Si numunesine ait farklı sıcaklıklardaki magnetodirenç değerleri*

4.4. SdH Osilasyonlarının Magnetodirenç Ölçümlerinden Elde Edilmesi

Şeki 4.8'te görüldüğü üzere ve eşitlik 2.28'te verildiği gibi magnetodirenç değeri, SdH osilasyonlarını temsil eden $R_{OSC}(B)$ direnci ve magnetik alana bağlı arkaplan direnç $R_M(B)$ değerlerinin toplamı şeklindedir. Dolayısıyla SdH osilasyonlarını elde etmek için, işlenmemiş direnç değerlerinden magnetik alana bağlı arkaplan direnç değerlerinin çıkarılması gerekmektedir. Bunun için iki farklı yöntem kullanılabilmektedir. Bunlardan birincisi ölçümlerden elde edilen R_{xx} değerlerine bir polinom uydurulur ve bu değer R_{xx} değerlerinden çıkarılarak SdH osilasyonları bulunur. İkinci bir yöntem ise işlenmemiş R_{xx} verilerinin magnetik alana göre ikinci türevinin negatifi ($-\partial R_{xx}^2/\partial B^2$) alınarak, işlenmemiş verilerden SdH osilasyonları elde edilir. Elde edilen SdH osilasyonları yatay çizgi üzerinde simetriktir. İkinci yöntem kullanılarak 1,8-45 K arasındaki farklı

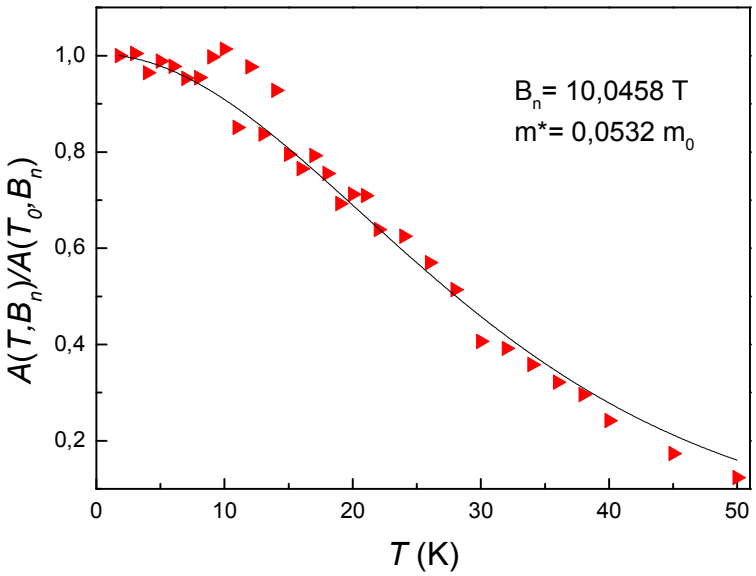
sıcaklıklarda elde edilen SdH osilasyonları Şekil 4.9'te görülmektedir. 8 T magnetik alandan büyük magnetik alan değerlerinde SdH osilasyonlarının oluşumu gözlendi ve Şekil 4.9'da görüleceği üzere sıcaklığa bağlı SdH osilasyonları genliği sıcaklığın artmasıyla azalmaktadır.



Şekil 4.9. *SLG/TiO₂/Si numunesine ait farklı sıcaklıklardaki SdH osilasyonları*

4.5. SdH Osilasyonları Genliğinin Sıcaklığa Bağlı Değişiminden Etkin Kütlenin Elde Edilmesi

Eşitlik 2.39'daki, $A(T, B_n)$ ve $A(T_0, B_n)$ bileşenleri sırasıyla bir B_n magnetik alanındaki herhangi bir T sıcaklığındaki osilasyon genliği ve en düşük T_0 örgü sıcaklığındaki osilasyon genliğidir. $A(T, B_n)/A(T_0, B_n)$ ise bağıl genliğin sıcaklığa bağlı değişimini ifade etmektedir. Bu orandan elde edilen verilere eşitlik 2.39 daki teorik eğri uydurularak 2D taşıyıcıların etkin kütle değeri elde edilmiştir. Şekil 4.10'da B_n=10,0458 T daki bağıl genliğin sıcaklığa bağlı değişimi ve teorik uyum eğrisi verilmiştir.

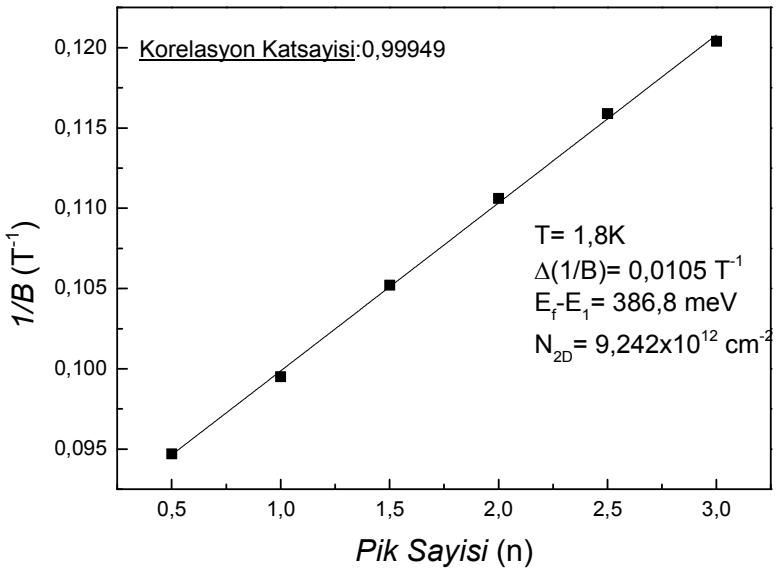


Şekil 4.10. *SLG/TiO₂/Si numunesinin 10,0458 T magnetik alan altında ölçülen SdH osilasyonları bağıl genliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi. Küçük kareler deneysel verileri, sürekli eğri ise deneysel veriye uydurulan eşitlik 2.39' u temsil eder.*

4.6. SdH Osilasyonları Ölçümlerinden İki Boyutlu Taşıyıcı Yoğunluğu ve Fermi Enerjisi'nin Elde Edilmesi

SdH osilasyonlarının periyodu belirlenerek iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu (N_{2D}) ve altbandlara göre Fermi enerjisi (E_F-E_i) elde edilinebilir. Bu osilasyonların periyodu iki farklı yöntem ile belirlendi.

İlk yöntemde, SdH osilasyonları piklerinin oluştuğu magnetik alan (B_n) değerleri belirlenir ve piklerin bulunduğu noktalara sırasıyla numaralar verilir. Elde edilen bu değerlerle, pik numaralarının $1/B_n$' e göre grafiği çizdirilir. Bu grafiğe uygun bir doğru uydurularak, doğrunun eğiminden SdH osilasyonlarının periyodu elde edilir. Burada ifade edilen yöntem, 1,8 K sıcaklık değerinde SLG/TiO_2/Si üzerinden alınan SdH verilerine uygulanarak SdH osilasyonlarının periyodu 0,0105 T^{-1} (T^{-1}=1/Tesla) olarak bulunmuştur (Şekil 4.11).

