

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GRAFEN KUANTUM NOKTALARI

Neslihan GÖKÇEK

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2011**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Neslihan GÖKÇEK tarafından hazırlanan “Grafen Kuantum Noktaları” adlı tez çalışması 12/01/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Bekir Sıtkı KANDEMİR

Jüri Üyeleri:

Başkan : Prof. Dr. Basri ÜNAL
(Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı)

Üye : Prof. Dr. Bekir Sıtkı KANDEMİR
(Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı)

Üye : Doç. Dr. Şengül KURU
(Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı)

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Orhan ATAKOL

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi GRAFEN

KUANTUM NOKTALARI Neslihan

GÖKÇEK

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Bekir Sıtkı KANDEMİR

Bu tezde, karbon ve allotropları hakkında genel bir bilgi verildikten sonra, grafenin en temel genel özellikleri ele alınmıştır. Grafende Dirac fermiyonlarının hapsedilmesi incelenmiş ve elektrostatik bir bariyer ile Dirac fermiyonlarını hapsedmenin Klein tünellemesi nedeniyle mümkün olmadığı görülmüştür. Dirac fermiyonlarını magnetik olarak hapsedme mekanizması ele alındığında, incelenen ilk örnekte magnetik bir bariyer kullanılmış ve ε enerji, l_B magnetik uzunluk ve 2d magnetik bariyerin genişliği olmak üzere, $\varepsilon l_B > d/l_B$ koşulu altında, normal geliş açısında mükemmel geçiş gözlenmiştir ve bu mükemmel geçişin geliş açısının bazı değerleri için de gerçekleştiği görülmüştür. İkinci olarak dairesel simetrik magnetik kuantum noktası incelenmiştir. Grafendeki Corbino diskin magneto-iletimi ile ilgili problem için ise, sıfır katkılamanın olduğu durumda iletimin periyodik olarak salındığı, zayıf katkılamanın olduğu durumlarda ise sönümlü olduğu tespit edilmiştir.

Ocak 2011, 35 sayfa

Anahtar Kelimeler: grafen, grafende hapisleme, Klein tünellemesi, grafen kuantum noktası, Corbino disk

ABSTRACT

Master Thesis GRAPHENE

QUANTUM DOTS Ankara

University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Bekir Sıtkı KANDEMİR

In this thesis, after a general introduction about carbon and its allotropes, the graphene's basic general properties are considered. Confinement of Dirac fermions in graphene are investigated and it is seen that, because of the Klein tunneling, it is not possible to confine Dirac fermions in graphene. Firstly within the magnetic barrier, under the condition $\varepsilon l_B > d/l_B$, wherein ε and l_B are energy and magnetic confinement length, and $2d$ is the width of the magnetic barrier, it is seen that every incoming state with normal incidence is transmitted perfectly and this perfect transmission occurs also for some values of the incidence angle. The second example is circularly symmetric magnetic quantum dot. Magnetoconductance in graphene Corbino disc shows periodic oscillations in the undoped state while in the case of weak doped state, it shows damping.

January 2011, 35 pages

Key Words: graphene, confinement in graphene, graphene quantum dot, Klein tunneling, Corbino disk

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım süresince bilgi ve deneyimleriyle bilimsel gelişimime yön veren ve her konudaki desteğini benden esirgemeyen danışman hocam Sayın **Prof. Dr. Bekir Sıtkı KANDEMİR**'e (Ankara Üniversitesi, Fizik Bölümü), ayrıca tüm hayatım boyunca maddi manevi desteklerini sürekli hissettiğim annem **Nesrin GÖKÇEK** ve babam **Nurettin GÖKÇEK**'e ve aynı zamanda hem akademik hem sosyal yaşantıma yaptıkları tüm katkılardan dolayı ablam **Nilüfer AKCİ**, abim **Emre AKCİ** ve yeğenim **Furkan AKCİ**'ye en içten teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Neslihan GÖKÇEK

Ankara, Ocak 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
1. GİRİŞ	1
2. GRAFENİN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ VE ÖRGÜ YAPISI	4
3. GRAFENDE HAPİS MEKANİZMASI	11
3.1 Elektrostatik Kuantum Noktası ve Klein Tünellemesi	11
3.2 Dirac Fermiyonlarının Grafende Magnetik Hapsi	16
3.2.1 Magnetik bariyer	17
3.2.2 Dairesel simetrik magnetik kuantum noktası	22
4. GRAFENDE İLETİM	26
4.1 Grafende Corbino diskin magneto-iletimi	26
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	31
KAYNAKLAR	33
ÖZGEÇMİŞ	35

SİMGELER DİZİNİ

\vec{A}	Vektör potansiyeli
\vec{a}	Örgü vektörü
\vec{B}	Magnetik alan
\vec{b}	Ters örgü vektörü
a	Grafende iki atom arası uzaklık
D_v	Parabolik silindirik fonksiyon
E	Enerji
E_F	Fermi enerjisi
e	Elektron yükü
eV	Elektronvolt
g_0	İletim kuantumu
G	İletim
H	Hamiltonyen
\hbar	Planck sabiti
J	Toplam açısai momentum
k_F	Fermi dalga vektörü
L	Yörüngesel açısai momentum
M	Konfluent hipergeometrik fonksiyon
l_B	Magnetik uzunluk
\vec{p}	Momentum operatörü
R	Yansıma olasılığı
r	Yansıma genliği
s	Spin
T	Geçiş olasılığı
t	Geçiş genliği
U	Konfluent hipergeometrik fonksiyon
v_F	Fermi hızı
σ	Pauli spin matrisi
Γ	Euler Gamma fonksiyonu
Φ	Akı
Φ_d	Akı
Θ	Heaviside basamak fonksiyonu
Ψ	Hipergeometrik fonksiyon
χ	Dalga vektörü

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. a. Grafen bal peteği örgülü karbon atomlarıdır, b. Fullerenler (C_{60}) sarılı grafen molekülleridir, c. Karbon nanotüpler grafenin silindir gibi yuvarlanmasıyla oluşur, d. Grafit grafen tabakalarının üst üste gelmesiyle oluşur (Geim et al. 2007)	2
Şekil 2.1 Grafen (Meyer et al.)	4
Şekil 2.2. a. Grafenin iki tane iç içe geçmiş üçgenden oluşan örgü yapısı, b. Grafenin örgü yapısına karşılık gelen Brillouin bölgesi(Castro Neto et al. 2005)	5
Şekil 2.3 $t' = 0$ ve $t = -3eV$ için enerji band yapısı (Abergel et al. 2010)	8
Şekil 2.4 $t = 2.7eV$, $t' = 0.54eV$ için enerji band yapısı (Wilson 2006)	8
Şekil 3.1 Tek tabakalı grafende yarıparçacıkların spektrumunun şematik diyagramı (Katsnelson et al. 2006)	11
Şekil 3.2 D kalınlığında elektrostatik bariyer (Katsnelson et al. 2006)	12
Şekil 3.3 Saçılma durumundaki ϕ ve θ açıları (Castro Neto et al. 2007)	12
Şekil 3.4 110 nm kalınlığındaki bariyer için $T(\phi)$ grafiği (V_0 bariyer yüksekliği kırmızı 200 meV ve mavi 285 meV için)	14
Şekil 3.5 $V_0 = 200$ meV için $\phi = 0^\circ, 30^\circ$ ve 85° olduğu durumda geçiş olasılığının E'lere göre grafiği	15
Şekil 3.6 $\epsilon l_B = 3.7$ enerji değerinde 2d kalınlığındaki bariyer için $T(\phi)$ grafiği	21
Şekil 3.7 $d / l_B = 1.5$ değerinde 2d kalınlığındaki bariyer için $T(\phi)$ grafiği	21
Şekil 3.8 Geçiş olasılığı T'nin ϵl_B 'ye bağlılığı	22
Şekil 3.9 Grafende diski andıran magnetik kuantum noktası için düşük-enerji özenerjilerinin (m ile etiketlenen) kayıp akı $\delta = R^2 / 2l_B^2$ 'ye göre grafiği	25
Şekil 4.1 Grafende Corbino disk (Rycerz 2010)	26
Şekil 4.2 Katkılamanın $R_0 / R_i = 10$ oranı için yapıldığı durumda magnetik alanın fonksiyonu olarak iletim (Rycerz 2010)	30

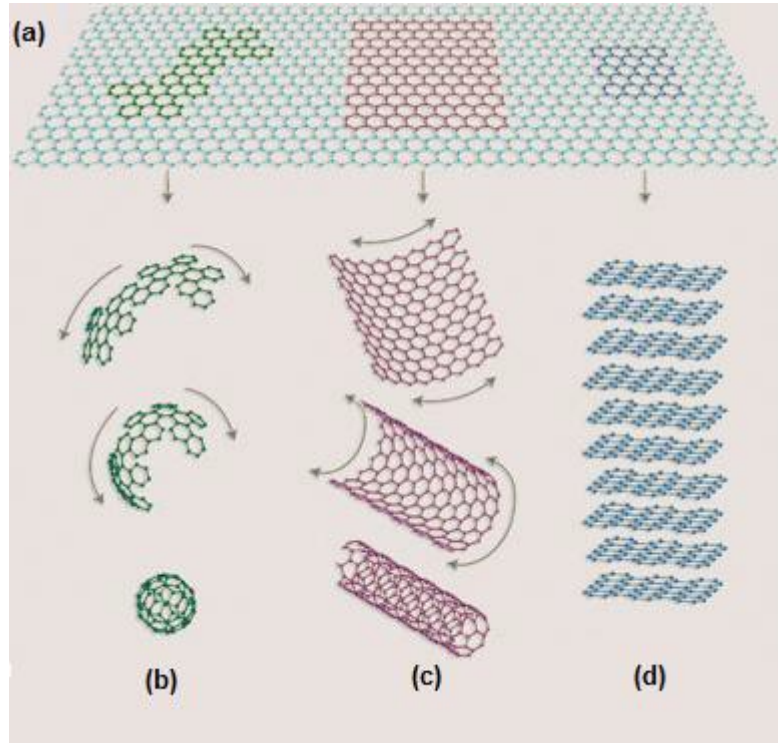
1. GİRİŞ

Periyodik tablodaki en çok merak uyandıran elementlerden biri olan karbon gezegendeki yaşam için ana maddedir ve bütün organik kimyanın temelini oluşturur (Castro Neto vd. 2007, Katsnelson 2007). Atom numarası altı olan karbonun elektron düzenlemesi $1s^2 2s^2 2p^2$ şeklindedir. $1s^2$ orbitali güçlü bağlanmış iki elektron içerir. Bunlara “iç elektronlar” denir. $2s^2 2p^2$ orbitallerindeki dört elektron zayıf bağlı elektronlardır ve bunlara “değerlik elektronları” denir (Saito vd. 1998).

Karbon bazlı sistemler çok çeşitli fiziksel özellikleri olan sınırsız sayıda farklı yapılar gösterirler. Bu farklılaşmanın sebebi karbon atomlarının birçok valans bağı oluşturabilmesidir. Bu kimyasal bağlar yörüngelerin melezleşmesi ile ilgilidir. Karbonda sp , sp^2 , sp^3 olmak üzere üç olası melezleşme vardır (Saito vd. 1998). Melezleşme karbon yapılarının boyutluluğunu belirlemede esastır, sıfır boyuttan üç boyuta kadar izomerleri olan tek element karbondur. Karbon bazlı sistemlerin farklı boyutlarda var olmasının sonucunda çeşitli fiziksel özelliklere sahip karbon içerikli yapılar meydana gelir (Castro Neto vd. 2007, Abergel vd. 2010).