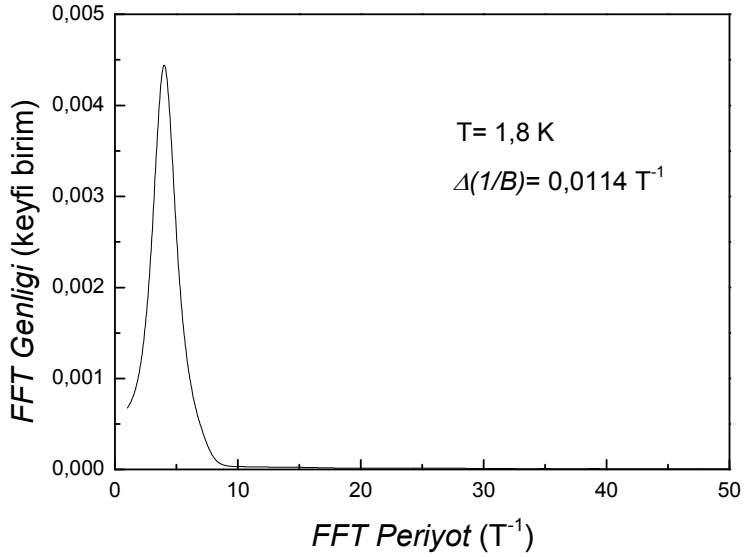


Şekil 4.11. *SLG/TiO_2/Si ters magnetik alanın ($1/B_n$) SdH osilasyonlarının pik numaralarına (n) göre çizimi. Sürekli çizgi küçük kare deneysel verilerine uydurulan doğrudur.*

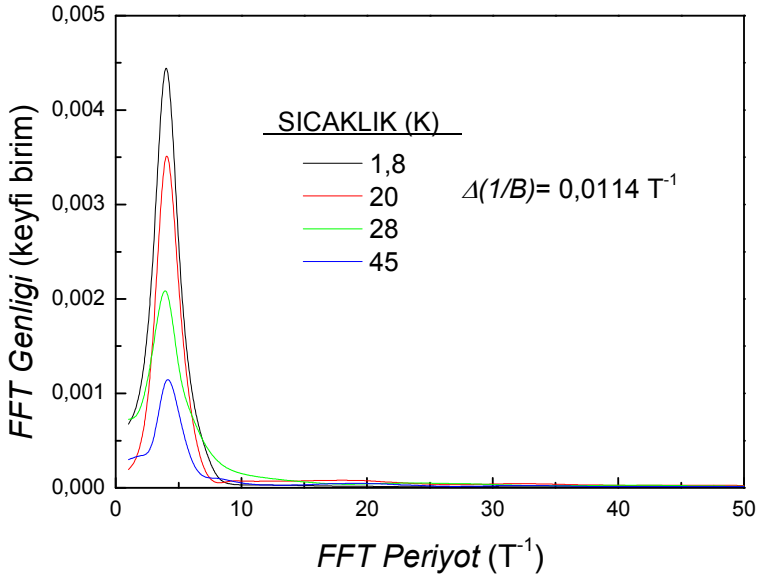
İkinci yöntemde ise, osilasyon periyodu R_{xx} verileri üzerinden Fourier dönüşümü kullanılarak elde edilir. Fast Fourier Transformation (FFT) yöntemi aracılığıyla Fourier dönüşümü yapılarak osilasyona ait periyot elde edilmiştir. Bu işlemlerin sonucunda elde edilen Fourier spektrumunda bulunan pik sayısı osilasyona katkıda bulunan dolu altbandların sayısı kadardır.

SLG/TiO_2/Si numunesine ait 1,8 K sıcaklığındaki SdH osilasyonlarının FFT analizi Şekil 4.12' da verildiği gibi elde edildi. FFT spektrumunda da görüleceği üzere, grafikte sadece bir pik bulunmaktadır. Buradan sadece bir altbandın dolu olduğunu anlaşılmaktadır. Şekil 4.13'da ise SLG/TiO_2/Si numunesinin SdH osilasyonlarının farklı sıcaklıklardaki FFT analizi verilmiştir. Farklı sıcaklıklardaki FFT analizinde her bir sıcaklıktaki SdH osilasyonlarının periyodu aynı ve 0,0114 T^{-1} olarak bulunmuştur. Buradan osilasyon periyodunun, dolayısıyla yük yoğunluğunun aslında sıcaklıktan bağımsız olduğu görülmüştür.

Her iki yöntemle hesaplanan SdH osilasyonlarının periyodu birbirlerine oldukça yakın değerlerdedir. Bu yöntemlerden elde edilen periyot değeri eşitlik 2.34 ve eşitlik 2.37 içinde kullanılarak sırasıyla E_F-E_1 *ve* N_{2D} değerleri elde edilmiştir (Şekil 4.11).



Şekil 4.12. *SLG/TiO_2/Si numunesine ait SdH osilasyonlarından FFT yöntemiyle elde edilen Fourier spektrumu*

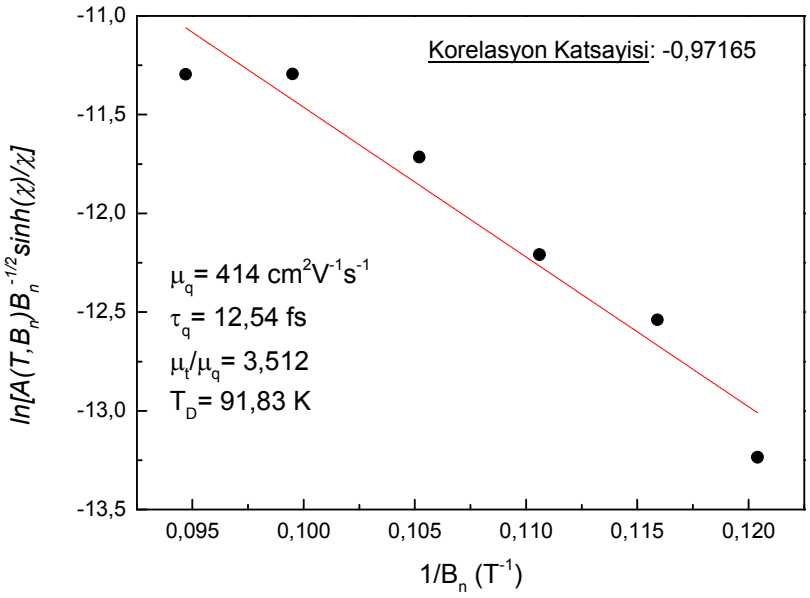


Şekil 4.13. *SLG/TiO_2/Si numunesinin SdH osilasyonlarına ait farklı sıcaklıklardaki Fourier spektrumu*

4.7. SdH Osilasyonları Genliğinin Magnetik Alana Bağlı Değişiminden 2D Taşıyıcıların Kuantum Ömrünün Elde Edilmesi

Grafende, uzun erimli saçılma ve kısa erimli saçılmalar yük taşıyıcıları üzerinde farklı etkilere sahiptir. Taşınım ömrünün (τ_t), kuantum ömrüne (τ_q) oranı (τ_t/τ_q) grafen ve diğer 2D sistemler üzerinde hangi saçılma mekanizmasının baskın olduğunu belirlemek için kullanılmaktadır [113,114].

Taşımın ömrü düşük alan Hall ölçümlerinden, kuantum ömrü ise etkin kütlenin bilinmesi koşuluyla sabit bir sıcaklıkta SdH osilasyonları genliğinin magnetik alana bağlılığından elde edildi. Burada, sabit sıcaklıktaki osilasyon piklerinin hangi magnetik alan değerinde oluştuğu saptanarak bu osilasyon piklerine sırasıyla numaralar verildi. Daha sonra eşitlik 2.43 göz önüne alınarak $\ln\left[A(T,B_n).B_n^{-1/2}.sinh(\chi)/\chi\right]$ ifadesinin $1/B_n$'e göre grafiği çizildi. Elde edilen bu çizim, Dingle çizimi olarak bilinir ve deneysel olarak elde edilen bu verilere en çok uyan doğrunun eğiminden yük taşıyıcıların kuantum ömrü, eşitlik 2.44 yardımıyla da kuantum mobilitesi (μ_q) elde edildi (Şekil 4.14).



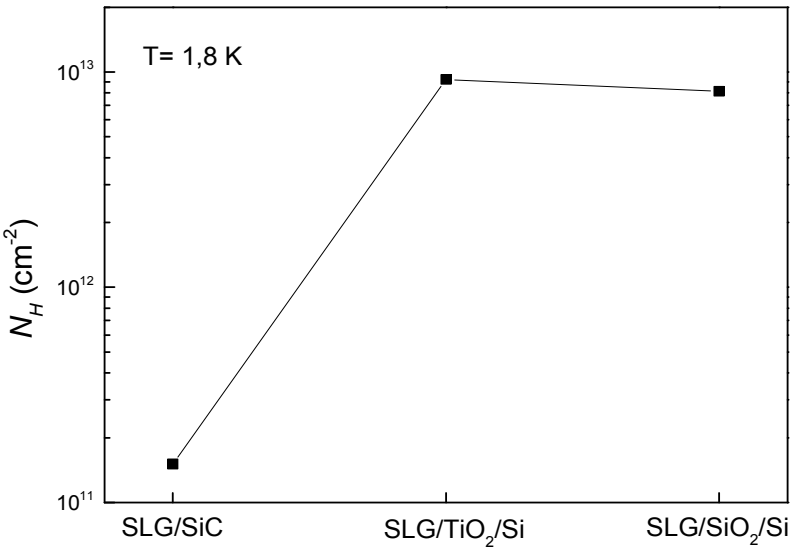
Şekil 4.14. *SLG/TiO_2/Si numunesine ait kuantum ömrü ve mobilitesinin SdH osilasyonlarının Dingle çizimlerinden elde edilmesi. Küçük daireler deneysel verileri, sürekli çizği ise eşitlik 2.36'nın deneysel verilere uydurulmasıyla elde edilen doğrudur.*

4.8. Farklı Alttaşlar Üzerine Yerleştirilen Grafenin Taşınım Özelliklerinin Karşılaştırılması

Bu bölümde epitaksiyel olarak SiC alttaş üzerine büyütülmüş grafen (SLG/SiC) [112], CVD yöntemi ile büyütülüp daha sonra SiO_2 alttaş üzerine yerleştirilen grafen (SLG/SiO_2/Si) [84] numunelerden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Metallerin ve yalıtkanların aygıt üretiminde kullanılması, bu yapıların aygıt performansındaki etkilerini incelenmesini önemli kılmıştır. Bu bağlamda Ti metali ile katkılanmış grafen numunenin mobilite değerinde düşüş olduğu ama Ti metalinin O_2 gazına maruz bırakılıp TiO_2 yalıtkanına dönüşümü incelendiğinde mobilite değerinde

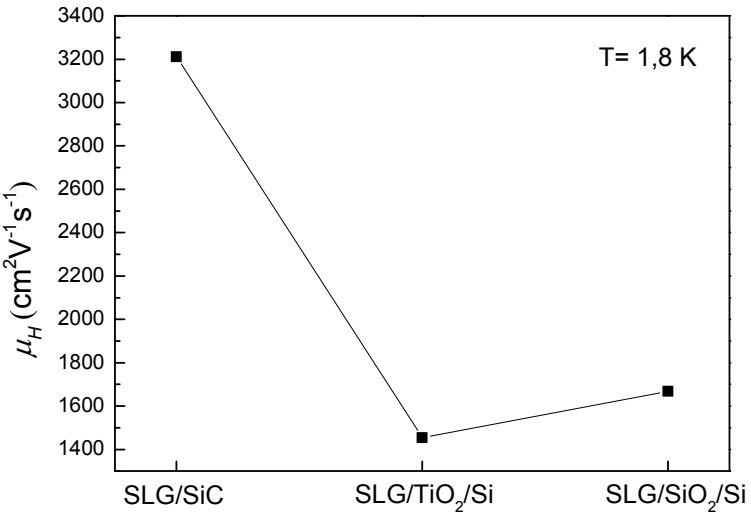
iyileşmenin olduğu görülmüştür. Katkılanma işlemiyle metalden grafen katmana önemli ölçüde yük taşıyıcısı taşınıma katıldığı ve mobilitesindeki düşüş yüklü safsızlık saçılmalarından kaynaklandığı ifade edilmiştir. TiO_2 safsızlıklarının ise kısa erimli saçılmalara neden olduğu ifade edilmiştir [115]. Buradan yalıtkanların metallere göre daha iyi bir alttaş seçimi olduğu söylenebilir. Böylelikle, büyütme işlemi sırasında numunelerdeki taşıyıcı yoğunluğuna fazladan katkının kökeni hakkında bilgi edinilebilir. Askıda bulunan grafenin asal taşıyıcı yoğunluğu yaklaşık olarak 10^9 cm^{-2} mertebesindedir [116]. Dolayısıyla bu mertebeden büyük taşıyıcı yoğunluğuna alttaş kaynaklı kusurların ya da safsızlıkların neden olduğu yüklerin olduğu düşünülmektedir. Bundan dolayı 10^9 cm^{-2} değerinden büyük taşıyıcı yoğunlukları bize kusurların ya da safsızlıkların seviyesi hakkında bilgi verebilir [117].