Karbonun iki boyutlu allotrobu olan grafen , sadece karbon atomundan oluşan sistemler arasında önemli bir role sahiptir; çünkü, grafitin ve nanotüplerin band yapısı hesaplamaları ve elektronik özellikleri için başlangıç noktası olarak düşünülür. Grafen karbon atomlarının altıgenlerden yapılmış bal peteği yapısında düzenlenmesi ile oluşur. 1985 yılında bulunan fullerenler altmış karbon atomunun küresel olarak düzenlenmesi ile oluşurlar, bu yüzden sıfır boyutlu yapılardır ve grafene beşgenler ilavesi ile elde edilebilirler. Dolayısıyla, grafenin sarmalanmış olarak düşünülürler. Sumio Iijima tarafından 1991 yılında bulunan karbon nanotüpler ise, grafeni istenilen doğrultu boyunca silindir gibi yuvarlayıp, karbon bağlarını tekrar bağlayarak elde edilirler. Bu yüzden karbon nanotüpler sadece altıgenlere sahiptirler ve bir boyutlu yapılar olarak düşünülebilirler. Karbonun üç boyutlu allotrobu olan grafitin kristal yapısı grafen tabakalardan oluşur. Grafit 1564 yılında kurşun kalemin bulunmasının ardından yaygın olarak kullanılan bir malzeme olmuştur. Grafitin yazmakta kullanışlı materyal oluşu, birbirine Van der Waals kuvveti ile zayıf bağlanmış, istiflenmiş birçok grafen

tabakasından oluşmasıdır. Tek atomik tabakalı grafit olarak bulunan grafen bütün bu allotropların temelini oluşturmasına ve kurşun kalemle her yazı yazıldığında elde edilebilir olmasına rağmen bulunuşundan 440 yıl sonra, 2004 yılında Andre Geim ve Kostya Novoselov tarafından deneysel yöntemler ile izole edilmiştir (Novoselov vd. 2004, Castro Neto vd. 2007). Böylelikle bu kişiler, hiç de beklenmedik bir şekilde grafenin, iki boyutlu kristalografik yapıda bulunabileceğini göstermişlerdir. A. Geim ve K. Novoselov bu buluşları ile 2010 Fizik Nobel ödülünü almaya hak kazanmışlardır (Anonymous 2011). Bu buluş katihal ve materyal fiziği çalışanlar ile kimyacılar ve elektrik mühendisleri için yeni bulunmuş altın madenine saldırının akademik eşdeğerini başlatmıştır (Geim vd. 2007, Abergel vd. 2010).

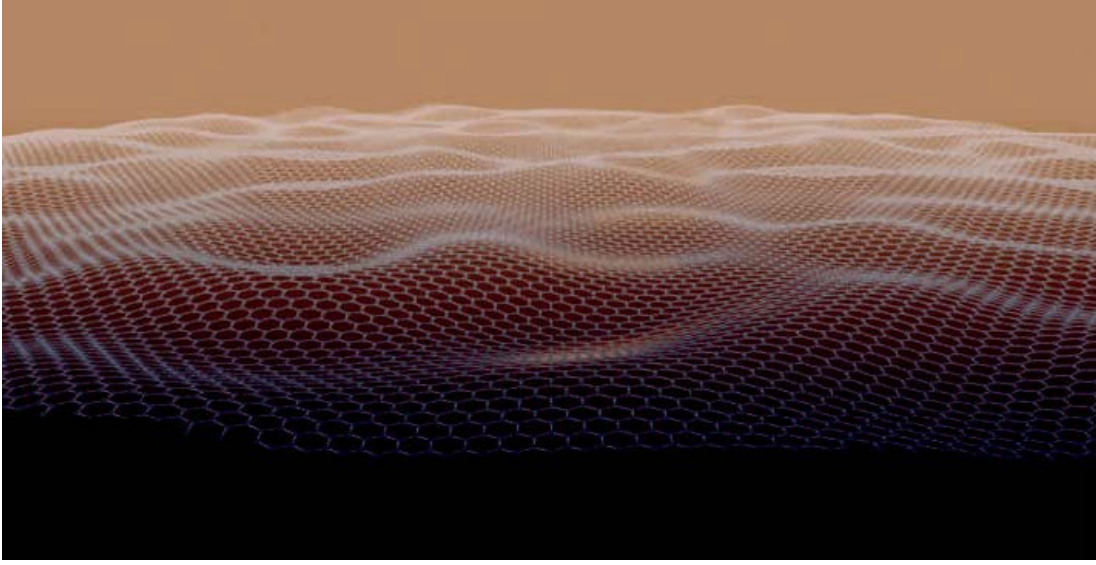


Şekil 1.1.a. Grafen bal peteği örgülü karbon atomlarıdır, b. Fullerenler (C₆₀) sarılı grafen molekülleridir, c. Karbon nanotüpler grafenin silindir gibi yuvarlanmasıyla oluşur, d. Grafit grafen tabakalarının üst üste gelmesiyle oluşur (Geim vd. 2007)

Grafenin bulunuşundaki gecikmenin ilk nedeni kimsenin grafenin serbest durumda var olmasını beklemeyişidir; çünkü, bilim insanları grafenin düzlemsel yapısının termodinamiksel olarak kararlı kalamayacağını ve muhtemelen kıvrılıp, karbon nanotübe dönüşeceğini düşünüyordu (Wilson 2006). İkincisi ise, makroskobik alanları kaplayan kurşun kalem kırıntısının arasında bir atom kalınlığındaki parçacıkları araştırarak deneysel aletlerin var olmayışydı. Grafenin gözlenebilmesi, zekice seçilmiş SiO₂ alttaşı üzerinde yarattığı optik etkiler sayesinde mümkün olmuştur. SiO₂, fark edilmesi kolay olmayan bu optik etkilerin sıradan optik mikroskopla gözlenmesini mümkün kılmıştır (Castro Neto 2007).

Kuantum noktaları nano ölçekteki yarıiletken uygulamaların bir çoğunda son derece önemli yapı taşlarıdır. Grafende enerji dağılımının kütesiz görelî doğası grafen kuantum noktalarının benzersiz özellikleri ile sonuçlanmaktadır. Grafenden izole edilmiş adacıklar durumunda kuantum noktaları kesikli enerji spektrumlu sıfır boyutlu sistemlerin bütün özelliklerine sahiptir, elektrostatik hapis potansiyeli, magnetik ya da litografik yöntemler ile elde edilirler. Bunlardan elektrostatik hapis potansiyeli yolu ile elde edilen kuantum noktaları ile tam hapis sağlanamaz. Bunun sebebi, elektrostatik potansiyelden kaçış kanalı sağlayan Klein tünellemesidir. Bu problemi aşmak için uygulanan yöntemlerden biri grafeni mekanik olarak istenilen nano boyutta kesmektir. Böyle bir grafen adası, karakteristik kesik enerji seviyeleriyle bir kuantum noktasına dönüşür. Bir diğer yöntem ise elektronu yerelleştiren kuantum noktası yerine, elektronun kuantum noktası içerisinde çok uzun zaman durmasını sağlayacak şekilde hapis potansiyeli uygulamaktır. Grafende kuantum noktaları magnetik hapis potansiyeli ile de oluşturulabilir. Bu durumda homojen olmayan magnetik alan sonlu bir bölgede elektron yerelleşmesiyle sonuçlanır, böylece bir kuantum noktası oluşur (Abergel vd. 2010).

2. GRAFENİN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ VE ÖRGÜ YAPISI



Şekil 2.1 Grafen (Anonymous 2011)

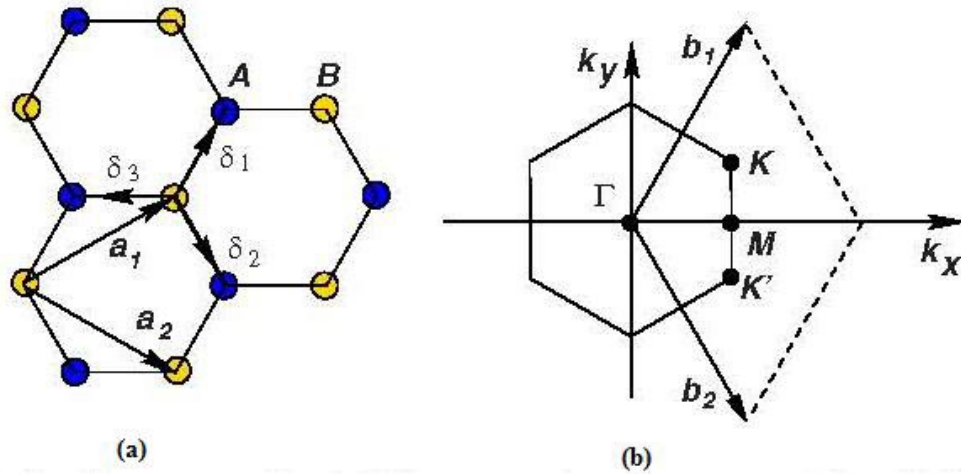
Grafen birçok karbon allotrobinin yapı taşı sayılabilir. Bu yüzden, grafene ait elektronik özellikleri ve örgü yapısını anlamak önemlidir.

Grafenin yapısal esnekliği elektronik özelliklerine yansır (Castro Neto vd. 2007). Bir atom kalınlığında ince bir zar halindeki grafen altıgen yapıya sahiptir, bu yapıyı iki üçgen alt örgünün oluşturduğu iki kısımlı örgü meydana getirir. Karbon atomlarının üç değerlik elektronu için 1s orbitali ile 2p orbitalleri arasındaki sp^2 melezleşmesi sonucu

1,42 Å ile ayrılmış olan karbon atomları arasında oluşan σ bağlarıyla üçgenel düzlem yapı ortaya çıkar. Sonuç olarak, grafen bu yüzden altıgen örgü yapısındadır. σ bandı bütün karbon allotroplarında örgü yapısının güçlülüğünden sorumludur. Pauli ilkesine göre bu bantlar dolu kabuğa sahiptir ve bu yüzden derin bir değerlik bandı oluştururlar. Düzlem yapıya dik olan etkilenmemiş p-orbitali komşu karbon atomlarıyla bağlanıp kovalent π -enerji bandlarını oluştururlar. Her bir p-orbitali ekstra bir elektrona sahip olduğundan π -bandı yarı doludur. Yarı dolu bantlar güçlü sıkı bağlanma karakterine sahiptirler ve korelasyon aralığından dolayı, yarı iletken davranış söz konusudur. İletim

ile ilgili olan π elektronları değerlik elektronlarıdır (Berger vd. 2006, Castro Neto vd. 2007, Peres 2010).

Grafen sıradan olmayan elektronik özelliklere sahiptir. Mükemmel bir mekanik yapıya sahip olan grafen evrende bilinen en ince materyal olmakla beraber, bu zamana kadar bilinen en güçlü materyaldir de (Geim 2009). Ayrıca, grafen iyi iletken bir materyaldir ve yüksek mobilitiye sahiptir. Çoğu durumda bir materyaldeki yük taşıyıcıların konsantrasyonunun değişimini, dolayısıyla da içerisinde geçen elektrik akımının değişmesini sağlayan elektrik alan etkileridir (Novoselov vd. 2004). Grafene elektrik alan uygulanarak elektron konsantrasyonu değiştirilip, bütün deşik ve elektronlar yük taşıyıcıları olarak elde edilebilir (Silvestrov vd. 2007). Büyük akımlara katlanabilen grafenin yük taşıyıcıları, oda sıcaklığında saçılmadan mikrometrelerce hareket edebilen sıfır etkin kütleli taşıyıcılardır (Geim 2009).