Şekil 4.15. *SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerine ait 1,8 K sıcaklığındaki Hall taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin karşılaştırılması*

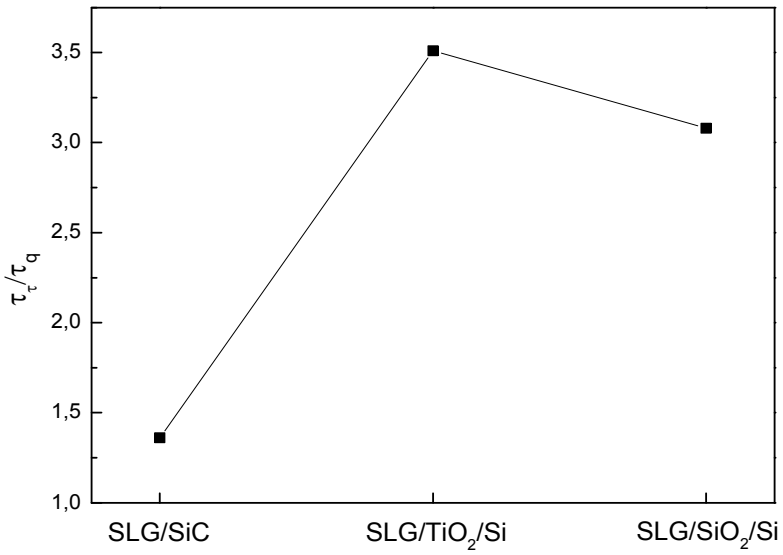
Şekil 4.15'te farklı alttaşlar üzerindeki grafen numunelerin 1,8 K sıcaklık değerlerinde taşıyıcı yoğunlukları gösterilmiştir. Burada SLG/SiC numunesi, SLG/TiO_2/Si ve SlG/SiO_2/Si numunelerine göre daha düşük taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir. Bundan dolayı SLG/SiC numunesi diğer iki numuneye göre daha az kusur barındırdığı düşünülebilir. Bu durum sonucunda Şekil 4.16 incelendiğinde, saçılmalara neden olan kusurların azlığından dolayı SLG/SiC numunesi Hall mobilitesinin diğer iki

alttaş üzerindeki grafen numunelere göre yaklaşık 10^2 mertebesi kadar yüksek olduğu gözlenir.



Şekil 4.16. *SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerine ait 1,8 K sıcaklığındaki Hall mobilitesi değerlerinin karşılaştırılması*

Şekil 4.17'de SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numuneleri için τ_t/τ_q değeri sırasıyla 1,36 , 3,51 ve 3,08 bulunmuştur. Bu oranın saçılma mekanizmaları hakkında bilgi verdiği kısım 2.7'de açıklanmıştır. Hwang E. H. ve arkadaşları τ_t/τ_q değerinin grafendeki saçılma mekanizmalarını belirlemede geleneksel 2D sistemlerden farklı olduğunu ifade etmişlerdir. Onlara göre kısa erimli saçılma mekanizmalarında τ_t/τ_q oranının daima 2'den küçük ($\tau_t/\tau_q < 2$), fakat yüklü safsızlık saçılmalarında bu oranın 2'den büyük ($\tau_t/\tau_q > 2$) olduğunu teorik olarak hesaplamışlardır [89]. Bununla birlikte Hou X. ve arkadaşları grafende yaptıkları deneysel sistematik saçılma mekanizmaları analizinde τ_t/τ_q değerini farklı numuneler için 1,5-5,1 değerleri arasında elde etmişler ve bu aralıktaki saçılmaların yüklü safsızlık saçılmaları olduğunu ifade etmişlerdir [113]. Bu bilgiler doğrultusunda, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerde baskın saçılma mekanizmasının yüklü safsızlık saçılmaları olduğu söylenebilirken, SLG/SiC numunesinde ise örgü kusurları gibi kısa erimli bir saçılma mekanizmasının elektronik taşınıma etki ettiği söylenebilir.



Şekil 4.17. *SLG/SiC, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numunelerine ait taşımım (τ_t) ve kuantum durulma zamanları (τ_q) oranlarının karşılaştırılması*

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Karakterizasyonu yapılan SLG/TiO_2/Si numunesinin elektronik taşınım özellikleri klasik Hall ölçümlerinden ve SdH ölçümleri analizinden belirlenmiştir.

Klasik Hall ölçümlerinden Hall taşıyıcı yoğunluğu ve taşıyıcı mobilitesinin sıcaklığa bağlı olarak değişimleri belirlenmiştir. Sıcaklığa bağlı mobilite verilerinin incelenmesinde, kuramsal mobilite hesapları kullanılarak kuramsal mobilite eğrisi, deneysel mobilite verilerine uydurulmuştur. Buradan SLG/TiO_2/Si numunesi, SLG/SiC numunesiyle benzer şekilde alçak sıcaklıklardaki baskın saçılma mekanizmasının bulk iyonize safsızlık saçılmasının, yüksek sıcaklıklarda ise boyuna akustik ve arayüz optik fonon saçılmalarının baskın olduğu görülmüştür. SLG/SiO_2/Si numunesi için alçak sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsız mobilite terimi baskın iken yüksek sıcaklıklardaki boyuna akustik ve arayüz optik fononlarından saçılmanın baskın saçılma mekanizmaları olduğu görülmüştür.

SdH osilasyonlarının analizinden 2D taşıyıcıların etkin kütlesi (m^*), SdH osilasyonları genliğinin sıcaklığa bağlı değişiminden elde edilmiştir. SdH osilasyonlarının FFT analizinden sadece tek periyot elde edildiğinden sadece bir tek altbandda taşıyıcı bulunduğu anlaşılmıştır. FFT analizi farklı sıcaklıklar için tekrarlanarak aynı periyot değerleri belirlenerek periyodun sıcaklıktan ve taşıyıcı yoğunluğundan bağımsız olduğu görülmüştür. SdH osilasyonu periyodunun belirlenmesiyle 2D taşıyıcı yoğunluğu ve ilk altbant ve Fermi enerjisi E_F-E_1 arasındaki enerji hesaplanmıştır. SdH osilasyonları genliklerinin magnetik alana bağlı değişimlerinden 2D taşıyıcıların kuantum ömrü (τ_q) ve kuantum mobilitesi (μ_q) belirlenmiştir.

SLG/TiO_2/Si, SLG/SiO_2/Si ve SLG/SiC numunelerinin bazı deneysel verileri değerlendirilmiştir. Buradan taşıyıcı yoğunlukları (N_H), Hall mobiliteleri (μ_H) arasındaki ilişki değerlendirilmiş, taşıyıcı yoğunluğu az olan SLG/SiC numunesinin diğer iki numuneye göre daha yüksek mobilite değerine sahip olduğu gösterilmiştir. Taşınım (τ_t) ve kuantum durulma zamanlarının (τ_q) oranları (τ_t/τ_q) karşılaştırılmış, SLG/TiO_2/Si ve SLG/SiO_2/Si numuneleri için baskın saçılmanın yüklü safsızlık saçılmasının olduğu gösterilirken, SLG/SiC numunesi için örgü kusurları gibi kısa erimli bir saçılmanın saçılma kaynağı olduğu gösterilmiştir.