Şekil 2.2. a. Grafenin iki tane iç içe geçmiş üçgenden oluşan örgü yapısı, b. Grafenin örgü yapısına karşılık gelen Brillouin bölgesi (Castro Neto vd. 2005)

Grafen şekil 2.2'de gösterildiği gibi, karbon atomlarının altıgen yapıda düzenlenmesiyle meydana gelmiştir. Bu yapı birim hücre temelinde iki karbon atomu bulunan üçgenel bir örgü olarak değerlendirilebilir.

Örgü vektörleri, $a = 1,42 \text{ \AA}$ karbon-karbon uzaklığı olmak üzere şu şekilde yazılır,

$$\vec{a}_1 = \frac{a}{2}(3, \sqrt{3}) \quad (2.1)$$

$$\vec{a}_2 = \frac{a}{2}(3, -\sqrt{3}). \quad (2.2)$$

Ters örgü vektörleri ise;

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{3a}(1, \sqrt{3}) \quad (2.3)$$

$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{3a}(1, -\sqrt{3}) \quad (2.4)$$

olarak verilirler.

Grafenin fiziğine özgü önemi olan K ve K' noktaları grafenin Brillouin bölgesinin köşelerinde bulunur. Bu noktalar Dirac noktaları olarak adlandırılır ve momentum uzayındaki konumları

$$K = \left(\frac{2\pi}{3a}, \frac{2\pi}{3\sqrt{3}a}\right) \text{ ve } K' = \left(\frac{2\pi}{3a}, -\frac{2\pi}{3\sqrt{3}a}\right) \quad (2.5)$$

ile verilirler.

Gerçel uzayda üç en yakın komşu atomun vektörleri,

$$\vec{\delta}_1 = \frac{a}{2}(1, \sqrt{3}), \quad \vec{\delta}_2 = \frac{a}{2}(1, -\sqrt{3}), \quad \vec{\delta}_3 = -a(1, 0) \quad (2.6)$$

olarak verilir.

İkinci en yakın komşu atomların konumları ise,

$$\delta'_1 = \pm\vec{a}_1, \quad \delta'_2 = \pm\vec{a}_2, \quad \delta'_3 = \pm(\vec{a}_2 - \vec{a}_1) \quad (2.7)$$

şeklinde belirlenebilirler.

Elektronların grafende en yakın ve ikinci en yakın atomlara hopladığı varsayıldığında sıkı bağ Hamiltonyeni şu formdadır ($\hbar=1$ alındığında),

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} a_{\sigma,i}^\dagger b_{\sigma,j} + h.c. - t' \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle, \sigma} (a_{\sigma,i}^\dagger a_{\sigma,j} + b_{\sigma,i}^\dagger b_{\sigma,j} + h.c.) \quad (2.8)$$

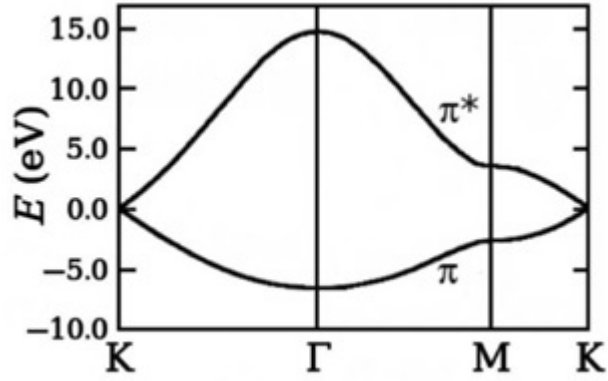
Denklem 2.8'de kullanılan $a_{\sigma,i}$ ($b_{\sigma,i}$) operatörü A(B) örgüsündeki R_i bölgesinde bulunan σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) spinli elektronu yok eden, $a_{\sigma,i}^\dagger$ ($b_{\sigma,i}^\dagger$) operatörü ise A(B) alt örgüsündeki R_i bölgesinde bulunan σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) spinli elektronu yaratan operatörlerdir. En yakın komşu atoma hoplama enerjisi olan t yaklaşık olarak $2,8 \text{ eV}$ 'dur. Bir sonraki en yakın komşu atoma hoplama enerjisi olan t' ise yaklaşık olarak $0,1 \text{ eV}$ 'dur (Castro Neto vd. 2007).

Denklem 2.8 ile verilen Hamiltonyenden elde edilen birinci ve ikinci yakın komşuluk için toplam enerji,

$$E_{\pm} = \pm t \sqrt{3 + f(k)} - t' f(k) \quad (2.9)$$

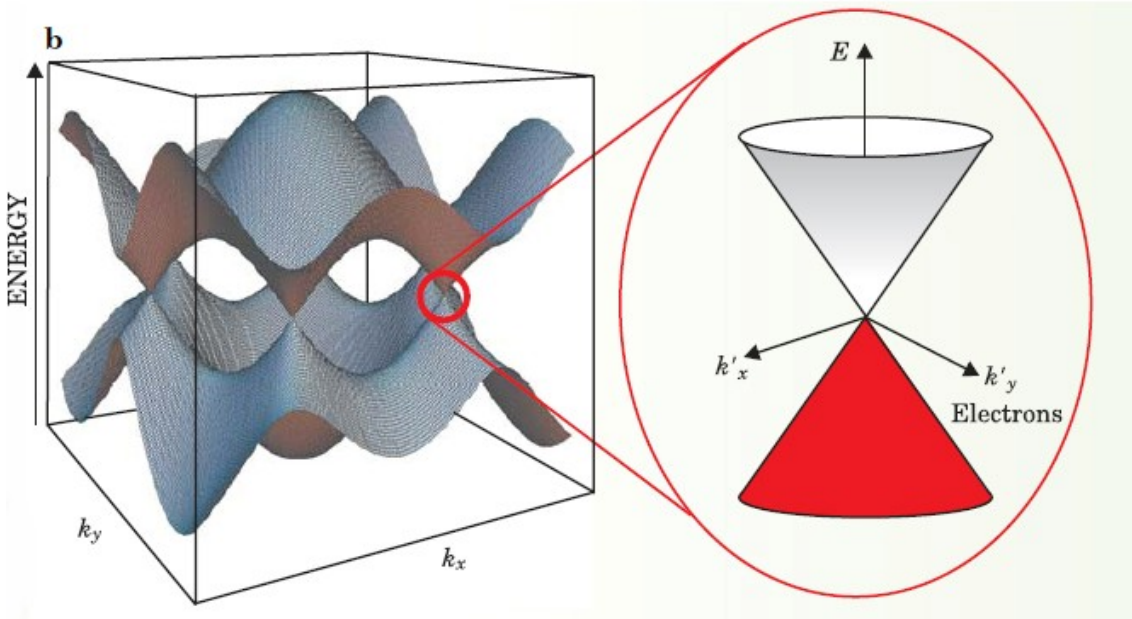
olarak bulunur. Burada, $f(k) = 2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos(\sqrt{3}k_y a / 2) \cos(3k_x a / 2)$ 'dir. \vec{k} dalga vektörü olup, E_+ en yüksek valans bandı olan π^* bandının enerjisini, E_- ise en düşük iletim bandı olan π bandının enerjisini verir (Castro Neto vd. 2007).

Grafenin enerji band yapısındaki üst eğriye π^* ya da anti-bağlanma bandı, alt kısmına ise π ya da bağlanma bandı denir. Bu iki band K ve K' noktalarında dejenereliğe sahiptir. Aynı zamanda bu nokta katkılanmamış grafen için Fermi enerji seviyesidir (Saito vd. 1998). Birim hücrede iki atom dolayısıyla iki elektron bulunduğundan aşağıdaki π bandı tam olarak doludur ve bu durumda yukarıdaki π^* bandı tamamıyla boş kalır (Abergel 2010).



Şekil 2.3 $t' = 0$ ve $t = -3eV$ için enerji band yapısı (Abergel vd. 2010)

Şekil 2.3 ile belirtilmiş olan band yapısında bulunan Γ, K ve M noktaları yüksek simetriye sahip noktalardır, Γ en yüksek simetriye sahip nokta olup, enerji dağılımı bağıntısı ΓKM üçgeni için hesaplanır.



Şekil 2.4 $t = 2.7eV$, $t' = 0.54eV$ için enerji band yapısı (Wilson 2006)

$t' = 0$ olduğu durumda denklem 2.9'dan anlaşılacağı üzere sıfır enerji civarında enerji spektrumu simetriktir. Fermi enerjisi civarında, dağılım doğrusaldır ve enerji bağıntısı

$E = \hbar k v_F$ 'dir. Burada $a = 1,42 \text{ \AA}$ karbon-karbon arası uzaklık ve $t \approx 2,8 eV$ en yakın komşu atoma hoplama enerjisi olmak üzere Fermi hızı $v_F = 3ta/2$ olarak verilir ve sayısal değeri $v_F \approx 10^6 m/s$ 'dir (Castro Neto 2007). Bu dağılım sadece tek bir noktada Fermi enerjisine değer, bu nokta Dirac noktasıdır (Zhou vd. 2006).

Enerji dağılım bağıntısı k ile orantılı olduğu için spektrum, kütsüz Dirac fermiyonlarının spektrumunu tıpa tıp anımsatmaktadır (Peres 2010). Dirac denklemini, elektron gibi spin $1/2$ 'li görelilik kuantum parçacıkları tanımlar. Kuantum mekaniğinin temel prensiplerinin ve görelilik teorisinin sonucu olan Dirac spektrumunun temel özelliği, antiparçacıkların varlığıdır. Daha özel olarak, pozitif ve negatif enerjide (elektronlar ve pozitronlar) durumlar yakından bağlantılıdır. Öyle ki, aynı spinör dalga fonksiyonun farklı bileşeni ile tanımlanırlar. Dirac denkleminin bu temel özelliği çoğunlukla yük-eşlenik simetrisine atfedilir. m kütsüz Dirac parçacığı için en düşük elektron enerjisi $E_0 = mc^2$ ile en büyük pozitron enerjisi $-E_0$ (c ışık hızı) arasında aralık "gap" vardır. Elektron enerjisi $E \gg E_0$ olduğunda, enerji dalga vektörü k 'ya doğrusal olarak bağlıdır, $E = \hbar k v_F$. Kütsüz Dirac fermiyonları için band aralığı sıfırdır ve bu doğrusal dağılım her enerji değerinde geçerli olmaktadır. Bu durumda parçacığın spini ve hareketi arasında yakın bir ilişki vardır, parçacıklar için spin sadece yayılma yönünde yönelebilir ya da antiparçacıklar için sadece onun zıttı yönünde yönelebilir. Bunun aksine, kütsüz spin $1/2$ parçacıklar herhangi bir eksen üzerinde bulunan iki spin değerine sahip olabilirler (Katsnelson 2007).

Grafendeki yük taşıyıcılarının görelilik olmayan parçacıklar için kullanılan her zamanki Schrödinger denklemini yerine Dirac'ımsı spektrumla tanımlanması, grafenin kristal yapısının sonucudur. Bu yapı önceden de bahsedilen iki eşit A ve B karbon alt örgülerinden oluşan yapıdır. Alt örgüler arasındaki kuantum mekaniksel hoplama iki enerji bandının oluşmasına neden olmaktadır ve bunların Brillouin bölgesinin kenarlarının yakınındaki kesişmeleri koniksel enerji spektrumuna yol açmaktadır. Sonuç olarak, grafendeki yarıparçacıklar kütsüz görelilik parçacıklarımız gibi (örneğin, nötrinolar) $E = \hbar k v_F$ denklemini ile verilen doğrusal dağılımı sergilerler. Ancak, ışığın

hızının oynadığı rolü burada ışığın hızının üç yüz de biri olan v_F Fermi hızı oynar (Calogeracos 1999, Katsnelson 2007, Beenakker 2008, Abergel vd. 2010).