KAYNAKÇA

[1] Kroto, H.W., Heath, J.R., O'Brien, S.C., Curl, R.F. and Smalley, R.E. (1985). C60: Buckminsterfullerene. *Nature*, 318 (6042), 162-163.

[2] Iijima, S. (1991). Helical microtubules of graphitic carbon. *Nature*, 354 (6348), 56-58.

[3] Terrones, M., Botello-Méndez, A.R., Campos-Delgado, J., López-Urías, F., Vega-Cantú, Y.I., Rodríguez-Macíasd, F.J., Elías, A.L., Muñoz-Sandoval, E., Cano-Márquez, A.G., Charlier, J.-C. and Terrones, H. (2010). Graphene and graphite nanoribbons: Morphology, properties, synthesis, defects and applications. *Nano Today*, 5 (4), 351-372.

[4] Bernal, J.D. (1924). The structure of graphite. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 106 (740), 749–773.

[5] Lipson, H. and Stokes, A.R. (1942). The Structure of Graphite. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 181 (984), 101–105.

[6] Geim, K.A. and Novoselov, S.K. (2007). The rise of graphene. *Nature Materials*, 6 (3), 183-191.

[7] Yacoby, A. (2011). Graphene: Tri and tri again. *Nature Physics*, 7 (12), 925-926.

[8] Peierls, R.E. (1934). Bemerkungen uber umwandlungstemperaturen. *Helvetica Physica Acta*, 7, 81-83.

[9] Mermin, D.N. (1968). Crystalline Order in Two Dimensions. *Physical Review*, 176 (1), 250-254.

[10] Venables, J.A., Hanbucken, M. and Spiller, G.D.T. (1984). Nucleation and the growth of thin-films. *Reports on Progress in Physics*, 47 (4), 399–459.

[11] Evans, J.W., Thiel, P.A. and Bartelt, M.C. (2006). Morphological evolution during epitaxial thin film growth: Formation of 2D islands 3D mounds. *Surface Science Reports*, 61 (1-2), 1–128.

[12] Meyer, J.C., Geim, A.K., Katsnelson, M.I., Novoselov, K.S., Booth, T.J. and Roth, S. (2007). The structure of suspended graphene sheets. *Nature*, 446 (7131), 60-63.

[13] Blake, P., Hill, E.W., Castro Neto, A.H., Novoselov, K.S., Jiang, D., Yang, R., Booth, T.J. and Geim, A.K. (2007). Making graphene visible. *Applied Physics Letters*, 91 (6), 063124.

[14] Bao, Q., Zhang, H., Wang, B., Ni, Z., Lim, C.H.Y.X., Wang, Y., Tang, D.Y. and Loh, K.P. (2011). Broadband graphene polarizer. *Nature Photonics*, 5 (7), 411–415.

[15] Novoselov, K.S., Geim, A.K., Morozov, S.V., Jiang, D., Zhang, Y., Dubonos, S.V., Grigorieva, I.V. and Firsov, A.A. (2004). Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science*, 306 (5696), 666-669.

[16] Berger, C., Song, Z., Li, X., Wu, X., Brown, N., Naud, C., Mayou, D., Li, T., Hass, J. and Marchenkov, A.N. (2006). Electronic Confinement and Coherence in Patterned Epitaxial Graphene. *Science*, 312 (5777), 1191-1196.

[17] Wallace, P.R. (1947). The Band Theory of Graphite. *Physical Review*, 71 (9), 622-634.

[18] McClure, W.J. (1957). Band Structure of Graphite and de Haas-van Alphen Effect. *Physical Review*, 108 (3), 612-618.

[19] Slonczewski, J.S. and Weiss, P.R. (1958). Band Structure of Graphite. *Physical Review*, 109 (2), 272-279.

[20] Castro Neto, A.H., Guinea, F., Peres, N.M.R., Novoselov, K.S. and Geim, A.K. (2009). The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics*, 81 (1), 109–162.

[21] Mayorov, A.S., Gorbachev, R.V., Morozov, S.V., Britnell, L., Jalil, R., Ponomarenko, L.A, Blake, P., Novoselov, K.S., Watanabe, K., Taniguchi, T. and Geim., A.K. (2011). Micrometer-scale ballistic transport in encapsulated graphene at room temperature. *Nano Letters*, 11 (6), 2396-2399.

[22] Bolotin, K.I., Sikes, K.J., Jiang, Z., Klima, M., Fudenberg, G., Hone, J., Kim, P. and Stormer, H.L. (2008). Ultrahigh electron mobility in suspended graphene. *Solid State Communications*, 146 (9-10), 351-355.

[23] Du, X., Skachko, I., Barker, A. and Andrei, E.Y. (2008). Approaching ballistic transport in suspended. *Nature Nanotechnology*, 3 (8), 491–495.

[24] 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 (7065), 197-200.

[25] Zhang, Y., Tan, Y., Stormer, H.L. and Kim, P. (2005). Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene. *Nature*, 438 (7065), 201-204.

[26] Katsnelson, M.I., Novoselov, K.S. and Geim, A.K. (2006). Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene. *Nature Physics*, 2 (9), 620-625.

[27] McKellar, B.H.J. and Stephenson, G.J.Jr., (1987). Klein paradox and the Dirac-Kronig-Penney model. *Physical Review A*, 36 (6), 2566-2569.

[28] Lee, C., Wei, X., Kysar, J.W. and Hone, J. (2008). Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene. *Science*, 321 (5887), 385-388.

[29] Tong, L. and Mehregany, M. (1992). Mechanical properties of 3C silicon carbide. *Applied Physics Letters*, 60 (24), 2992-2994.

[30] Balandin, A.A., Ghosh, S., Bao, W.Z., Calizo, I., Teweldebrhan, D., Miao, F. and Lau, C.N. (2008). Superior thermal conductivity of single-layer graphene. *Nano Letters*, 8 (3), 902-907.

[31] Nair, R.R., Blake, P., Grigorenko, A.N., Novoselov, K.S., Booth, T.J., Stauber, T., Peres, N.M.R. and Geim, A.K. (2008). Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene. *Science*, 320 (5881), 1308.

[32] Bae, S., Kim, H., Lee, Y., Xu, X., Park, J.S., Zheng, Y., Balakrishnan, J., Lei, T., Kim, H.R., Song, Y.I., Kim, Y.J., Kim, K.S., Ozyilmaz, B., Ahn, J.H., Hong, B.H. and Iijima, S. (2010). Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes. *Nature Nanotechnology*, 5 (8), 574-578.

[33] Moser, J. , Barreiro, A. and Bachtold, A. (2007). Current-induced Cleaning of Graphene. *Applied Physics Letters*, 91 (16), 163513.

[34] Bunch, J.S., Verbridge, S.S., Alde, J.S., van der Zande, A.M., Parpia, J.M., Craighea, H.G. and McEue, P.L. (2008). Impermeable Atomic Membranes from Graphene Sheets. *Nano Letters*, 8 (8), 2458-2462.

[35] Cheng, R., Bai, J., Liao, L., Zhou, H., Chen, Y., Liu, L., Lin, Y.-C., Jiang, S., Huang, Y. and Duan, X. (2012). High-frequency self-aligned graphene transistors with transferred gate stacks. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109 (29), 11588–11592.

[36] Hill, E.W., Vijayaragahvan, A. and Novoselov, K. (2011). Graphene Sensors. *IEEE Sensors Journal*, 11 (12), 3161-3170.

[37] Lee, J.M., Choung, J.W., Yi, J., Lee, D.H., Samal, M., Yi, D.K., Lee, C.-H., Yi, G.-C., Paik, U., Rogers, J.A. and Park, W.I. (2010). Vertical Pillar-Superlattice Array and Graphene Hybrid Light Emitting Diodes. *Nano Letters*, 10 (8), 2783-2788.

[38] Hill, E.W., Geim, A.K., Novoselov, K., Schedin, F. and Blake, P. (2006). Graphene Spin Valve Devices. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42 (10), 2694-2696.

[39] Blake, P., Brimicombe, P.D., Nair, R.R., Booth, T.J., Jiang, D., Schedin, F., Ponomarenko, L.A., Morozov, S.V., Gleeson, H.F., Hill, E.W., Geim, A.K. and Novoselov, K.S. (2008). Graphene-Based Liquid Crystal Device. *Nano Letters*, 8 (6), 1704-1708.

[40] Hou, J., Shao, Y., Ellis, M.W., Moore, R.B. and Yi, B. (2011). Graphene-based electrochemical energy conversion and storage: fuel cells, supercapacitors and lithium ion batteries. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 13 (34), 15384-15402.

[41] Choe, M., Lee, B.H., Jo, G., Park, J., Park, W., Lee, S., Hong, W.-K., Seong, M.-J., Kahng, Y.H. and Lee, K. (2010). Efficient bulk-heterojunction photovoltaic cells with transparent multi-layer graphene electrodes. *Organic Electronics*, 11 (11), 1864-1869.

[42] Rafiee, M.A., Rafiee, J., Wang, Z., Song, H., Yu, Z.-Z. and Koratkar, N. (2009). Enhanced Mechanical Properties of Nanocomposites at Low Graphene Content. *ACS Nano*, 3 (3), 3884-3890.

[43] Celis, A., Nair, M.N., Taleb-Ibrahimi, A., Conrad, E.H., Berger, C., de Heer, W.A. and Tejeda, A. (2016). Graphene nanoribbons: fabrication, properties and devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 49 (14), 143001.

[44] Castro, E.V., Novoselov, K.S., Morozov, S.V., Peres, N.M.R., dos Santos, B.L.J.M., Nilsson, J., Guinea, F., Geim, A.K. and Neto, A.H.C. (2007). Biased Bilayer Graphene: Semiconductor with a Gap Tunable by the Electric Field Effect. *Physical Review Letters*, 99 (21), 216802.

[45] Huang, P.Y., Ruiz-Vargas, C.S., van der Zande, A.M., Whitney, W.S., Levendorf, M.P., Kevek, J.W., Garg, S., Alden, J.S., Hustedt, C.J., Zhu, Y., Park, J., McEuen, P.L. and Muller, D.A. (2011). Grains and grain boundaries in singlelayer graphene atomic patchwork quilts. *Nature*, 469 (7330), 389–392.

[46] Shams, S.S., Zhang, R. and Zhu, J. (2015). Graphene synthesis: a Review. *Materials Science-Poland*, 33 (3), 566–578.

[47] Dean, C.R., Young, A.F., Meric, I., Lee, C., Wang, L., Sorgenfrei, S., Watanabe, K., Taniguchi, T., Kim, P., Shepard, K.L. and Hone, J. (2010). Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics. *Nature Nanotechnology*, 5 (10), 722-726.

[48] Xiang, S., Miseikis, V., Planat, L., Guiducci, S., Roddaro, S., Coletti, C., Beltram, F. and Heun, S. (2016). Low-temperature quantum transport in CVD-grown single crystal graphene. *Nano Research*, 9 (6), 1823-1830.

[49] Adam, S., Hwang, E.H., Rossi, E. and Sarma, S.D. (2008). Theory of charged impurity scattering in two-dimensional graphene. *Solid State Communications*, 149 (27-28), 1072–1079.

[50] Ong, Z. and Fischetti, M.V. (2012). Theory of interfacial plasmon–phonon scattering in supported graphene. *Physical Review B*, 86 (16), 165422.

[51] Ishigami, M., Chen, J.H., Cullen, W.G., Fuhrer, M.S. and Williams, E.D. (2007). Atomic structure of graphene on SiO_2. *Nano Letters*, 7 (6), 1643–1648.

[52] Chen, J.H., Jang, C., Xiao, S., Ishigami, M. and Fuhrer, M.S. (2008). Intrinsic and extrinsic performance limits of graphene devices on SiO_2. *Nature Nanotechnology*, 3 (4), 206-209.

[53] Fratini, S. and Guinea, F. (2008). Substrate-limited electron dynamics in graphene. *Physical Review B*, 77 (19), 195415.

[54] Hirai, H., Tsuchiya, H., Kamakura, Y., Mori, N. and Ogawa, M. (2014). Electron mobility calculation for graphene on substrates. *Journal of Applied Physics*, 116 (8), 083703.

[55] Srivastava, P.K. and Ghosh, S. (2015). Defect engineering as a versatile route to estimate various scattering mechanisms in monolayer graphene on solid substrates. *Nanoscale*, 7 (38), 16079-16086.

[56] Hemstreet Jr, J.L.A., Fong, C.Y. and Cohen, M.L. (1970). Calculation of the band structure and optical constants of diamond using the nonlocal-pseudopotential method. *Physical Review B*, 2 (6), 2054–2063.

[57] Torres, L.E.F.F., Roche, S. and Charlier, J. (2014). *Introduction to Graphene-Based Nanomaterials*.United Kingdom: Cambridge University Press.

[58] Lemme, M.C. (2010). Current Status of Graphene Transistors. *Solid State Phenomena*, 156-158 (2010), 499-509.

[59] Deacon, R.S., Chuang, K.-C., Nicholas, R.J., Novoselov, K.S. and Geim, A.K. (2007). Cyclotron resonance study of the electron and hole velocity in graphene monolayers. *Physical Review B*, 76 (8), 081406.

[60] Fang, T., Konar, A., Xing, H. and Jena, D. (2007). Carrier statistics and quantum capacitance of graphene sheets and ribbons. *Applied Physics Letters*, 91 (9), 092109.

[61] Li, Q., Hwang, E.H. and Das Sarma, S. (2011). Disorder-induced temperature-dependent transport in graphene: Puddles, impurities, activation and diffusion. *Physical Review B*, 84 (11), 115442.