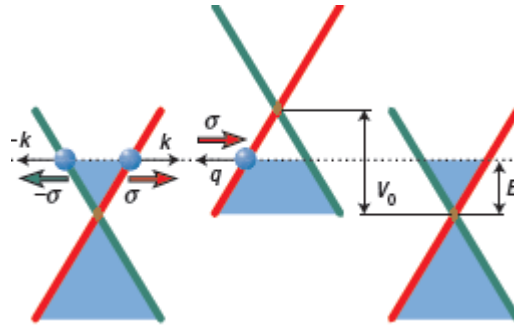
Dirac fermiyonlarının ışık hızından üç yüz kat küçük hızla hareket etmesi nedeniyle kuantum elektrodinamiğinin sıra dışı özellikleri daha düşük hızlarda kendini gösterebilir. Dirac fermiyonları magnetik alana maruz bırakıldıklarında sıradan elektronlardan daha farklı davranır. Bu da yeni bir fiziksel olay olan Anormal Tam Kuantum Hall etkisine yol açar. Dirac fermiyonlarının diğer bir ilginç özelliği dış elektrostatik potansiyellere karşı duyarsızlığıdır. Bu Klein tünellemesi olarak adlandırılır ve Dirac fermiyonlarının klasik olarak yasaklı olan bölgeden olasılıkla geçebilmesidir (Castro Neto vd. 2007, Novoselov vd. 2007).

3. GRAFENDE HAPİS MEKANİZMASI

3.1 Elektrostatik Kuantum Noktası ve Klein Tünellemesi

Klein tünellemesi görelî parçacıkların yüksek ve geniş potansiyel bariyerlerden sızmasının engellenememesidir. Daha açıkçası, elektronun iletim bandından valans banddaki deşik durumlarına tünellemesidir. Bu olay kuantum elektrodinamiğinin en alışılmamış ve beklenmedik sonucudur (Beenakker 2008).

Grafen tabakasının iki üçgen örgüden oluşması ‘sözde spin’in oluşmasına sebeptir. Bu mükemmel tünelleme sözde spin’in korunması açısından anlaşılabilir. Daha doğrusu, sözde spinin ters çevrilmesi sürecinin olmadığında, sağa doğru hareket eden bir elektron, sağa doğru hareket eden bir elektron durumuna ya da sola hareket eden deşik durumuna saçılabilir. Bu olay şekil 3.1’de şematik olarak gösterilmiştir (Katsnelson vd. 2006).



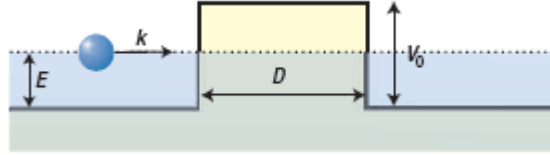
Şekil 3.1 Tek tabakalı grafende yarıparçacıkların spektrumunun şematik diyagramı (Katsnelson vd. 2006)

Yük taşıyıcıları band diyagramının kırmızıyla gösterilen kısmından aynı kırmızı daldaki durumlara saçılabilir, ama yeşil daldaki herhangi bir duruma dönüşemez; çünkü, böyle bir saçılma durumu sözde spinin ters çevrilmesini gerektirir. Bariyerin içindeki ve dışındaki yarıparçacıklar için sözde spin σ ’nın yönleri arasındaki eşleşme mükemmel tünelleme ile sonuçlanır. Yani, bariyerin ara yüzeyindeki elektron dalga fonksiyonu aynı

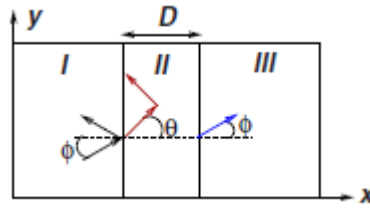
yönlü sözde spinli deşige karşı gelen dalga fonksiyonu ile mükemmel biçimde eşleşir. Böylelikle geçme olasılığı $T=1$ olur (Katsnelson vd. 2006).

Bu etki tek ve çift tabakalı grafende elektrostatik bariyerler kullanarak gözlemlenebilir. Grafen bu olayın gözlenmesi için eşsiz bir ortam oluşturmaktadır. Grafende bulunan yarıparçacığımsıların kiral doğası sebebiyle normal, görelî olmayan elektronların durumundan nitelik bakımından farklı olarak kuantum tünellemesi yöneline son derece bağılı hale gelir (Katsnelson vd. 2006).

Örnek olarak, kiral parçacıkların kare bir elektrostatik bariyerden iki boyutta saçılmalarını inceleyelim. Şekil 3.2’de D kalınlığındaki bir elektrostatik kare bariyerden Dirac parçacıklarının saçılma süreci resmedilmiştir.



Şekil 3.2 D kalınlığında elektrostatik bariyer (Katsnelson vd. 2006)



Şekil 3.3 Saçılma durumundaki ϕ ve θ açıları (Castro Neto vd. 2007)

Dirac’ımsı Hamiltonyeni $H_0 = -i\hbar v_F \sigma \nabla$ olmak üzere, $H = H_0 + V(x)$ ve

$V(x) = \begin{cases} V_0, & 0 < x < D \\ 0 & \text{diğer yerler} \end{cases}$ ’dir. Farklı bölgelerdeki dalga fonksiyonları gelen ve

yansıyan dalgalar cinsinden yazılabilirler. $k_F = 2\pi / \lambda$ Fermi dalga vektörü ve $k_x = k_F \cos\phi$ ve $k_y = k_F \sin\phi$ bariyer dışındaki dalga vektörü bileşenleri olmak üzere, I. bölgede Dirac denkleminin çözümü,

$$\Psi_I(x, y) = \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i(k_x x + k_y y)} + r \begin{pmatrix} 1 \\ -se^{-i\phi} \end{pmatrix} e^{-i(k_x x - k_y y)} \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, gelme açısı $\phi = \arctan(k_y / k_x)$ 'dir.

II. bölgede dalga fonksiyonu,

$$\Psi_{II}(x, y) = a \begin{pmatrix} 1 \\ s'e^{i\theta} \end{pmatrix} e^{i(q_x x + k_y y)} + b \begin{pmatrix} 1 \\ -s'e^{-i\theta} \end{pmatrix} e^{-i(q_x x - k_y y)} \quad (3.2)$$

ile verilir, ve burada da θ kırılma açısı, $q_x = \sqrt{(E - V_o)^2 / \hbar^2 v_F^2 - k_y^2}$ olmak üzere $\theta = \arctan(k_y / q_x)$ 'dir.

Son olarak III. Bölgede sadece geçen dalga vardır, ve

$$\Psi_{III}(x, y) = t \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (3.3)$$

şeklinde yazılabilir. Burada kullanılan s ve s' katsayıları sırayla $\text{sgn}(E)$ ve $\text{sgn}(E - V_o)$ 'dır.

r , a , b ve t katsayıları dalga fonksiyonlarının sürekliliğinin sağlanması için gerekli sınır koşulları kullanılarak elde edilirler. Bu sınır koşulları şunlardır;

$$\Psi_I(x=0, y) = \Psi_{II}(x=0, y) \quad (3.4)$$

$$\Psi_{II}(x=D, y) = \Psi_{III}(x=D, y) \quad (3.5)$$

Schrödinger denkleminde farklı olarak dalga fonksiyonlarının türevlerinin değil de sadece kendilerinin sürekliliğini kullanmaya ihtiyacımız vardır. Katsayıların eşleştirilmesiyle yansıma katsayısı r

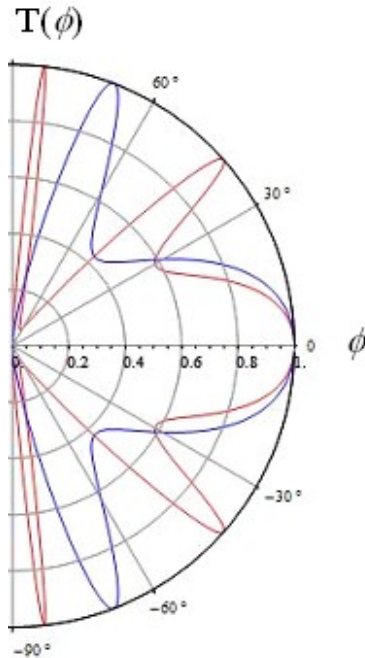
$$r = 2ie^{i\phi} \sin(q_x D) \frac{\sin \phi - ss' \sin \theta}{ss' [e^{-iq_x D} \cos(\phi + \theta) + e^{iq_x D} \cos(\phi - \theta)] - 2i \sin(q_x D)} \quad (3.6)$$

şeklinde bulunabilir. $|r|^2 + |t|^2 = 1$ ifadesi kullanılarak $T = |t|^2$ geçiş olasılığı da denklem 3.6'yı kullanarak hesaplanabilir. Bu da

$$T(\phi) = \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \phi}{[\cos(Dq_x) \cos \phi \cos \theta]^2 + \sin^2(Dq_x) (1 - ss' \sin \phi \sin \theta)^2} \quad (3.7)$$

şeklinde verilebilir.

Geçiş olasılığının gelme açısı ϕ 'ye göre grafiği şekil 3.4'de verilmiştir.

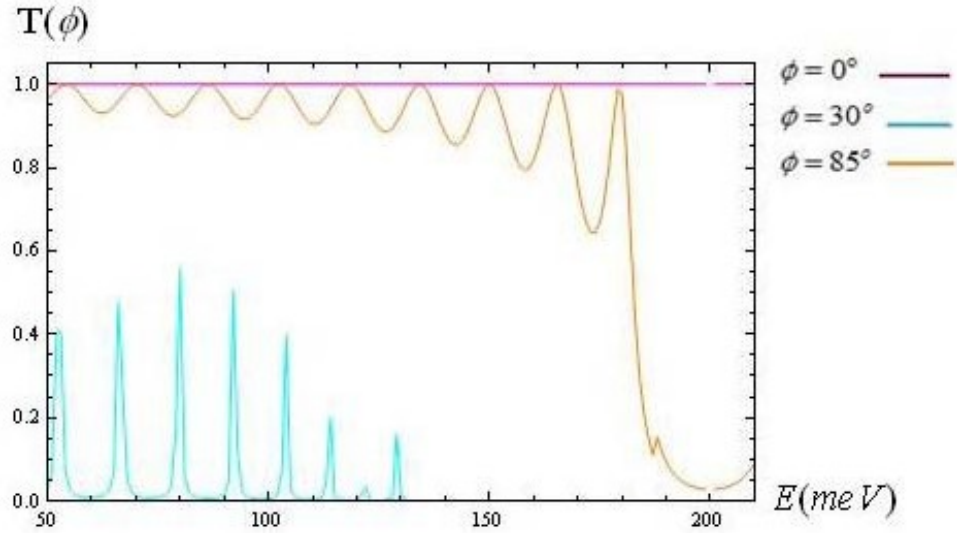


Şekil 3.4 $D = 100$ nm kalınlığındaki bariyer için $T(\phi)$ grafiği, (V_0 bariyer yüksekliği kırmızı 200 meV ve mavi 285 meV için)

Denklem 3.7'den anlaşılacağı üzere $T(\phi) = T(-\phi)$ 'dir ve $Dq_x = n\pi$ (n tamsayı) bağıntısını sağlayan her Dq_x değeri için bariyer tamamıyla saydam hale gelir; çünkü ϕ açısından bağımsız olarak $T(\phi) = 1$ olmaktadır. Ayrıca, normal geliş açılarında ($\phi \rightarrow 0$ ve $\theta \rightarrow 0$) ve herhangi bir Dq_x değeri için $T(0) = 1$ elde edilir ve böylece bariyer yine tam anlamıyla saydamdır. Normal geliş açlarına yakın açılarda bariyerin saydam oluşu kütsüz Dirac fermiyonlarına özgü bir özelliktir. Bu sonuç kuantum elektrodinamiğindeki Klein paradoksunun bir göstergesidir ve görelî olmayan parçacıklar durumunda meydana gelmez (Katsnelson vd. 2006, Castro Neto vd 2007, Beenakker 2008).

Özet olarak, Dirac fermiyonlarına özgü bir özellik olan Klein tünellemesi, bu parçacıkların yüksek ve geniş potansiyel bariyerlerden sızmasının engellenmemesidir. Bu olay kuantum elektrodinamiğinin en alışılmamış ve beklenmedik sonucudur.

Şimdi de elektrostatik bariyer için geçiş olasılığının enerjiye bağımlılığını seçilmiş üç geliş açısı için inceleyelim. $T(\phi)$ 'nin enerjilere göre grafiğı şekil 3.5'de verilmiştir.



Şekil 3.5 $V_0 = 200$ meV için $\phi = 0^\circ, 30^\circ$ ve 85° olduğu durumda geçiş olasılığının E'lere göre grafiğı

Normal geliş açısında; yani parçacık 0° ile geldiğinde, bütün enerji değerlerinde mükemmel bir geçiş söz konusudur. Normal gelişlerden uzaklaşan gelişlerde ise; bazı özel açılarda rezonans tünellemeler söz konusudur (Wu vd. 2008). Rezonans tünelleme, geçiş katsayısının bazı enerji değerlerinde keskin piklere sahip olmasıdır.

3.2 Dirac Fermiyonlarının Grafende Magnetik Hapsi

Klein tünellemesi nedeniyle elektrostatik potansiyellerin Dirac elektronlarını hapsedmesi mümkün değildir. Tek tabakalı grafende kütleli Dirac elektronlarını homojen olmayan magnetik alanla hapsedmek mümkündür. Böylelikle, grafende magnetik bariyerlerle magnetik kuantum noktası veya kuantum nokta kontakları gibi mezoskopik yapılar tasarlanabilir (De Martino vd. 2007).

İstenilen homojen olmayan magnetik alan şekillenimleri grafen tabakasının bulunduğu alt taşın altına ferromagnetik tabakalar yerleştirilerek oluşturulabilir.

Grafen düzlemine (xy) dik yönelmiş statik magnetik alan $\vec{B} = B(x, y)\hat{e}_z$ olsun, düzensizliğin ve etkileşmenin olmadığı ve elektronik spin serbestlik derecesinin önemsenmediği olası en basit düzey üzerinde çalışılsın.

Düşük enerji skalalarında, zayıf olarak katkılanmış ya da katkılanmamış grafen tabakası Dirac Hamiltoniyeni ile tanımlanır. Bu Brillouin bölgesindeki K ve K' noktaları yakınlarında düşük enerji durumlarını tanımlamaktadır. \vec{A} vektör potansiyeli olmak üzere yavaşça değişen $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$ durumunda sadece bir K noktası üzerinde çalışılabilir. $E = v_F \varepsilon$ enerjisinde $\psi(x, y) = (\psi_+, \psi_-)^T$ spinörü için zamandan bağımsız Dirac denklemi ($\hbar = 1$) alındığında,

$$\vec{\sigma} \left[\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}(x, y) \right] \psi(x, y) = \varepsilon \psi(x, y) \quad (3.8)$$

şeklini alır. Burada Fermi hızı $v_F \approx 8 \times 10^5$ m/s, momentum operatörü $\vec{p} = -i(\partial_x, \partial_y)^T$ ve 2x2 Pauli matrisleri $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ 'dir.

Magnetik hapisleme için iki örnek incelenmiştir. Bunlardan ilki magnetik bariyer, ikincisi küresel simetrik magnetik kuantum noktasıdır.

3.2.1 Magnetik bariyer

Magnetik bariyer probleminin fiziği, bir doğrultu boyunca değişmez kalan (y-doğrultusu olsun) magnetik alan $B(x, y) = B(x)$ ile tanımlanır. $\partial_x A(x) = B(x)$ olmak üzere vektör potansiyelini $\vec{A}(x, y) = A(x)\hat{e}_y$ ayarında seçilirse, enine momentum p_y korunur ve verilen bir p_y için 3.8 denklemi aşağıdaki çiftlenimli denklemlere indirgenir:

$$[\partial_x \mp p_y \mp \frac{e}{c} A(x)]\Psi_{\pm}(x) = i\varepsilon\Psi_{\mp}(x) \quad (3.9)$$

Bu denklemler bir boyutlu Schrödinger denklemine

$$[\partial_x^2 - V_{\pm}(x) + \varepsilon^2]\Psi_{\pm}(x) = 0 \quad (3.10)$$

şeklinde dönüştürülebilirler. Burada p_y bağımlı etkin potansiyel

$$V_{\pm}(x) = \pm \frac{e}{c} \partial_x A(x) + \left[p_y + \frac{e}{c} A(x) \right]^2 \quad (3.11)$$

ile verilir.

Bir boyuta indirgenmiş bu Schrödinger denkleminin kare-kuyu magnetik bariyer için çözümleri incelenebilir.

B_0 sabit olmak üzere magnetik alan,

$$\vec{B}(x, y) = \begin{cases} B_0 \hat{e}_z & -d \leq x \leq d \\ 0 & \text{diğer yerler} \end{cases} \quad (3.12)$$

şeklinde verilmiş olsun. Θ Heaviside basamak fonksiyonu, $B(x, y) = B_0 \Theta(d^2 - x^2)$ ve magnetik uzunluk $l_B = \sqrt{c / eB_0}$ olmak üzere vektör potansiyeli

$$A(x) = \frac{c}{el_B^2} \begin{cases} -d, & x < -d \\ x, & |x| \leq d \\ d, & x > d \end{cases} \quad (3.13)$$

şeklinde yazılır. Şimdi elektronumsu bir saçılma durumunun ($\varepsilon > 0$), $\vec{p} = (p_x, p_y)$ momentumu ile sol taraftan geldiği düşünülüğünde belirli bir normalizasyon ile gelen dalga fonksiyonu,

$$\Psi_{in}(x) = \left(\frac{1}{\frac{p_x + i(p_y - \frac{d}{l_B^2})}{|\vec{p}|}} \right) \quad (3.14)$$

şeklinde yazılır. Gelen dalga fonksiyonundaki kayma ayar seçiminden kaynaklanır, bu yüzden momentumu $p_x = \varepsilon \cos \phi$, $p_y = \varepsilon \sin \phi + d / l_B^2$ şeklinde parametrize etmek daha kullanışlıdır.

Ayar değişmez hız $v = v_F (\cos \phi, \sin \phi)^T$ 'dir. Bu yüzden ϕ kinematik gelme açısıdır. ϕ' sağ bariyerden çıkış açısı olup, $p'_x = \varepsilon \cos \phi'$, p_y 'nin korunumundan

$$\sin \phi' = \frac{2d}{\varepsilon l_B^2} + \sin \phi \quad (3.15)$$

şeklinde bulunur (De Martino vd. 2007).

Belirli bir normalizasyon katsayısı farkı ile üç bölgedeki saçılma durumları aşağıda incelenmiştir.

$x < -d$ olduğu durumda, r ϕ 'ye bağlı yansıma katsayısı olmak üzere,

$$\Psi_I(x) = \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\phi} \end{pmatrix} e^{ip_x x} + r \begin{pmatrix} 1 \\ -e^{-i\phi} \end{pmatrix} e^{-ip_x x} \quad (3.16)$$

I. bölgedeki çözümdür. Bariyerin $|x| \leq d$ bölgesinde çözümler parabolik silindirik fonksiyonlar olan D_ν 'ler cinsinden

$$\Psi_{II}(x) = \sum_{\pm} c_{\pm} \begin{pmatrix} D_{\frac{(\epsilon l_B)^2}{2}-1} [\pm\sqrt{2}(\frac{x}{l_B} + p_y l_B)] \\ \pm i \frac{\sqrt{2}}{\epsilon l_B} D_{\frac{(\epsilon l_B)^2}{2}} [\pm\sqrt{2}(\frac{x}{l_B} + p_y l_B)] \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilir (De Martino vd. 2007). Buradaki c_{\pm} 'ler kompleks katsayılardır.

Son olarak $x > d$ bölgesinde, t geçiş genliği olmak üzere geçen dalga fonksiyonu

$$\Psi_{III}(x) = t \sqrt{\frac{p_x}{p'_x}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\phi'} \end{pmatrix} e^{ip'_x x} \quad (3.18)$$

şeklinde yazılabilir. Geçiş olasılığı $T = |t|^2$ yansıma olasılığı $R = |r|^2$ 'ye $T + R = 1$ bağıntısını sağlayacak şekilde bağlıdır.

Denklem 3.15 belirli geliş açılarında geçişin mümkün olmadığı anlamına gelir. Aslında, $\epsilon l_B \leq d/l_B$ koşulu altında gelme açısı ϕ 'ye bakılmaksızın bütün gelen durumlar yansıtılır (De Martino vd. 2007). İşin özünde, siklotron yarıçapı d 'den küçük olan her

durum bükülüp geriye doğru çıkar. Bu, elektrostatik bariyerlerin aksine, magnetik bariyerlerin Dirac-Weyl yarıparçacıklarının hapsedebileceğini gösterir. $\epsilon l_B \leq d/l_B$ koşuluna uyulmazsa geçiş olasılığı vardır. Bu durumda, dalga fonksiyonunun $x = \pm d$ sürekliliği kullanılarak geçiş genliği t ,

$$t = \frac{2i\epsilon l_B \sqrt{2p'_x/p_x} \cos\phi}{e^{i(p_x+p'_x)d} D} (u_2^+ v_2^- + v_2^+ u_2^-) \quad (3.19)$$

şeklinde elde edilir. Burada,

$$D = (\epsilon l_B)^2 e^{i(\phi'-\phi)} (u_1^+ u_2^- - u_2^+ u_1^-) - 2(v_1^+ v_2^- - v_2^+ v_1^-) + i\sqrt{2}\epsilon l_B [e^{i\phi'} (v_1^+ u_2^- + u_2^+ v_1^-) + e^{-i\phi} (u_1^+ v_2^- + v_2^+ u_1^-)]$$

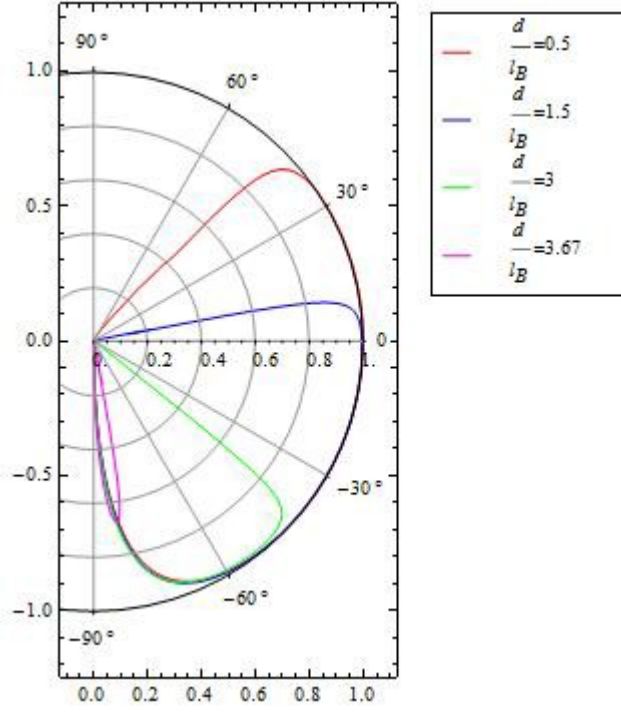
olup,

$$u_1^\pm \equiv D \frac{(\epsilon l_B)^2}{2}^{-1} [\pm\sqrt{2}(-\frac{d}{l_B} + p_y l_B)] \quad (3.20)$$

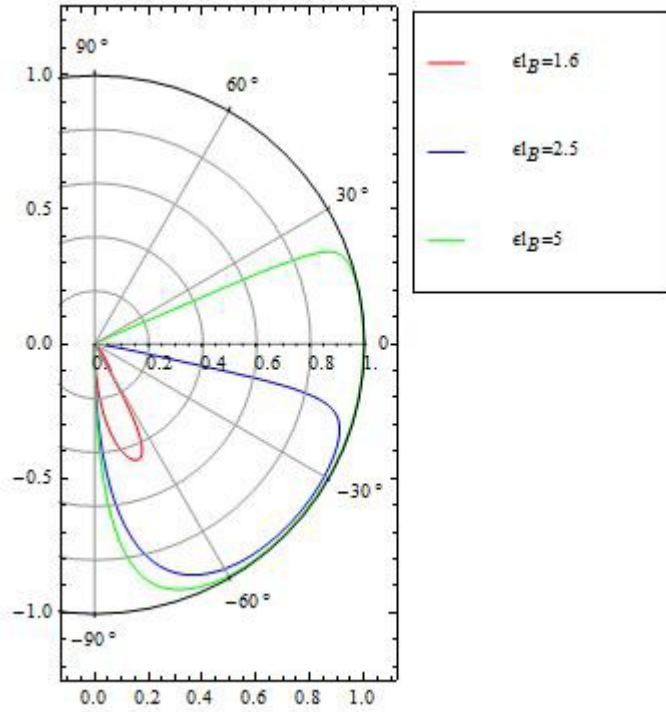
$$u_1^\pm \equiv D \frac{(\epsilon l_B)^2}{2}^{-1} [\pm\sqrt{2}(-\frac{d}{l_B} + p_y l_B)] \quad (3.21)$$

kısaltılmış notasyonları kullanılmıştır. u_2^\pm, v_2^\pm sembolleri ise $-d \rightarrow d$ alınarak bulunur.

$\epsilon l_B \leq d/l_B$ ile verilen mükemmel yansıma bölgesi dışında, geçiş olasılığı $T(\phi) = |t|^2$, nin grafiği birkaç (ϵ, d) parametre değeri için şekil 3.6-3.7'de gösterilmiştir.



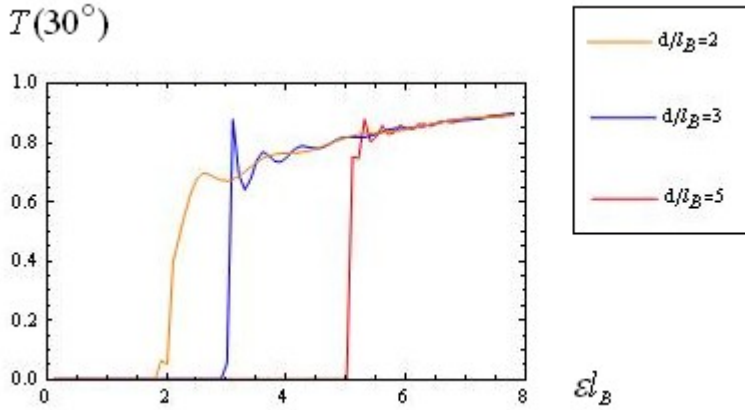
Şekil 3.6 $\epsilon l_B = 3.7$ enerji değerinde $2d$ kalınlığındaki bariyer için $T(\phi)$ grafiği



Şekil 3.7 $d/l_B = 1.5$ değerinde $2d$ kalınlığındaki bariyer için $T(\phi)$ grafiği

εl_B 'nin d/l_B değerine yakın olduğu durumlar haricinde, geliş açısının sıfır ve sıfıra yakın olduğu durumlarda hiç yansıma olmamaktadır, tamamıyla geçiş söz konusudur. Bu mükemmel geçiş belirli gelme açıları için yine mümkündür. εl_B , d/l_B 'ye yakın değerler aldıkça geçiş olasılığı birin altına düşmektedir ve yansıma olasılığı artmaktadır.

Aşağıdaki grafikte 2d kalınlığındaki magnetik bariyer için, geliş açısı 30° iken, d/l_B 2, 3 ve 5 olmak üzere üç farklı değer alındığında geçiş olasılığı T 'nin εl_B 'ye bağlılığı gösterilmiştir. Şekilden de anlaşılacağı üzere εl_B 'nin d/l_B 'den küçük olduğu değerler için geçiş olasılığı sıfırdır yani tam olarak yansıma söz konusudur.



Şekil 3.8 Geçiş olasılığı T 'nin εl_B 'ye bağlılığı

3.2.2 Dairesel simetrik magnetik kuantum noktası

Radyal homojen olmayan magnetik alan $\vec{B} = B(r)\hat{e}_z$ ile tanımlanan dairese simetrik magnetik kuantum noktası inceleyelim. Problemin çözümünde $z = x + iy$ ve $\bar{z} = x - iy$ kompleks değişkenlerini kullanmak uygundur (De Martino vd. 2007). Karşılık gelen türevler ise $\partial = \frac{1}{2}(\partial_x - i\partial_y)$, $\bar{\partial} = \frac{1}{2}(\partial_x + i\partial_y)$ ve $r = \sqrt{z\bar{z}}$ 'dir. Aynı biçimde $A = A_x + iA_y$, $\bar{A} = A_x - iA_y$ ve magnetik alan $B(r) = -i(\partial A - \bar{\partial}\bar{A})$ 'dir. Öyleki $(e/c)A = -i\varphi(r)/\bar{z}$ ve $(e/c)\bar{A} = -i\varphi(r)/z$ 'dir. Bu ayar, vektör potansiyelini, denklem

3.22 ile verilen, r yarıçaplı disk içinden geçen hc/e akı kuantum birimli $\varphi(r)$ magnetik akısı cinsinden

$$\varphi(r) = \frac{e}{c} \int_0^r dr' r' B(r') \quad (3.22)$$

şeklinde ifade eder. İzotropik bir $B(r)$ alanı için $J = L + \sigma_z / 2$ korunur. Yani,

$\bar{\sigma} [\bar{p} + \frac{e}{c} \bar{A}(x, y)] \psi(x, y) = \varepsilon \psi(x, y)$ denkleminin öz durumları J 'nin buçuklu özdeğerleri $j = m \pm 1/2$ ile sınıflandırılırlar.

$$\begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \phi_m(r) \left(\frac{z}{r} \right)^m \\ \chi_m(r) \left(\frac{z}{r} \right)^{m+1} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Bu durumda, Dirac denklemi $\phi_m(r)$ ve $\chi_m(r)$ için radyal bir boyutlu denklemlere indirgenir ($r > 0$ ve $f' = df/dr$).

$$\phi_m' - \frac{m + \varphi(r)}{r} \phi_m = i\varepsilon \chi_m \quad (3.24)$$

$$\chi_m' + \frac{m + 1 + \varphi(r)}{r} \chi_m = i\varepsilon \phi_m \quad (3.25)$$

Bu denklemlerden yola çıkarak, elde edilen ikinci dereceden denklemler

$$\phi_m'' + \frac{1}{r} \phi_m' + \left(\varepsilon^2 - \frac{e}{c} B(r) - \frac{[m + \varphi(r)]^2}{r^2} \right) \phi_m = 0 \quad (3.26)$$

ve

$$\chi_m'' + \frac{1}{r} \chi_m' + \left(\varepsilon^2 + \frac{e}{c} B(r) - \frac{[m + \varphi(r) + 1]^2}{r^2} \right) \chi_m = 0 \quad (3.27)$$

şeklinde verilirler.

Magnetik kuantum noktası için basit bir model üzerinde çalışılsın. R yarıçaplı bir diskin dışında magnetik alan B_0 , içinde ise sıfır olsun. O zaman $l_B = \sqrt{c/eB_0}$ olmak üzere denklem 3.22 ile verilen akı

$$\varphi(r) = \frac{r^2 - R^2}{2l_B^2} \theta(r - R) \quad (3.28)$$

şeklinde elde edilir. $\varepsilon > 0$ için noktanın içinde çözümler belirli bir normalizasyon katsayısı ile birlikte Bessel fonksiyonları ile belirtilir. Yani, $r < R$ için $\phi_m^< = J_m(\varepsilon r)$ 'dir.

Noktanın dışında ($r > R$) ise genel çözümler dejenere hipergeometrik fonksiyonlar Φ ve Ψ 'yi içerir. $\xi = r^2 / 2l_B^2$ ve nokta içerisinden geçen akı $\delta = R^2 / 2l_B^2$ olmak üzere $\tilde{m} = m - \delta$ alınarak dışarıdaki çözümler için

$$\phi_m^> = \xi^{|\tilde{m}|/2} e^{-\xi/2} [a_1 \Phi(\alpha, 1 + |\tilde{m}|; \xi) + a_2 \Psi(\alpha, 1 + |\tilde{m}|; \xi)] \quad (3.29)$$

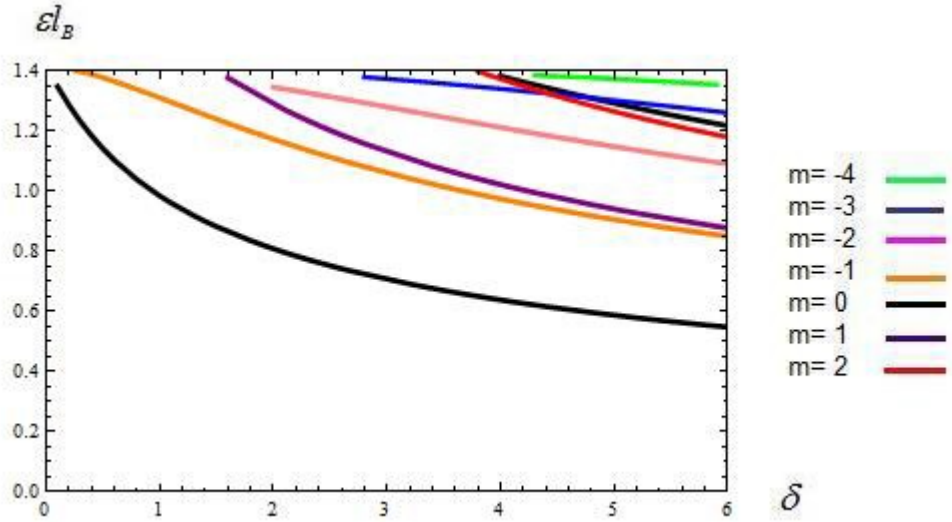
elde edilir. Burada a_1 ve a_2 keyfi kompleks alınıp, enerji

$$\alpha = 1 + \tilde{m} \theta(\tilde{m}) - (\varepsilon l_B)^2 / 2 \quad (3.30)$$

şeklinde parametrize edilir. $r = R$ 'de $\psi(r)$ 'nin sürekliliği $\phi_m(r)$ ve $\phi_m'(r)$ 'nin ikisinin de sürekliliğini içermektedir. Sonuçta eşleştirilen sınır koşulları olası enerji durumlarını belirler. $\phi_m(r)$ 'nin sürekliliğinden a_2 bulunur, ve diğer sınır koşulu da enerji üzerindeki kuantizasyon koşulunu belirler, ve

$$1 - |\tilde{m}| \left[\frac{\theta(-\tilde{m})}{\delta} - \frac{\varepsilon l_B}{\sqrt{2\delta}} \frac{J_{m+1}(\varepsilon l_B \sqrt{2\delta})}{J_m(\varepsilon l_B \sqrt{2\delta})} \right] = \frac{d}{d\xi} \ln \psi(\alpha, 1 + |\tilde{m}|; \xi = \delta) \quad (3.31)$$

şartına yol açar. Denklem 3.31'in çözümleri magnetik kuantum noktası içerisindeki yerleşmiş elektron durumlarının enerjilerini belirlemektedir. Şekil 3.9' da denklem 3.31' nin nümerik çözümleri $\varepsilon > 0$ için gösterilmektedir. Verilen δ aralık sınırları içerisinde, $m \neq 0$ için $0 < \varepsilon l_B < \sqrt{2}$ sınırları içinde en çok bir çözüm bulunmaktadır. Halbuki, $\delta \geq 4$ için $m = 0$ olduğunda iki çözüm elde edilir.



Şekil 3.9 Grafende diski andıran magnetik kuantum noktası için enerji özdeğerlerinin (m ile etiketlenen) kayıp akı $\delta = R^2 / 2l_B^2$ 'ye göre grafiği

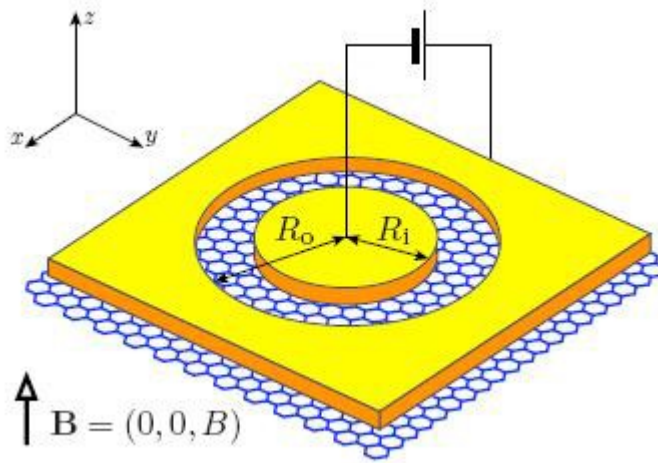
Sonuç olarak kaybolan akı $\delta \approx R^2 B_0$ 'a bağlı olarak bu "Dirac Noktası"nın enerji seviyeleri hemen hemen istenilen şekilde ayarlanabilir (De Martino vd. 2007).

4. GRAFENDE İLETİM

4.1 Grafende Corbino Diskin Magneto-İletimi

Psödodifüsif (rastgele potansiyel tarafından üretilmiş difüsif yapı) bölgesinden kuantum tünelleme bölgesine geçiş, iletimin (conductance) azalan kuvvet yasası $G \propto L^{-\alpha}$ ile verilmektedir. Burada L , örnek bölgenin uzunluğudur ve α geometriye bağlı olan üsdür. Şekil 4.1' de gösterilen dış yarıçapı R_0 ve iç yarıçapı R_i olan Corbino disk durumunda $L = R_0 - R_i$ ve $\alpha = 1$ 'dir. Bu durum $R_0 \gg R_i$ için G 'nin azalmasına yol açar (Rycerz vd. 2009, Rycerz 2010).

Grafendeki Corbino diskın magneto-iletiminin keyfi olarak seçilmiş katkılamar ve magnetik alanlar için teorik olarak analizi yapılmıştır (Rycerz 2010). Akım, iç yarıçapı R_i ve dış yarıçapı R_0 olan disk şeklindeki bölgeden geçmektedir ve magnetik alan düzleme dik olup $\vec{B} = (0, 0, B)$ şeklinde verilmektedir. Sarı renkte olan levhalar grafende çok katkılanmış bölgeler olarak modellenmiştir. Katkılamayı ayarlamak için grafenin altına yerleştirilmiş geçit (gate) elektrodu kullanılır ancak resimde bu gösterilmemiştir (Rycerz 2010).



Şekil 4.1 Grafende Corbino disk (Rycerz 2010)

K ve K' vadilerinden biri için yazılmış Dirac denklemi denklem 4.1 ile verilmiştir:

$$H = v_F(\vec{p} + e\vec{A}) \cdot \vec{\sigma} + U(r) \quad (4.1)$$

Burada $v_F = 10^6 \text{ m/s}$ Fermi hızıdır, \vec{p} momentum operatörüdür, $-e$ elektronun yüküdür ve simetrik ayar $\vec{A} = \frac{B}{2}(-y, x)$ seçilmiştir.

Elektrostatik potansiyel enerji $U(r)$ disk bölgesinde yani $R_i < r < R_0$ için U_0 'dır. Bu bölgenin dışındaki yerlerde ise $U(r) = U_\infty$ 'dur. Hamiltonyen toplam açılal momentum operatörü $J_z = -i\hbar\partial_\phi + \hbar\sigma_z/2$ ile sıra değiştirdiğinden enerji özfonksiyonları J_z 'nin öz durumları olarak seçilebilir.

$$\Psi_j(r, \phi) = e^{i(j-\frac{1}{2})\phi} \begin{pmatrix} \chi_{j\uparrow}(r) \\ \chi_{j\downarrow}(r)e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$s = \uparrow, \downarrow$ örgünün sözde-spinlerini göstermektedir, j buçuklu sayılardır ve polar koordinatlar (r, ϕ) 'ye geçilmiştir. Bu durumda Dirac denklemi $H_j \chi_j(r) = E \chi_j(r)$ denkleminde indirgenmektedir. Burada $\chi_j(r) = [\chi_{j\uparrow}(r), \chi_{j\downarrow}(r)]^T$ 'dir ve Hamiltonyen

$$H_j = -i\hbar v_F \sigma_x \partial_r + U(r) + \hbar v_F \sigma_y \begin{bmatrix} \frac{j-1/2}{r} + \frac{eBr}{2\hbar} & 0 \\ 0 & \frac{j+1/2}{r} + \frac{eBr}{2\hbar} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

şeklindedir.

Üstteki işaretin iletim bandına, alttaki işaretin değerlik bandına ait olduğu göz önünde bulundurularak, r_j yansıma genliği ve t_j geçiş genliği olmak üzere iç bölge ($r < R_i$) için dalga fonksiyonu;

$$\chi_j^{(i)} = \frac{e^{\pm ik_\infty r}}{\sqrt{r}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + r_j \frac{e^{\pm ik_\infty r}}{\sqrt{r}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde ilk kısım gelen dalgayı, ikinci kısım ise yansıyan dalgayı temsil eder. $k_\infty \equiv |E - U_\infty| / \hbar v_F \rightarrow \infty$ 'dur.

Dış levha ($r > R_0$) için dalga fonksiyonu;

$$\chi_j^{(0)} = t_j \frac{e^{\pm ik_\infty r}}{\sqrt{r}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

olup geçen dalgayı temsil eder.

$k_0 \equiv |E - U_0| / \hbar v_F$ olarak tanımlayarak, disk alanı $R_i < r < R_0$ için dalga fonksiyonu

$$\chi_j^{(d)} = A_j \begin{pmatrix} \xi_{j\uparrow}^{(1)} \\ \pm iz_{j,1} \xi_{j\downarrow}^{(1)} \end{pmatrix} + B_j \begin{pmatrix} \xi_{j\uparrow}^{(2)} \\ \pm iz_{j,2} \xi_{j\downarrow}^{(2)} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

şeklinde yazılır. Denklem 4.6'da kullanılan parametreler $s_j \equiv \text{sgn } j / 2$, $\beta = eB / 2\hbar$ olmak üzere $z_{j,1} = [2(j + s_j)]^{-2s_j}$, $z_{j,2} = 2(\beta / k_0^2)^{s_j + 1/2}$ 'dir. $M(a, b, z)$, $U(a, b, z)$ konfluent hipergeometrik fonksiyonlar olup

$$\xi_{js}^{(\nu)} = e^{-\beta r^2 / 2} (k_0 r)^{|l_s|} \begin{cases} M(\alpha_{js}, \gamma_{js}, \beta r^2), & \nu = 1 \\ U(\alpha_{js}, \gamma_{js}, \beta r^2), & \nu = 2 \end{cases} \quad (4.7)$$

biçiminde yazılır. Denklem 4.7'de kullanılan parametreler $s = \uparrow, \downarrow$, $\alpha_{js} = [2(l_s + |l_s| + 1) - k_0^2 / \beta] / 4$ ve $\gamma_{js} = |l_s| + 1$ 'dir.

Eşleştirilen durumlar $\chi_j^{(i)}(R_i) = \chi_j^{(d)}(R_i)$ ve $\chi_j^{(0)}(R_0) = \chi_j^{(d)}(R_0)$ 'ın çözülmesiyle j'inci mod için elde edilen geçiş olasılığı

$$T_j = |t_j|^2 = \frac{16(k_0^2 / \beta)^{2j-1} \Gamma(\gamma_{j\uparrow})}{k_0^2 R_i R_0 (\chi_j^2 + Y_j^2) \Gamma(\alpha_{j\uparrow})} \quad (4.8)$$

şeklinde bulunur. Bu denklemin içerisinde yer alan $\Gamma(z)$ Euler Gamma fonksiyonu olup, diğer fonksiyonlar ise $\chi_j = w_{j\uparrow\uparrow}^- + z_{j,1} z_{j,2} w_{j\downarrow\downarrow}^-$, $Y_j = z_{j,2} w_{j\uparrow\downarrow}^+ - z_{j,1} w_{j\downarrow\uparrow}^+$ ve $w_{jss}^\pm = \xi_{js}^{(1)}(R_i) \xi_{js'}^{(2)}(R_0) \pm \xi_{js}^{(1)}(R_0) \xi_{js'}^{(2)}(R_i)$ şeklinde verilir. İlk olarak sıfır katkılama durumu incelendiğinde $k_0 \rightarrow 0$ limitinde geçiş olasılığı hesaplandığında denklem 4.8

$$T_j(k_0 \rightarrow 0) = \frac{1}{\cosh^2[L(j + \frac{\Phi_d}{\Phi_0})]} \quad (4.9)$$

şeklinde sadeleştirilebilir. Öyle ki $L = \ln(R_0 / R_i)$, $\Phi_0 = 2(h/e)L$ ve disk alanını delip geçen akı $\Phi_d = \pi(R_0^2 - R_i^2)B$ 'dir. Denklem 4.9'dan anlaşılacağı üzere Φ_d / Φ_0 oranını değiştirmek $T_j(k_0 \rightarrow 0)$ 'ı etkilemektedir. Diskin iletkenliği bütün modlar üzerinden toplam alındığında

$$G = g_0 \sum_j T_j(k_0 \rightarrow 0) = \sum_{m=0}^{\infty} G_m \cos\left(\frac{2\pi m \Phi_d}{\Phi_0}\right) \quad (4.10)$$

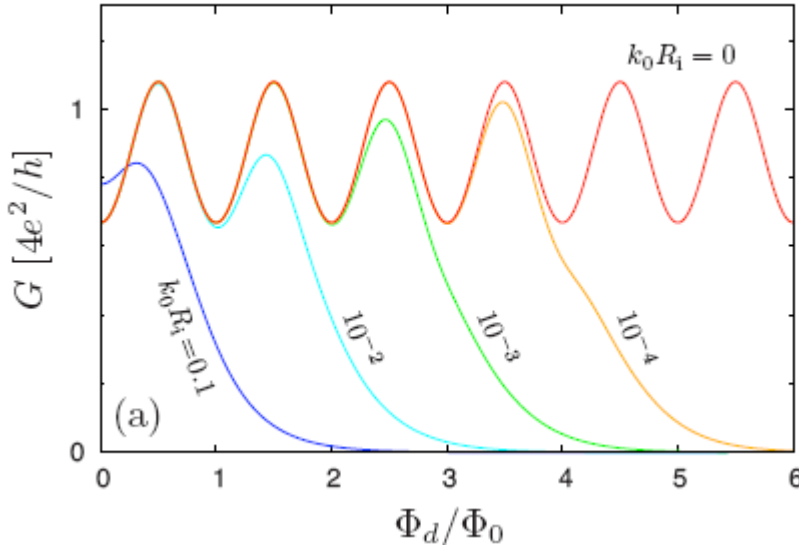
şeklinde bulunur (Rycerz 2010). $g_0 = 4e^2 / h$ iletim kuantumudur ve 4 katsayısı spin ve vadi dejenereliğini içerir. Denklem 4.10'daki Fourier genlikleri

$$G_0 = \frac{2g_0}{L}, \quad G_m = \frac{4\pi^2 (-1^m) m g_0}{L^2 \sinh(\pi^2 m / L)} \quad (m > 0) \quad (4.11)$$

biçiminde verilirler.

Denklem 4.10 ile verilen iletkenlik, G_0 ortalama değeri psödodifüzyon disk iletimi ile periyodik salınımlar gösterir.

Denklem 4.9'da verilen T_j 'lerin nümerik olarak toplanmasıyla elde edilen G disk iletimi için sonuçlar $R_0/R_i=10$ olmak üzere şekil 4.2'de gösterilmektedir. Katkılamamanın olmadığı $k_0R_i=0$ durumunda magneto-iletimin Φ_d/Φ_0 oranına göre değişimi, $k_0R_i=10^{-4}-0.1$ arasında değişen katkılamalar için olan magneto-iletimlerle karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.2 Katkılamamanın $R_0/R_i=10$ oranı için yapıldığı durumda magnetik alanın fonksiyonu olarak iletim(conductance) (Rycerz 2010)

Şekil 4,2'de kırmızıyla gösterilen eğri sıfır katkılamamanın olduğu durumda iletimi göstermektedir, diğer eğriler ise zayıf katkılamalar durumunda iletimi göstermektedir. (her bir eğri $k_0R_i=10^{-4}-10^{-1}$ değerleri tarafından tanımlanmıştır.) Şekil incelendiğinde sıfır katkılamamanın olduğu durumda iletimde periyodik olarak salınımlar görülmektedir. Zayıf katkılamamanın olduğu durumlarda ise iletimin sönümlü olduğu ve $\Phi_d \leq \Phi_d^{\max} = (2h/e) \ln(k_0R_i)$ olduğunda sıfır katkılama eğrisini ilk birkaç periyot için takip ettiği görülmektedir (Rycerz 2010).

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Yörüngelerinin üç olası melezleşme yapabilmesi sayesinde sıfır boyuttan üç boyuta kadar farklı yapı oluşturabilen karbonun iki boyutlu allotrobu olan grafenin yapısındaki sp^2 melezleşmesiyle oluşan sigma bağları örgü yapısının güçlülüğünden sorumludur. Bu da grafenin sert ve güçlü oluşunu sağlamaktadır.

Atomik incelikteki tek tabaka karbon yapısı olan grafen, diğer karbon yapılarının elektronik ve magnetik özelliklerini anlamak için temel oluşturur. Grafen sahip olduğu beklenmedik ve şaşırtıcı elektronik özellikleri ile güçlü ve farklı fiziksel özellikleri sayesinde günümüz elektroniğinde kullanılan silikonun yerini almaya adaydır.

Grafen ışık hızının $1/300$ 'ü hızla hareket eden kütsüz yük taşıyıcıları, Dirac fermiyonlarına sahiptir. Özel bir sistem olan grafende enerji dağımım bağıntısı doğrusaldır. Bu sebeple, grafende yapılan çeşitli incelemelerde Dirac denklemi sıkıbağ Hamiltonyeninin sürekli formu olarak kullanılmıştır.

Grafendeki parçacıkların kare bir elektostatik bariyerden saçılması problemi üzerinde çalışıldığında geçiş olasılığının parçacığın geliş açısına göre çizilen grafiğinin incelenmesiyle grafende Klein tünellemesinin varlığı gözlenmiştir. Özellikle, geliş açısının 0° olduğu durumda bariyerin genişliğinden, yüksekliğinden ve parçacığın enerjisinden bağımsız olarak geçiş olasılığı her zaman birdir. Bu durum, bize elektostatik bir bariyer kullanarak parçacığın grafende hapis olmasının mümkün olmadığını göstermiştir. Diğer bir deyişle, elektostatik bir bariyer kullanarak grafende kuantum noktası elde etmek mümkün değildir.

Grafende Dirac fermiyonlarının magnetik bariyer kullanarak saçılma problemi incelendiğinde ε enerji ve l_b magnetik uzunluk ve $2d$ magnetik bariyerin genişliği olmak üzere εl_b 'nin d/l_b 'den büyük olduğu durumlarda belirli açılarda tam geçiş olmakla beraber normal geliş açısı olan 0° 'de her zaman tam bir geçişin söz konusu olmadığı grafik analizlerinden görülmüştür.

Magnetik kuantum noktası için basit bir model olan R yarıçaplı diskin dışında magnetik alan $B = B_0$ ve içinde sıfır olduğu durumda incelenen dairesel simetrik magnetik kuantum noktası probleminde enerji özdeğerleri için elde edilen denklem nümerik olarak çözülmüştür. Çözümler, magnetik kuantum noktası içindeki yerelleşmiş elektron durumlarını belirlemektedir. Bu durumlardaki elektronlar sıfır kaçış oranıyla güçlü bir şekilde hapsedilmiştir.

Grafende magneto-iletimin nasıl olduğu ile ilgili bir örnek için, keyfi katkılama ve magnetik alanlar için Corbino diskin magneto-iletimi problemi incelenmiştir. Corbino diskin iletimi, uygulanan magnetik alandan, diskin iç ve dış yarıçapından ve katkılama miktarından etkilenmektedir. Sıfır katkılama durumunda Φ_d disk bölgesini delip geçen akı ve $\Phi_0 = 2(h/e)\ln(R_o/R_i)$ olmak üzere, $g_0 = 4e^2/h$ iletim kuantumunun katları olan G disk iletiminin Φ_d/Φ_0 oranına göre değişim grafiği çizildiğinde, G iletiminin periyodik bir salınımına sahip olduğu gözlenmiştir. G_0 ortalama değeri etrafındaki bu salınım psödodifüsif disk iletimidir. Katkılamanın sıfırdan farklı olduğu durumlar incelendiğinde ise iletimin sönümlü olduğu gözlenmiştir.

Kuantum noktaları günümüz yoğun madde fiziğinde en yoğun çalışılan sistemlerden birisidir ve uygulama potansiyelinin sınırsız oluşu bunun sebepleri arasındadır. Kuantum noktalarının üstün iletim ve ayarlanabilir spektrum gibi benzersiz özellikleri sıfır boyutumsu yapılarından kaynaklanır. Sıfır boyutumsu olmaları kesikli enerji spektrumu ve keskin yoğunluk durumlarıyla sonuçlanmaktadır ki bunlar da dışarıdan kontrol edilebilir özelliklerdir.

KAYNAKLAR

- Abergel, D.S., Apalkov, V., Berashevich, J., Ziegler, K. and Chacraborty, T. 2010. Properties of Graphene: a theoretical perspective. *Advances in Physics*, 59(4); 261-482.
- Anonymous. 2011. It's still all about graphene. *Nature Materials*, 10; 1.
- Beenakker, C.W.J. 2008. Colloquium: Andreev reflection and Klein tunneling in graphene. *Reviews of Modern Physics*, 80(4); 1337-1354.
- Berger, C., Song, Z., Li, X., Wu, X., Brown, N., Naud, C., Mayou, D., Li, T., Hass, J., Marchenkov, A.N., Conrad, E.H., First, P.N. and de Heer, W.A. 2010. Electronic Confinement and Coherence in Patterned Epitaxial Graphene. *Science*, 312; 1191-1195.
- 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.
- Cologeracos, A. and Dombey, N. 1999. History and Physics of The Klein Paradox. *Contemporary Physics*, 40(5); 313-321.
- De Martino, A., Dell' Anna, L. and Egger, R., 2007. Magnetic Confinement of Massless Dirac Fermions. *Physical Review Letter*, 98(6); 066802.
- Geim, A.K. and Novoselov K.S. 2007. The rise of graphene. *Nature Materials*, 6; 183-191.
- Geim, A.K. 2009. Graphene: Status and Prospects. *Science*, 324; 1530-1534.
- Katsnelson, M.I., Novoselov, K.S. and Geim, A.K., 2006. Chiral Tunneling and the Klein Paradox in graphene. *Nature Physics*, 2; 620-625.
- Katsnelson, M.I. 2007. Graphene: carbon in two dimensions. *Materials Today*, 10(1-2); 20-27.
- Novoselov, K.S., Jiang Z., Zhang, Y., Morozov, S. V., Stormer, H.L., Zeitler, U., Maan, J.C., Boebinger, G.S., Kim, G. and Geim, A. 2007. Room-Temperature Quantum Hall Effect in Graphene. *Science*, 315; 1379.
- Novoselov, K.S., Geim, A. K. , Morozov, S.V., Jiang, D. , Zhang, Y., Dubonos, S.V., Grigoreiva, I.V. and Firsov, A.A. 2004. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science*, 306; 666-669.
- Peres, N.M.R. 2010. Colloquium: The transport properties of graphene: An introduction. *Reviews of Modern Physics*, 82(3); 2673-2700.

- Rycerz, A., Recher P. and Wimmer, M. 2009. Conformal mapping and shot noise in graphene. *Physical Review*, 80(12); 125417.
- Rycerz, A. 2010. Magnetoconductance of the Corbino disk in graphene. *Physical Review B*, 81; 121404(R).
- Silvestrov, P.G. and Efetov, K.B. 2007. Quantum Dots in Graphene. *Physical Review Letters*, 98(1); 016802.
- Saito, R., Dresselhaus, G. and Dresselhaus, M.S., 1998. *Physical Properties of Carbon Nanotubes*. Imperial College Pres, 259, London.
- Wilson, 2006. Electrons in Atomically Thin Carbon Sheets Behave like Massless Particles. *Physics Today*, 59(1); 21-23
- Wu, Q-S., Zhang, S-N. and Yang, S-J. 2008. Transport of the graphene electrons through a magnetic superlattice. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20; 485210.
- Zhou, S.Y., Gweon, G.-H., Graf, J., Fedorov, A.V., Spataru, C.D., Diehl, R.D., Kopelevich, Y., Lee, D.-H., Louie, S.G. and Lanzara, A. 2006. First direct observation of Dirac fermions in graphite. *Nature Physics*, 2; 21-23.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Neslihan GÖKÇEK

Doğum Yeri : Ankara

Doğum Tarihi : 21.06.1985

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : TED Ankara Koleji Vakfı Özel Lisesi (2003)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü (2008)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
(Eylül 2008- Ocak 2011)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü (Araştırma Görevlisi 2010-....)