[62] Zheng, Y. and Ando, T. (2002). Hall conductivity of a two-dimensional graphite system. *Physical Review B*, 65 (24), 245420.

[63] Aoki, H. and Dresselhaus, S.M. (2014). *Physics of Graphene*. Springer.

[64] Klitzing, K.V., Dorda, G. and Pepper, M. (1980). New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Physical Review Letters*, 45 (6), 494.

[65] Shen, T., Gu, J.J., Xu, M., Wu, Y.Q., Bolen, M.L., Capano, M.A. , Engel, L.W. and Ye, P.D. (2009). Observation of quantum-Hall effect in gated epitaxial graphene grown on SiC (0001). *Applied Physics Letters*, 95 (17), 172105.

[66] Wu, X., Hu, Y., Ruan, M., Madiomanana, N.K., Hankinson, J., Sprinkle, M., Berger, C. and de Heer, W.A. (2009). Half integer quantum Hall effect in high mobility single layer epitaxial graphene. *Applied Physics Letters*, 95 (22), 223108.

[67] Tzalenchuk, A., Lara-Avila, S., Kalaboukhov, A., Paolillo, S., Syväjärvi, M., Yakimova, R., Kazakova, O., Janssen, T.J.B.M. , Fal'ko, V. and Kubatkin, S. (2010). Towards a quantum resistance standard based on epitaxial graphene. *Nature Nanotechnology*, 5 (3), 186-189.

[68] Kim, K.S. , Zhao, Y., Jang, H., Lee, S.Y., Kim, J.M. , Kim, K.S. , Ahn, J.-H., Kim, P., Choi, J.-Y. and Hong, B.H. (2009). Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes. *Nature*, 457 (7230), 706-710.

[69] Cao, H., Yu, Qingkai, Jauregui, L.A. , Tian, J. , Wu, W., Liu, Z. , Jalilian, R., Benjamin, D.K. , Jiang, Z. , Bao, J. , Pei, S.S. and Chen, Y.P. (2010). Electronic transport in chemical vapor deposited graphene synthesized on Cu: Quantum Hall effect and weak localization. *Applied Physics Letters*, 96 (12), 122106.

[70] Lisesivdin, S.B., Atmaca, G., Arslan, E., Çakmakyapan, S., Kazar, Ö., Bütün, S., Ul-Hassan, J., Janzén, E. and Özbay, E. (2014). Extraction and scattering analyses of 2D and bulk carriers in epitaxial graphene-on-SiC structure. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 63, 87-92.

[71] Wilardson, R.K. and Beer, A.C.(Eds.). (1975). *Semiconductors and Semimetals Vol 10: Transport Phenomena*. London and New York: Academic Press.

[72] Fowler, A.B., Fang, F.F., Howard, W.E. and Stiles, P.J. (1966). Magneto-Oscillatory Conductance in Silicon Surfaces. *Physical Review Letters*, 16 (20), 901-903.

[73] Argyres, P.N. (1958). Quantum theory of longitudinal magneto-resistance. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4 (1-2), 19-26.

[74] Ando, T. (1974). Theory of Quantum Transport in Two-Dimensional Electron System Under Magnetic Fields. *Journal of the Physical Society of Japan*, 37 (5), 1233-1237, IV. Oscillatory conductivity.

[75] Isihara , A. and Smrcka , L. (1986). Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 19 (1986), 6777-6789.

[76] Coleridge, P.T. (1990). Inter-subband scattering in a 2D electron gas. *Semiconductor Science and Technology*, 5 (9), 961-966.

[77] Leadley, D.R., Fletcher, R., Nicholas, R.J., Tao, F., Foxon, C.T. and Harris, J.J. (1992). Intersubband resonant scattering in GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$ heterojunctions. *Physical Review B*, 46 (19), 12439-12447.

[78] Coleridge, P.T., Stoner, R. and Fletcher, R. (1989). Low- field transport coefficients in GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ heterostructures. *Physical Review B*, 39 (2), 1120-1124.

[79] Kahlert , H. and Bauer , G. (1971). Hot electron Shubnikov-de Haas effect in n-GaSb. *Physica Status Solidi B*, 46 (2), 535-547.

[80] 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. *Semiconductor Science and Technology*, 12 (4), 389-395.

[81] 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. *Physica Status Solidi B*, 207 (1), 139-146.

[82] de Lange, W. (1993). Intersubband Scattering in GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ Heterostructures. *Ph.D. Thesis Dept. of Physics*, Eindhoven University of Technology.

[83] Balkan , N., Çelik , H., Vickers , A. and Cankurtaran, M. (1995). Warm electron power loss in GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ multiple quantum well width dependence. *Physical Review B*, 52 (24), 17210-17222.

[84] Arslan, E., Ardalı, Ş., Tıraş, E., Çakmakyapan, S. and Özbay, E. (2017). The transport properties of Dirac fermions in chemical vapour-deposited single-layer graphene. *Philosophical Magazine*, 97 (3), 187-200.

[85] Bauer, G. and Kahlert, H. (1972). Low-temperature non-ohmic galvanomagnetic effect in degenerate n-type InAs. *Physical Review B*, 5 (2), 566-579.

[86] Seiler, D.G. and Stephens, A.E. (1991). *Landau Level Spectroscopy vol. 2*, Landwehr G. and Rashba E.I., Eds.Amsterdam: North-Holland.

[87] Dingle, R.B. (1952). Some magnetic properties of metals II. The influence of collisions on the magnetic behaviour of large systems. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 211 (1107), 517-525.

[88] 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. Ankara: Hacettepe Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü*.

[89] Hwang, E.H. and Das Sarma, S. (2008). Single-particle relaxation time versus transport scattering time in a two-dimensional graphene layer. *Physical Review B*, 77 (19), 195412.

[90] Novoselov, K.S., Fal′ko, V.I., Colombo, L., Gellert, P.R., Schwab, M.G. and Kim, K. (2012). A roadmap for graphene. *Nature*, 490 (7419), 192-200.

[91] Abergel, D., Russell, A. and Fal'ko, V. (2007). Visibility of graphene flakes on a dielectric substrate. *Applied Physics Letters*, 91 (6), 063125.

[92] Van Noorden, R. (2012). Production: Beyond sticky tape. *Nature*, 483 (7389), 32-33.

[93] Starke, U., Bernhardt, J., Schardt, J. and Heinz, K. (1999). SiC surface reconstruction: Relevancy of atomic structure for growth technology. *Surface Review and Letters*, 6 (06), 1129–1141.

[94] Van Bommel, A., Crombeen, J. and Van Tooren, A. (1975). LEED and Auger electron observations of the SiC (0001) surface. *Surface Science*, 48 (2), 463-472.

[95] Forbeaux, I., Themlin, J.-M., Langlais, V., Yu, M.L., Belkhir, H. and Debever, J.-M. (1998). The-Reconstructed 6H–SiC (0001): A Semiconducting Surface. *Surface Review and Letters*, 5 (01), 193-197.

[96] VanMil, B.L., Lew, K.K., Myers-Ward, R.L., Holm, R.T., Gaskill, D.K., Eddy, C.R., Wang, L. and Zhao, P. (2009). Etch rates near hot-wall CVD growth temperature for Si-face 4H-SiC using H_2 and C_3H_8. *Journal of Crystal Growth*, 311 (2), 238-243.

[97] Hass, J., de Heer, W.A. and Conrad, E.H. (2008). The growth and morphology of epitaxial multilayer graphene. *Journal of Physics-Condensed Matter*, 20 (32), 323202.

[98] Riedl, C. and Starke, U. (2007). Structural properties of the graphene–SiC(0001) interface as a key for the preparation of homogeneous large-terrace graphene surfaces. *Physical Review B*, 76 (24), 245406.

[99] de Heer, W.A., Berger, C., Wu, X., Sprinkle, M., Hu, Y., Ruan, M., Stroscio, J.A., First, P.N., Haddon, R. and Piot, B. (2010). Epitaxial graphene electronic structure and transport. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43 (37), 374007.

[100] Emtsev, K.V., Bostwick, A., Horn, K., Jobst, J., Kellogg, G.L., Ley, L., McChesney, J.L., Ohta, T., Reshanov, S.A., Röhrl, J., Rotenberg, E., Schmid, A.K., Waldmann, D., Weber, H.B. and Seyller, T. (2009). Towards wafer-size graphene layers by atmospheric pressure graphitization of silicon carbide. *Nature Materials*, 8 (3), 203-207.

[101] de Heer, W.A., Berger, C., Wu, X., First, P.N., Conrad, E.H., Li, X., Li, T., Sprinkle, M., Hass, J., Sadowski, M.L., Potemski, M. and Martinez, G. (2007). Epitaxial graphene. *Solid State Communications*, 143, 92-100.

[102] Forbeaux, I., Themlin, J.-M. , Charrier, A., Thibaudau, F. and Debever, J.-M. (2000). Solid-state graphitization mechanisms of silicon carbide 6H–SiC polar faces. *Applied Surface Science*, 162–163 (2000), 406-412.

[103] Obraztsov, A.N. , Obraztsova, E.A. , Tyurnina, A.V. and Zolotukhin, A.A. (2007). Chemical vapor deposition of thin graphite films of nanometer thickness. *Carbon*, 45 (10), 2017-2021.

[104] Li, X., Magnuson, C.W., Venugopal, A., Tromp, R.M., Hannon, J.B., Vogel, E.M., Colombo, L. and Ruoff, R.S. (2011). Large-Area Graphene Single Crystals Grown by Low-Pressure Chemical Vapor Deposition of Methane on Copper. *Journal of the American Chemical Society*, 133 (9), 2816-2819.

[105] Mattevi, C., Kim, H. and Chhowalla, M. (2011). A review of chemical vapour deposition of graphene on copper. *Journal of Materials Chemistry*, 21 (10), 3324–3334.

[106] Tong, D. (2016). The Quantum Hall Lectures.

[107] Dziuba, Z., Antoszewski, J., Dell, J.M., Faraone, L., Kozodoy, P., Keller, S., Keller, B., DenBaars, S.P. and Mishra, U.K. (1997). Magnetic field dependent Hall data analysis of electron transport in modulation-doped AlGaN/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 82 (6), 2996-3002.

[108] Tanabe, S., Sekine, Y., Kageshima, H., Nagase, M. and Hibino, H. (2011). Carrier transport mechanism in graphene on SiC(0001). *Physical Review B*, 84 (11), 115458.

[109] Robertson, J. (2004). High dielectric constant oxides. *The European Physical Journal Applied Physics*, 28 (3), 265-291.

[110] Patrick, L. and Choyke, W.J. (1970). Static Dielectric Constant of SiC. *Physical Review B*, 2 (6), 2255-2256.

[111] Stamate, M.D. (2003). On the dielectric properties of dc magnetron TiO_2 thin films. *Applied Surface Science*, 218 (1-4), 318-323.

[112] Tiras, E., Ardali, S., Tiras, T., Arslan, E., Cakmakyapan, S., Kazar, O., Hassan, J., Janzén, E. and Ozbay, E. (2013). Effective mass of electron in monolayer graphene: Electron-phonon interaction. *Journal of Applied Physics*, 113 (4), 043708.

[113] Hong, X., Zou, K. and Zhu, J. (2009). Quantum scattering time and its implications on scattering sources in graphene. *Physical Review B*, 80 (24), 241415.

[114] Coleridge, P.T. (1991). Small-angle scattering in two-dimensional electron gases. *Physical Review B*, 44 (8), 3793-3801.

[115] McCreary, K.M., Pi, K. and Kawakami, R.K. (2011). Metallic and insulating adsorbates on graphene. *Applied Physics Letters*, 98 (19), 192101.

[116] Miller, D.L., Kubista, K.D., Rutter, G.M., Ruan, M., de Heer, W.A., First, P.N. and Stroscio, J.A. (2009). Observing the quantization of zero mass carriers in graphene. *Science*, 324 (5929), 924–927.

[117] Li, M.-Y., Tang, C.-C., Ling, D.C., Li, L.J., Chi, C.C. and Chen, J.C. (2013). Charged impurity-induced scatterings in chemical vapor deposited graphene. *Journal of Applied Physics*, 114 (23), 233703.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı	:	Hakan Asaf FIRAT
Yabancı Dil	:	İngilizce
Doğum Yeri ve Yılı	:	Mersin / 1989
E-posta	:	hafirat@anadolu.edu.tr

Eğitim ve Mesleki Geçmişi:

- 2015-2017, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Katıhal Fiziği Bilim Dalı
- 2008-2013, Anadolu Üniversitesi, Fen fakültesi, Fizik Bölümü
- 2003-2007, Isparta Ahmet Melih Doğan Anadolu Lisesi

Bilimsel Faaliyetler:

- Tıraş, T., Fırat, H. A., Sönmez, F.,Ardalı, Ş.,Lişesivdin, S. B. ,Malin, T., Mansurov, V. G., Zhuravlev, K. S., Tıraş E., (06.10.2016 - 10.10.2016). Temperature Dependent Raman Measurements in Undoped and Doped AlGaN/AlN/GaN Heterostructures with an in situ Si_3N_4 Passivation Layer. 40th WOCSDICE - Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe & 13th EXMATEC - Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies, Portugal
- E. Tıraş (Yürütücü), Ş. Ardalı, T. Tıraş, F. Sönmez, H. A. Fırat, Farklı alttaş üzerine büyütülen grafen yapılarda manyetotransport ölçümleri, Anadolu Üniversitesi BAP Yayın ve Araştırma Teşvik Projesi,1605F365 Haziran 2016-2017.

Başarılar:

- 2013, Bölüm İkinciliği, Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü