

T.C.
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İKİ BOYUTLU ELEKTRON SİSTEMİNDE
AHARONOV-BOHM VE COULOMB BLOKAJI
ETKİLERİNİN KURAMSAL OLARAK İNCELENMESİ

Özge KILIÇOĞLU

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : 1. Doç. Dr. Afif SİDDİKİ
2. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ

EDİRNE - 2013

**İKİ BOYUTLU ELEKTRON SİSTEMİNDE
AHARONOV-BOHM VE COULOMB BLOKAJI
ETKİLERİNİN KURAMSAL OLARAK İNCELENMESİ**

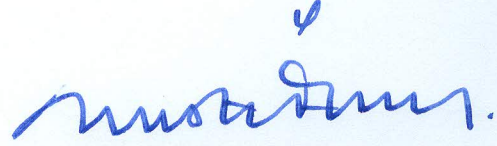
Özge KILIÇOĞLU

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2013

**TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü onayı



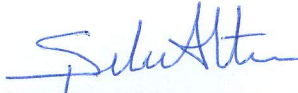
Prof. Dr. Mustafa ÖZCAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Bu tezin Yüksek Lisans/Doktora tezi olarak gerekli şartları sağladığını onaylarım.



Prof. Dr. Ş. Erol OKAN
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tez tarafımızca okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.



Doç. Dr. Şaban AKTAŞ
İkinci Tez Danışmanı



Doç. Dr. Afif SİDDİKİ
Tez Danışmanı

Bu tez, tarafımızca okunmuş, kapsam ve niteliği açısından Fizik Anabilim Dalında bir Doktora tezi olarak oy birliği ile kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri (Ünvan, Ad, Soyad):

Prof. Dr. Metin ÖZDEMİR

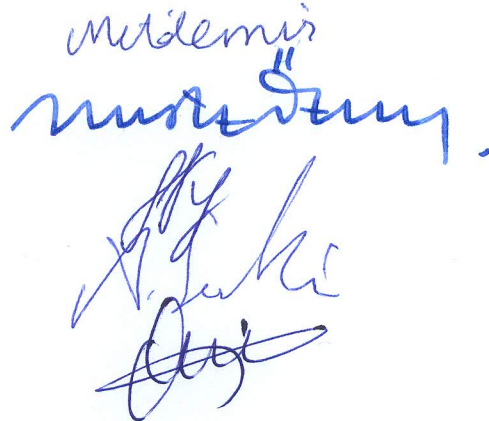
Prof. Dr. Mustafa ÖZCAN

Prof. Dr. Aydın ULUBEY

Doç. Dr. Afif SİDDİKİ

Doç. Dr. Figen Karaca BOZ

İmza



Tarih: 15 /08 / 2013

T.Ü. FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK DOKTORA PROGRAMI
DOĞRULUK BEYANI

İlgili tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin kaynak gösterilerek ilgili tezde yer aldığını beyan ederim.



15 / 08 / 2013

Özge KILIÇOĞLU

Doktora Tezi

İki Boyutlu Elektron Sistemlerinde Aharonov-Bohm ve Coulomb Blokajı Etkilerinin Kuramsal Olarak İncelenmesi

Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Bu çalışmada, yarı iletken malzemelerden oluşan bir hetero yapı içinde elde edilen iki boyutlu elektron sisteminde tanımlanabilen Fabry-Perot interferometresi (FPI), tam sayılı kuantum Hall rejiminde incelenmiştir. FPI geometrisini iki boyutlu elektron sisteminde tanımlamak için metalik kapılar kullanılmıştır. Elektron yoğunluğunun ve perdelenmiş toplam potansiyel enerjinin uzaysal dağılımlarını elde etmek için Poisson denklemi üç boyutta kendinden tutarlı olarak EST3D programı yardımı ile çözülmüştür. Bu simülasyon programı sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan değerlerinde malzemenin büyütme parametrelerini, sistemin boyutlarını ve yükler arası Coulomb etkileşmelerini de hesaba katarak üç boyutlu olarak Poisson denklemini öz uyumlu bir şekilde çözmektedir. Bu hesaplamadan elde edilen potansiyel enerji başlangıç koşulu olarak alınıp sıcaklığın ve dik bir manyetik alanın etkileri de hesaplamalara katılarak Thomas-Fermi-Poisson-Yaklaşıklığı ile elektron yoğunluğunun ve toplam perdelenmiş potansiyel enerjinin uzaysal dağılımları belirlenmiştir. Dik bir manyetik alanın varlığında elektron dağılımında, literatürde sıkıştırılabilir bölge (metal gibi) ve sıkıştırılamaz şerit (yalıtkan gibi) ile isimlendirilen iki farklı elektronik durumun oluştuğunu hesapladık. Dik bir manyetik alanın etkisi ile oluşan bu bölgeler ile iki boyutlu elektron sisteminde sığa oluşmaktadır. İki farklı büyüklüğe sahip FPI geometrisi için bu sığaları hesapladık. Hesaplamaları ilk önce bir indirgenmiş model için daha sonrada literatürdeki deneysel olarak ölçülen gerçek bir örneği modelleyerek gerçekleştirdik. Hesaplamalarımızın sonucunda Aharonov-Bohm ve Coulomb Blokajı etkilerinin hangi durumlarda baskın olduklarını gerek sayısal gerek analitik yöntemlerle gösterdik.

Yıl : 2013

Sayfa : 117

Anahtar Kelimeler : İki Boyutlu elektron Sistemi, Fabry-Perot İnterferometresi, Kuantum Hall Olayı

PhD Thesis

Theoretical investigation of the effects of Aharonov-Bohm and Coulomb Blockade on two dimensional electron systems

Trakya University, Science Faculty

Department of Physics

SUMMARY

In this work we investigated an electronic version of the Fabry-Perot interferometer (FPI), in the integer quantized Hall regime, induced at the interface of a semiconductor heterostructure defined on a two dimensional electron system (2DES). The interferometer geometry is defined by metallic gates on the surface of a 2DES. We utilized the EST3D numerical algorithm to obtain the spatial distribution of electron density and total screened potential. The three dimensional Poisson equation is solved self-consistently considering material properties, sample geometry and electron-electron interactions to obtain the properties of the 2DES at zero magnetic field and temperature. To obtain the electron and potential distributions, we utilized the output of EST3D as an initial condition and solved the self-consistent equations within the Thomas-Fermi-Poisson approximation in the presence of a perpendicular magnetic field and at finite temperatures. In the presence of a perpendicular magnetic field incompressible (insulator-like) and compressible stripes (metallic-like) form due to quantization and electron-electron interactions. These regions yield a finite geometrical and quantum capacitances once they co-exist. These capacitances are calculated considering a fixed geometry, however, for two different physical dimensions of the FPIs. First, we performed calculations for a simplified model, then we performed calculations considering a realistic sample as an example we considered a device reported in the literature which are experimentally measured. In this thesis we provide a theoretical scheme to compare the effectiveness of Aharonov-Bohm and Coulomb blockade pictures and investigated the validity regimes under realistic experimental conditions.

Year : 2013

Pages : 117

Key Words : Two Dimensional Electron System, Fabry-Perot Interferometer, Quantum Hall Effect

TEŞEKKÜR

Doktora tezimi bitirdiğim Şu gũnlerde, geriye dŕnŕp baktığımda, beni destekleyen çok gũlŕ hocalarıma, dost ve arkadaŐlarıma teŐekkŕrŕ bir borç bilirim.

Yurt içi ve yurt dıŐı çalıŐmalarını, engin bilgi birikimini benimle paylaŐan, çalışma azmini, grup çalıŐmalarının ŕnemini, paylaŐımcılıđı bize ŕđreten, yorulmaz kiŐiliđiyle, her an içinde bulunduğu topluma karŐı gŕrevini layıkıyla yapan, tam donanımlı olarak evrensel çalıŐmalarıyla bilim dŕnyasına ışık tutan, iyi bir bilim adamı, mŕkemmел vatanseverliğiyle ŕđrencilerine ŕncŕ olan, ŕđrencisi olmaktan, ŕmŕr boyu gurur duyacağım Sayđı değer hocam Doç Dr. Afif SİDDİKİ' ye,

Lisansŕstŕ çalıŐmalarımda bana gŕven duygusu aŐılayan, babacan, her an varlığını yanımda hissettiğim, sakinliği ve hoŐgŕrŕsŕyle, onurlu ve sevecen duruŐuyla ŕđrencilerine model olan, sayđınlıđıyla, derin bilgi birikimini bizlere aŐılayan, hocam ikinci tez danıŐmanım Doç. Dr. Şaban AKTAŞ'a,

AnlayıŐ ve desteğiyle bu çalıŐmalarımın irdelenmesinde bŕyŕk pay sahibi olan, tez çalıŐmalarımı okuyan, tezin değer kazanmasında fikirleriyle bana ışık tutan, ŕđrencilerinin iyi yerlerde bulunmasını ve baŐarısını isteyen, dik duruŐu, ıŐıltılı bilgi ve bilim çalıŐmalarıyla ŕncŕ olan Sayın Prof. Dr. Ő. Erol OKAN'a,

En zor anımda, yanımda olup bitmeyen sabrıyla bana tahammŕl eden, gece gŕndŕz benimle çalıŐan, hep iyi, daha iyi olmam için beni motive eden, bu yŕzden çalıŐmalarıma hız verdiren, bende paha biçilemez bir yeri olan, kıvrak zekalı, geleceğin iyi bir bilim adamı, dostum, sırdaŐım, sevgili arkadaŐım Dr. Deniz EKŐİ'ye,

ÇalıŐmalarımı, 109T083 nolu proje ile destekleyen TŒBİTAK'a,

Trakya Œniversitesi'ndeki çalışma grubuma, her an maddi ve manevi değerini benden esirgemeyen anneme ve aileme, çalıŐmalarımda tŕm emeği geçen herkese, teŐekkŕrlerimi bir borç bilip, sevgi ve sayđılarımı sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
SEMBOLLER ve KISALTMALAR	vi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL ALTYAPI	5
2.1. Düşük Boyutlu Sistemler	5
2.1.1. Band Özellikleri	5
2.1.2. Hetero Yapılarda Büyütme Teknikleri	7
2.1.2.1. Moleküler Işın Epitaksi (MBE)	7
2.1.2.1. MOCVD	8
2.2. Hall Olayı	8
2.2.1. Durude Modeli	10
2.2.2. Manyetik Alanda Serbest Parçacığın Hareketi	11
2.2.3. Klasik Hall Etkisi	14
2.3. Kuantum Hall Olayı	17
2.3.1. Kuantize Siklotron Hareketi	19
2.3.2. İki Boyutlu Durum Yoğunluğu	24
2.3.3. Doldurma Faktörü	29
2.3.4. Hall Direnci	34
2.3.5. Gaussian Durum Yoğunluğu, Kuantum İletkenliği ve Direnci	36
2.3.6. Perdeleme Teorisi: Sıkıştırılabilir Bölgeler (SB) ve Sıkıştırılmaz Şeritler (SS)	39
2.4. Parçacık İnterferometreleri	42
2.4.1. Aharonov-Bohm (AB) Olayı	42
2.4.2. Coulomb Blokajı (CB)	48

3. HETEROYAPILARIN ELEKTROSTATİK HESABI (ÖZ-UYUMLU ÇÖZÜM)	53
3.1. Poisson Denklemi	54
3.2. İki Boyutlu Elektron Sisteminin (2BES) Eldesi	54
3.3. EST3D	56
3.3.1 EST3D İçin Giriş Datasının Oluşturulması (est3.dat)	56
3.3.2 EST3D İçin Çıktı Datası (V00.dat)	59
3.4. Thomas Fermi (TF) Yaklaşıklığı	59
3.5. Thomas Fermi Poisson (TFP) Yaklaşıklığı	60
4. KLASİK VE KUANTUM SIĞA	63
4.1. Klasik Sığa	64
4.2. Kuantum Sığa	65
4.3. FPI için İndirgenmiş Model	69
4.3.1. Elektron Yoğunluğu	69
4.3.2. Geometrik Sığa Hesabı	71
4.3.3. Kuantum Sığanın Toplam Sığaya Katkısı	74
4.4. Elektrostatik Modelden İletkenlik Pik Yapısının Değişimi	77
5. FABRY PEROT İNTERFEROMETRESİNİN MODELLENMESİ	85
5.1. FPI İnterferometresi İçin Tanımlanan Üç Boyutlu (3B) Hetero Yapı ve Yoğunluk Profilleri	85
5.2. Gerçek Örnekte Sığanın Tanımlanması	90
6. SONUÇLAR ve DEĞERLENDİRME	97
KAYNAKLAR	100
ÖZGEÇMİŞ	103

SEMBOLLER ve KISALTMALAR

SEMBOLLER

N_e	:	Toplam elektron sayısı
N_ϕ	:	Toplam akı sayısı
n_{el}	:	Elektron yoğunluğu
n_0	:	Donor yoğunluğu
ρ	:	Toplam yük yoğunluğu
ℓ	:	Manyetik uzunluk
ω_c	:	Siklotron frekansı
ρ_H	:	Hall direnci
ρ_L	:	Boyuna direnç
ν	:	Doldurma faktörü
Ψ	:	Dalga fonksiyonu
k	:	Dalga sayısı
E_n	:	Landau enerji seviyeleri
Ω_c	:	Siklotron enerjisi
μ	:	Kimyasal potansiyel enerji
μ^*	:	Elektrokimyasal potansiyel enerji
V	:	Toplam perdelenmiş potansiyel enerji
V_{bg}	:	Donorların oluşturduğu potansiyel enerji
w_2	:	Sıkıştırılmaz şeritin kalınlığı
\mathcal{G}_D	:	Elektronun sürüklenme hızı

KISALTMALAR

FPI	:	Fabry-Perot İnterferometresi
2BES	:	İki Boyutlu Elektron Sistemi
EST3D	:	Üç Boyutlu Elektrostatik Potansiyel Eldesi Kodu
SŞ	:	Sıkıştırılmaz Şerit
SB	:	Sıkıştırılabilir Bölge
CSG	:	Chklovskii, Shklovskii ve Glazman modeli
TFY	:	Thomas Fermi Yaklaşıklığı
TFPY	:	Thomas Fermi Poisson Yaklaşıklığı
AB	:	Aharonov-Bohm
CB	:	Coulomb Blokajı
MIE	:	Moleküler Işın Epitaksisi
MOKBT	:	Metal Organik Kimyasal Buharlaştırma Tortusu
2B	:	İki Boyut
3B	:	Üç Boyut

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil (2.1):	Farklı yarıiletkenlerin örgü sabitinin, eV biriminde minimum bant genişliğine ve dalga uzunluğuna göre değişimi. Düz çizgiler doğrudan bant genişliğini, kesikli çizgiler ise doğrudan olmayan bant boşluğunu göstermektedir.	6
Şekil (2.2) :	Hall olayı deney düzeneğinin şematik gösterimi.	9
Şekil (2.2.3.1):	Hall olayının şematik gösterimi.	14
Şekil (2.2.3.2):	Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak klasik Hall direncinin değişimi.	16
Şekil (2.3.1) :	Kuantum Hall olayı deney düzeneği.	17
Şekil (2.3.2):	Tam sayı kuantum Hall olayında manyetik alanın bir fonksiyonu olarak akım yönündeki Hall direnci (ρ_L), akıma dik yönde Hall direnci (ρ_H) ve kesikli mavi çizgi klasik Hall direnci [16].	18
Şekil (2.3.1.1):	Manyetik alandan oluşan tuzaklarda elektronun enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonlarının sonsuz bir x boyutundaki şematik gösterimi.	22
Şekil(2.3.1.2):	İki boyutta sınırlandırılmış elektron gazına uygulanan dik bir manyetik alanın etkisiyle hareket eden elektronların şematik gösterimi.	23
Şekil (2.3.2.1):	İki boyutlu ters örgü uzayında elektron dizilimi.	24
Şekil(2.3.2.2) :	Manyetik alanın etkisiyle kuantalanan enerji seviyeleri. Burada Ω_c siklotron enerjisidir.	26
Şekil (2.3.2.3) :	Farklı sıcaklık değerleri için durum yoğunluğunun kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimi. Burada $\Omega_c = \hbar\omega_c$ 'dir.	28
Şekil (2.3.3.1) :	Kuantum Hall olayı deneyindeki örneğin boyutları.	29

- Şekil (2.3.3.2) :** Manyetik alanın etkisi ile oluşan elektronların gördüğü potansiyeller ve y eksenini boyunca dizilimleri. 30
- Şekil (2.3.3.3) :** Momentum uzayındaki elektronların dizilimi. 30
- Şekil(2.3.3.4):** Farklı sıcaklık değerleri ve sabit manyetik alan ($B \neq 0$) için, (a) doldurma faktörü ve (b) sıcaklığa bağlı durum yoğunluğunun kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimleri. 33
- Şekil(2.3.4.1):** Denklem (2.61) ve (2.58)'den hesaplanan Hall direncinin manyetik alana bağlı değişimi [12,18]. 35
- Şekil(2.3.5.1):** a) Kimyasal potansiyel enerjiye göre boyuna ve Hall iletkenliğinin değişimleri ($\sigma_H^0 = (e^2/h)\nu(\mu)$). b) Doldurma faktörüne göre kimyasal potansiyel enerjinin ve boyuna iletkenliğin değişimleri. Hesaplamalarda $\hbar\omega_c = E_0$, $\Gamma_n = 0.05E_0$ ve $k_B T = 0.02E_0$ 'dır. Burada $n_0 = D_0 E_0$ 'dır. 37
- Şekil(2.3.5.2):** a) $\mu = E_0$ sabit tutularak boyuna ve Hall direnci ile birlikte elektron yoğunluğunun doldurma faktörüne göre değişimleri. b) $n_0 = D_0 E_0$ sabit tutularak boyuna ve Hall direnci ile birlikte Kimyasal potansiyel enerjinin doldurma faktörüne göre değişimleri. Burada $\rho_H = 1/\sigma_H^0$, $\rho_l = \sigma_{xx}/(\sigma_H^0)^2$, $\Gamma_n = \hbar\omega_c/\sqrt{\hbar\omega_c/E_0}$ ve $k_B T = 0.02E_0$ 'dır. 38
- Şekil(2.3.6.1):** CSG teorisinde kullanılan hetero yapının şematik gösterimi [7]. 40
- Şekil(2.3.6.2):** (a-c) tek parçacık resmi. (a) iki boyutlu elektron dağılımının görüntüsü ve oklar akımın aktığı yeri ve yönünü temsil eder. (b) tuzaklama potansiyel enerjisi ve Landau enerji seviyeleri. (c) tek parçacık resmine göre elektron dağılımı. (d-f) elektrostatik öz uyumlu durum. (d) iki boyutlu elektron dağılımının görüntüsü ve akımın aktığı bölgeler taralı olarak gösterildi. (e) Tuzaklama potansiyel enerjisi Landau enerji seviyelerinin bükülmesi. (f) elektron dağılımı [7]. 41

Şekil(2.4.1.1):	Aharonov – Bohm olayını anlatan şematik gösterim.	42
Şekil(2.4.2.1):	Tek elektron transistor şeması.	50
Şekil(2.4.2.2):	Hem bloke durumu (üst kısım) hem de geçiş durumu (alt kısım) için tek elektron transistor de (soldan sağa) kaynak, ada ve alıcının enerji seviyeleri.	51
Şekil (3.2.1):	(a) Üst üste büyütülmüş farklı enerji band yapılarına sahip yarı iletken malzeme, (b) malzemenin z eksenini boyunca band yapısı ve (c) $z=z_0$ düzleminde oluşan kuantum kuyusu.	55
Şekil(3.5.1):	Thomas-Fermi-Poisson yaklaşımı (TFPY) ile öz uyumlu (self-consistent) çözümün şematik anlatımı.	61
Şekil (4.1):	Klasik sığanın şematik gösterimi.	64
Şekil (4.2):	2BES'e dik bir manyetik alan uygulanmasıyla oluşan elektron dağılımı. Gri renk olanlar sıkıştırılabilir bölgeler (SB), iki gri renk arası sıkıştırılmaz şerit (SŞ) ve üstteki kesit bölge alınarak gösterilen elektron dağılımı.	65
Şekil (4.3):	Doldurma faktörü (kırmızı) ve termodinamik durum yoğunluğunun (siyah) kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimleri.	67
Şekil (4.4):	a) Termodinamik durum yoğunluğunun ve b) toplam sığanın geometrik (klasik) sığaya oranının doldurma faktörünün tersine göre değişimi. Burada $k_B T/E_0=1/35$ ve $D_0=m^*/\pi\hbar^2$ ' dir.	68
Şekil (4.5):	FPI' için tanımlanan geometrinin şematik gösterimi.	69
Şekil (4.6):	Farklı diklik parametreleri için elektron yoğunluklarının konuma göre değişimleri. Burada $n_0=2,8\times 10^{15} m^{-2}$ ve $\ell_d=10a_B^*$ ($GaAs$ için $a_B^*\cong 10nm$)' dir.	70
Şekil (4.7):	Denklem (4.10)' daki gibi tanımlanan elektron yoğunluğu için denklem (4.14)' den hesaplanan yalıtkan gibi davranan sıkıştırılmaz şeritlerin kalınlıkları ve manyetik uzunluğun (ℓ_B) manyetik alana göre değişimleri. Burada düz (katı) çizgiler $g^*=-0.44$ ve kesikli çizgiler $g^*=5.2$ değerleri için hesaplanan	

sıkıştırılmaz şeritlerin kalınlıkları. $\ell_d=10a_B^*$ olmak üzere a) $t=1a_B^*$, b) $t=10a_B^*$ ' dir. 72

Şekil (4.8): Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak $t=10a_B^*$ ve $\ell_d=10a_B^*$ değerleri için denklem (4.11-12-13)' den hesaplanan (a,b) küçük ($R=120a_B^*$), (c,d) büyük ($R=250a_B^*$) örnekler için sığalar. Toplam sığa, sığaların toplama kuralına göre $C_T=C_L+(C_{IL}+C_I)/(C_{IL}C_I)$ ile hesaplandı. Burada düz (katı) çizgiler $g^*=-0.44$ ve kesikli çizgiler $g^*=5.2$ değerleri içindir. 73

Şekil (4.9): $g^*=0$ değerleri için a) geometrik, kuantum ve toplam sığaların, b) denklem (4.18)' deki γ ifadesinin doldurma faktörünün tersine göre değişimleri. 75

Şekil (4.10): (a,c) Geometrik, kuantum ve bunların toplamı olan sığalar ve (b,d) γ değerinin doldurma faktörünün tersine göre değişimleri. (a,b)' de $g^*=-0.44$ ve (c,d)'de ise $g^*=-0.44$ ' dir. 76

Şekil (4.11): Karşılıklı sığalar ile birlikte iletkenlik alanlarının ve kuantum noktanın şematik gösterimi [15]. 77

Şekil (4.12): Şekil (4.11)' in eş değer sığa devresi. Buradaki p,q,r ve s ifadeleri buldukları sığalar üzerindeki polarizasyon yükleridir [15]. 78

Şekil (4.13): Denklem (4.31)' in son iki teriminden hesaplanan C_2 sığasının bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonlarıdır. Burada (a-b-c) grafikleri Evans ve arkadaşlarının [15], (d-e-f) grafikleri ise bizim hesaplarımızdır. 81

Şekil (4.14): Klasik sığa tanımı kullanılarak (denklem (4.11-12-13)) doldurma faktörü $2<\nu<4$ aralığı için denklem (4.31)' in son iki teriminden hesapladığımız manyetik alanın bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonları. (a,b,c) grafikleri $t=1a_B^*$ ve (d,e,f) grafikleri ise $t=10a_B^*$ değerleri için hesapladık. 82

- Şekil (4.15):** Kuantum sığanında etkileri hesaba katılarak denklem (4.31)' in son iki teriminden hesapladığımız manyetik alanın bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonları.. (a,b,c,d,e) grafikleri $t=1 a_B^*$ ve (f,g,h,j,k) grafikleri ise $t=10 a_B^*$ değerleri için hesapladık. 83
- Şekil (4.16):** (a) Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak geometriden kaynaklanan klasik sığa tanımlarını kullanarak hesaplanan ΔB_g ve (b) kuantum sığa da hesaba katılarak hesaplanan ΔB_{g+q} . 84
- Şekil (5.1):** Aharonov-Bohm (AB) ve Coulomb Blokajı (CB) etkilerini incelemek için tasarlanan iki farklı büyüklüğe sahip elektronik aygıtlar [23]. 86
- Şekil (5.2):** FPI için kullandığımız üç boyutlu hetero yapının deneysel büyütme parametreleri [23]. 87
- Şekil (5.3):** (a) Küçük ve (b) büyük örnek için tanımladığımız metalik kapılar. 87
- Şekil (5.4):** (a,b) küçük örnek, (c,d) büyük örnek için elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımları. (a,c)' de $B=6T$, (b,d)' de $B=7.5T$ ' dir. Tüm grafikler için $T=2K$, $V_c=-0.5V$ ve $V_{diğer}=-3.0V$ ' dir. 88
- Şekil (5.5):** (a,b) küçük örnek, (c,d) büyük örnek için elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımları. (a,c)' de $B=7.75T$, (b,d)' de $B=10T$ ' dir. Tüm grafikler için $T=2K$, $V_c=-2.5V$ ve $V_{diğer}=-3.0V$ ' dir. 89
- Şekil (5.6):** (b) $B=6T$, $T=2K$, $V_c=-0.5V$ ve $V_{diğer}=-3.0V$ değerleri için hesaplanan elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımı. (a), (b)' den kesit bölge alınarak tek boyutta çizilen elektron yoğunluğu. 92
- Şekil (5.7):** (a,c) küçük örnek, (b,d) büyük örnek için doldurma faktörünün uzaysal dağılımları. (a,b)' de $B=7.5T$, (c,d)' de $B=10T$ ' dir. Tüm grafikler için $T=2K$, $V_c=-0.5V$ ve $V_{diğer}=-3.0V$ ' dir. 93
- Şekil (5.8):** a) Küçük örnek, b) büyük örnek için a ve c sabitlerinin birer fonksiyonu olarak Δ parametresinin değişimi. 96

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Farklı bant yapılarına sahip yarı iletken kristaller üç boyutlu olarak büyütülerek bu hetero yapıların ara yüzeylerinde iki boyutlu elektron sistemi (2BES) elde etmek mümkündür. Bu büyütme yöntemlerinden bazıları MIE (moleküler ışın epitaksi) ve MOKBT (metal organik kimyasal buharlaştırma tortusu)'dir. Bu yöntemler ile istenilen kalınlıkta yarıiletken malzeme üst üste büyütülmektedir. Büyütme işlemi sırasında farklı bant genişliklerine sahip iki yarı iletkenin ara yüzünde oluşan kuantum kuyuları ile elektronlar büyütme doğrultusunda tuzaklanır. Diğer iki boyutta ise serbestçe hareket edebilmektedirler. Böylece bu iki farklı bant genişliğine sahip ara yüzde elektronların iki boyutta serbest hareket edebildiği bir düzlem elde edilebilmektedir. 2BES'in yoğunluğu ise büyütme sırasında farklı katmanlara ve farklı yoğunluklarda yerleştirilebilen donör katkılamaları ile değiştirilebilmektedir. 2BES' de istenilen bir geometriyi tanımlamak için metalik kapılar kullanılmaktadır. Metalik kapılara uygulanan negatif ya da pozitif voltaj değeri ile o bölgelerdeki elektronlar uzaklaştırılır yada o bölgelere doğru elektronlar yoğunlaştırılır. 2BES'de istenilen geometriyi tanımlamak için diğer bir yöntem ise kimyasal eritme yöntemidir. Bu yöntemle metalik kapı ile tanımlı olan bölgeleri yüzeyden kimyasal yöntemler ile istenilen derinliğe kadar eritmek mümkündür. Eritilen bu bölgelerin dielektrik sabiti çok düşük olacağından üç boyutlu hetero yapıdaki donörlerden kopan elektronlar bu bölgelere doğru hareket etmektedir ve eritilen bölgelerin altında itici bir potansiyel oluşturmaktadır. Dolayısı ile eritilen bölgenin derinliğine göre o bölgelerdeki elektronlar uzaklaştırılmaktadır. Diğer bir yöntem olarak kimyasal eritme ve metalik kapı birlikte uygulanması ile istenilen geometri ve yük yoğunluğu belirlenebilir. Teorik olarak yapılan hesaplamalarda

belirlenen uygun değerler ve parametreler yapılacak deneysel çalışmalar için zaman ve kazanç sağlayabilir. Üç boyutlu hetero yapıda çok sayıda yüklü parçacık bulunmaktadır ve bu parçacıklar birbiri ile etkileşmektedirler. Bu etkileşmelerden en baskın olan ise Coulomb etkileşmesidir. Sistemdeki donörler, elektronlar ve yüzey durumları nedeni ile birçok yk bulunmaktadır ve bunlar mesafeye bağlı olarak toplam potansiyel enerjiyi oluşturmaktadır. Gerçekçi bir hesap için parçacıklar arası etkileşmelerden oluşan bu potansiyel enerjiyi hesaba katmak gerekir.

1879' da Edwin H. Hall, malzeme içerisindeki taşıyıcıların mobilitelerini, yük yoğunluğunu ve elektriksel özdirenci doğru bir şekilde belirleme gereksinimine cevap vermek için bir deney gerçekleştirdi. Böyle bir deneyi ilk olarak Edwin H. Hall tarafından yapıldığı için literatürde Hall olayı olarak isimlendirilmektedir. Bu deneyde Edwin H. Hall, malzeme içerisinden sabit bir akım geçirilip dik bir manyetik alan uyguladı. Manyetik alanı arttırarak akım yöndeki ve akıma dik yöndeki dirençleri lt. lmlerinde akım yönündeki direnç manyetik alanın artması ile sabit kalırken akıma dik yöndeki direncin manyetik alan ile lineer bir şekilde arttığını gözlemledi. Bundan yaklaşık yüz yıl sonra 1980 yılında Klaus Von Klitzing bu deneyi düşük sıcaklık ve yüksek manyetik alan değerlerinde bir hetero yapıda oluşan 2BES'de gerçekleştirdi. Gerçekleştirdiği deneyde elde ettiği sonuca göre manyetik alanın bazı değerlerinde akıma dik yönde oluşan dirençte değişim olmadığını ve bu durumda da akım yönündeki direncin sıfıra gittiğini lt. Yaptığı bu çalışmadan dolayı 1985 yılında Nobel dl ile onurlandırılmıştır [16]. Kuantum Hall olayının bu şekilde ölçülmesinden sonra yapılan birçok teorik ve deneysel çalışmalarda dirençlerdeki bu değişimlerin 2BES'e dik bir manyetik alan uygulanmasında meydana gelen sıkıştırılabilir bölge (SB) ve sıkıştırılamaz şeritlerin (Sş) etkili olduğu gösterilmiştir [7]. Bu tezde bu bölgeler arası oluşan sığaların manyetik alan ile değişimi araştırılmıştır.

İki boyutlu elektron sistemine (2BES) dik bir manyetik alan uygulandığında elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımında literatürde sıkıştırılabilir bölge (SB) ve sıkıştırılamaz şerit (Sş) isimleri ile tanımlanan iki farklı rejim oluşmaktadır [7]. SB' ler üzerlerine düşen potansiyeli iyi perdeledikleri için bu bölgeler metal gibi, Sş' ler ise üzerlerine düşen potansiyeli çok zayıf perdeledikleri için yalıtkan gibi davranmaktadırlar. Bilindiği üzere sığa, iki paralel metal plakaya uygulanan potansiyel farklı ile oluşmaktadır. Oluşan bu sığanın büyüklüğü metal plakalar arası uzaklık ile ters

orantılı, metal plakaların alanı ve iki metal plaka arasındaki varsa yalıtkanın dielektrik sabiti ile doğru orantılıdır. 2BES'e dik bir manyetik alan uygulandığında oluşan SB ve SŞ bölgeleri ile elektron yük dağılımı üzerinde sığa oluşmaktadır. Bu tezde 2BES' de metalik kapılar ile tanımlanan Fabry Perot interferometresinde (FPI) manyetik alanın varlığında oluşan geometrik ve kuantum etkilerden oluşan kuantum sığanın manyetik alan ile değişimleri incelenmiştir. Aynı zamanda iki farklı büyüklüğe sahip FPI için bu sığaların manyetik alanın değişimi ile Coulomb blokajı (CB) ve Aharonov-Bohm (AB) etkileri araştırıldı. Hesaplamalarımız ilk önce bir indirgenmiş (toy) model için, daha sonra literatürde deneysel olarak yapılan gerçek örnekler için gerçekleştirildi.

Hesaplamalarımızda, üç boyutlu hetero yapıyı modellemek için EST3D (elektrostatic in three dimension) isimli kodu kullandık [2,3,22]. Bu kod sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan değerlerinde malzemenin büyütme parametrelerini, sistemin boyutlarını ve yükler arası Coulomb etkileşmelerini de hesaba katarak üç boyutlu olarak Poisson denklemini öz uyumlu bir şekilde çözmektedir. Bu hesaplamadan elde edilen 2BES' in oluşturduğu toplam potansiyel enerji başlangıç koşulu olarak alınıp sıcaklığın ve dik bir manyetik alanın etkileri de hesaplamalara katılarak Thomas-Fermi-Poisson-Yaklaşıklığı ile elektron yoğunluğunun ve toplam perdelenmiş potansiyel enerjinin uzaysal dağılımlarını hesapladık. Bu hesaplamaları iki farklı büyüklüğe sahip FPI [23] için ve deneysel parametreleri kullanarak gerçekleştirdik. Halperin ve arkadaşlarının orantılı olarak tanımladıkları sığa formüllerini [4] geliştirdik ve tam bir eşiklik halinde tanımladık. Bunu yapmak için (a, b, c) sabitlerini bu formüllerde bir katsayı olarak tanımladık ve bu katsayıların değişimlerine göre yine Halperin ve arkadaşlarının tanımladıkları coupling parametresini (Δ) hesapladık.

Gerçek örnekleri modellemeden önce indirgenmiş bir model tanımlayıp bu model için geometrik ve kuantum sığaların manyetik alan ile değişimlerini hesapladık. Bu hesaplamaları Bölüm 4'de gerçekleştirdik. Bunun için bir elektron yoğunluğu tanımladık [21]. $\nu(x)=2\pi\ell^2 n_{el}(x)$ denkleminde yararlanarak doldurma faktörünü ve bu sayede SŞ ve SB bölgelerini belirledik. Evans ve arkadaşları [15] geometrik sığaları hesaplamak için denklemler tanımladılar. Bu sığaları hesaplamak için SŞ' nin kalınlığının hesaplanması gerektiğinden bunu da Chklovskii ve arkadaşlarının [7] yaptığı çalışmadan yararlanarak hesapladık. Geometrik sığaları bu şekilde hesapladıktan sonra kuantum sığadan gelen katkıyı da hesaplamamıza katarak geometrik, kuantum ve

her ikisinin toplamından oluşan toplam sığaları Zeeman etkisini de hesaba katarak manyetik alanın bir fonksiyonu olarak belirledik.

BÖLÜM 2

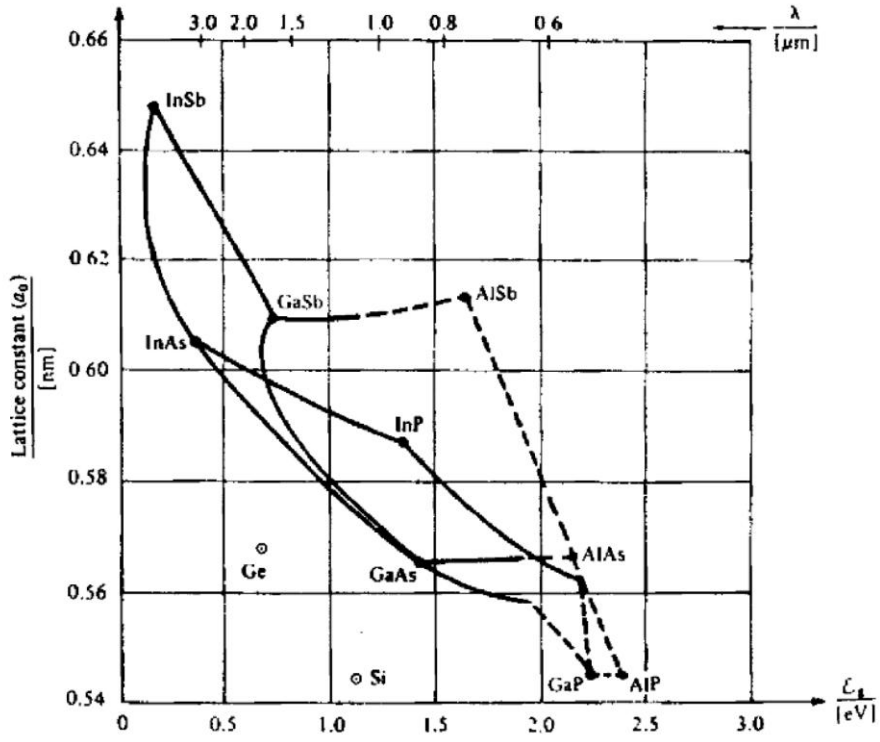
KURAMSAL ALTYAPI

Bu bölümde tezin konusu ile ilgili alt yapıyı oluşturabilmek için, düşük boyutlu sistemler ve bu sistemleri oluşturmak için kullanılan yarı iletken malzemeler hakkında bilgiler verilecektir. İki boyutlu elektron sisteminde (2BES) metalik kapılar ve kimyasal kesme yöntemleri ile tanımlanan Aharonov-Bohm ve Fabry Perot tipi interferometreler tanımlanacaktır. Bu iki boyutlu elektron sistemleri yarı iletken malzemenin bant yapısından faydalanılarak oluşturulmaktadır. Bu tanımlamalar altında Hall rejimi içerisinde gerçekleşen klasik ve kuantum Hall etkileri ile beraber klasik ve kuantum iletkenliklerden bahsedilecektir.

2.1. Düşük Boyutlu Sistemler

2.1.1 Band Özellikleri

Enerji band yapısı ve yasak enerji aralığı (E_g) yarı iletken malzemeyi tanımlayan en önemli fiziksel özelliklerdir. Tam dolu band ile sonraki boş band arasındaki enerji aralığı yasak enerji aralığı (E_g) olarak ifade edilmektedir. Periyodik cetveldeki III-V grubu malzemelerinin yarı iletken özellikleri ayrıntılı olarak incelenecektir. Alaşımların bazı bileşimleri geniş bir kullanıma sahip olup, $Al_xGa_{1-x}As$ alaşımı, yaygın olarak AlGaAs olarak bilinir. Aşağıda Şekil 2.1.'de farklı materyallere ait bilinen “bant genişlikleri ve örgü sabitleri” ayrıntılı olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Farklı yarıiletkenlerin örgü sabitinin, eV biriminde minimum bant genişliğine ve dalga uzunluğuna göre değişimi. Düz çizgiler doğrudan bant genişliğini, kesikli çizgiler ise doğrudan olmayan bant boşluğunu göstermektedir.

III-V bileşenlerinde geçerli olmayan, hetero yapılarda aktif bölge ara yüzlerin yakın ya da birbirine temas ettiği yerdedir. Örneğin metal-oksit-yarıiletken-alan-etkili-transistör (MOFSET)' de elektron Si ve SiO₂ ara yüzeyde hareket eder. Burada SiO₂ amorf (kristal olmayan) yapıda olup, Si kristal yapıdadır. Elektron ara yüzeyde hareket ederken kusurlardan dolayı saçılmalara uğradığı için iki malzemeyi tam olarak birleştirmek imkansız olup, bu pürüzsüz yüzey saçılması oksitteki kusurlardan kaynaklanır. Düşük sıcaklıklarda MOFSET teki elektron mobilitesini ($4 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) sabit tutar. III-V yapıların iyi çalışması için iki materyalin aynı pürüzlükte ara yüze sahip olması gerekmektedir. Bu kusursuzluk büyütme ile sağlanıp, kaliteli ama pahalıya mal olan moleküler-ışın-epitaksisi (MIE) ve metal-organik- kimyasal-buhar-tortu (MOKBT) bırakma yöntemleri ile yapılır.

2.1.2. Hetero Yapılarda Büyütme Teknikleri

Hetero yapıların büyütülmesi için en verimli metotlar;

* moleküler-ışın-epitaksi (MBE)

* metal-organik-kimyasal-buharlaştırma-tortusu yöntemleridir (MOCVD).

Bunun için büyütülecek malzemenin atomik yapıları birbiri ile eşleşmeli, ara yüzeyin safsızlık ve diğer kusurları barındırmaması gerekmektedir.

2.1.2.1. Moleküler Işın Epitaksi (MBE)

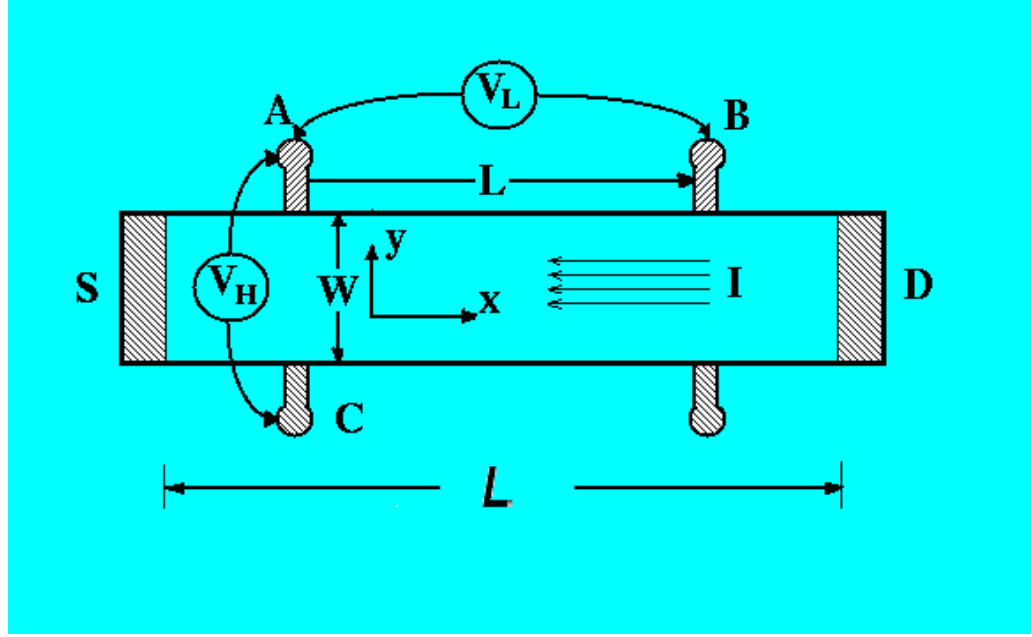
Bu yöntem atomik düzeyde metal ve yarıiletkenleri katman katman büyütme için kullanılan çok gelişmiş bir tekniktir. En önemli özelliği büyütmenin, yüksek vakum (10^{-10} – 10^{-11} Torr) değerlerinde gerçekleştirilmesidir. Kullanılan kaynaklara bağlı olarak, kaynak materyaller katı formda ise katı kaynak MBE (SSMBE), gaz formunda ise gaz kaynaklı MBE (GSMBE), metal-organik materyal kaynaklar kullanılıyorsa metal-organik MBE (MOMBE) olarak adlandırılır [6]. Bir katmanın büyütülmesi saniyeler civarında gerçekleşirken yüksek mobiliteli malzeme büyütülmesine olanak sağlar ve aygıtı oluşturan materyalin kullanılmasında ani geçişlerin sorunsuz bir şekilde gerçekleşmesini sağlar. MBE kaynakların farklı konumlanması ile (büyütmede kaynaklardan alttaşa giden akış doğrultuları da farklı olacağından) oluşan sorun örnek tutucusunun 0,03 – 2 Hz arasında hızlarla döndürülmesiyle giderilir [14,17].

2.1.2.2. Metal Organik Kimyasal Buharlaştırma Tortusu (MOCVD)

Günümüzde kullanılan iki büyütme yöntemi vardır; MOCVD ve MOVPE'dir. Bu sistemlerde kullanılan gazlar kristali oluşturacak elementleri içeren kompleks moleküllerden oluştuğu için MBE'den farklıdır. Bundan dolayı büyütmeyi ısıtılan taşıyıcı yüzeyindeki tepkimeler belirler [14]. Sıvı halde bulunan organometalik bileşikler büyütme odasına azot ya da hidrojen gazıyla taşınırlar. Kimyasal tepkimeler sırasında büyültmek istenen kristal içerisinde metil gruplarından kaynaklı karbon katkısı gelebilir. Bu katkı değerleri GaAs için 10^{15} cm^{-3} civarında iken AlGaAs için 10^{18} cm^{-3} değerlerindedir. MOCVD büyütme tekniği basıncın uzun süre sabit kalması ve materyal bölümlerindeki herhangi bir sorunda sadece sorunlu bölgelerin kapatılması açısından MBE' den üstündür. MBE' nin diğer dezavantajı çıkabilecek bir sorunda yüksek vakum hücrelerini açmak sistemin kalibrasyonunu bozar. Buna rağmen MOCVD ile büyütülen örneğin niteliği işlem tamamlanıp ölçümler alınana kadar bilinmez [17].

2.2. Hall Olayı

1879'da Edwin H. Hall tarafından, yük yoğunluğunu, elektriksel özdirenci ve malzeme içindeki taşıyıcıların mobilitelerini doğru bir şekilde belirleme gereksinimine cevap vermek için bir deney tasarlanmıştır. Bu deneyde içerisinden akım (I) geçen ince iletken bir şerit, iletken düzlemine dik ve düzgün bir manyetik alan içerisine yerleştirildiğinde hem akıma hem de manyetik alana dik doğrultuda bir gerilim farkının oluştuğu gözlenmiştir. Bu etki, metallerin ve yarıiletkenlerin elektronik özelliklerini anlamaya, yük taşıyıcılarının işaretlerini ve yoğunluğunu belirlemeye olanak sağlamaktadır. Bu deney Edwin H. Hall tarafından yapıldığı içinde Hall olayı olarak isimlendirilmektedir. Hall olayı, bir iletkendeki yük taşıyıcılarının ortalama hızlarını hesaplamak için de kullanılabilir.



Şekil 2.2. Hall olayı deney düzeneğinin şematik gösterimi.

Şekil 2.2.'de görüldüğü üzere Hall olayı basit bir düzeneğe sahip olup, ince bir plakaya iki ucundan bir gerilim farkı uygulanır. Böylece plakanın uçları arasında elektrik alan oluşturulmuş olur. Elektrik alana ters yönde harekete başlayan plaka içindeki elektronlar $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ $\left(E = \left(\frac{V_L}{L} \right) \right)$ kuvvetine sahiptir. Daha sonra plakaya dik olacak şekilde sabit bir \vec{B} manyetik alan uygulanır ve böylece elektronlar üzerine etkiyen toplam kuvvet $\vec{F}_L = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ Lorentz kuvveti biçimini alır. Uygulanan manyetik alan etkisiyle elektronlar plakanın ön yüzeyine doğru hareket eder. Ön ve arka yüzeyler arasında bir gerilim farkı oluşur, bu gerilime Hall voltajı (V_H) adı verilir.

2.2.1. Drude Modeli

\vec{E} ve \vec{B} alanları içinde \vec{g} hızı ile ilerleyen $-e$ yüklü bir parçacığa etkiyen kuvvet Newton' un II. hareket yasasına göre,

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{g}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{g} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada \vec{k} elektronun dalga vektörüdür. Sistemde çarpışma olmadığında hiç saçılma da olmayacaktır. Bu durumda \vec{k} uzayındaki Fermi küresi, uygulanan \vec{E} alanının etkisi ile düzgün bir şekilde ötelenir. $\vec{B}=0$ alınıp (2.1) denkleminin integrali alınır,

$$\begin{aligned} \int \hbar d\vec{k} &= \int_0^t -e\vec{E} dt' \\ \vec{k}(t) - \vec{k}(0) &= -\frac{e\vec{E}}{\hbar} t \\ \delta\vec{k}(t) &= -\frac{e\vec{E}}{\hbar} t \end{aligned} \quad (2.2)$$

olur. Denklem (2.2) \vec{k} uzayında merkezi orjinde olan bir Fermi küresini dolduran elektron gazına $t=0$ anından t anına kadar geçen sürede \vec{E} alanı uygulandığında, küre merkezinin yer değiştirmesini ifade eder. Elektron katkıları, örgü kusurları ve fononlarla çarpışması sonucu yer değiştiren kürenin elektrik alanla dengede olması sağlanabilir. İki çarpışma arası geçen süre τ ise denklem (2.2)' de $t=\tau$ olacaktır. Bu durumda hız ve akım yoğunlukları sırası ile,

$$\vec{g} = -\frac{e\vec{E}}{m^*}\tau \quad (2.3)$$

$$\vec{J} = -ne\vec{g} = \frac{ne^2\tau\vec{E}}{m^*} \quad (2.4)$$

olur. Burada n , elektron yoğunluğu ve m^* ise elektronun etkin kütesidir. Ohm yasası,

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad (2.5)$$

ile ifade edildiğine göre, σ öz iletkenliği denklem (2.4)' de yazılımla,

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (2.6)$$

olarak bulunur. Öz direnç ρ ise matematiksel olarak iletkenliğin tersidir ve

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m^*}{ne^2\tau} \quad (2.7)$$

ile tanımlanır.

2.2.2. Manyetik Alanda Serbest Parçacığın Hareketi

Denklem (2.1)' de gösterilen parçacık ivmeli hareket ettiğinden hızı zamanla artmalıdır. Örgü kusuru ve katkı atomları ile yaptığı çarpışmalar sonucu parçacığın hızı sabit kalır. Denge durumunda denklem (2.1) tekrar yazılırsa,

$$m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \vec{\mathcal{G}} = -e (\vec{E} + \vec{\mathcal{G}} \times \vec{B}) \quad (2.8)$$

olur. Burada $m^* \vec{\mathcal{G}}/\tau$ çarpışmalardan gelen terimdir. Manyetik alan $\vec{B} = B_0 \vec{k}$ seçilerek $\vec{\mathcal{G}} \times \vec{B}$ çarpımı yapılırsa

$$\vec{\mathcal{G}} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \mathcal{G}_x & \mathcal{G}_y & \mathcal{G}_z \\ 0 & 0 & B_0 \end{vmatrix} = \vec{i} (\mathcal{G}_y B_0 - 0) - \vec{j} (\mathcal{G}_x B_0 - 0) + \vec{k} (0 - 0)$$

$$\vec{\mathcal{G}} \times \vec{B} = \mathcal{G}_y B_0 \vec{i} - \mathcal{G}_x B_0 \vec{j} \quad (2.9)$$

bulunur. Denklem (2.9), denklem (2.8)'deki hareket denkleminde yerine yazıldığında bileşenler,

$$\left. \begin{aligned} m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \mathcal{G}_x &= -e (E_x + B_0 \mathcal{G}_y) \\ m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \mathcal{G}_y &= -e (E_y - B_0 \mathcal{G}_x) \\ m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \mathcal{G}_z &= -e E_z \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

şeklinde belirlenir. Çarpışmalardan (sürtünmeleden) dolayı hızda kararlı durum oluşacağından hızın zamana göre değişimi sıfır olacaktır. Bu durumda denklem (2.10) tekrar yazılırsa,

$$\mathcal{G}_x = -\frac{e\tau}{m^*} E_x - \omega_c \tau \mathcal{G}_y \quad (2.11)$$

$$\mathcal{G}_y = -\frac{e\tau}{m^*} E_y + \omega_c \tau \mathcal{G}_x \quad (2.12)$$

$$\mathcal{G}_z = -\frac{e\tau}{m^*} E_z \quad (2.13)$$

olur. Burada m^* etkin kütle olmak üzere, $\omega_c = eB_0/m^*$ siklotron frekansıdır. Denklem (2.12) denklem (2.11)' de yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_x &= -\frac{e\tau}{m^*} E_x - \omega_c \tau \left[-\frac{e\tau}{m^*} E_y + \omega_c \tau \mathcal{G}_x \right] \\ \mathcal{G}_x + (\omega_c \tau)^2 \mathcal{G}_x &= -\frac{e\tau}{m^*} E_x - \frac{e}{m^*} \omega_c \tau^2 E_y \\ \mathcal{G}_x [1 + (\omega_c \tau)^2] &= -\frac{e\tau}{m^*} [E_x - \omega_c \tau E_y] \end{aligned} \quad (2.14)$$

elde edilir. Denklem (2.4)' den

$$J_x = -ne\mathcal{G}_x \quad \Rightarrow \quad \mathcal{G}_x = -\frac{1}{ne} J_x \quad (2.15)$$

x yönündeki akım yoğunluğu ve hız belirlenir. Bu ifadeler denklem (2.14)'de yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} -\frac{1}{ne} J_x [1 + (\omega_c \tau)^2] &= -\frac{e\tau}{m^*} [E_x - \omega_c \tau E_y] \\ J_x &= \left[\frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \right] [E_x - \omega_c \tau E_y] \end{aligned} \quad (2.16)$$

x yönündeki akım yoğunluğu J_x belirlenmiş olur. Burada $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m^*}$ 'dır. Aynı işlem y ve z yönleri içinde yapılacak olursa sırası ile,

$$J_y = \left[\frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \right] [\omega_c \tau E_x + E_y] \quad (2.17)$$

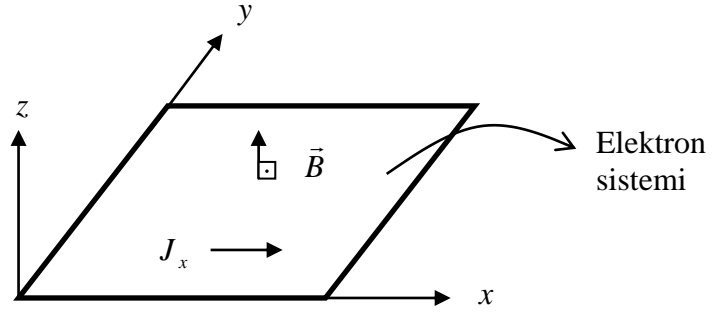
$$J_z = \sigma_0 E_z \quad (2.18)$$

akım yoğunlukları belirlenmiş olur. Yukarıda ifade edilen denklemler (2.16), (2.17) ve (2.18) kullanılarak akım yoğunluğunun matris formu,

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} = \frac{\sigma_0}{1+(\omega_c \tau)^2} \begin{bmatrix} 1 & -\omega_c \tau & 0 \\ \omega_c \tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1+(\omega_c \tau)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

şeklinde yazılır.

2.2.3 Klasik Hall Etkisi



Şekil 2.2.3.1. Hall olayının şematik gösterimi.

Yukarıdaki şematik gösterime göre elektronlar örnek içerisinde x yönünde hareket etmektedirler. Bu hareket yönüne dik z yönünde bir manyetik alan uygulanmaktadır. Elektronlar x yönünde ilerlerken manyetik alanın etkisiyle y yönüne

sapacaklardır ve örneğin kenarına geldiklerinde y yönündeki hızları $\mathcal{G}_y=0$ olacaktır.

Bu durum denklem (2.12)'de yerine yazılırsa,

$$0 = -\frac{e\tau}{m^*}E_y + \omega_c \tau \mathcal{G}_x \quad (2.20)$$

$$E_y = \frac{m^* \omega_c}{e} \mathcal{G}_x \quad (2.21)$$

olur. Denklem (2.3) ve (2.4)'ün x bileşenleri yazılacak olursa,

$$\mathcal{G}_x = -\frac{e\tau}{m^*}E_x \quad (2.22)$$

$$J_x = \frac{ne^2\tau}{m^*}E_x \quad (2.23)$$

bulunur. Denklem (2.22), denklem (2.21)'de yerine yazılırsa,

$$E_y = -\frac{eB\tau}{m^*}E_x \quad (2.24)$$

ifadesi elde edilir. Bu durumda y yönündeki elektrik alan x yönündeki elektrik alandan türemektedir. Denklem (2.23) düzenlenip denklem (2.24)'de yerine yazıldığında Hall katsayısı R_H ,

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_0} = -\frac{1}{ne} \quad (2.25)$$

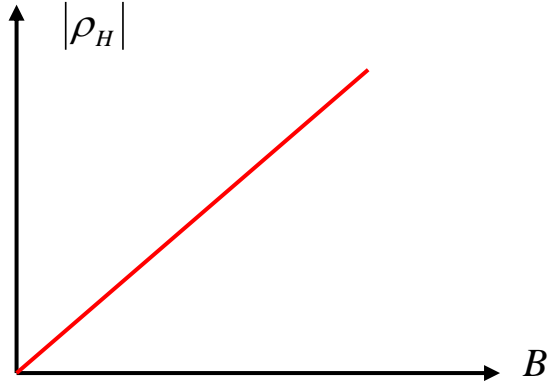
olarak belirlenmiş olur. Hall katsayısı ile Hall direnci arasındaki bağıntı,

$$\rho_H = B_0 R_H = \frac{E_y}{J_x} \quad (2.26)$$

ile verilir ve,

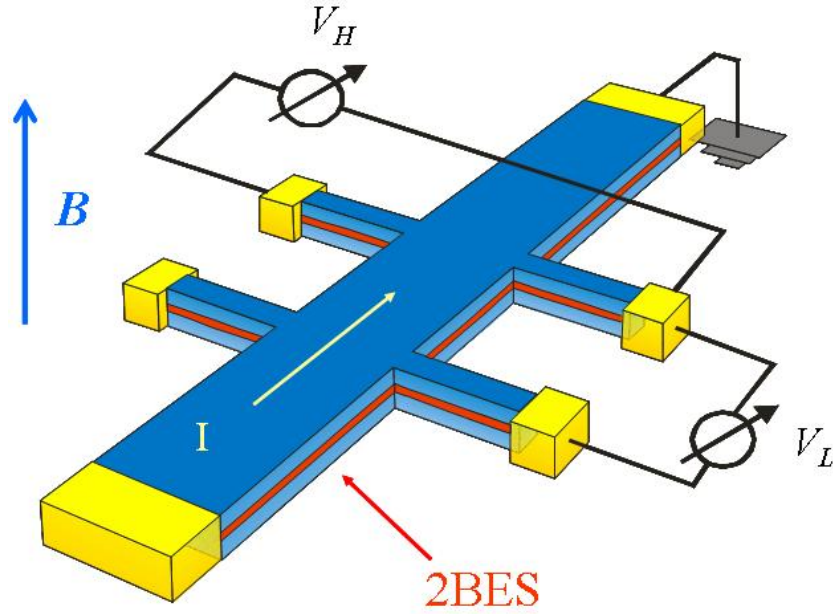
$$\rho_H = -\frac{B_0}{ne} \quad (2.27)$$

ifadesi ile Hall direnci hesaplanmış olur. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak klasik Hall direncinin değişimi Şekil 2.2.3.2.'de verilmiştir.



Şekil 2.2.3.2. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak klasik Hall direncinin değişimi.

2.3. Kuantum Hall Olayı



Şekil 2.3.1. Kuantum Hall olayı deney düzeneği.

Klasik Hall olayının bulunuşundan yaklaşık yüz yıl sonra Klaus Von Klitzing, Si-MOSFET (Silikon - metal oxide field effect transistors) malzemede oluşan iki boyutlu elektron sisteminde düşük sıcaklık (1-10K) ve yük yoğunluğuna bağlı olarak yüksek manyetik alan değerleri (1-15 T) altında sistemin elektriksel taşınım özelliklerini deneysel olarak araştırmıştır. Gerçekleştirdiği deneyler sonucunda manyetik alana göre klasik Hall olayında lineer artan Hall direncinin manyetik alanın bazı değerleri için sabit kaldığını ve akım yönündeki direncin ise Hall direncinin sabit kaldığı bölgelerde sıfıra gittiğini gözlemlemiştir. Hall direncindeki bu düzlüklerin,

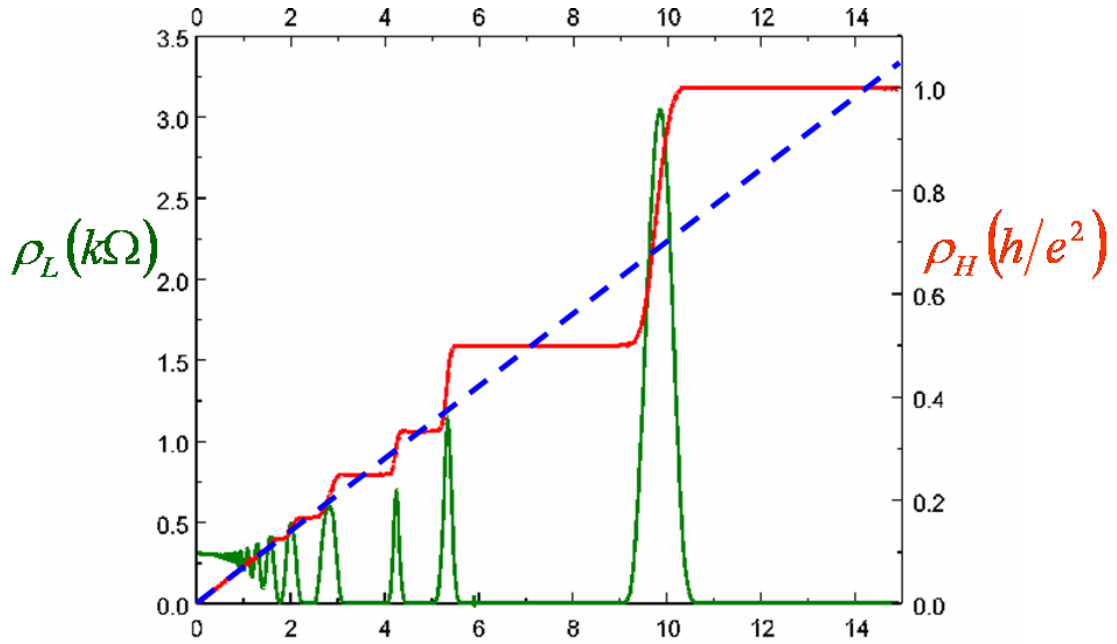
$$\rho_H = \frac{h}{e^2 \nu} \quad (2.28)$$

şeklinde kuantize olduğunu göstermiştir. Burada h Planck sabiti, e elektron yükü ve ν dolu olan enerji seviyelerinin sayısını tanımlayan pozitif tamsayıdır. Klaus Von Klitzing

yaptığı bu çalışmadan dolayı 1985 yılında Nobel ödülü ile onurlandırılmıştır. Şekil 2.3.2.'de $\nu=1$ değeri için Hall direnci,

$$R_H = \frac{h}{e^2} = 25812,807 \Omega \quad (2.29)$$

değerindedir. Bu değer Klaus von Klitzing sabiti olarak ifade edilmektedir ve 1990 yılından itibaren temel direnç birimi olarak kullanılmaktadır [16].



Şekil 2.3.2. Tam sayı kuantum Hall olayında manyetik alanın bir fonksiyonu olarak akım yönündeki Hall direnci (ρ_L), akıma dik yönde Hall direnci (ρ_H) ve kesikli mavi çizgi klasik Hall direnci [16].

2.3.1. Kuantize Siklotron Hareketi

Düzgün dik bir manyetik alan uygulandığında iki boyutlu elektron sistemindeki elektronlar manyetik alanın etkisi ile oluşan manyetik akılar çevresinde dönerler ve enerji seviyeleri kuantize değerler alır. Bu bölümde bu değerlerin analitik incelenmesi yapılacaktır. İki boyutlu elektron sisteminin x - y düzleminde olduğu kabul edilecek olursa manyetik alan bu düzleme dik bir şekilde

$$\vec{B}=B_0(0,0,1) \quad (2.30)$$

olarak alınır. Burada B_0 manyetik alanın büyüklüğüdür. Manyetik alanı oluşturan vektör potansiyeli $\vec{B}=\vec{\nabla}\times\vec{A}$ şartını da sağlayan

$$\vec{A}=B_0(0,x,0) \quad (2.31)$$

Landau ayarı olarak tanımlanmıştır. Elektron- elektron etkileşmelerinin ihmal edildiği durumda, m^* etkin kütleli ve $-e$ yüklü spinsiz tek bir elektronun Hamiltonyen işlemcisi,

$$\hat{H}=\frac{1}{2m^*}(\vec{P}+e\vec{A})^2 \quad (2.32)$$

ile yazılır. Burada \vec{P} kanonik momentumdur. Elektronun zamandan bağımsız Schrödinger denklemi,

$$\hat{H}\Psi(x,y)=E\Psi(x,y) \quad (2.33)$$

dir. Elektronun dalga fonksiyonu seçilen Landau ayarı ile y yönünde ilerleyen dalga $(e^{ik_y y})$ ve x yönünde bağlı durumlar seçilmiş olur. Yani dalga fonksiyonu,

$$\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \phi(x) \quad (2.34)$$

biçiminde yazılır. Burada elektronun x yönündeki bağlı durumlarını $\phi(x)$ fonksiyonu temsil eder. Herhangi bir y konumundaki elektron bir k_y momentumuna sahip olduğundan x yönündeki dalga fonksiyonunu etkiler ve böylelikle x yönündeki bağlı durum $\phi(x) = \phi(x; k_y)$ biçiminde yazılması daha anlamlı olur. Fakat yapılacak işlemlerde kolaylık sağlaması açısından $\phi(x)$ yazımı kullanılacaktır. Bu şartlar ışığında Schrödinger denklemi,

$$\left[\frac{1}{2m^*} (\vec{P} + e\vec{A})^2 \right] [e^{ik_y y} \phi(x)] = E [e^{ik_y y} \phi(x)] \quad (2.35)$$

şeklinde yazılır. Burada E elektronun enerji öz değerini ifade eder. Denklem (2.35)'deki $(\vec{P} + e\vec{A})^2$ ifadesi açık olarak yazılırsa,

$$\begin{aligned} (\vec{P} + e\vec{A})^2 &= (\vec{P} + e\vec{A})(\vec{P} + e\vec{A}) \\ (\vec{P} + e\vec{A})^2 &= \vec{P}^2 + e\vec{P} \cdot \vec{A} + e\vec{A} \cdot \vec{P} + e^2 \vec{A}^2 \end{aligned} \quad (2.36)$$

olur. Burada $\vec{P} = P_x \vec{i} + P_y \vec{j}$ ve $\vec{A} = B_0 x \vec{j}$, dür ve bu ifadeler denklem (2.36)'da yerine yazılırsa,

$$(\vec{P} + e\vec{A})^2 = P_x^2 + P_y^2 + eB_0 P_y x + eB_0 x P_y + e^2 B_0^2 x^2 \quad (2.37)$$

bulunur. Bu eşitlik ve momentum $\left(P_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, P_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, P_y^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$ ifadeleri denklem (2.35)'de yerine yazılıp gerekli türev işlemleri yapıldığında,

$$\frac{1}{2m^*} [P_x^2 + \hbar^2 k_y^2 + 2\hbar k_y e B_0 x + e^2 B_0^2 x^2] [e^{ik_y y} \phi(x)] = E [e^{ik_y y} \phi(x)] \quad (2.38)$$

olur. Burada manyetik uzunluk $\ell^2 = \hbar/eB_0$, merkez koordinat $X_0 = -\ell^2 k_y$, y yönündeki dalga vektörü $k_y = -(eB_0/\hbar) X_0$ ve $k_y^2 = (e^2 B_0^2/\hbar^2) X_0^2$ eşitlikleri ile tanımlanıp denklem (2.38)' da yerlerine yazılırsa,

$$\frac{1}{2m^*} [P_x^2 + e^2 B_0^2 (X_0^2 - 2xX_0 + x^2)] [e^{ik_y y} \phi(x)] = E [e^{ik_y y} \phi(x)] \quad (2.39)$$

olur. Burada $(X_0^2 - 2xX_0 + x^2) = (x - X_0)^2$ eşitliğinden ve $\omega_c = eB_0/m^*$ siklotron frekansından yararlanılarak denklem (2.39)' de yerlerine yazılırsa,

$$\left[\frac{P_x^2}{2m^*} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (x - X_0)^2 \right] \phi(x) = E \phi(x) \quad (2.40)$$

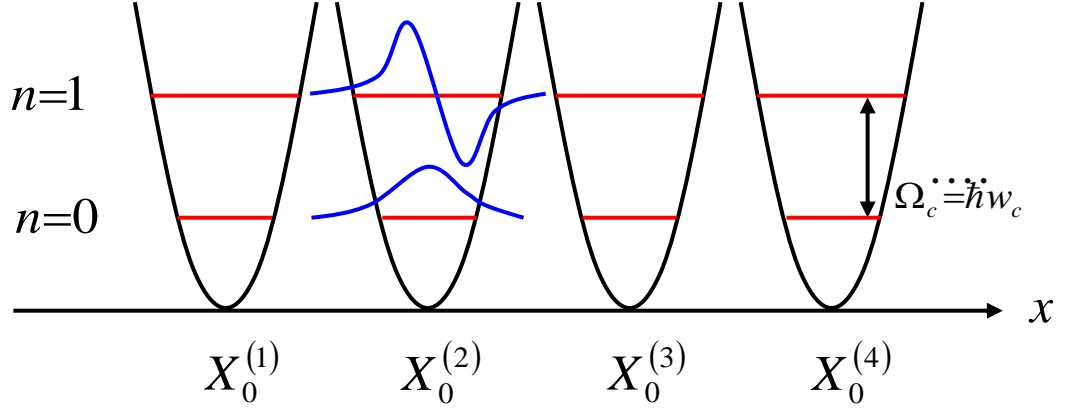
olur. Bu denklem Harmonik salıncı çözümlerini verir. Elektronun enerjisi ve dalga fonksiyonu sırası ile,

$$E_n = \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.41)$$

$$\phi(x) = \frac{1}{\left(\pi^{1/2} \ell 2^n n! \right)^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{2\ell^2} (x - X_0)^2 \right] H_n \left(\frac{(x - X_0)}{\ell} \right) \quad (2.42)$$

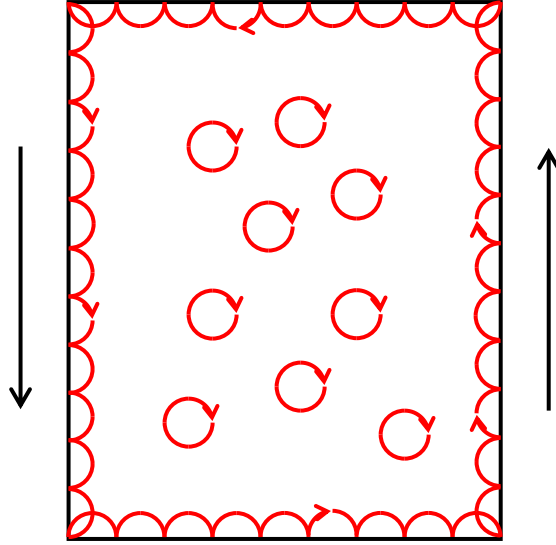
şeklinde belirlenir. Burada $H_n \left(\frac{(x - X_0)}{\ell} \right)$ Hermite polinomlarını temsil eder. (2.42)

nolu denklem, x uzayında bir X_0 noktasındaki bir elektronun alabileceği enerji değerlerinin $n = 0, 1, 2, \dots$ ile kuantalandığını ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonunun denklem (2.42)' deki gibi olacağını ifade eder.



Şekil 2.3.1.1. Manyetik alandan oluşan tuzaklarda elektronun enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonlarının sonsuz bir x boyutundaki şematik gösterimi.

Elektronlar Şekil 2.3.1.1.'deki gibi sonsuz x boyutunda sıralanırlar. İki enerji seviyesi arasındaki fark $\Omega_c = \hbar \omega_c$ siklotron enerjisi kadardır. Eğer uzay sınırlı ve iki boyutta incelenecek olursa elektronun hareketi şekil 2.3.1.2.'deki gibi olur.

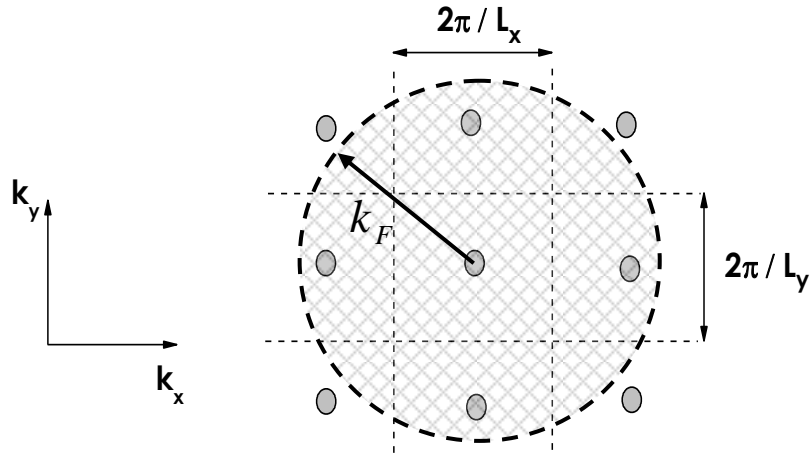


Şekil 2.3.1.2. İki boyutta sınırlandırılmış elektron gazına uygulanan dik bir manyetik alanın etkisiyle hareket eden elektronların şematik gösterimi.

Şekil 2.3.1.2.'de orta bölgedeki elektronlar dönme hareketlerini tamamlayabildiklerinden akıma herhangi bir katkıları yoktur. Fakat kenarlardaki elektronlar örnek boyutu sınırlı olduğundan dönme hareketlerini tamamlayamayacaklardır ve örneğin sınırlarını bir duvar gibi görüp çarparak ilerleyip yollarına devam edeceklerdir. Sağ kenardaki elektronlar pozitif yönde sol kenardaki elektronlar negatif yönde hareket ettiklerinden toplam akım sıfır olacaktır.

2.3.2. İki Boyutta Durum Yoğunluğu

Fabry-Perot interferometresi iki boyutlu elektron sisteminde tanımlanmaktadır. Bu yüzden durum yoğunluğunu da iki boyutta incelemek gerekir. İlk önce birim alandaki elektron sayısı belirlenmelidir.



Şekil 2.3.2.1. İki boyutlu ters örgü uzayında elektron dizilimi.

Şekil 2.3.2.1.'deki dizilime göre $\frac{(2\pi)^2}{L_x L_y}$ alanda bir elektron varsa πk_F^2 (Fermi yüzeyi) alanda N_e tane elektron bulunmaktadır. Burada N_e toplam elektron sayısını ve k_F ters örgü uzayında Fermi yüzeyinin yarıçapını göstermektedir. Bu orantı kurulduğunda toplam elektron sayısı,

$$N_e = \frac{\pi k_F^2}{(2\pi)^2} \times g_s \frac{L_x L_y}{L_x L_y} \quad (2.43)$$

ile belirlenir. Burada $g_s=2$ spin dejenere değeridir. Birim alandaki elektron yoğunluğu

$$n_e^{2D} = \frac{N_e}{L_x L_y} = \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (2.44)$$

olur. Fermi enerjisi $E_F = (\hbar^2/2m^*)k_F^2$ ile tanımlandığından denklem (2.44) bu ifade de yerine yazılırsa,

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} n_e^{2D} 2\pi \quad \text{veya} \quad n_e^{2D} = \frac{m^*}{\hbar^2 \pi} E_F \quad (2.45)$$

olur. Birim enerji aralığındaki elektron sayısı olarak tanımlanan durum yoğunluğu, $D(E) = \frac{dn_e^{2D}}{dE}$ ile hesaplanır. Enerji değerleri kuantalandığından n_e^{2D} 'nin, n 'e göre değişimi alınabilir. Buna göre,

$$\begin{aligned} D(E) &= \frac{dn_e}{dn} = \frac{d}{dn} \left(\frac{m^*}{\hbar^2 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} E_n \right) \\ &= \frac{d}{dn} \left(\frac{m^*}{\hbar^2 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \right) \\ &= \frac{m^*}{\hbar^2 \pi} \hbar \frac{eB_0}{m^*} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n) \\ D(E) &= \frac{g_s}{2\pi \ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n) \end{aligned} \quad (2.46)$$

denklemini belirlenir. Bu denklem birden fazla enerji seviyesi olduğunu ve elektronların bu enerji seviyeleri etrafında dağılması gerektiğini anlatır ve Şekil 2.3.2.2.'de şematik

olarak gösterilmiştir. Durum yoğunluğu belirlendiğine göre Fermi istatistiğinden elektron sayı yoğunluğu aşağıdaki işlemler yapılarak belirlenebilir.

$$n_e(\mu) = \int dE f(E) D(E) \quad (2.47)$$

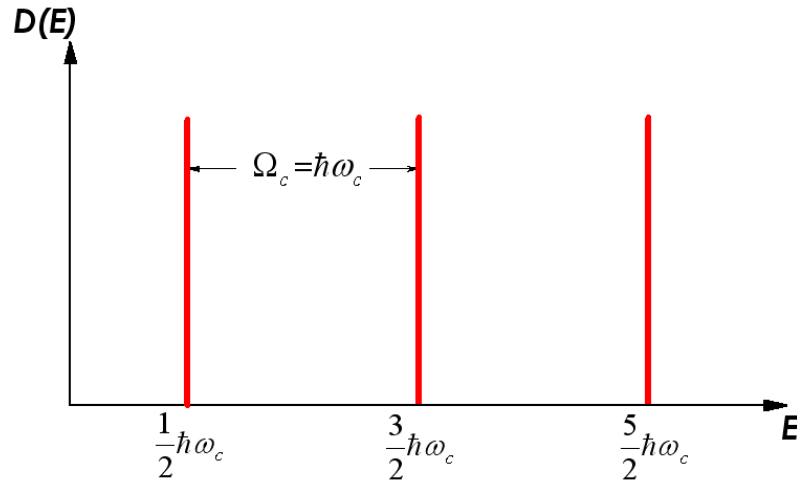
$$= \int dE f(E) \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n)$$

$$= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \int \sum_{n=0}^{\infty} f(E) \delta(E - E_n) dE$$

$$n_e(\mu, T) = \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} f(E_n) \quad (2.48)$$

Burada Fermi-Dirac dağılımı $f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{(E - \mu)}{k_B T}\right) + 1}$ dır.

Ek bilgi: $\int_{x_1}^{x_2} f(x) \delta(x - x_0) dx = f(x_0)$, $x_1 \leq x_0 \leq x_2$ ise. Dirac-Delta fonksiyonunun özelliği.



Şekil 2.3.2.2. Manyetik alanın etkisiyle kuantalanan enerji seviyeleri. Burada Ω_c siklotron enerjisidir.

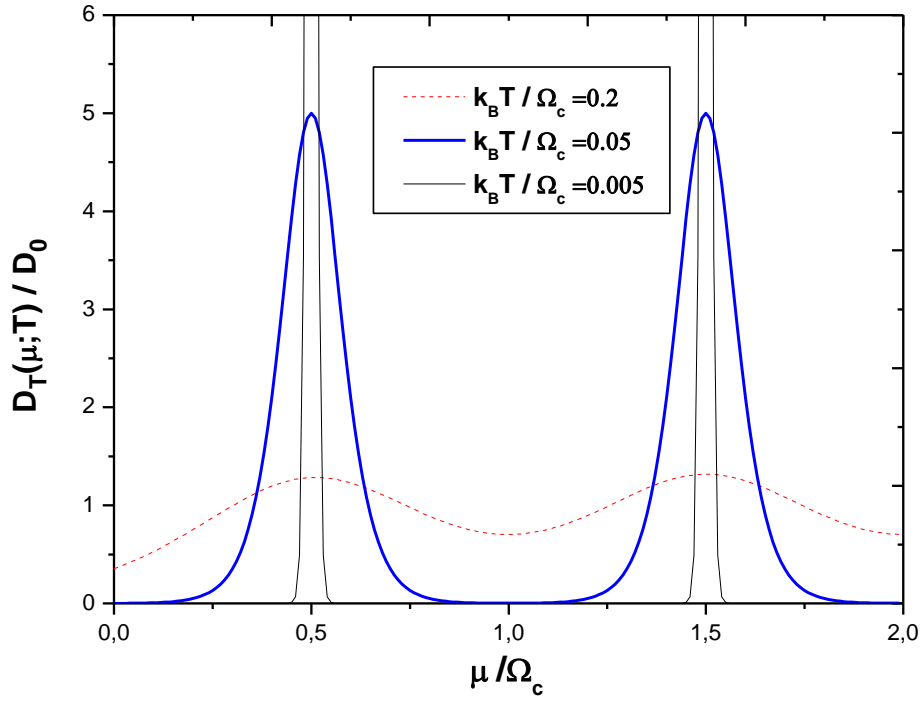
Elektronlar Fermi enerji seviyesine kadar girilebilir durumları sıfır sıcaklıkta doldururlar. Sıcaklık sıfırdan farklı olduğu durumda ise Fermi enerjisinin yerini kimyasal potansiyel enerji alır ve elektronlar bu enerji seviyesine kadar olan girilebilir durumlara yerleşirler. Böylece sıcaklık değiştikçe kimyasal potansiyel enerji de değişir ve durum yoğunluğunun sıcaklığın bir fonksiyonu olarak tanımlanması gerekir. Bu da sıcaklığa bağlı durum yoğunluğu yani termodinamik durum yoğunluğudur. Bunun belirlenmesi için denklem (2.48)'nin kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimine bakılmalıdır.

$$\begin{aligned}
D^{2D}(\mu, T) &= \frac{dn_e}{d\mu} \\
&= \frac{d}{d\mu} \left[\frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_n f(E_n) \right] \\
&= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_n \frac{d}{d\mu} (f(E_n)) \\
&= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_n \frac{d}{d\mu} \left[\frac{1}{e^{(E_n - \mu)/k_B T} + 1} \right] \\
&= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \frac{1}{k_B T} \sum_n \left[e^{(E_n - \mu)/k_B T} + 1 \right]^{-2} \left[e^{(E_n - \mu)/k_B T} \right]
\end{aligned} \tag{2.49}$$

$$e^{(E_n - \mu)/k_B T} + 1 = \frac{1}{x} \quad \text{olsun. Yani } x = f(E_n) \text{ ve } e^{(E_n - \mu)/k_B T} = \frac{1}{x} - 1 \text{ olur.}$$

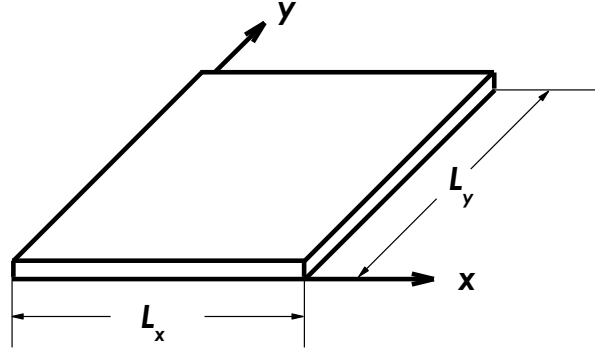
$$\begin{aligned}
D^{2D}(\mu, T) &= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \frac{1}{k_B T} \sum_n \left[\frac{1}{x} \right]^{-2} \left[\frac{1}{x} - 1 \right] \\
&= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \frac{1}{k_B T} \sum_n x(1-x) \\
D^{2D}(\mu, T) &= \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \frac{1}{k_B T} \sum_n f_n(1-f_n) \quad , \quad f_n = f(E_n)
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Bu ifade sıcaklığa bağılı (termodinamik) durum yoğunluğunu tanımlar ve Şekil 2.3.2.3.'de kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimi farklı sıcaklık değerleri için hesaplanmıştır.



Şekil 2.3.2.3. Farklı sıcaklık değerleri için durum yoğunluğunun kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimi. Burada $\Omega_c = \hbar\omega_c$ 'dir.

2.3.3. Doldurma Faktörü



Şekil 2.3.3.1. Kuantum Hall olayı deneyindeki örneğin boyutları.

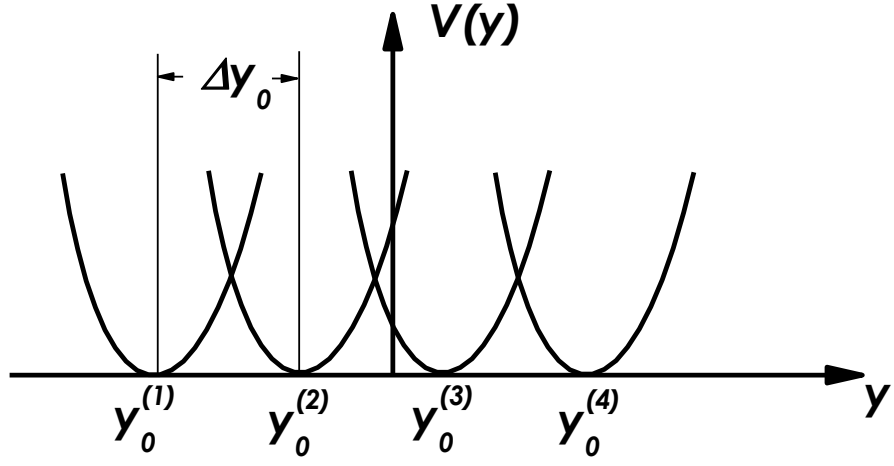
Şekil 2.3.3.1.'de kuantum Hall deney düzeneğinin örnek boyutları ve koordinat eksenleri gösterilmektedir. Bu koordinat eksenine göre vektör potansiyeli $\vec{A}=(-y,0,0)$ Landau ayarı gibi seçildiğinde Hamiltonyen

$$H = \frac{1}{2m^*} (P_x - eB_0 y)^2 + \frac{P_y^2}{2m^*} \quad (2.51)$$

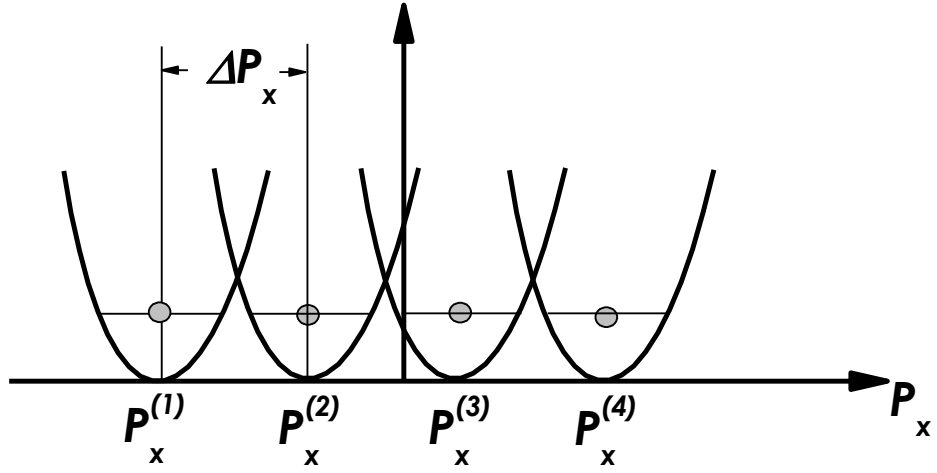
şeklinde yazılır. Burada elektronlar k_x dalga vektörünün değerine göre y ekseninde yerleşecekler. Bu durum Şekil 2.3.3.2.'de şematik olarak gösterilmiştir. Elektronun merkez koordinatı

$$y_0 = \frac{\hbar}{eB_0} k_x \quad \text{veya} \quad y_0 = \frac{P_x}{eB_0} \quad (2.52)$$

olur ve elektronların momentum uzayındaki yerleşimi Şekil 2.3.3.3.'deki gibi olur.

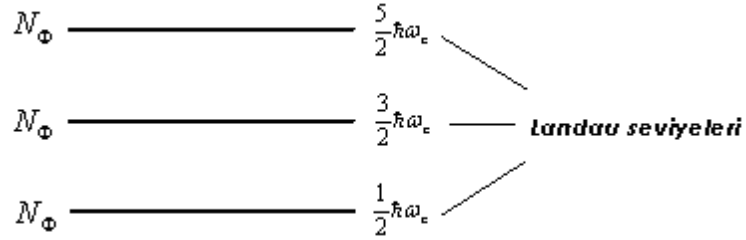


Şekil 2.3.3.2. Manyetik alanın etkisi ile oluşan elektronların gördüğü potansiyeller ve y eksenini boyunca dizilimleri.



Şekil 2.3.3.3. Momentum uzayındaki elektronların dizilimi.

ΔP_x yani Δy_0 aralıklarla sisteme ne kadar elektron koyulabilir? Bunun incelenmesi için ilk önce Landau enerji seviyeleri ve her enerji seviyesinde ne kadar elektron yerleştirilebileceği belirlenmelidir.



Burada N_Φ , $B > 0$ manyetik alanında sistemin her enerji seviyesinde alabileceği toplam elektron sayısıdır. Bu, L_y genişliğindeki sisteme Δy_0 aralıklarla ne kadar elektron koyulabileceğini tanımlar.

$$N_\Phi = \frac{L_y}{\Delta y_0} \quad (2.53)$$

$$N_\Phi = \frac{L_y}{\frac{\hbar \Delta k_x}{eB}} = \frac{eB_0 L_y}{\hbar \frac{2\pi}{L_x}} = \frac{B_0 L_y L_x}{\frac{h}{e}}$$

Aşağıdaki tanımlamaları yapalım:

$$\Phi = B_0 L_y L_x \quad : \quad \text{Manyetik akı} \quad (2.54)$$

$$\Phi_0 = \frac{h}{e} \quad : \quad \text{Manyetik akı kuantası} \quad (2.55)$$

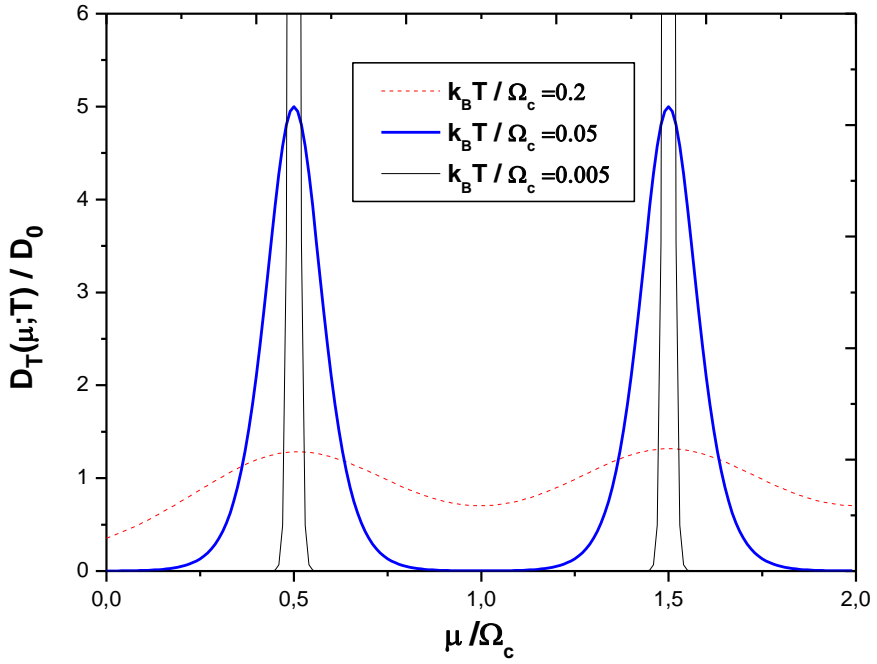
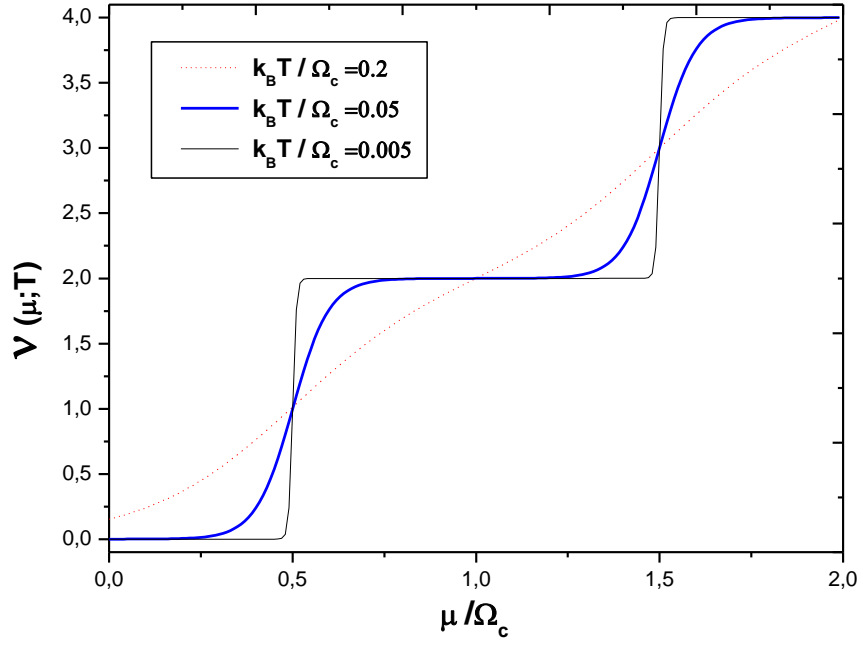
$$N_\Phi = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad : \quad \text{Akı sayısı} \quad (2.56)$$

$$\nu = \frac{N_e}{N_\Phi} \quad : \quad \text{Doldurma Faktörü} \quad (2.57)$$

Doldurma faktörü (ν), denklem (2.57)' den de görüldüğü gibi sistem içerisinde olan toplam elektron sayısının (N_e) manyetik alanın etkisiyle oluşan toplam akı sayısına (N_ϕ) oranıdır ($\nu=1,2,3,\dots$). Manyetik alan arttığında N_ϕ artacağından tüm elektronlar taban durumundaki enerji seviyesine yerleşmeye başlayacaklardır. $\nu=1$ olduğu durumda tüm elektronlar taban durumuna yerleştiği anlamına gelmektedir. Spin de hesaba katılacak olursa $\nu=1+1=2$ olacaktır ve en genel haliyle doldurma faktörü $\nu=2,4,6,\dots$ değerlerini alır. Denklem (2.48) ve denklem (2.57) ile doldurma faktörü

$$\nu = g_s \sum_n f_n \quad , \quad \nu = 2, 4, 6, \dots \quad (2.58)$$

şeklinde en genel halde tanımlanır. Şekil 2.3.3.4.a.'da doldurma faktörünün farklı sıcaklık değerleri için kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 2.3.3.4. Farklı sıcaklık değerleri ve sabit manyetik alan ($B \neq 0$) için, (a) doldurma faktörü ve (b) sıcaklığa bağlı durum yoğunluğunun kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimleri.

2.3.4 Hall Direnci

Her enerji seviyesinin alabileceği elektron sayısı $N_\Phi = \Phi/\Phi_0$ ile denklem (2.54) de tanımlanmıştır. Elektron sayı yoğunluğu,

$$n_e = \frac{N_e}{L_x L_y} = \frac{N_\Phi \nu}{L_x L_y} = B_0 \frac{e}{h} \nu \quad (2.59)$$

şeklinde yazılabilir. Ohm yasasında potansiyel $V_H = \rho_H I$ ile tanımlanır ve Hall direnci Ohm yasasında yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} V_H &= \rho_H I = \frac{B_0}{n_e e} I \\ V_H &= \frac{B_0}{\left(B_0 \frac{e}{h} \nu \right) e} I \\ V_H &= \left(\frac{h}{e^2 \nu} \right) I \end{aligned} \quad (2.60)$$

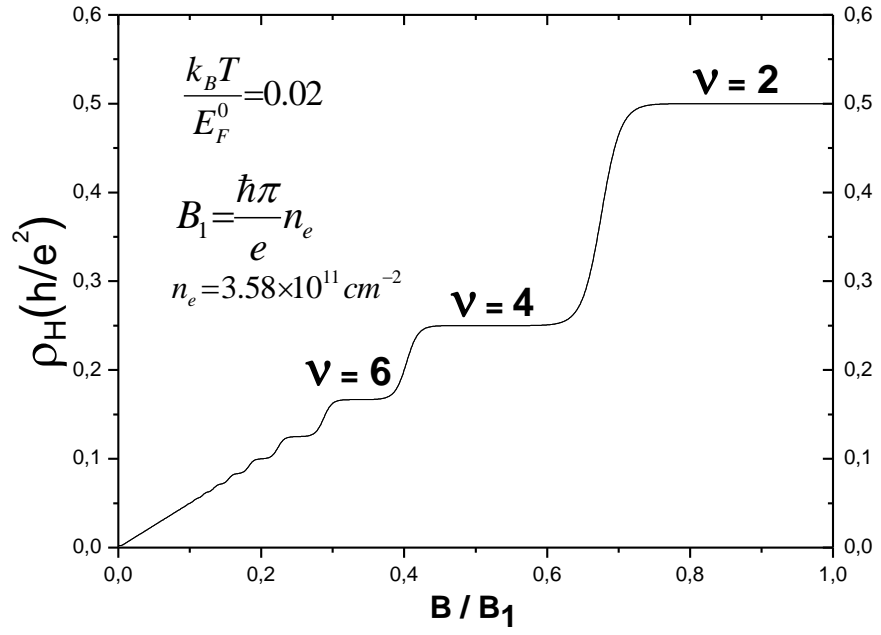
olur. Buradan doldurma faktörüne bağlı Hall direnci,

$$\rho_H = \frac{h}{e^2 \nu} \quad (2.61)$$

belirlenir ve Hall iletkenliği,

$$\sigma_H = \frac{1}{\rho_H} = \frac{e^2}{h} \nu \quad (2.62)$$

ile belirlenir ve Şekil 2.3.4.1.'de Hall direnci manyetik alana bağlı olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.3.4.1. Denklem (2.61) ve (2.58)'den hesaplanan Hall direncinin manyetik alana bağlı değişimi [12,18].

2.3.5. Gaussian Durum Yoğunluğu, Kuantum İletkenliği ve Direnci

Şimdiye kadarki hesaplamalarda durum yoğunluğu Landau formunda aldık (denklem (2.46)) ve bu tanımlama ile doldurma faktörünü, direnci ve iletkenliği belirledik. Şimdiki hesaplamalarımızda durum yoğunluğunu malzeme içerisindeki safsızlıkların etkilerini de hesaba katmak için Gaussian formda tanımlayıp sıcaklıkla da ilişkilendirip iletkenlik ve dirençleri hesaplayacağız. Bu durumda durum yoğunluğu

$$D_{\Gamma}(E) = \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} A_n(E) \quad (2.63)$$

ile tanımlanır. Buradaki gausiyen dağılım

$$A_n(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma_n} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_n}{\Gamma_n}\right)^2\right] \quad (2.64)$$

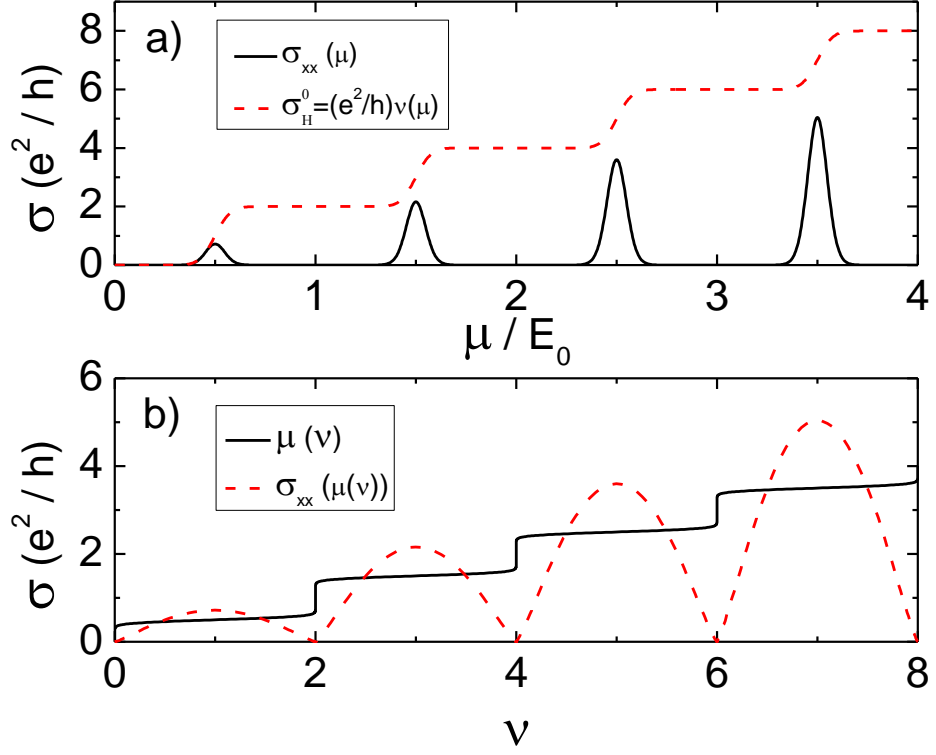
ile tanımlanır ve Γ_n gausiyenin genişliğidir. Bu durumda iletkenlik,

$$\sigma_{xx}(E_0, T=0) = \frac{e^2}{\hbar} \sum_n \left(n + \frac{1}{2}\right) [\Gamma_n A_n(E_0)]^2 \quad (2.65)$$

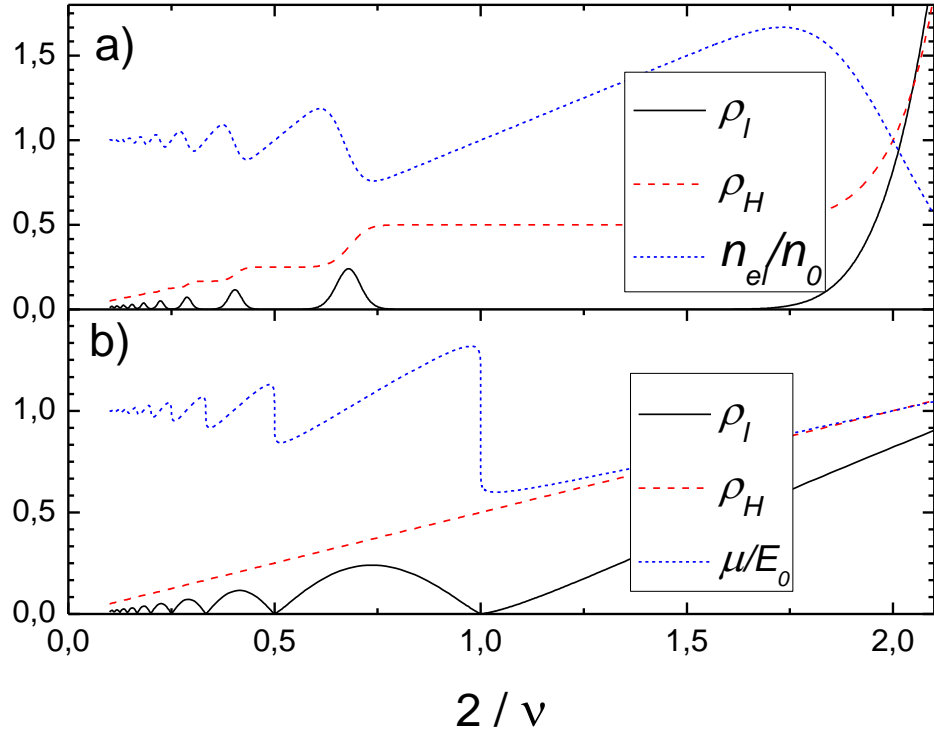
ile belirlenir. Sıcaklığa bağlı iletkenlik ise,

$$\sigma_{xx}(\mu, T) = \int_{-\infty}^{\infty} dE \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) \sigma_{xx}(E, T) \quad (2.66)$$

ile belirlenir [18]. Bu ifadeleri kullanarak iletkenlik ve dirençlerin doldurma faktörüne ve kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimlerini hesaplayıp Şekil 2.3.5.1-2.'de gösterdik.



Şekil 2.3.5.1. a) Kimyasal potansiyel enerjiye göre boyuna ve Hall iletkenliğinin değişimleri ($\sigma_H^0 = (e^2/h)\nu(\mu)$). b) Doldurma faktörüne göre kimyasal potansiyel enerjinin ve boyuna iletkenliğin değişimleri. Hesaplamalarda $\hbar\omega_c = E_0$, $\Gamma_n = 0.05E_0$ ve $k_B T = 0.02E_0$ 'dır. Burada $n_0 = D_0 E_0$ 'dır.



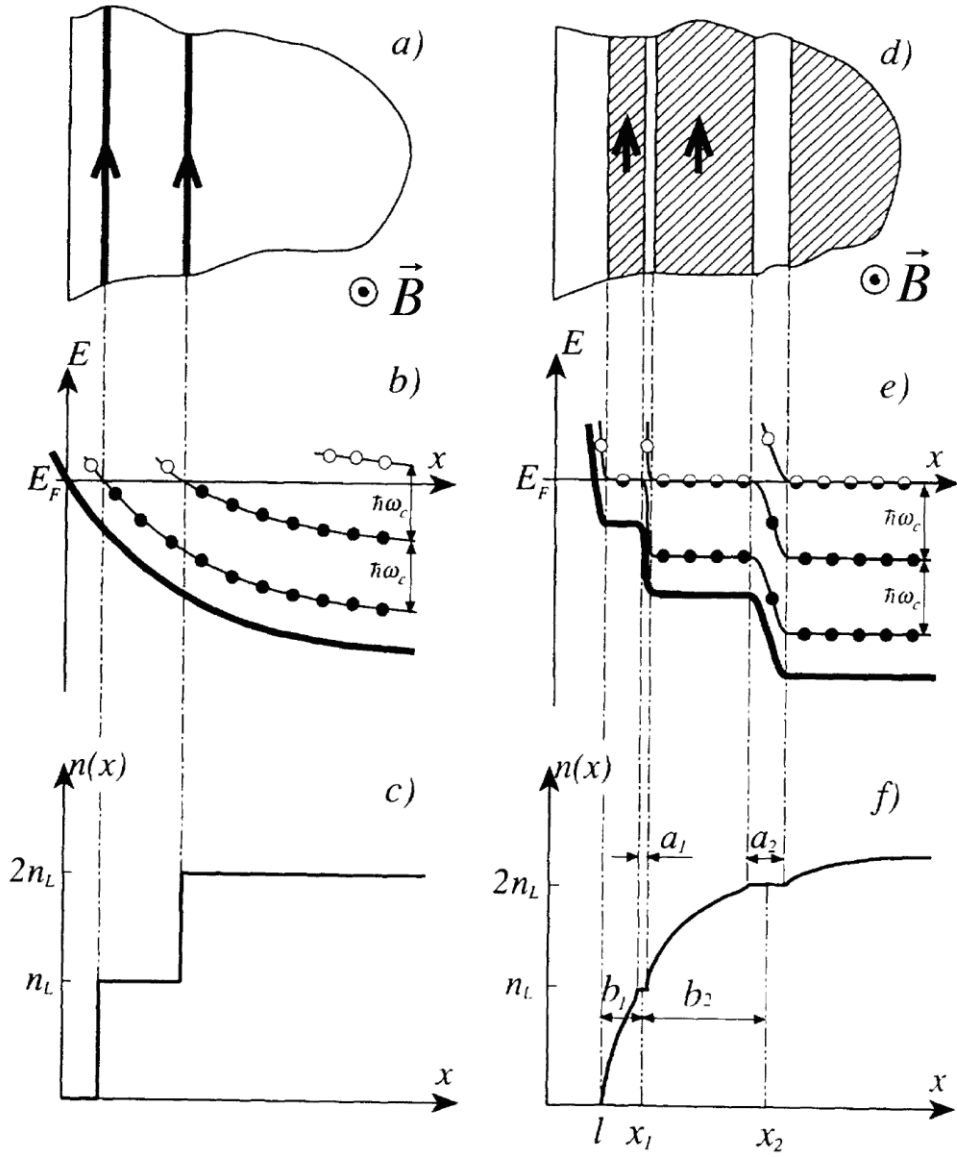
Şekil 2.3.5.2. a) $\mu=E_0$ sabit tutularak boyuna ve Hall direnci ile birlikte elektron yoğunluğunun doldurma faktörüne göre değişimleri. b) $n_0=D_0E_0$ sabit tutularak boyuna ve Hall direnci ile birlikte Kimyasal potansiyel enerjinin doldurma faktörüne göre değişimleri. Burada $\rho_H=1/\sigma_H^0$, $\rho_l=\sigma_{xx}/(\sigma_H^0)^2$, $\Gamma_n=\hbar\omega_c/\sqrt{\hbar\omega_c/E_0}$ ve $k_B T=0.02E_0$ ' dir.

2.3.6. Perdeleme Teorisi: Sıkıştırılabilir Bölgeler ve Sıkıştırılmaz Şeritler

D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii ve L. I. Glazman (CSG) tarafından etkileşmeler altında kenar kanallarının elektrostatığı incelenmiş ve analitik olarak çözülmüştür [7]. CSG modelinde; GaAs/Al_xGa_{1-x}As heteroyapısındaki iki boyutlu elektron sisteminin sınırları, örneğin üzerindeki metalik kapıya negatif gerilim uygulanarak oluşturulur. Sistemin y doğrultusu değişmez olduğundan metalik kapının iki boyutlu elektron sistemi düzlemine olan uzaklığı ve düzlem tabakanın kalınlığı ihmal edilmektedir. Böylece pozitif arka alan, kapı ve iki boyutlu elektron sistemi aynı ($z=0$) düzlemde yer almakta ve problem etkin olarak iki boyutlu hale gelmektedir. $z < 0$ yarı düzlemi, dielektrik sabiti $\varepsilon > 1$ olan yarıiletken ile işgal edilmiştir ve bu durum Şekil 2.3.6.1.'de gösterilmiştir. Bu tanımlar ışığında, problem verilen sınır şartlarına göre Poisson denkleminin çözülmesini gerektirir. Bunun için Chklovskii ve arkadaşları sıfır manyetik alanda bir elektron yoğunluğunu holomorfik fonksiyonlar yardımı ile şu şekilde elde etmiştir,

$$n(x) = n_e \sqrt{\frac{x-l}{x+l}}. \quad (2.67)$$

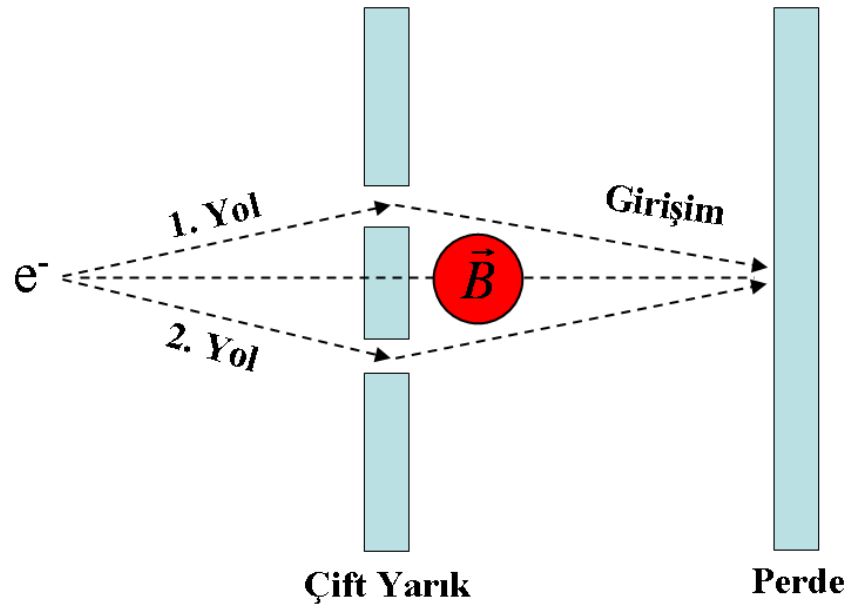
Burada l metalik kapı ile elektron dağılımın başladığı bölge arasındaki tükenme bölgesi uzunluğu (Şekil 2.3.6.1.'de açıkça görülmektedir) ve n_e ise külçedeki (bulk) elektron yoğunluğudur. İki boyutlu elektron sistemi düzlemine dik manyetik alan uygulandığında durum oldukça farklıdır (Şekil 2.3.6.2.). Şeklin sol tarafında tek elektron, sağ tarafında ise kendinden tutarlı elektrostatik resim gösterilmiştir. Tek elektron resminde Fermi enerjisi bir Landau enerjisi ile kesiştiği zaman elektron yoğunluğu basamak şeklinde bir artış gösterir ve geniş bir uzunluk skalası boyunca sabit kalır. Halbuki, manyetik alan varlığında elektron yoğunluk dağılımı, sıfır manyetik alan durumundan çok farklı değildir. Manyetik alanın etkisi, elektronların Landau enerji seviyelerine yerleşmesiyle birlikte, girilebilir durumların varlığına bağlı olarak iki boyutlu elektron sisteminin perdeleme özelliklerini değiştirerek ortaya çıkar. Yerel



Şekil 2.3.6.2. (a-c) tek parçacık resmi. (a) iki boyutlu elektron dağılımının görüntüsü ve oklar akımın aktığı yeri ve yönünü temsil eder. (b) tuzaklama potansiyel enerjisi ve Landau enerji seviyeleri. (c) tek parçacık resmine göre elektron dağılımı. (d-f) elektrostatik öz uyumlu durum. (d) iki boyutlu elektron dağılımının görüntüsü ve akımın aktığı bölgeler taralı olarak gösterildi. (e) Tuzaklama potansiyel enerjisi Landau enerji seviyelerinin bükülmesi. (f) elektron dağılımı. [7].

2.4. Parçacık İnterferometreleri

2.4.1. Aharonov – Bohm (AB) Olayı



Şekil 2.4.1.1. Aharonov – Bohm olayını anlatan şematik gösterim.

Yüklü parçacıkların giremediği bir bölgede bulunan manyetik alanın, bu bölgenin dışında, manyetik alanın sıfır olduğu bölgede hareket eden yüklü parçacıkların kuantum mekaniksel davranışlarda gözlemlenebilir etkiler oluşturması olayıdır [1].

Şekil 2.4.1.1.'deki düzenekte $B=0$ değerinde elektron kaynağından gönderilen faz tutarlı elektronlar önlerindeki çift yarıktan geçerek perde üzerinde girişim deseni oluşturmaktadırlar. Elektronların hareket ettiği bölge içerisine yerleştirilen bir manyetik alan kaynağı ile düzleme dik bir manyetik alan uygulandığında ($\vec{B} \neq 0$) perdede oluşan aydınlık ve karanlık bölgelerin konumlarında kaymalar olmaktadır. Bunun klasik mekanikte karşılığı yoktur ve bunun için Aharonov – Bohm olayının kuantum mekaniksel olarak incelenmesi gerekir. $\vec{B}=0$ olduğu durumda serbest bir elektronun Hamiltonyeni,

$$H^0 = \frac{\vec{P}^2}{2m^*} \quad (2.68)$$

dır. $\vec{B} \neq 0$ olduğunda ise yine elektronun hareket ettiği yolda $\vec{B}=0$ 'dır. Fakat elektronun hareket ettiği bölgede, orta bölgedeki $\vec{B} \neq 0$ ' dan dolayı bir vektör potansiyeli (\vec{A}) vardır. Bu Hamiltonyene uygulanacak olursa,

$$H^1 = \frac{1}{2m^*} (\vec{P} + e\vec{A})^2 \quad (2.69)$$

olur. Vektör potansiyelinin manyetik alan ile bağıntısı,

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.70)$$

dır. Ayar değişmezliği fiziksel gözlenebilirlerde bir değişiklik yapmayacağından vektör potansiyeli,

$$\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} f \quad (2.71)$$

olarak yazılabilir. Burada f , uzay ve zamana göre türevlenebilir skaler bir fonksiyondur. Denklem (2.71)'in rotasyoneli alınacak olursa,

$$\vec{\nabla} \times \vec{A}' = \vec{\nabla} \times \vec{A} + \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} f) \quad (2.72)$$

olur. Özdeşlikten dolayı $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} f) = 0$ olur. Ayar değişmezliği fiziksel gözlenebilirleri değiştirmemelidir. Bundan dolayı konum operatörü ve kinematik momentum ayar değişmezliği altında değişmez kalmalıdır. Bunun için,

$$\langle \alpha | x | \alpha \rangle = \langle \alpha' | x | \alpha' \rangle \quad (2.73)$$

$$\langle \alpha | (\vec{P} - e\vec{A}) | \alpha \rangle = \langle \alpha' | (\vec{P} - e\vec{A}') | \alpha' \rangle \quad (2.74)$$

olmalıdır. Burada $|\alpha\rangle$ ve $|\alpha'\rangle$ farklı ayarlardaki öz durumlar olmak üzere,

$$\langle \alpha | \alpha \rangle = \langle \alpha' | \alpha' \rangle \quad (2.75)$$

olur. Bu iki durum arasındaki bağıntı,

$$|\alpha'\rangle = \varphi |\alpha\rangle \quad (2.76)$$

ile tanımlanır. Burada φ iki durum arasındaki bağıntıyı sağlayan operatördür. φ şu koşulları sağlamalıdır.

$$\varphi^\dagger x \varphi = x \quad (2.77)$$

$$\varphi^\dagger \Pi \varphi = \Pi \quad (2.78)$$

Burada $\Pi = (\vec{P} - e\vec{A})$ kinematik momentumdur. Bu ifadeleri sağlayan operatör,

$$\varphi = \exp\left(i \frac{e}{\hbar} f\right) \quad (2.79)$$

şeklinde tanımlanmalıdır. Aynı şekilde ayar değişmezliği altında kuantum mekaniğinin değişmezliği Schrödinger denkleminde de uygulanırsa,

$$\left[\frac{1}{2m^*} (\vec{P} - e\vec{A})^2 \right] |\alpha, t_0; t\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\alpha, t_0; t\rangle \quad (2.80)$$

$$\left[\frac{1}{2m^*} (\vec{P} - e\vec{A} - e\vec{\nabla}f)^2 \right] |\alpha', t'_0; t'\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t'} |\alpha', t'_0; t'\rangle \quad (2.81)$$

olur. Burada $|\alpha, t_0; t\rangle$ ile $|\alpha', t'_0; t'\rangle$ durumları arasında denklem (2.76) gibi bir bağıntı olacaktır.

$$|\alpha', t'_0; t'\rangle = \exp\left(i\frac{e}{\hbar}f\right) |\alpha, t_0; t\rangle \quad (2.82)$$

Burada $|\alpha', t'_0; t'\rangle = \psi'$ ve $|\alpha, t_0; t\rangle = \psi$ öz fonksiyonlarıdır. Dolayısıyla farklı ayarlardaki öz fonksiyonlar denklem (2.82)'den yararlanılarak,

$$\psi' = \exp\left(i\frac{e}{\hbar}f\right) \psi \quad (2.83)$$

şeklinde yazılır. $\vec{A}' = \vec{\nabla}f$ kapalı bir yol boyunca integrali alınır, Stokes teoreminden,

$$\int \vec{A}' \cdot d\vec{r}' = \int (\vec{\nabla} \times \vec{A}') \cdot d\vec{s} = \int \vec{B} \cdot d\vec{s} = \phi \neq 0 \quad (2.84)$$

olur. Burada ϕ , \vec{B} alanının oluşturduğu manyetik akıdır. Manyetik akı,

$$\phi = \int \vec{A}' \cdot d\vec{r}' = \int (\vec{\nabla} f) \cdot d\vec{r}' = \Delta f \neq 0 \quad (2.85)$$

ile yazılır. Seçilen ayardan dolayı dalga fonksiyonunda $e^{i\frac{q}{\hbar}\phi}$ kadar bir değişim olur. $\frac{q}{\hbar}\phi$ 'de bu değişimin faz kayması olarak tanımlanır. Burada $q=-e$ 'dir. Elektron iki farklı yoldan giderek perdeye ulaştığı için dalga fonksiyonu,

$$\Psi(\vec{r})=\Psi_1(\vec{r})+\Psi_2(\vec{r}) \quad (2.86)$$

iki farklı yoldan giden dalga fonksiyonlarının toplamı olarak yazılır. Burada $\Psi_1(\vec{r})$, birinci yoldan $\Psi_2(\vec{r})$ ise ikinci yoldan ilerleyen dalga fonksiyonlarını temsil eder. Denklem (2.83) birinci ve ikinci yoldan ilerleyen dalga fonksiyonlarının uygun formatta biçimlendirilerek denklem (2.86)' da yerine yazılırsa,

$$\Psi(\vec{r})=e^{i\frac{q}{\hbar}\phi_1}\Psi_{01}(\vec{r})+e^{i\frac{q}{\hbar}\phi_2}\Psi_{02}(\vec{r}) \quad (2.87)$$

olur. Burada $\Psi_{01}(\vec{r})$ ve $\Psi_{02}(\vec{r})$ sırası ile birinci ve ikinci yoldan ilerleyen elektronun manyetik alan olmadanki dalga fonksiyonlarıdır. Denklem (2.85)' den ϕ_1 ve ϕ_2 yerlerine yazılırsa,

$$\Psi(\vec{r})=e^{i\frac{q}{\hbar}\int_{(1)}\vec{A}'\cdot d\vec{r}'}\Psi_{01}(\vec{r})+e^{i\frac{q}{\hbar}\int_{(2)}\vec{A}'\cdot d\vec{r}'}\Psi_{02}(\vec{r}) \quad (2.88)$$

olur. Denklem (2.82)' den $f_1=\int_{(1)}\vec{A}'\cdot d\vec{r}'$ ve $f_2=\int_{(2)}\vec{A}'\cdot d\vec{r}'$ alınır. $q=-e$ ve $\hbar=h/2\pi$

tanımlamalarını kullanarak (2.88) denklemi tekrar yazılırsa,

$$\Psi(\vec{r})=e^{-i\frac{2\pi f_1}{h/e}}\Psi_{01}(\vec{r})+e^{-i\frac{2\pi f_2}{h/e}}\Psi_{02}(\vec{r}) \quad (2.89)$$

olur. Burada manyetik akı kuantası $\phi_0=h/e$ ile tanımlanır ve iki farklı yoldan ilerleyen dalga fonksiyonları arasındaki faz farkı,

$$\Delta\varphi = -2\pi \frac{(f_1 - f_2)}{\phi_0} \quad (2.90)$$

ile belirlenir. Denklem (2.85)'den f_1 ve f_2 denklem (2.90)'de yerlerine yazılıp aşağıdaki işlemler yapılırsa,

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= -\left(\frac{2\pi}{\phi_0}\right) \left[\int_{(1)} \vec{A}' d\vec{r}' - \int_{(2)} \vec{A}' d\vec{r}'' \right] \\ \Delta\varphi &= -\left(\frac{2\pi}{\phi_0}\right) \int_{(r)} \vec{A}' d\vec{r}' \\ \Delta\varphi &= -\left(\frac{2\pi}{\phi_0}\right) \phi \\ \Delta\varphi &= -2\pi \left(\frac{\phi}{\phi_0}\right) \end{aligned} \quad (2.91)$$

faz kaymasının en sade hali belirlenmiş olur. Bu sonuçlarla perdede görünen olasılık yoğunluğunu hesaplamak için faz kaymasını denklem (2.91)'i, denklem (2.89)'daki dalga fonksiyonunda yerine yazıp karesi alınmalıdır.

$$|\Psi(\vec{r})|^2 = \left| e^{-i2\pi \frac{\phi}{\phi_0}} \Psi_{01}(\vec{r}) + \Psi_{02}(\vec{r}) \right|^2 \quad (2.92)$$

Burada dalga fonksiyonunda $2\pi \frac{\phi}{\phi_0}$ kadar bir faz kayması olacaktır. Bu faz kayması Aharonov – Bohm fazı olarak adlandırılır. Perdede oluşacak desen ϕ/ϕ_0 ' ın oranına bağlı olarak değişim gösterecektir. ϕ değeri \vec{B} alanına bağlı olduğundan, zamana göre \vec{B} değiştirildiğinde perde üzerindeki desende kayma olacaktır.

2.4.2. Coulomb Blokajı (CB)

Fizikte Charles-Austin de Coulomb'un elektrik kuvveti olarak adlandırılan Coulomb Blokajı (CB), en az bir düşük kapasiteli tünel ekleminden oluşan bir elektronik cihaza, küçük besleme voltajı uygulandığında direncindeki artış olarak tanımlanır.

Bir Tünel Ekleminde CB:

En basit şekliyle bir tünel eklemi, iki iletken elektrot arasında ince yalıtkan bir bariyerden oluşmaktadır. Eğer elektrotlar süper iletken ise, Cooper çiftleri (iki temel yükün dolumu ile) akım taşırlar. Elektrotların normal iletken olduğu durumda (yani ne süper iletken ne de yarı iletken), elektronlar (bir temel yükün dolumu ile) akım taşırlar. Aşağıdaki muhakeme iki normal iletken elektrot arasında (NIN eklemleri) bir yalıtkan bariyer ile tünel eklemleri durumu içindir.

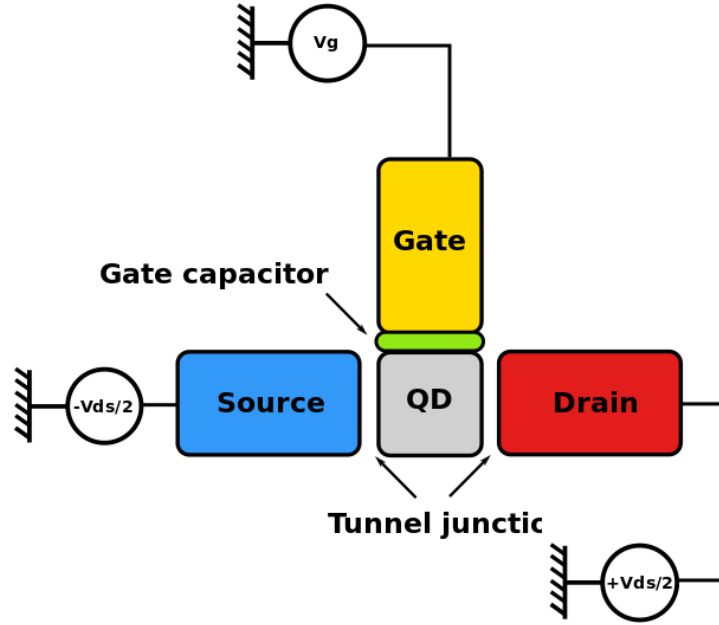
Klasik elektrodinamik yasalarına göre, yalıtkan bir bariyer boyunca akım akamaz. Ancak, kuantum mekaniği yasalarına göre, bariyerin bir tarafındaki elektronun diğer tarafa ulaşması için (sıfırdan büyük) bir olasılık vardır. Bir besleme gerilimi uygulandığında, bu akım olacağı anlamına gelir ve tünellenen akım besleme voltajı ile orantılı olacaktır. Elektriksel koşullarda, tünel eklemi bir omik rezistans olarak da bilinen, sabit bir direnç ile bir rezistans gibi davranır. Direnç bariyer kalınlığına bağlı olarak değişir. Normal bariyer kalınlıkları birkaç nanometre civarındadır. İki iletken arasında bir yalıtkan katmanlı düzenek sadece bir dirence sahip değil, aynı zamanda sonlu bir kapasitansa sahiptir. Bu bağlamda bu yalıtkan dielektrik olarak da adlandırılır ve tünel eklemi bir kapasitör gibi davranır. Elektrik yükünün bölünemez olmasından dolayı, tam olarak bir elektronun olduğu bir dizi olaylara sahip tünel eklemi (tüneller) boyunca akım bir tünel bariyeri boyunca geçmektedir (eş zamanlı olarak iki elektronun beraber tünellemesini ihmal ediyoruz). Tünel eklem kapasitörü voltaj artışı nedeniyle $U = e/C$, tünellenen elektron tarafından bir temel yükü yüklenir. Burada e , (1.6×10^{-19})

C) temel yüküdür ve C, eklem kapasitansıdır. Eğer kapasitans çok küçükse, voltaj artışı diğer elektronun tünellenmesini engellemek için yeterince büyük olabilir. Elektriksel akım daha sonra düşük besleme voltajında tutulur ve aygıtın direnci artık sabit kalmaz. Sıfır besleme voltajı civarında diferansiyel direnç artışı Coulomb blokajı olarak adlandırılır.

Coulomb Blokajının Gözlenmesi:

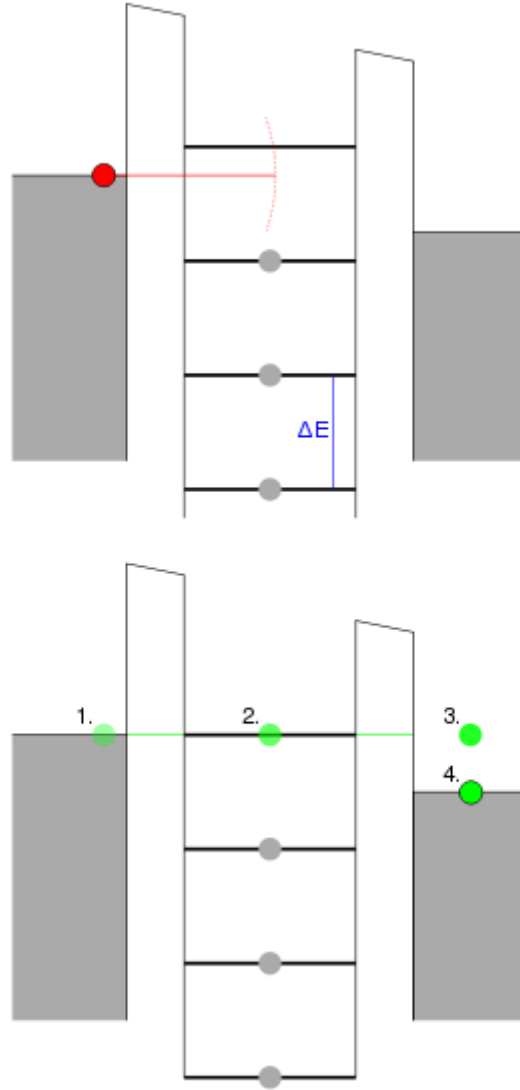
Gözlemlenebilir Coulomb blokajı için, sıcaklık yeterince düşük olmalıdır, böylece karakteristik depolanan enerji yük taşıyıcılarının termal enerjisinden daha büyük olur. Geçmişte, 1 femtofarad (10^{-15} farad) üzerindeki kapasitanslar için, sıcaklık yaklaşık bir Kelvin altında olmalıydı. Bu sıcaklık aralığına, örneğin ^3He soğutma cihazı ile ulaşılır. Yalnızca birkaç nanometre mertebesindeki küçük ölçekli kuantum noktalar sayesinde, CB sıvı helyum sıcaklığında gözlemlenmiştir. Dielektrik sabiti 10 ve kalınlığı 1 nanometre olan oksit bir katman kullanarak, 1 femtofarad kapasitanslı plaka kondansatör geometride bir tünel eklemi yapmak için, yaklaşık olarak $100\text{nm} \times 100\text{nm}$ boyutlu elektrotlar oluşturulmalıdır. Bu ölçekli boyutlara, örneğin Shadow evaporation tekniği olarak da bilinen uygun desen transfer teknikleri ve elektron demet litografisi (electron beam lithography) ile ulaşılır.

Tek Elektron Transistorü:



Şekil 2.4.2.1. Tek elektron transistor şeması.

Coulomb blokajı etkisi tek elektron transistorü olarak adlandırılan bir aygıtla gözlemlenebilir. Bu transistor Şekil 2.4.2.1.'de görüldüğü gibi kaynak, alıcı ve kapı olarak adlandırılan üç tane elektrottan oluşmaktadır. Kuantum nokta (ada) tünel eklemleriyle kaynak ve alıcıdan ayrılmıştır. Kuantum noktanın elektriksel potansiyeli, kapı (gate) olarak bilinen üçüncü bir elektrot tarafından ayarlanabilmektedir. CB Şekil 2.4.2.2. ile daha kolay açıklanabilir.



Şekil 2.4.2.2. Hem bloke durumu (üst kısım) hem de geçiş durumu (alt kısım) için tek elektron transistor de (soldan sağa) kaynak, ada ve alıcının enerji seviyeleri.

Şekil 2.4.2.2. sırasıyla kaynak, tünel eklemleri arasında kuantum noktası ve alıcıdan oluşmaktadır. Sürekli enerji seviyelerinde bulunan bir elektronun, tünel eklemlerini aşarak kaynaktan alıcıya doğru tünelleyebilmesi için, sürekli enerji seviyesi ile kesikli enerji seviyelerinin aynı seviyede olması gerekmektedir. Kapı adı verilen bu

üçüncü elektrota negatif ya da pozitif voltaj uygulayarak sol taraftan gelen elektronun enerjisi ile kuantum nokta içerisindeki enerji seviyelerinden biri aynı seviyeye getirilebilmektedir. Böylece elektronun bir taraftan diğer tarafa (yani kaynaktan alıcıya) tünellemesi gerçekleşmektedir. Bu da literatürde coulomb blokajı olarak adlandırılmaktadır. Burada ΔE ile gösterilen kuantum nokta içerisindeki iki enerji seviyesi arasındaki farktır. Bu durumda sistemin toplam sığası, $C = \frac{e^2}{\Delta E}$ olarak ifade edilir. Coulomb blokajını gerçekleştirebilmesi için, üç kriterin yerine getirilmesi gerekir.

1) Kaynak ve alıcı arasındaki gerilim, temel yük ile kuantum noktanın kapasitansının oranından daha küçük olmalıdır (yani iki enerji seviyesi arasındaki gerilimden küçük olması gerekmektedir): $V_{bias} < \frac{e}{C}$

2) Sistemin termal uyarılma enerjisi, (yani alt seviyedeki bir elektronun üst seviyeye çıkabilmesi için gerekli olan enerji) $k_B T$, depolanan enerjiden küçük olmalıdır: $k_B T < \frac{e^2}{C}$, aksi takdirde sistemde kesikli enerji seviyeleri kaybolacak ve sürekli enerji seviyeleri oluşacak ve kuantumsal durumlar olmayacaktır.

3) Tünelleme direnci R_t 'nin, Heisenberg'in belirsizlik ilkesinden ileri gelen $\frac{h}{e^2}$, den büyük olması gerekir.

BÖLÜM 3

HETERO YAPILARIN ELEKTROSTATİK HESABI (ÖZ UYUMLU ÇÖZÜM)

Öz uyumlu (Self-consistent) çözüm iteratif bir yöntem olup sistemin denge durumunun aranmasına dayanır. Bu çözüm yönteminde sistemin denge durumuna gelip gelmediğini anlamak için çözüme bir başlangıç değerinden başlanır ve elde edilen sonuç bir sonraki çözüm basamağında kullanılır. Böylelikle iki sonuç elde edilir. Denge durumu olup olmadığının anlaşılması için bu iki çözüm karşılaştırılır ve aralarında kabul edilebilecek kadar küçük bir fark (bizim hesaplar için 10^{-7} eV mertebesinde) olup olmadığına bakılır. Eğer çözümler arasındaki fark yeteri kadar küçük değilse son basamakta elde edilen sonuçlar kullanılarak yeni bir çözüm daha yapılır ve son çözüm bir önceki ile karşılaştırılır. Çözümler arasındaki fark kabul edilebilir mertebeye indiğinde, sistemin denge durumuna geldiği anlaşılır. Son aşamada elde edilen çözümler ise öz uyumlu çözümler olmuş olur.

Yaptığımız elektrostatik öz uyumlu çözümlerde, sistemde tanımlı dış potansiyeller (metalik kapı, kimyasal kesme, metalik kapı+kimyasal kesme, donör yoğunluğu vs) ilk olarak hesaba katılmıştır. Sistemdeki yüklerin bu potansiyeller altındaki dağılımı açık sınır değerleri altında, sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alanda örneğin parametreleri de (örnek boyutları, malzeme cinsi vb) hesaba katılarak incelenmiştir. Bu dağılımın eldesi için Poisson denklemi üç boyutlu olarak çözülmüştür. Bir sonraki aşamada yüklerin oluşturduğu potansiyelle birlikte dış potansiyelin toplamı olarak yeni bir toplam potansiyel elde edilmiş ve bu potansiyel değeri kullanılarak Poisson denklemi aynı şartlar altında tekrar çözülmüştür. Elde edilen yeni yük

dağılımının bir önceki ile farkına bakılarak denge durumunun oluşup oluşmadığı kontrol edilir. Bu döngü denge durumuna gelene kadar tekrar edilir ve denge durumu çözümleri elde edilmiş olur.

3.1. Poisson Denklemi

Maxwell denklemlerinde elektrik alan,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

ifadesi ile tanımlanır. $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$ olması durumunda $V(\vec{r})$ potansiyeli \vec{E} elektrik alanından türer ($\vec{E} = -\vec{\nabla} V(\vec{r})$) ve bu ifade denklem (3.1)'de yerine yazılırsa,

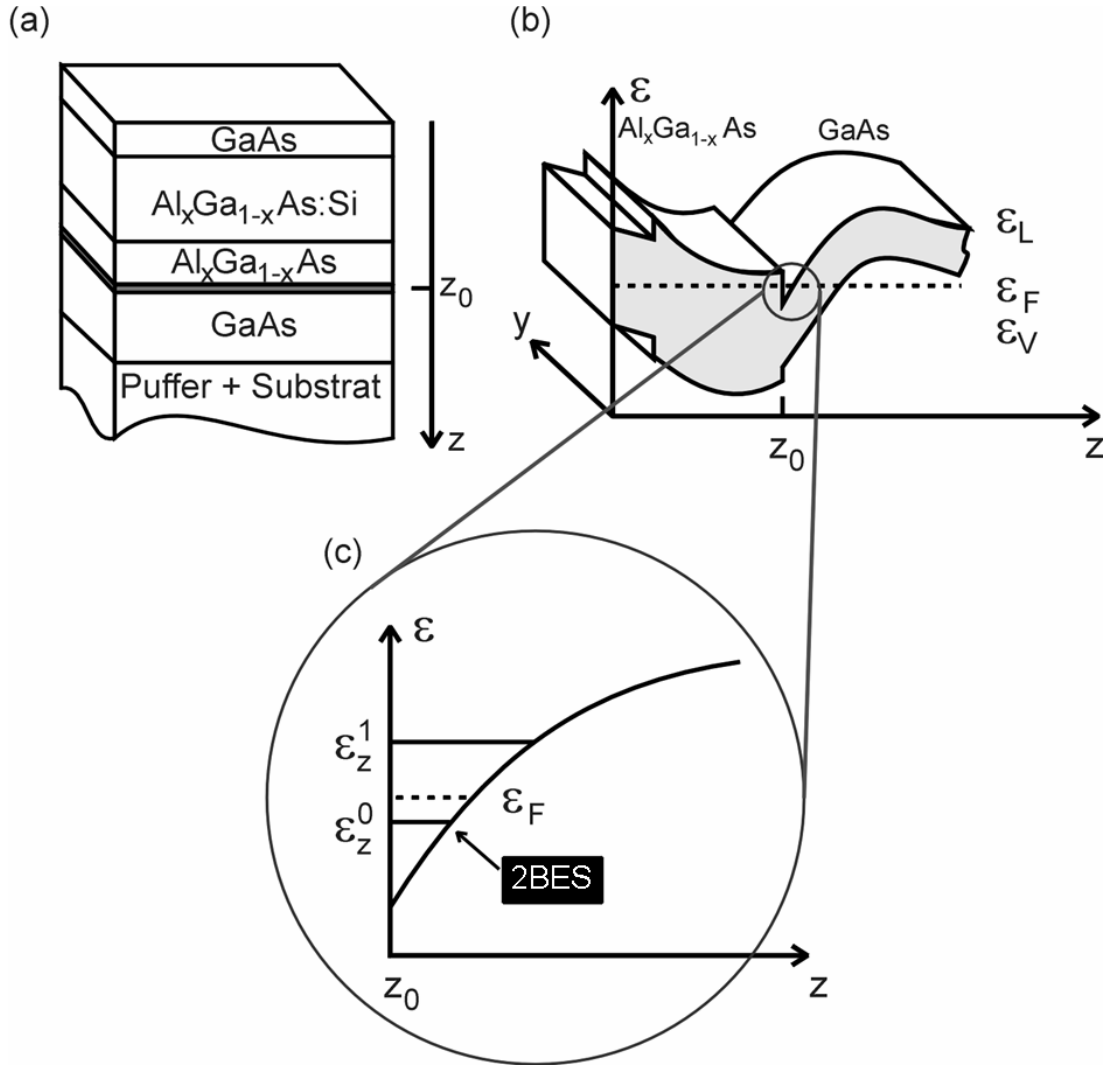
$$\nabla^2 V(\vec{r}) = -\frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon_0} \quad (3.2)$$

ifadesi, yani Poisson denklemi elde edilir.

3.2. İki Boyutlu Elektron Sisteminin (2BES) Eldesi

İki boyutlu elektron sistemi, ilk olarak 1960 yılında MOSFET (metal oxide field effect transistors) yapılarda gerçekleştirildi. Transistörlerin kalitelerinin geliştirilmesiyle 2BES yapıların kalitesi de arttı. 2BES'ler Molecular Beam Epitaxy (MBE) malzeme

büyütme yöntemi ile malzemelerin band yapılarının farklı olmasından yararlanarak elde edilebilir. GaAs/AlGaAs gibi hetero yapılarda oluşturulan 2BES'ler kuantum Hall etkisi (KHE) deneylerinde de çok yaygın olarak kullanılmaktadırlar. 2BES'in şematik bir gösterimi Şekil 3.2.1.'de verilmiştir.



Şekil 3.2.1. (a) Üst üste büyütülmüş farklı enerji band yapılarına sahip yarı iletken malzeme, (b) malzemenin z eksenini boyunca band yapısı ve (c) $z=z_0$ düzleminde oluşan kuantum kuyusu.

3.3. EST3D (Electrostatic Three Dimension)

EST3D (Electrostatic Three Dimension) paket programı [22]. Anderas Weichselbaum tarafından yazılmıştır. Programın giriş parametreleri Sefa Arslan ve Şaban Aktaş tarafından yeniden düzenlenmiştir. Bu program üç boyutlu (3B) Poisson denklemini sıfır sıcaklık, sıfır manyetik alan, iyi tanımlanmış sınır koşullarında (ileri bölümlerde anlatılacak metalik kapı veya kimyasal kesme yöntemleri ile oluşturulan) ve sistemin içerisindeki tüm yükleri de hesaba katıp öz uyumlu bir yöntem ile çözüp sistemin potansiyel ve yük dağılımlarını belirlemektedir [2,3]. Sistemdeki tüm yükleri (donor, elektron, metalik kapı vs.) öz uyumlu bir iterasyon şeması kullanarak istenilen sınır koşullarında tam olarak hesaplamaktadır [2,3,22]. Programın çalıştırılması ve giriş datasının oluşturulması bölüm 3.3.1. de açıkça belirtilmiştir.

3.3.1 EST3D için giriş datasının oluşturulması (est3.dat)

Hesaplama yapılacak malzemenin tüm fiziksel parametreleri est3.dat data dosyası ile tanımlanır. Malzemenin uzaysal boyut parametreleri, kapıların nereye yerleştirileceği ve üzerlerine uygulanacak voltaj değeri, donörlerin nerede ve hangi yoğunlukta olacağı gibi parametreler bu dosyada tanımlanır.

SYS_PARAS = [Nx0 Ny0 Nz0 Lx fhy fhz]

Bu bölümde hesaplama yapılacak örneğin uzaysal boyut parametreleri tanımlanır. Nx0, Ny0 ve Nz0 parametreleri sırası ile x , y ve z boyutlarında hesaplanacak örgü noktaları belirlenir. Lx malzemenin x eksenindeki uzunluğu, fhy malzemenin y yönündeki uzunluğu ile x yönündeki uzunluğunun oranını ve fhz ise z yönündeki uzunluk ile x yönündeki uzunluğunun oranını tanımlar. Lx malzeme boyutunun birimi metre (m) olarak tanımlanmaktadır. Birbirine yakın her iki örgü nokta arasındaki mesafeyi

$$\begin{aligned} dx &= \frac{Lx}{Nx0 - 1} \\ dy &= (fhy).dx \\ dz &= (fhz).dx \end{aligned} \quad (3.3)$$

denklemleri ile hesaplanır. Burada dz ile z yönündeki katmanlar arası mesafede hesaplanmış olur.

BDR_FILE = {VARNAME ---- SHIFT_X,Y,Z - [VQ]VALUE}

Bu bölümde 2B'li elektron sistemini istenilen formda tuzaklamak için kullanılan metalik kapıları malzeme içinde nereye yerleştirileceği tanımlanır. Metalik kapılar gates.srf ile isimlendirilen dosyada tanımlanmaktadır. Bu dosyanın içinde metalik kapılar hangi isimde tanımlandıysa VARNAME bölümünde bu isim yazılır. SHIFT_X,Y,Z bölümünde metalik kapıların konumu belirlenir. [VQ] ile sistemde metalik kapımı yoksa kimyasal eritme yapılacağı tanımlanır. Eğer metalik kapı ile tuzaklama yapılacaksa 'V' yazılarak volt biriminde uygulanacak voltajın sayısal değeri yazılır. Kimyasal eritme yapılacaksa 'E' yazılarak malzemenin yüzey kısmından ne kadar (kaç katman) aşağı kesileceği belirtilir.

ISLANDS = { I1 J1 K1 -- I2 J2 K2 -- [VQ] - VALUE ---- }

Malzemenin uzaysal sınırları, yüzey konumu, donörlerin konumu ve miktarı, 2BES' in konumu gibi tanımlamalar bu bölümde belirtilir. I1, J1 ve K1 sırası ile x , y ve z konumlarının başlangıç değerleri ve I2, J2 ve K2 ise bitiş değerleridir. [VQ] malzemenin türünü belirleyen parametredir ve aşağıda bunlar açıkça belirtilmiştir. VALUE ile sayısal miktarları tanımlanır.

- C : nokta yük
- C2 : 2B' de yük dağılımı
- D : Dielektrik malzeme
- V0- : sınırda meydana gelen negatif voltaj

Bölüm 5.1.' de tanımlanan sistemin datasının örneği aşağıda verilmiştir.

```

% NX0 NY0 NZ0 LX fhY fhZ
SYS_PARAS = [ 128 128 87 7.333E-6 1. 0.5 ]
BDR_FILE = {
% FILE NAME -- SHIFT_X,Y,Z - bXY - bZ
'gates.srf' 0 0 0 6 6 'file' % user structure file

% VARNAME ---- SHIFT_X,Y,Z - [VQ]VALUE - DESCRIPTION
'vc' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vl' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vtl' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vt' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vtr' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vtr2' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vbl2' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vbl' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vb' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vbr' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
'vr' 0 0 29 'V' -2.5 'disa gate' % gate
}
ISLANDS = {
% VARNAME --- I1 J1 K1 ---- I2 J2 K2 -- [VQ] - VALUE
'dielec' 3 3 3 124 124 31 'D' 12.0
'surf' 6 6 30 121 121 ~ 'VO-' -0.75
'donors1' 6 6 26 121 121 ~ 'C2' 7.0E15
'donors2' 6 6 18 121 121 ~ 'C2' 1.25E15
'2DEG' 6 6 22 121 121 ~ 'VO-' 0.
}

```

3.3.2 EST3D İçin Çıktı Datası

Önceki bölümlerde anlatıldığı gibi oluşturulan giriş datası hazırlanıp program çalıştırıldığı takdirde V00.mat isimli bir çıktı dosyası oluşacaktır. Bu dosyanın içerisinde 3B' li yapı için her z düzleminde oluşan yük dağılımı ve potansiyel enerjinin uzaysal dağılımları bulunmaktadır. Oluşturulan matris (yani seçilen örgü noktaları) ne kadar büyükse çıktı dosyası da o kadar büyük olacaktır ve çözüm de bir o kadar uzayacaktır. Çıktı dosyasından alınan yük dağılımı ve potansiyel enerji değerlerinin birimi sırası ile Coulomb (C) ve elektronVolt (eV)' dur.

3.4. Thomas Fermi (TF) Yaklaşıklığı

Manyetik uzunluk değerinde $V(\vec{r})$ potansiyel enerjisi yavaş değişiyorsa Landau enerji seviyeleri pertürbe olmuş gibi davranır. Bu durumda toplam enerji,

$$E_n(r_0) = E_n + V(r_0) \quad (3.4)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_n Landau enerji seviyelerini, r_0 parçacığın konumunu ve $E_n(r_0)$ ise r_0 konumundaki parçacığın toplam enerjisini ifade eder. Thomas ve Fermi tarafında geliştirilen bu yaklaşıklık çok sayıda parçacık içeren sistemler için geçerli olmaktadır. N tane elektrona sahip bir sistemin sonsuzda sıfır olan merkezci bir $V(r_0)$

potansiyel enerjisi tarafından uzayın bir bölgesine hapsedilmiş taban durumdaki bir Fermi elektron gazı gibi tanımlanır. Bu yaklaşıkla elektron yoğunluğu

$$n_e(\vec{r}) = \int dE D(E) f[(E+V(\vec{r})-\mu)/k_B T] \quad (3.5)$$

Fermi istatistiği ile belirlenir. Burada $D(E)$ durum yoğunluğu ve $f[(E+V(\vec{r})-\mu)/k_B T]$ Fermi fonksiyonudur. Burada μ kimyasal potansiyel enerji, k_B Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır.

3.5. Thomas Fermi Poisson (TFP) Yaklaşığı

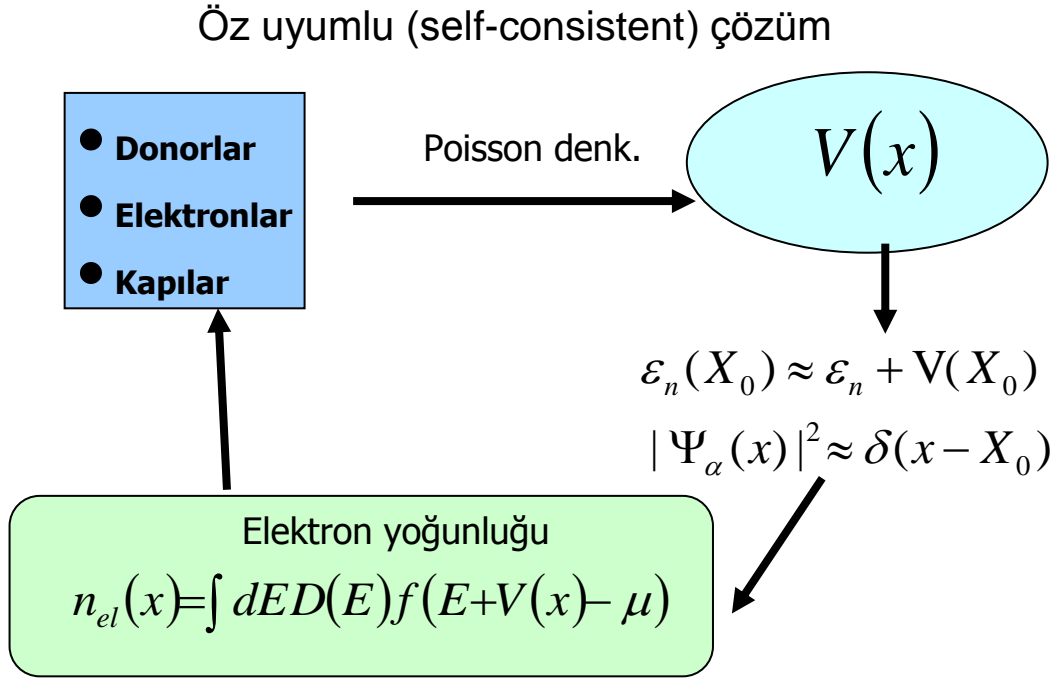
Üç boyutlu bir hetero yapıda $z=z_0$ düzleminde iki boyutlu elektron sistemi (2BES) bulunsun ve $x<-d$ ile $x>d$ konumlarında bulunan düzlemsel kapılarla kenarlardan sınırlandırılmış olsun. Bu kapılar sırası ile V_L ve V_R potansiyelleri ile beslensin. $|d-b|$ genişliğine sahip boşaltılmış bölgeler her iki tarafta da simetrik olduğundan sadece $V(\pm)=V_L=V_R=0$ ile $V(x)=V(-x)$ simetrik potansiyel özelliği gösterir. Pozitif yüklerin (donorların) homojen olması ve kenarlardan uygulanan kapı voltajlarının simetrik olması elektron yoğunluğunu da simetrik bırakır ve $n_e(x)=n_e(-x)$ şeklinde olur. Donorların yoğunluğu n_0 olmak üzere, homojen yüzey yük yoğunluğu $\rho(x)=e[n_0-n_e(x)]$ olarak tanımlanırsa sistemdeki potansiyel enerji,

$$V(x) = -\frac{2e}{\kappa} \int_{-d}^d dx' K(x, x') \rho(x') \quad (3.6)$$

ifadesi ile belirlenir. Buradaki çekirdek (kernel) fonksiyon

$$K(x, x') = \ln \left| \frac{\sqrt{(d^2 - x^2)(d^2 - x'^2)} + d^2 - x'x}{(x - x')d} \right| \quad (3.7)$$

ile tanımlanır [7,9,10,11,20]. Bu durumda bir elektronun potansiyel enerjisi Poisson eşitliği ile belirlenmiş olur. Bu sonuç sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan içindir. TF yaklaşıklığı ile manyetik alandan gelen Landau enerji seviyelerini de hesaba katıp toplam enerjiyi ve Fermi istatistiği ile de yük dağılımları hesaplanır.



Şekil 3.5.1. Thomas-Fermi-Poisson yaklaşımı (TFPY) ile öz uyumlu (self-consistent) çözümün şematik anlatımı.

Şekil 3.5.1. de gösterildiği gibi, sistemde var olan yükler (donorlar, elektronlar, kapılar v.s.) tanımlanır ve bu yük dağılımı ile Poisson denkleminin çözümünden potansiyel enerji belirlenir. Daha sonra manyetik alanın etkisi ile oluşan ve Schrödinger denkleminin bir kez çözülmesinden belirlenen Landau enerji seviyeleri, Poisson denkleminin çözümünden elde edilen potansiyel enerji ile toplanarak toplam enerji hesaplanır. Fermi istatistiği ile konuma bağlı elektron dağılımı belirlenir ve başlangıçta tanımlanan elektron dağılımı ile karşılaştırılır. Eğer iki dağılım arasında fark (mutlak hata) 10^{-7} ' den küçük ise çözüm belirlenmiş olur, fakat iki dağılım arasındaki fark 10^{-7} ' den büyük ise bu döngü, şart sağlanana kadar devam eder.

Malzeme içinde donorlar homejen dağılmışlarsa oluşturdukları potansiyel enerji

$$V_{bg}(x) = -E_0 \sqrt{1-(x/d)^2} \quad (3.8)$$

ifadesi ile hesaplanır [7,9,10,11,20]. Buradaki enerji normalizasyonu $E_0 = 2\pi e^2 n_0 d / \kappa$ ' dir. Burada n_0 iki boyutlu donör yoğunluğu, d boşaltılmış bölgenin genişliği, κ malzemenin dielektrik sabiti ve e elektron yüküdür. Elektronlar arası Coulomb etkileşimleri Hartree tipi yaklaşıklığı ile,

$$V_H(x) = \frac{2e^2}{\kappa} \int_{-d}^d dx' K(x, x') n_e(x') \quad (3.9)$$

şeklinde tanımlanır. Eğer donörler homojen dağılmamışlarsa oluşturdukları potansiyel enerji

$$V_{bg}(x) = \frac{2e^2}{\kappa} \int_{-d}^d dx' K(x, x') n_d(x') \quad (3.10)$$

ile hesaplanır. Burada $n_d(x')$ konuma göre donör yoğunluğudur.

BÖLÜM 4

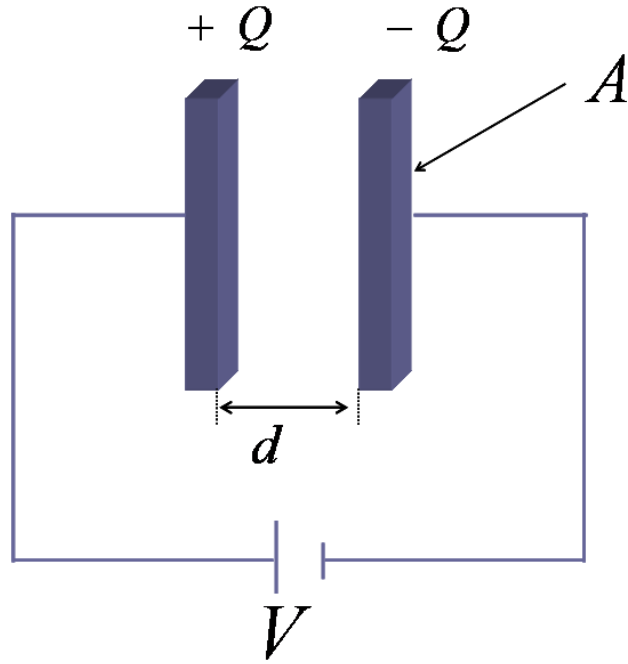
KLASİK VE KUANTUM SIĞA

Bu bölümde klasik ve kuantum sığaların tanımları yapılacaktır. Bu tanımlar ışığında iki boyutlu elektron sisteminde tanımlanan Fabry Perot tipi interferometresi için geliştirdiğimiz bir modelde uygulanacaktır. İlk aşamada Fabry Perot tipi interferometreyi modellemek için bir elektron yoğunluğu tanımlayacağız. Bu elektron yoğunluğuna dik bir manyetik alan uygulandığında yoğunluk profilinde sıkıştırılabilir bölge (SB) ve sıkıştırılmaz şerit (SŞ) ile isimlendirilen iki farklı rejim oluşmaktadır. SB bölgelerinde elektronlar üzerlerine düşen potansiyeli iyi perdeleyebildikleri için bu bölgeler metal gibi davranmaktadır. Buna karşılık SŞ'lerdeki elektronlar üzerlerine düşen potansiyeli perdeleyemediklerinden bu bölgeler yalıtkan gibi davranmaktadırlar. Şekil 4.2. ve Şekil 4.5.'de bu durum resmedilmektedir ve manyetik alanın etkisi ile oluşan bu iki metalik bölge arasındaki yalıtkan bölge ile klasik sığa tanımından bilindiği gibi bir sığa oluşmaktadır. Sistem içerisinde oluşan tüm geometrik sığalar bu şekillerde açıkça gösterilmiştir. A. K. Evans ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada [15] geometrik sığa tanımı için kullandıkları matematiksel ifadeleri, tanımladığımız model için kullandık ve manyetik alan değişimi için geometrik sığaları hesapladık. Daha sonraki aşamada kuantum sığadan gelen katkıyı da hesaplarımıza katarak geometrik, kuantum ve her ikisinin toplamından oluşan toplam sığaları Zeeman etkisini de hesaba katarak manyetik alanın bir fonksiyonu olarak belirledik.

Evans ve arkadaşları [15] benzer bir sistem için yük korunumundan yararlanarak sistemin toplam elektrostatik enerjisini, manyetik alanın etkisi ile oluşan sığaların, kaynak ve alıcı arasındaki gerilim farkının (V_g) analitik bir fonksiyonu olarak belirlediler. Yapılacak olan işlemleri test etmek amacı ile Evans ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalardaki sonuçlar ile kendi sonuçlarımızı karşılaştırarak test ettik ve Şekil 4.13.'de bunları gösterdik. Hesaplarımızdaki tutarlılığa emin olduktan sonra daha önce tanımladığımız geometrik sığa için manyetik alanın bir fonksiyonu olarak V_g

osilasyonlarını hesapladık ve daha sonraki aşamalarda kuantum sığayı da hesaplarımıza ekleyerek tekrardan V_g osilasyonlarını hesapladık. Tüm hesaplamalarımızı iki farklı büyüklüğe sahip örnek genişliği ($240 a_B^*$, $500 a_B^*$) ve elektron dağılımının kenarlarda farklı eğimlere sahip yoğunluk profilleri için gerçekleştirdik.

4.1. Klasik Sığa



Şekil 4.1. Klasik sığanın şematik gösterimi.

Şekil 4.1.'de görüldüğü gibi iki metal plakaya bir pil ile gerilim farkı oluşturularak plakaların zıt yükler ile yüklenmesi sağlanır. Plakalardaki yük ile pilin gerilimi arasında bir orantı sabiti oluşur. Bu sabite sığa denir ve

$$C = \frac{Q}{V} \quad (4.1)$$

ile hesaplanır. Q yükü plakalar arası oluşan elektrik alan (\vec{E}), plakaların yüzey alanı (\vec{A}) ve plakalar arası dielektrik sabiti (ϵ_0) ile ilintilidir. Pilin oluşturduğu gerilim farkı

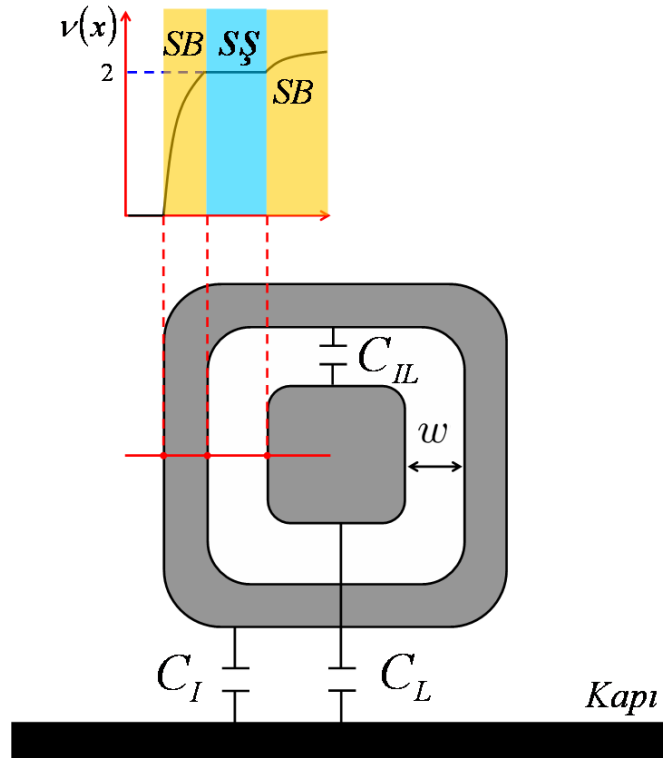
V ise elektrik alan ve plakalar arası mesafe (\vec{d}) ile ilintilidir. Bu büyüklükler denklem (4.1)'de yerlerine yazılacak olursa,

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\epsilon_0 EA}{Ed} \quad (4.2)$$

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (4.3)$$

sığa en sade hali ile belirlenmiş olur. Eğer metal iki plaka arasına bir yalıtkan yerleştirilecek olursa denklem (4.3)'deki ϵ_0 yerine ϵ yazılır.

4.2. Kuantum Sığa



Şekil 4.2. 2BES'e dik bir manyetik alan uygulanmasıyla oluşan elektron dağılımı. Gri renk olanlar sıkıştırılabilir bölgeler (SB), iki gri renk arası sıkıştırılmaz şerit (SS) ve üstteki kesit bölge alınarak gösterilen elektron dağılımı.

Aslında klasik sığa, bir elektronu bir yerden başka bir yere taşımak için gerekli olan enerji miktarı olarak da tanımlanabilir. Bu durumda sürekli bir enerji olduğu farz edilmektedir. Bu tanımları kuantum sığaya uyarlamak istersek sürekli bir enerji durumundan bahsedemeyiz. Şekil 4.2.'deki sistem için manyetik alana göre kuantalanan enerji seviyeleri arasında elektronu bir yerden başka bir yere taşımak söz konusu olmaktadır. Yarıiletkenlerin band yapıları kullanılarak oluşturulan iki boyutlu elektron sistemine dik bir manyetik alan uygulanmasıyla elektron dağılımında metal gibi davranan sıkıştırılabilir ve yalıtkan gibi davranan sıkıştırılamaz şeritlerin oluştuğunu daha önceki bölümlerde anlatmıştık. Bu tanımlamalar ışığında Şekil 4.2.'de böyle bir durumun oluştuğu açıkça görülmektedir. Klasik sığanın tanımından da yararlanılarak iki metal bölge (SB) arası bir yalıtkanın bölge (SŞ) oluşmasıyla 2BES' de bir sığanın oluşacağı açıkça görülmektedir. Manyetik alanın değiştirilmesi ile söz konusu bölgeler yerel olarak değişeceklerdir ve bu bölgelerin girilebilir durumları değişecektir. Dolayısı ile sığayı girilebilir duruma göre tanımlamak uygun olacaktır. Bu tanımlama ışığında manyetik alana bağlı birim alandaki kuantum sığa,

$$C_q(B) = e^2 D_T(B) \quad (4.4)$$

ile belirlenir [18]. Burada $D_T(B)$ termodinamik durum yoğunluğudur ve Landau durum yoğunluğunun,

$$D(E) = \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n) \quad (4.5)$$

ile tanımlandığını daha önceki bölümlerde hesaplamıştık. Bu denklemden elektron yoğunluğu,

$$n_{el}(\mu, T) = \int_{-\infty}^{\infty} dE f(E; \mu, T) D(E) \quad (4.6)$$

ile belirlenir. Landau termodinamik durum yoğunluğu ise,

$$D_T(\mu, T) = \frac{dn_{el}(\mu, T)}{d\mu} = \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta}{4\cosh^2[\beta(E_n - \mu)/2]} \quad (4.7)$$

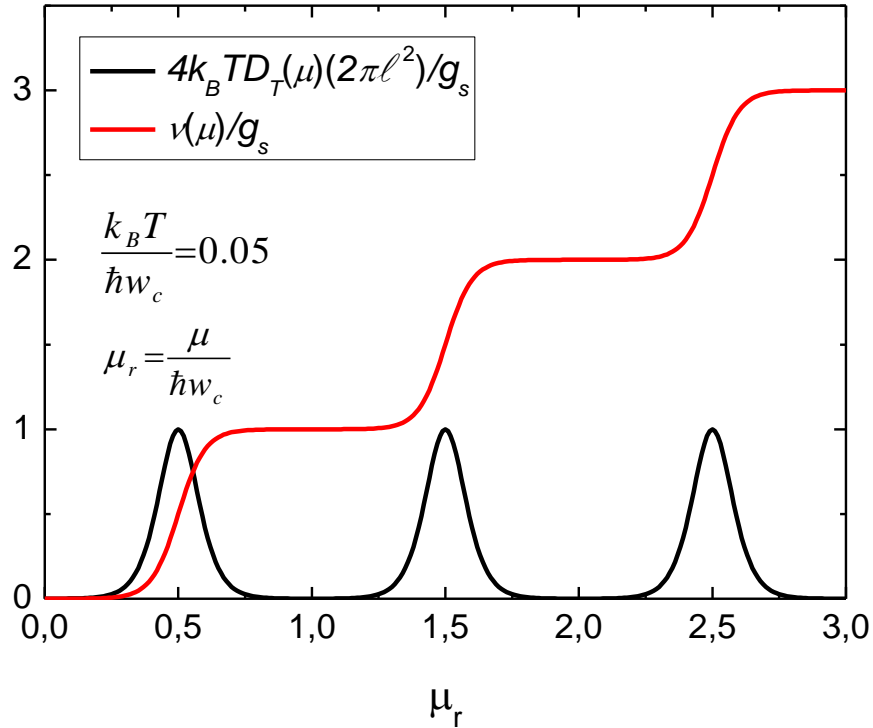
ile belirlenir. Burada $\beta=1/k_B T$ ' dir. Bu durumda doldurma faktörü de,

$$\nu(\mu, T) = g_s \sum_{n=0}^{\infty} f(E_n; \mu, T) \quad (4.8)$$

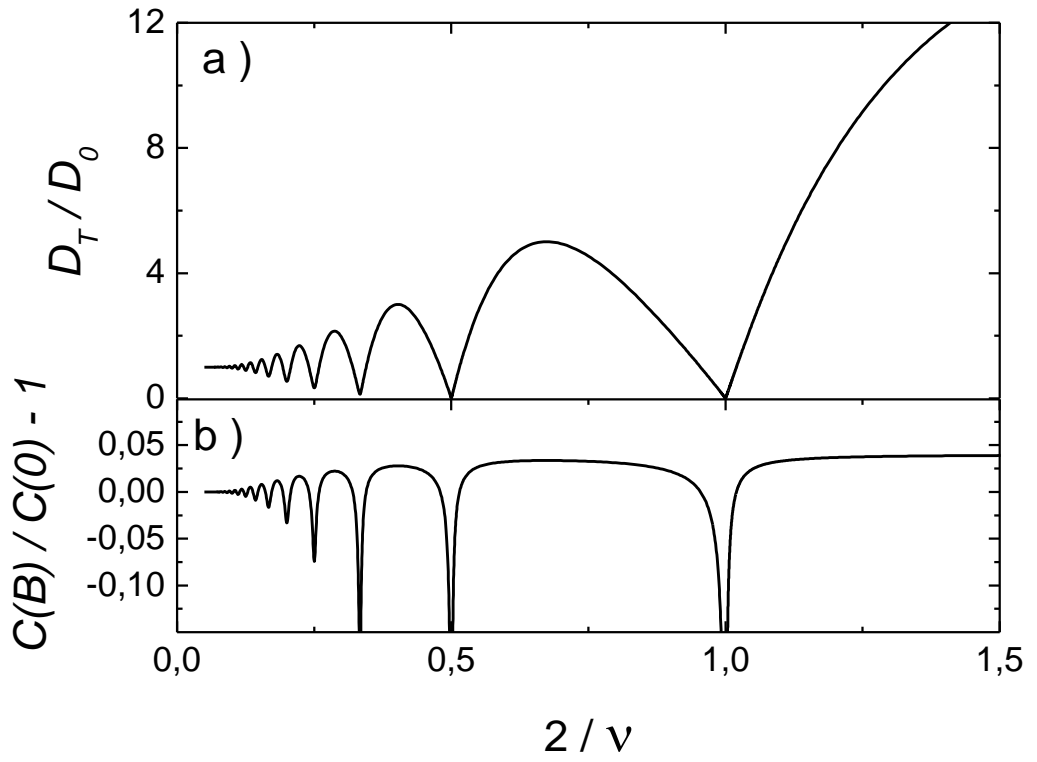
olur. $C_{geo}(B)$ klasik sığa olmak üzere sistemdeki toplam sığa,

$$\frac{1}{C(B)} = \frac{1}{C_{geo}(B)} + \frac{1}{C_q(B)} \quad (4.9)$$

ile belirlenir [18]. Burada klasik ve kuantum sığa birbirleri ile seri bağlı olduklarından denklem (4.9)'daki gibi toplanarak toplam sığa ($C(B)$) belirlenir.



Şekil 4.3. Doldurma faktörü (kırmızı) ve termodinamik durum yoğunluğunun (siyah) kimyasal potansiyel enerjiye göre değişimleri.

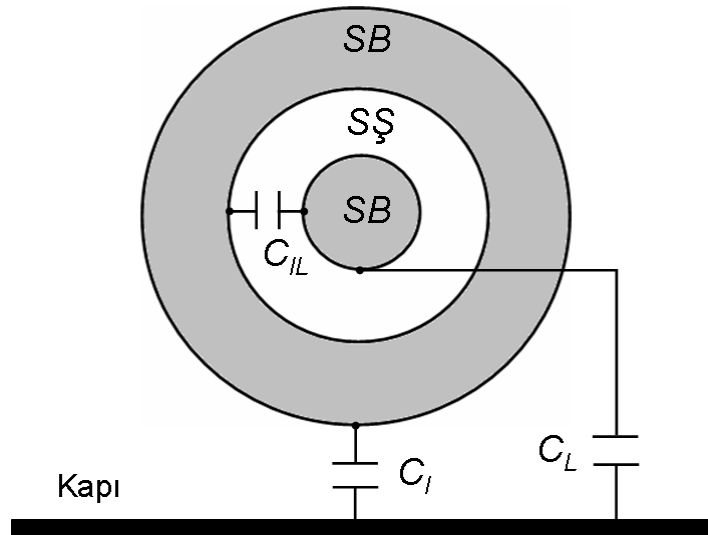


Şekil 4.4. a) Termodinamik durum yoğunluğunun ve b) toplam sığanın geometrik (klasik) sığaya oranının doldurma faktörünün tersine göre değişimi. Burada $k_B T/E_0 = 1/35$ ve $D_0 = m^*/\pi\hbar^2$ ' dir.

4.3. FPI için İndirgenmiş (Toy) Model

4.3.1. Elektron Yoğunluğu

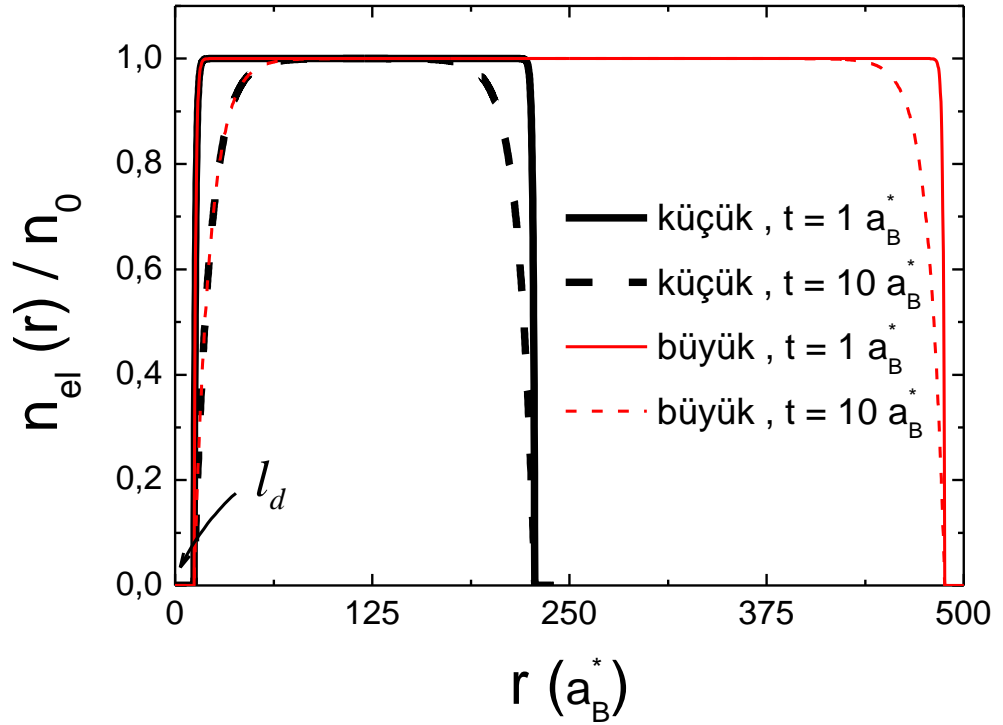
FPI için Şekil 4.5.'deki gibi şematik olarak gösterilen bir geometri tanımladık. Burada gri renkte olan bölgeler sıkıştırılabilir (metal gibi davranan) bölgeleri, iki gri bölge arası ise sıkıştırılmaz (yalıtkan gibi davranan) şeriti temsil etmektedir. Şekil üzerinde tanımlanan metalik kapı üç boyutlu hetero yapı içerisinde oluşturulan 2BES' in üzerine yerleştirilmektedir. 2BES' e dik bir manyetik alan uygulanması ile yerel olarak oluşan SB ve SŞ bölgeleri arasında bir sığa oluşmaktadır (C_{IL}). Aynı şekilde üç boyutlu hetero yapı üzerine yerleştirilen metalik kapı ile manyetik alanın 2BES'e dik uygulanması ile yük yoğunlukta yerel olarak değişmesi ile yine sığalar oluşmaktadır (C_I, C_L). Şekildeki yük yoğunluğunu tanımlayacak bir dağılımı Şekil 4.6. ve denklem (4.10)' daki gibi tanımladık [21].



Şekil 4.5. FPI için tanımlanan geometrinin şematik gösterimi.

$$n_{el}(r) = n_0 [1 - e^{-(r-\ell_d)/t}] \quad (4.10)$$

Burada ℓ_d boşaltılmış bölge uzunluğu (metalik kapı, kimyasal kesme ve kenar etkilerinden dolayı oluşan bölge), t ise diklik parametresidir. Diklik parametresi ile elektron yoğunluğunu kenar bölgelerdeki dağılımını değiştirme kolaylığı sağlanmaktadır. Yani deneysel olarak geometriyi tanımlamak için uygulanan metalik kapı ve ya kimyasal kesme yöntemlerini bu diklik parametresi ile benzetmek mümkündür. Farklı diklik parametreleri, küçük ve büyük örnek için elektron yoğunluğunun konuma göre değişimleri Şekil 4.6.'da gösterilmiştir.



Şekil 4.6. Farklı diklik parametreleri için elektron yoğunluklarının konuma göre değişimleri. Burada $n_0 = 2,8 \times 10^{15} m^{-2}$ ve $\ell_d = 10 a_B^*$ ($GaAs$ için $a_B^* \cong 10 nm$) dir.

4.3.2. Geometrik Sığa Hesabı

Şekil 4.5.'de gösterilen C_I , C_L ve C_{IL} sığaları aşağıdaki gibi hesaplanır [15].

$$C_{IL} = \frac{\varepsilon L}{2\pi^2} \ln\left(\frac{4d}{w}\right) \quad (4.11)$$

$$C_I = \frac{\varepsilon L}{2\pi^2} \ln(4) \quad (4.12)$$

$$C_L = \varepsilon_0 \frac{A_1}{d} \quad (4.13)$$

Burada w , yalıtkan gibi olan bölgenin (SŞ) kalınlığı, $d=100 \text{ nm}$ metalik kapı ile 2BES arasındaki mesafe, A_1 iç kısımdaki metal gibi olan bölgenin (SB) alanı, L ise bulunduğu metal gibi bölgenin çevre uzunluğudur. Denklem (4.12)'de $w=\ell_d=d$ olduğundan $\ln(4)$ faktörü gelir. Yalıtkan gibi davranan SŞ'lerin kalınlıklarını Thomas Fermi yaklaşıklığı ile Chklovskii ve arkadaşları,

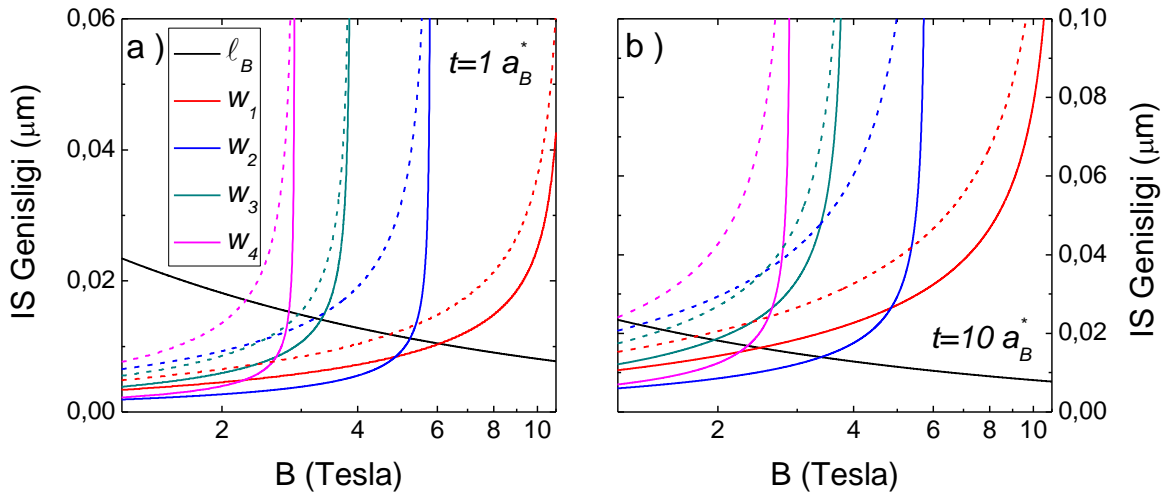
$$w_v^2 = \frac{2\varepsilon \Delta E}{\pi^2 e^2 \left. \frac{dn_{el}(r)}{dx} \right|_{r=r_v}} \quad (4.14)$$

ifadesi ile tanımlamışlardır (Chklovskii 1992). Zeeman etkisi de hesaba katıldığında

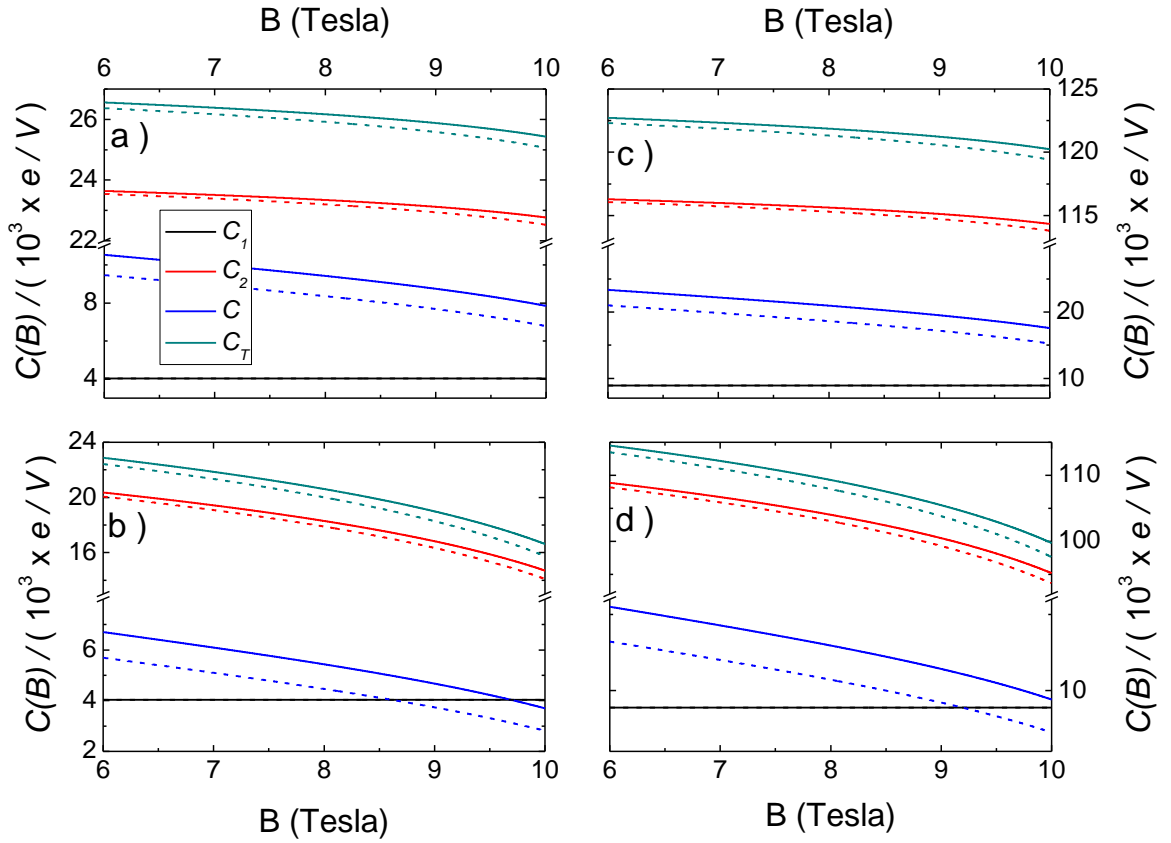
$$\Delta E = \begin{cases} g^* \mu_B B & , \quad v=\text{tek} \\ \hbar\omega_c - g^* \mu_B B & , \quad v=\text{çift} \end{cases} \quad (4.15)$$

olur. Burada $\mu_B = e\hbar/2m^*$ Bohr magnetonu' dur. Spin etkisi de hesaba katılarak denklem (4.14)' den elektron dağılımına uygulanan dik manyetik alanın bir fonksiyonu

olarak yalıtkan gibi davranan (SŞ) bölgenin kalınlıkları farklı diklik parametreleri ($t=1 a_B^*$ ve $t=10 a_B^*$) için hesapladık ve Şekil 4.7.'de gösterdik. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak SŞ'lerin kalınlıklarını, L çevre uzunluğunu ve A_1 alanını hesaplayıp denklem (4.11-12-13)'deki sığaları ve bu sığaların oluşturduğu toplam sığayı hesapladık. Küçük ($R=120 a_B^*$) ve büyük ($R=250 a_B^*$) örnek için hesapladığımız sığaları da Şekil 4.8.'de gösterdik. C_1 sığası sadece kenar etkilerine (metalik kapı, Kimyasal kesme..) bağlı olduğundan manyetik alana göre bir değişim göstermemektedir. Diğer sığalar ise manyetik alan göre lineer gibi azaldığı gözlemlenmektedir.



Şekil 4.7. Denklem (4.10)'daki gibi tanımlanan elektron yoğunluğu için denklem (4.14)'den hesaplanan yalıtkan gibi davranan sıkıştırılmaz şeritlerin kalınlıkları ve manyetik uzunluğun (ℓ_B) manyetik alana göre değişimleri. Burada düz (katı) çizgiler $g^* = -0.44$ ve kesikli çizgiler $g^* = 5.2$ değerleri için hesaplanan sıkıştırılmaz şeritlerin kalınlıkları. $\ell_d = 10 a_B^*$ olmak üzere a) $t = 1 a_B^*$, b) $t = 10 a_B^*$ 'dir.



Şekil 4.8. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak $t=10a_B^*$ ve $\ell_d=10a_B^*$ değerleri için denklem (4.11-12-13)' den hesaplanan (a,b) küçük ($R=120a_B^*$), (c,d) büyük ($R=250a_B^*$) örnekler için sığalar. Toplam sığa, sığaların toplama kuralına göre $C_T=C_L+(C_{IL}+C_I)/(C_{IL}C_I)$ ile hesaplandı. Burada düz (katı) çizgiler $g^*=-0.44$ ve kesikli çizgiler $g^*=5.2$ değerleri içindir.

4.3.3. Kuantum Sığanın Toplam Sığaya Katkısı

Daha önceki bölümde tanımladığımız kuantum sığayı bu geometri (Şekil 4.5.) için hesaba katıp toplam sığayı hesapladık.

$$\frac{1}{C(B)} = \frac{1}{C_{geo}(B)} + \frac{1}{C_q(B)} \quad (4.16)$$

Burada $C_{geo}(B)$ geometriden kaynaklanan sığa, $C_q(B)$ kuantum sığadır. Kuantum sığayı hesaplamak için termodinamik durum yoğunluğunu Landau formunda tanımladık.

$$D_T(\mu, T) = \frac{g_s}{2\pi\ell^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta}{4\cosh^2[\beta(E_n - \mu)/2]} \quad (4.17)$$

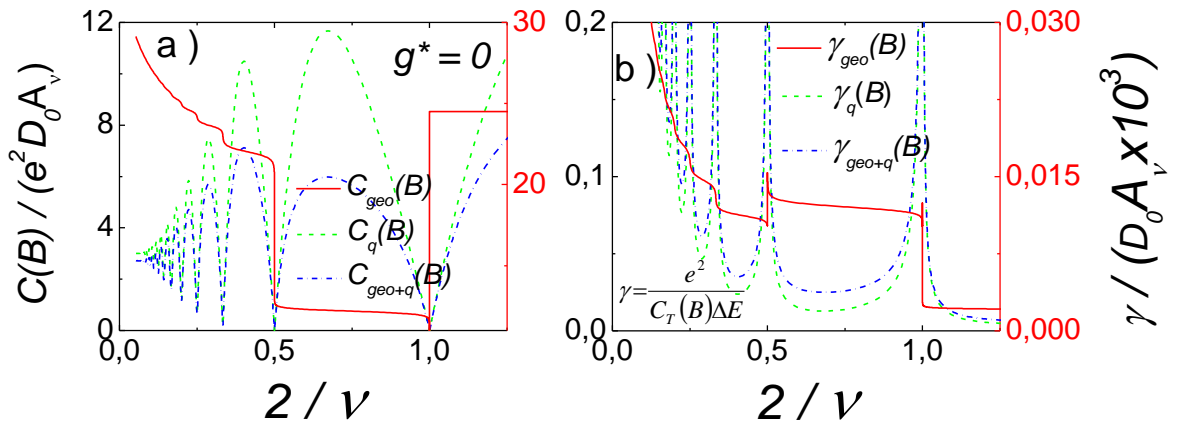
Zeeman etkisini de hesaba katarak farklı g^* ($=0, -0.44, 5.2$) değerleri için geometrik ve kuantum sığaları ayrı ayrı hesaplayarak toplam sığayı hesapladık. Zeeman etkisini hesaba katmadan $g^*=0$ değeri için doldurma faktörünün bir fonksiyonu olarak geometrik sığayı, kuantum sığayı ve bunların toplamını Şekil 4.9-a.'da gösterdik.

Beenakker ve arkadaşları [5] AB magnetoconductance osilasyonlarının periyodunu,

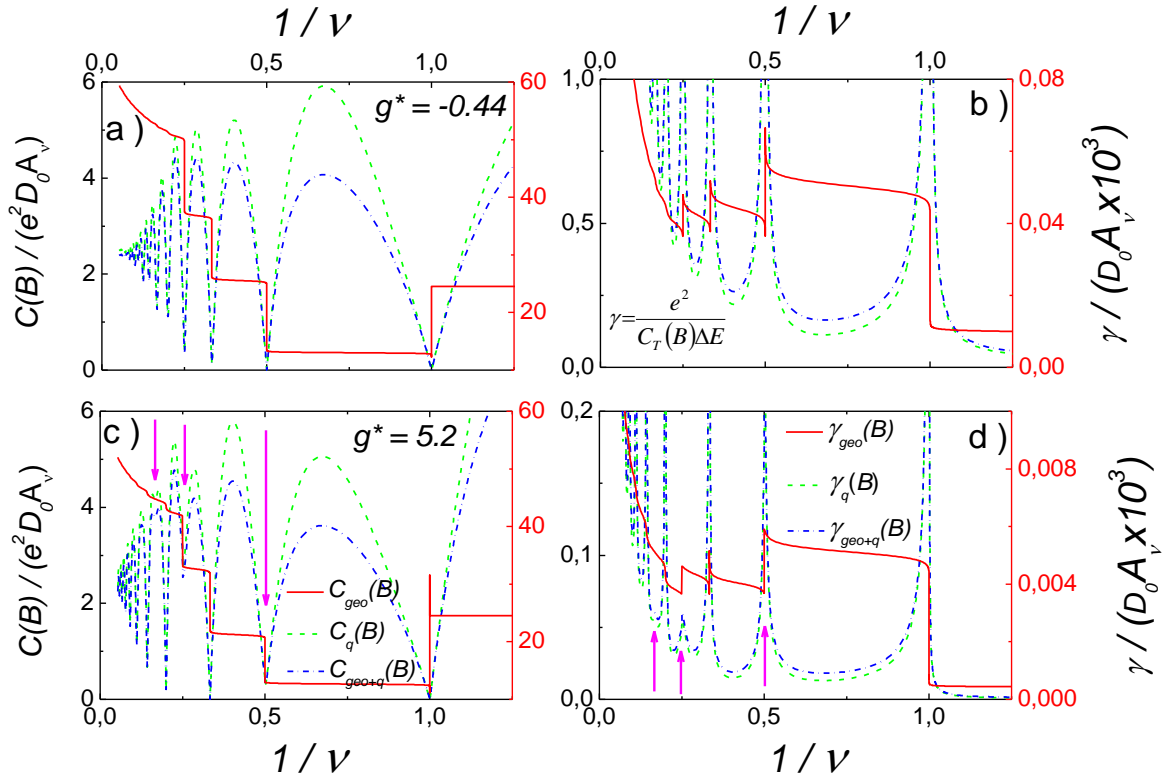
$$\Delta B^* = \Delta B(1 + \gamma) \quad (4.18)$$

ifadesi ile tanımladılar. Burada A alan olmak üzere $\Delta B = h/eA$ ve $\gamma = e^2/C\Delta E$ dir. Beenakker ve arkadaşları AB durumunda CD etkisi gözlenebilmesi için $e^2/C \geq \Delta E$ olması gerektiğini ileri sürmektedirler. Bu durumun sadece platoların yani doldurma faktörünün tam sayı olduğu yerlerde geçerli olduğu Şekil 4.9-b.'de görülmektedir. γ

ifadesinin ve sığaların Zeeman etkileri de hesaba katılarak doldurma faktörünün bir fonksiyonu şeklinde farklı g^* ($=-0.44, 5.2$) değerleri için hesapladık ve Şekil 4.10.'da gösterdik.

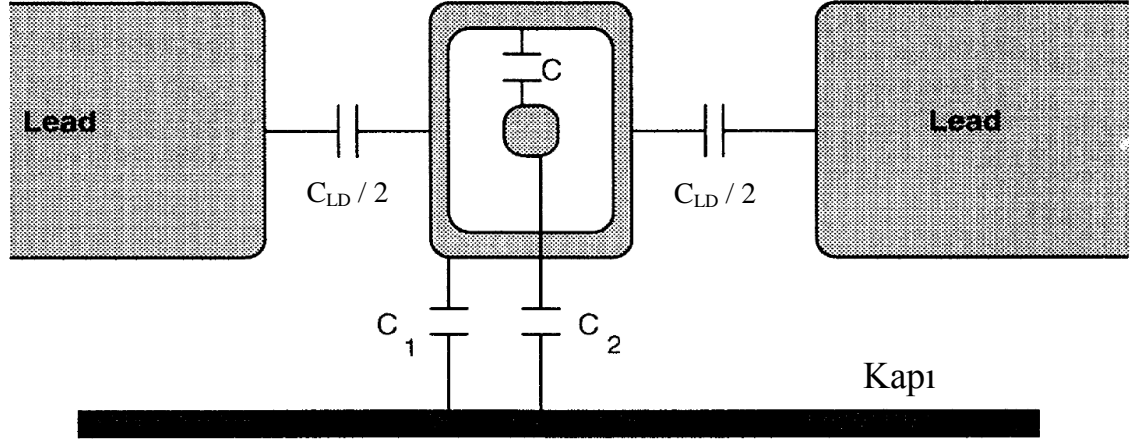


Şekil 4.9. $g^* = 0$ değerleri için a) geometrik, kuantum ve toplam sığaların, b) denklem (4.18)'deki γ ifadesinin doldurma faktörünün tersine göre değişimleri.



Şekil 4.10. (a,c) Geometrik, kuantum ve bunların toplamı olan sığalar ve (b,d) γ değerinin doldurma faktörünün tersine göre değişimleri. (a,b)'de $g^* = -0.44$ ve (c,d)'de ise $g^* = -0.44$ 'dir.

4.4. Elektrostatik Modelden İletkenlik Pik Yapısının Değişimi



Şekil 4.11. Karşılıklı sığalar ile birlikte iletkenlik alanlarının ve kuantum noktanın şematik gösterimi [15].

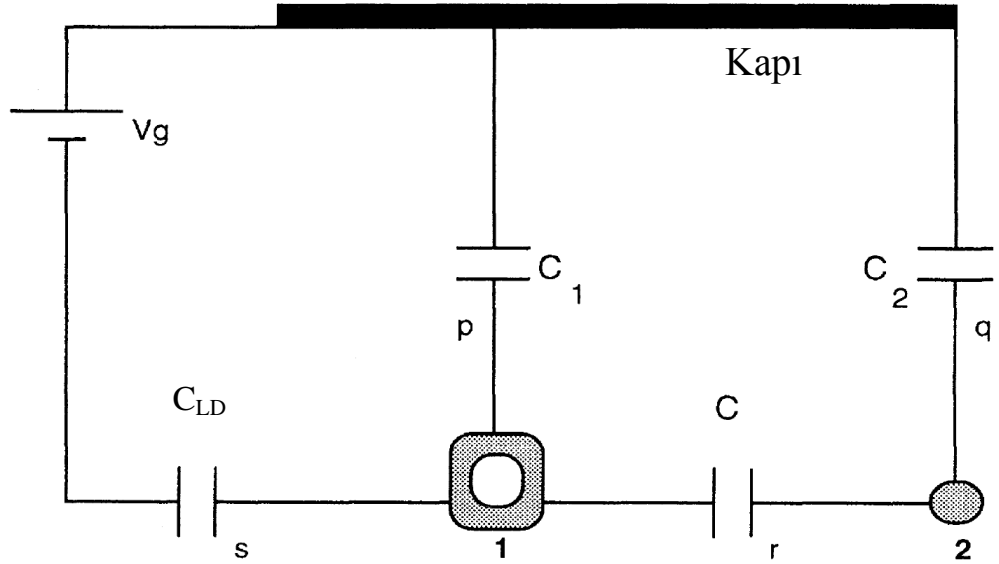
Şekil 4.11.'deki dik bir manyetik alanın varlığında kuantum noktasının şematik diyagramı, sığaları ve iletkenlik alanlarını (iletken ve yalıtkan gibi davranan bölgeler) göstermektedir. Burada koyu gri ile gösterilen bölgeler sıkıştırılabilir (metal gibi davranan) bölgeleri (SB), kenarlardaki gri bölge ile lead' ler arası ve ortadaki noktadaki iki gri bölge arası sıkıştırılmaz (yalıtkan gibi davranan) şeritleri (SŞ) tanımlamaktadır. Coulomb blokajı üç ortak sığayı içeren bu model göz önüne alarak açıklanabilir. $C = C_{LL}$ sığası iki iletkenlik bölgesi arasındaki sığadır ve $C_1 = C_I$, $C_2 = C_L$ sığaları bu bölgeleri kapıya birleştiren sığalardır. Manyetik alanın büyüklüğü değiştikçe SB ve SŞ' lerin büyüklükleri değişeceğinden C, C_1 ve C_2 sığalarının büyüklükleri de değişecektir. Manyetik alan olmadığında SŞ (yalıtkan gibi davranan bölge) oluşmayacaktır. Şekil 4.11.'deki lead' leri noktaya bağlayan $C_{LD}/2$ sığaları ihmal edilirse, sistem için elektrostatik enerji

$$U_0(N) = \frac{(Ne^2)}{2C_g} - NeV_g \quad (4.19)$$

şeklinde olur. Burada, N toplam elektron sayısı ve V_g kaynak ve alıcı arasındaki gerilim farkı ve $C_g = C_1 + C_2$ ' dir. C_g ' yi sabit aldık çünkü $C_{LD}/2$ ihmal edildiğinde noktanın alanı manyetik alandan bağımsız olur. Manyetik alan varlığında örnek içerisinde iki farklı rejim oluşmaktadır (SB ve SŞ). Manyetik alan arttırıldığında en iç taraftaki adanın alanı azalacaktır. Böylece elektronlar iç kısımdan dış kısma doğru transfer olurlar. Manyetik alan varlığında, düşük sıcaklık ve düşük V_g voltajında N elektronlu bir sistem dejenere olduğundan $(N + 1)$ elektrona sahip olur. Bu durumda sistemin enerjisi

$$U(N+1) - U(N) = E_F \quad (4.20)$$

olur. Burada E_F lead' lerdeki elektronlar için Fermi enerjisidir.



Şekil 4.12. Şekil 4.11.'in eş değer sığa devresi. Buradaki p, q, r ve s ifadeleri buldukları sığalar üzerindeki polarizasyon yükleridir [15].

Denklem (4.19) ve Şekil 4.12.'den yararlanılarak sistemin elektrostatik enerjisini

$$U = \frac{p^2}{2C_1} + \frac{q^2}{2C_2} + \frac{r^2}{2C} + \frac{s^2}{2C_{LD}} - V_g(p+q) \quad (4.21)$$

polarizasyon yükleri ile yazılır. Burada p, q, r ve s polarizasyon yükleridir. Kirchoff yasası ile enerji ve yük korunumundan,

$$en_1 = p + s - r \quad (4.22)$$

$$en_2 = q + r \quad (4.23)$$

$$V_g = \frac{p}{C_1} - \frac{s}{C_{LD}} \quad (4.24)$$

$$V_g = \frac{q}{C_2} - \frac{r}{C} - \frac{s}{C_{LD}} \quad (4.25)$$

denklemleri elde edilir. Burada n_1 dış iletkendeki elektron sayısı, n_2 iç iletkendeki elektron sayısı ve $N = n_1 + n_2$ ' dir. Burada $C_{LD} = 0$ aldık. Çünkü çok daha kompleks denklemlerle uğraşırken sonuçlarda küçük bir fark getirmektedir. Bu durumda polarizasyon yükü $s = 0$ olur. Bu durumda sistemin enerjisini bulmak için ilk önce (4.22-25) denklemlerini kullanarak polarizasyon yüklerini n_1 ve n_2 'nin fonksiyonu olarak belirledik.

$$p = \frac{eCC_1(n_1 + n_2) + eC_1C_2n_1}{CC_1 + CC_2 + C_1C_2} \quad (4.26)$$

$$q = \frac{eC_2C(n_1 + n_2) + eC_1C_2n_2}{CC_1 + CC_2 + C_1C_2} \quad (4.27)$$

$$r = \frac{eC(C_1n_2 - C_2n_1)}{CC_1 + CC_2 + C_1C_2} \quad (4.28)$$

Sonraki aşamada bu ifadeler denklem (4.21)' de yerine yazıldığında toplam elektrostatik enerji

$$U = -eV_g N + \frac{e^2 N^2}{2C_g} + \frac{e^2 (n_1 C_2 - n_2 C_1)^2}{2C_g (CC_g + C_1 C_2)} \quad (4.29)$$

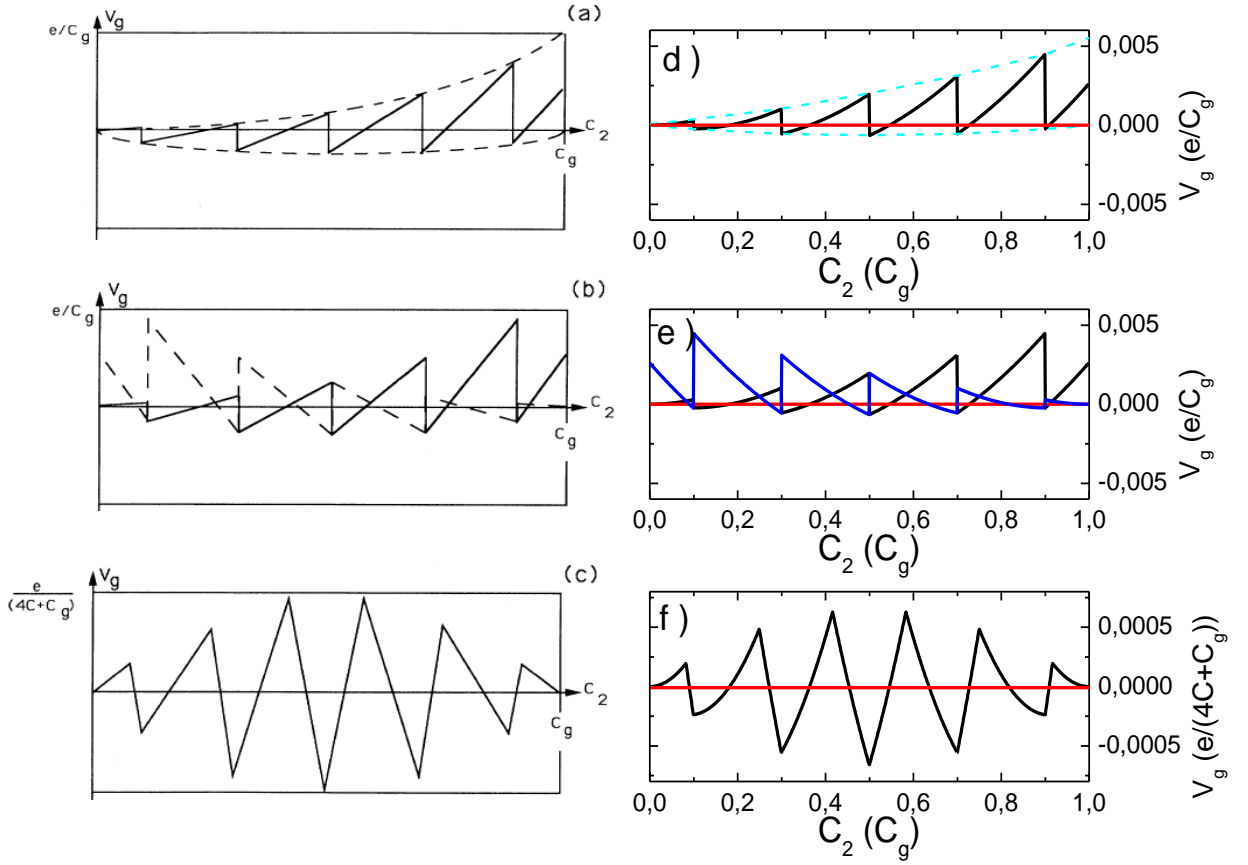
şeklinde elde edilir. Manyetik alan $B = 0$ durumunda $C \rightarrow \infty$ olur ve tüm nokta tek iletken bölgesi olarak göz önüne alınabilir. Bu yaklaşım altında denklem (4.21), denklem (4.29)'a indirgenir. Denklem (4.29)'daki ilk iki terim iki iletken arasındaki yük dağılımından bağımsız olup sadece elektron sayısına (N) bağlıdır. Nokta içindeki yük dağılımını üçüncü terim belirler. N sabit tutularak, n_1 'in eşdeğeri denklem (4.29)' un üçüncü ifadesi n_1 'e göre minimize edildiğinde

$$n_1' = \frac{C_1 N}{C_g} \quad (4.30)$$

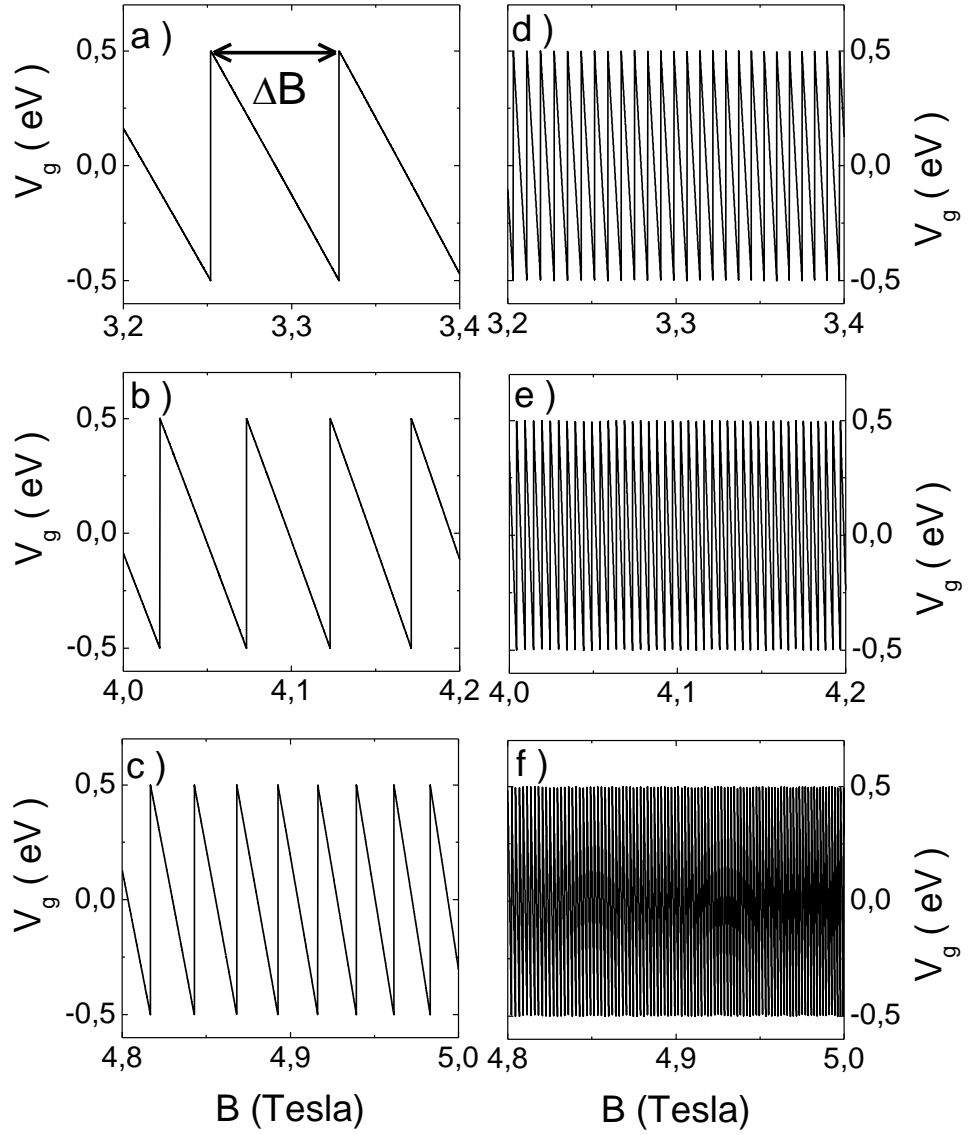
şeklinde yazılır. n_2' de aynı şekilde belirlenir. n_1' , n_2' ve denklem (4.19) ifadeleri denklem (4.29)' da yerlerine yazılıp ara işlemler yapıldığında

$$V_g = -\frac{E_F}{e} + \frac{(2N+1)e}{2C_g} + \frac{eC_2^2}{2C_g (C_g C + C_1 C_2)} + \frac{eC_2 (n_2' - n_2)}{C_g C + C_1 C_2} \quad (4.31)$$

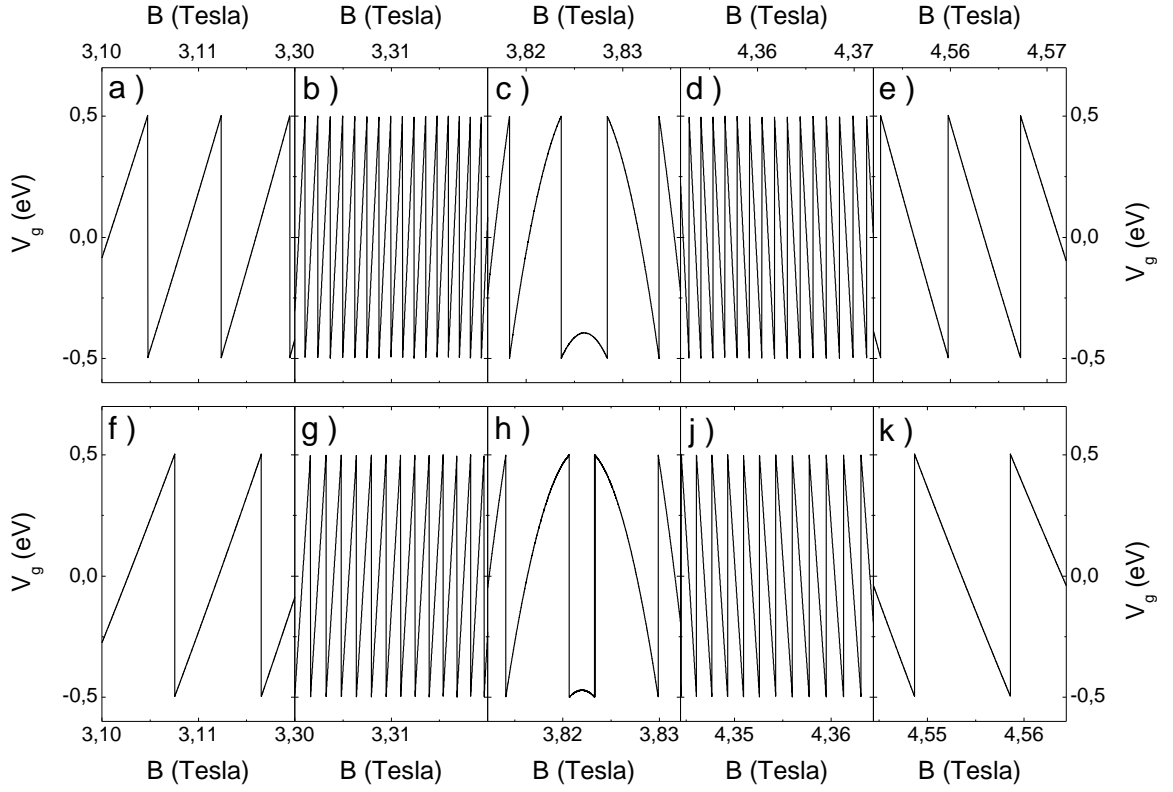
olarak bulunur. Bu denklemin son iki terimini kullanarak C_2 sığasının bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonlarını Şekil 4.13.'de gösterdik. Şekil 4.13.a-b-c grafikleri Evans ve arkadaşlarının hesaplamaları [15] ve (d-e-f) grafikleri ise bizim hesaplamalarımızdır.



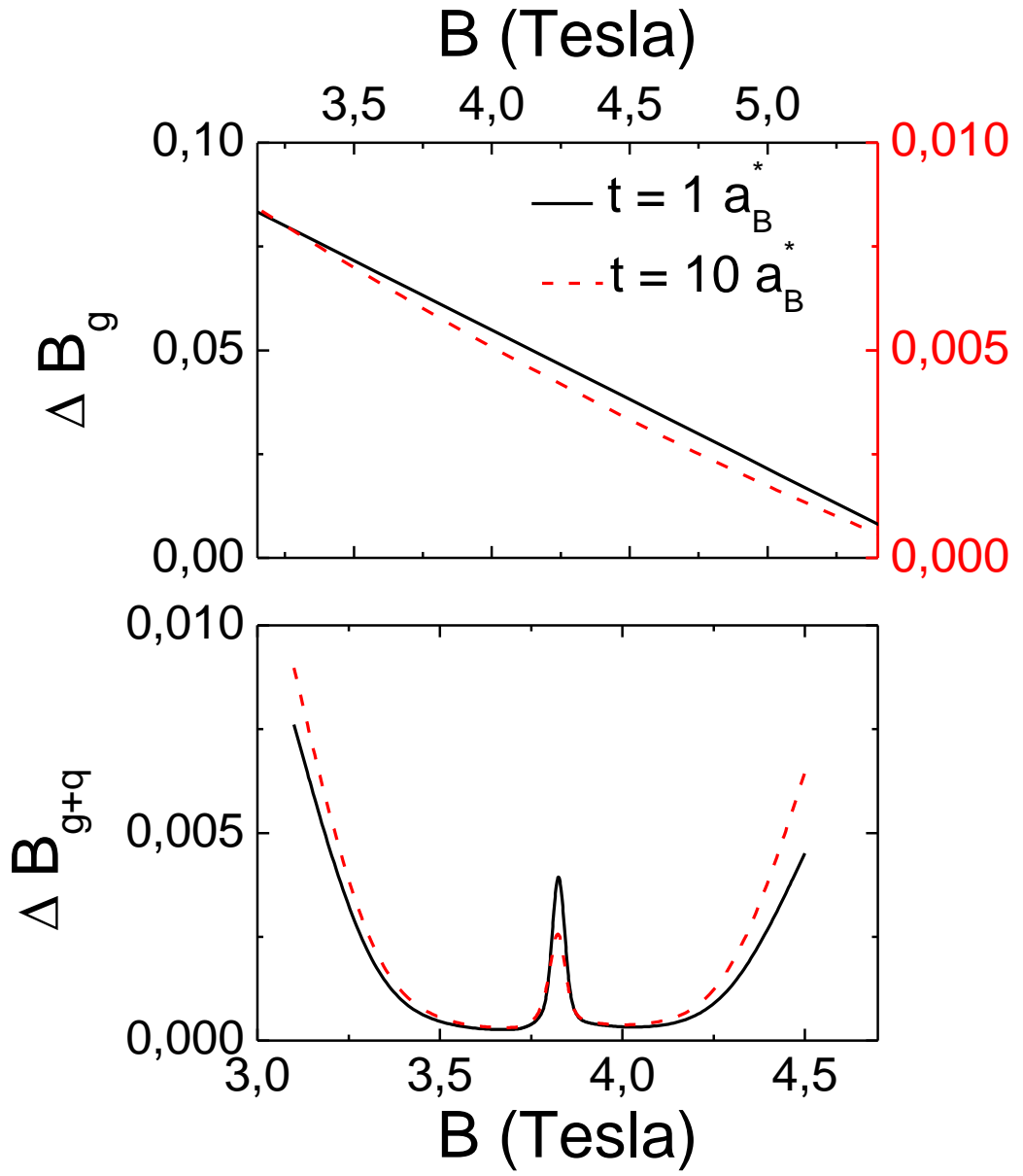
Şekil 4.13 Denklem (4.31)' in son iki teriminden hesaplanan C_2 sığasının bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonlarıdır. Burada (a-b-c) grafikleri Evans ve arkadaşlarının [15], (d-e-f) grafikleri ise bizim hesaplarımızdır.



Şekil 4.14. Klasik sığa tanımı kullanılarak (denklem (4.11-12-13)) doldurma faktörü $2 < \nu < 4$ aralığı için denklem (4.31)' in son iki teriminden hesapladığımız manyetik alanın bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonları. (a,b,c) grafikleri $t=1 a_B^*$ ve (d,e,f) grafikleri ise $t=10 a_B^*$ değerleri için hesapladık.



Şekil 4.15. Kuantum sığanında etkileri hesaba katılarak denklem (4.31)' in son iki teriminden hesapladığımız manyetik alanın bir fonksiyonu olarak V_g osilasyonları.. (a,b,c,d,e) grafikleri $t=1 a_B^*$ ve (f,g,h,j,k) grafikleri ise $t=10 a_B^*$ değerleri için hesapladık.



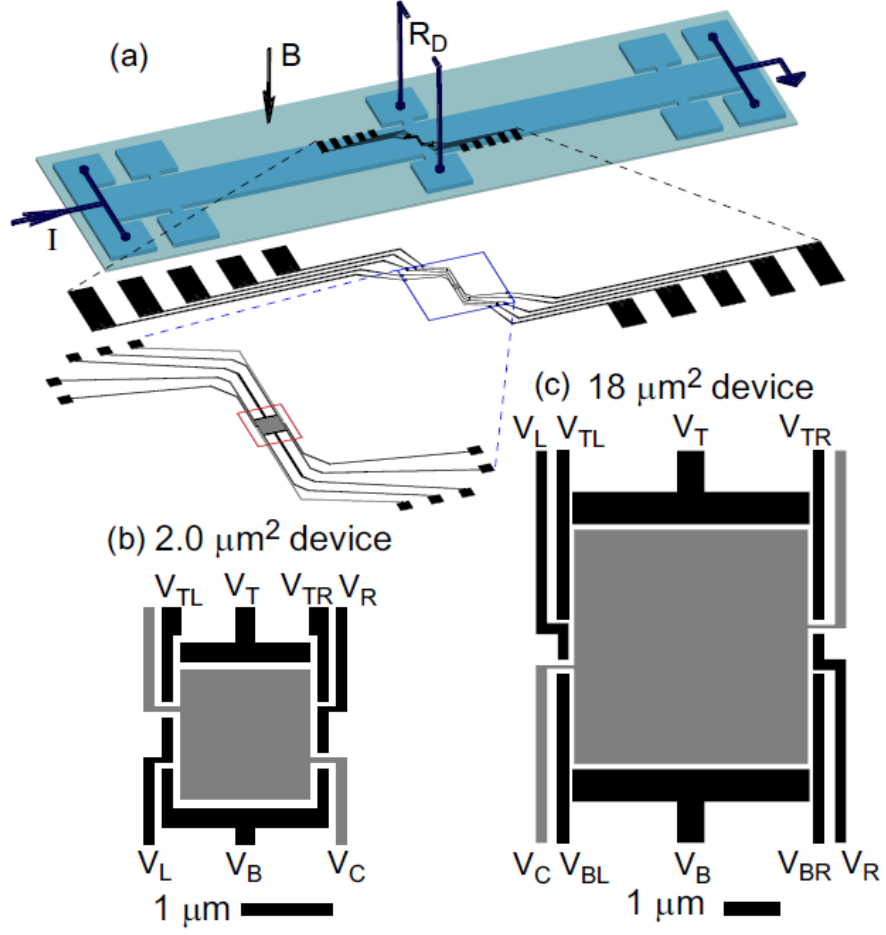
Şekil 4.16. (a) Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak geometriden kaynaklanan klasik sığa tanımlarını kullanarak hesaplanan ΔB_g ve (b) kuantum sığa da hesaba katılarak hesaplanan ΔB_{g+q} .

BÖLÜM 5

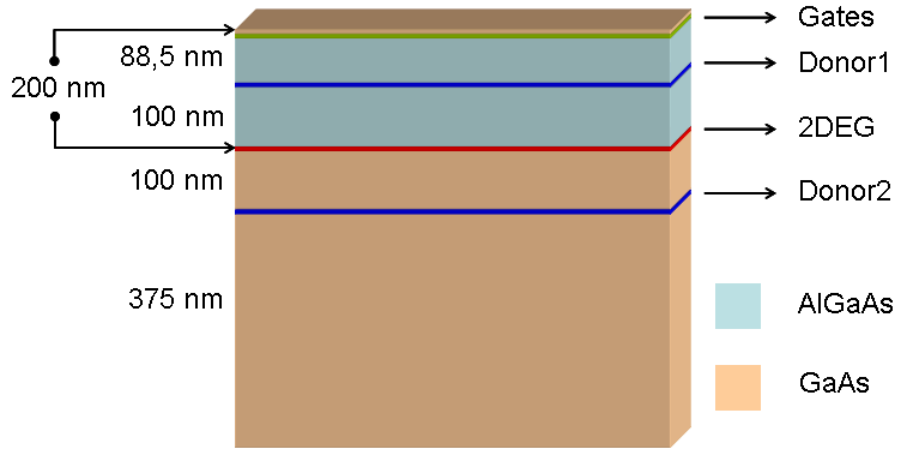
FABRY PEROT İNTERFEROMETRESİNİN MODELLENMESİ

5.1. FP İnterferometresi İçin Tanımlanan Üç Boyutlu (3B) Hetero Yapı ve Yoğunluk Profili

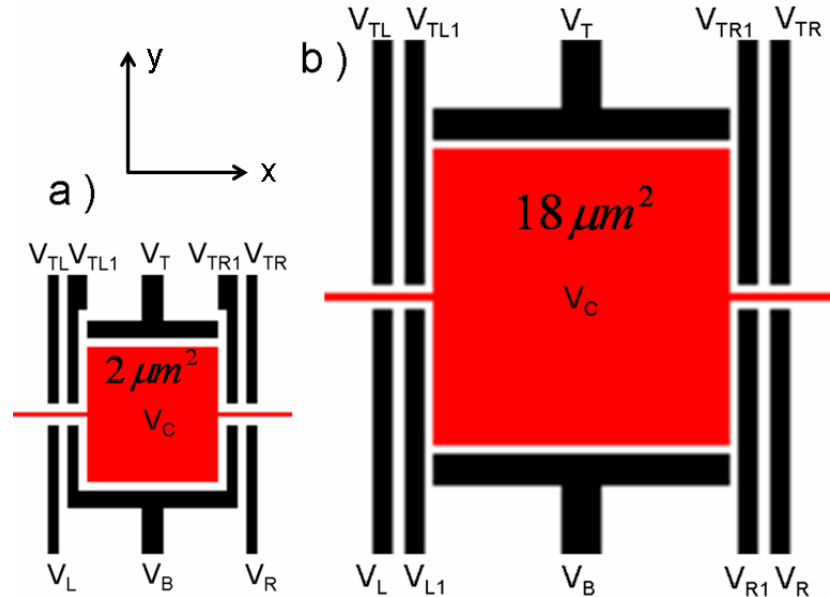
Marcus ve arkadaşları (Zhang 2009) Aharonov-Bohm (AB) ve Coulomb Blokajı (CB) etkilerini gözlemek için Şekil 5.1.'de de gösterilen iki farklı büyüklüğe sahip elektronik yapılar tanımladılar. Şekil 5.1.b.'de küçük örneği, Şekil 5.1.c.'de büyük örnek gösterilmektedir. Elektronları tuzaklamak için V_L , V_{TL} , V_T , V_{TR} , V_{BL} , V_B , V_{BR} , V_R ve V_C metalik kapılar kullanılmıştır. Teorik çalışmamızda, deneysel olarak yapılan bu çalışmadaki elektronik yapıları modelleyebilmek için tamamen deneydeki parametreleri (üç boyutlu büyütmadaki boyutlar, örnek boyutları, geometrik yapı vs.) kullandık. Üç boyutlu hetero yapının büyütmeye parametreleri Şekil 5.2.'de gösterdik. Elektronları tuzaklamada ve FPI geometrisini oluşturmak için kullanılan metalik kapıları Şekil 5.3.'de gösterdiğimiz gibi tanımladık. Bu tanımlamalar ışığında, hesaplamalarımızı sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan değerleri için Poisson denklemini üç boyutlu ve öz uyumlu olarak çözen EST3D kodu ile gerçekleştirdik ve farklı V_C voltajı değerleri için elektronların ve elektronların oluşturduğu toplam perdelenmiş potansiyellerin iki boyutta uzaysal dağılımlarını elde ettik. Dik bir manyetik alan varlığında Thomas Fermi Poisson Yaklaşıklığı ile sıcaklığın ve manyetik alanın etkilerini de hesaba katarak sistemdeki elektronların uzaysal dağılımlarını tekrardan hesapladık ve Şekil 5.4-5.'de bu sonuçları gösterdik. Bu şekillerde siyah renkte gösterilen bölgeler sıkıştırılmaz (yalıtkan gibi davranan) bölgeleri göstermektedir.



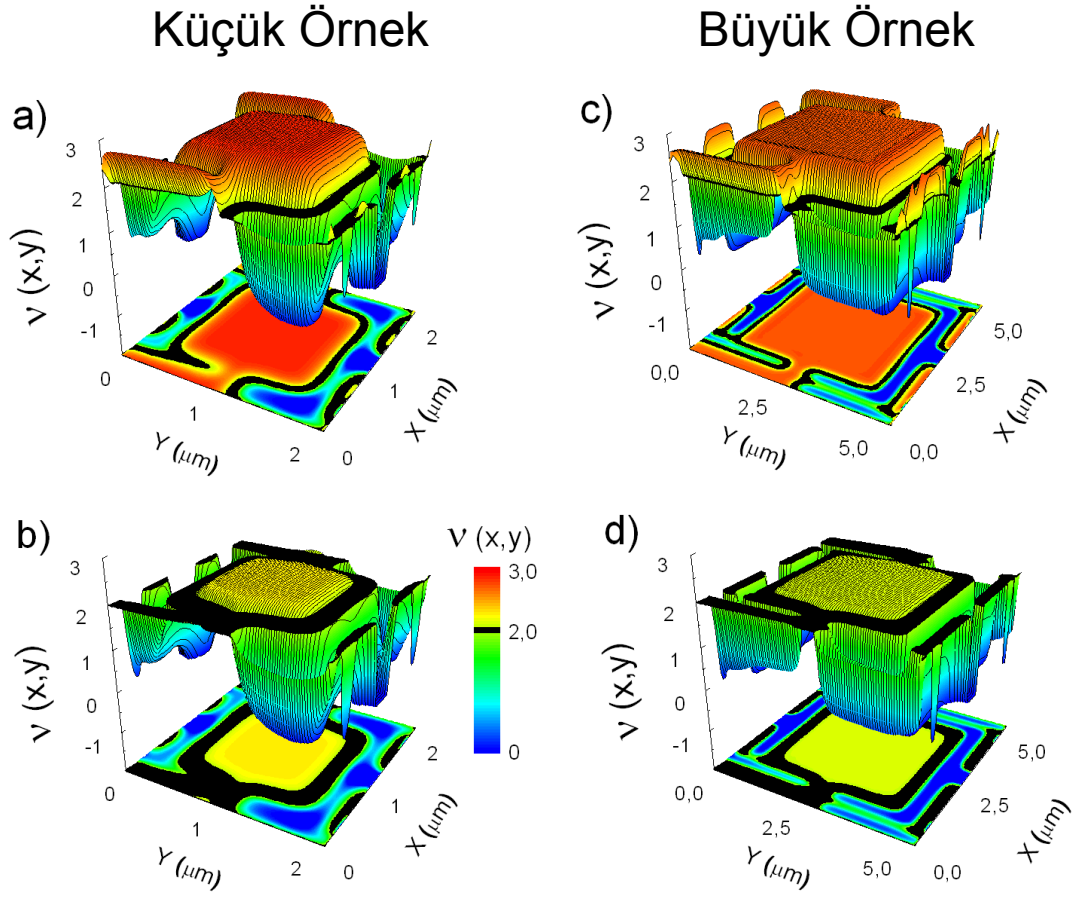
Şekil 5.1. Aharonov-Bohm (AB) ve Coulomb Blokajı (CB) etkilerini incelemek için tasarlanan iki farklı büyüklüğe sahip elektronik aygıtlar [23].



Şekil 5.2. FPI için kullandığımız üç boyutlu hetero yapının deneysel büyütme parametreleri [23].

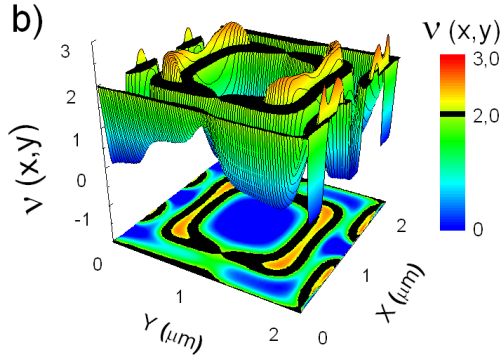
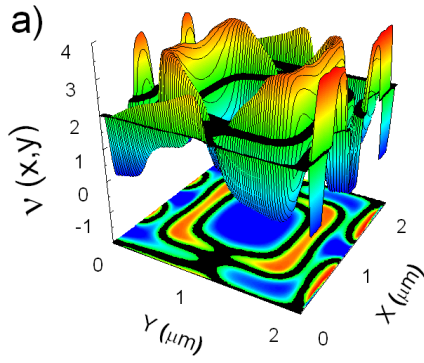


Şekil 5.3. (a) Küçük ve (b) büyük örnek için tanımladığımız metalik kapılar.

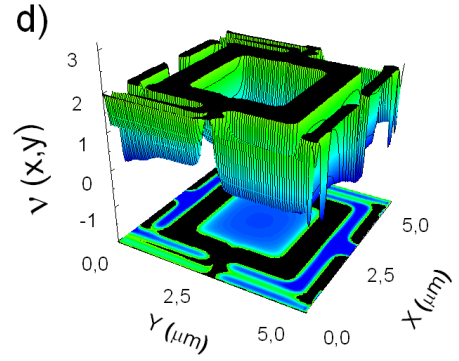
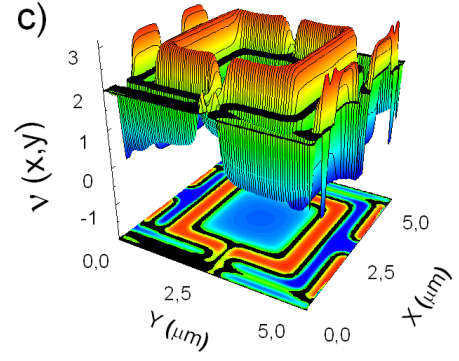


Şekil 5.4. (a,b) küçük örnek, (c,d) büyük örnek için elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımları. (a,c)' de $B=6T$, (b,d)' de $B=7.5T$ ' dir. Tüm grafikler için $T=2K$, $V_c = -0.5V$ ve $V_{diğer} = -3.0V$ ' dir.

Küçük Örnek



Büyük Örnek



Şekil 5.5. (a,b) küçük örnek, (c,d) büyük örnek için elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımları. (a,c)' de $B=7.75T$, (b,d)' de $B=10T$ ' dir. Tüm grafikler için $T=2K$, $V_c=-2.5V$ ve $V_{diğer}=-3.0V$ ' dir.

5.2. Gerçek Örnekte Sığaların Tanımlanması

Daha önceki bölümlerde iki boyutlu elektron dağılımı üzerinde C_I , C_L ve C_{IL} sığalarını şematik olarak göstermiştik. Şekil 5.6.'da, gerçek bir örnekten ve tamamen deneysel parametreler kullanılarak Thomas Fermi Poisson yaklaşıklığı yöntemi kullanılarak hesapladığımız elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımı ile sığaların hangi bölgelerden hesaplandığı açıkça gösterilmektedir. Şekil 5.6.b.'de mavi olan bölgeler metalik kapılara uygulanan negatif voltaj ile elektronların boşaltıldığı bölgelerdir. Yeşil olan bölgeler sıkıştırılabilir (CS - metal gibi davranan) bölgeler ve siyah olanlar ise sıkıştırılamaz (IS - yalıtkan gibi davranan) bölgelerdir. Burada Gate (kapı) V_c ' yi temsil etmektedir.

B. I. Halperin ve arkadaşları AB ve CB etkilerinin gözlenebilme şartını

$$\Delta = \frac{C_{IL}}{C_L + C_{IL}} \quad (5.1)$$

delta parametresine bağladılar ve buradaki sığaların ise iki farklı durum için hesaplanması gerektiğini ileri sürdüler [4]. Bunlar top gate (TG), üç boyutlu örnek üzerine bir metalik kapı olduğu durum (V_c var) ve side gate (SG), örnek üzerinde metalik kapı olmadığı durum (V_c yok). Bu tanımlamalara göre sığalar,

$$TG \rightarrow C_L \propto \frac{A}{d} \quad , \quad C_{IL} = C_I \propto L \quad (5.2)$$

$$SG \rightarrow C_L \propto L \log(L) \quad , \quad C_{IL} = C_I \propto L \quad (5.3)$$

ile hesaplanmaktadır. Burada A , içteki adanın alanı ve L bu adanın çevresidir. Hesaplamaların sonucu denklem (5.1)'de yerlerine yazıldıklarında elde edilecek sonuç

$$0 < \Delta < \frac{1}{2} \quad \rightarrow \quad AB \quad (5.4)$$

$$\frac{1}{2} < \Delta < 1 \quad \rightarrow \quad CB \quad (5.5)$$

etkilerini göstereceğini Halperin ve arkadaşları rapor etmişlerdir. Hesaplamalar sonucunda küçük ve büyük örneklerde, TG ve SG durumları için AB ve CB etkilerinin oluşumu aşağıdaki tabloda özetlenmiştir.

Δ	Küçük Örnek	Büyük Örnek
Top Gate (V_c var)	AB	AB
Side Gate (V_c yok)	CB	AB

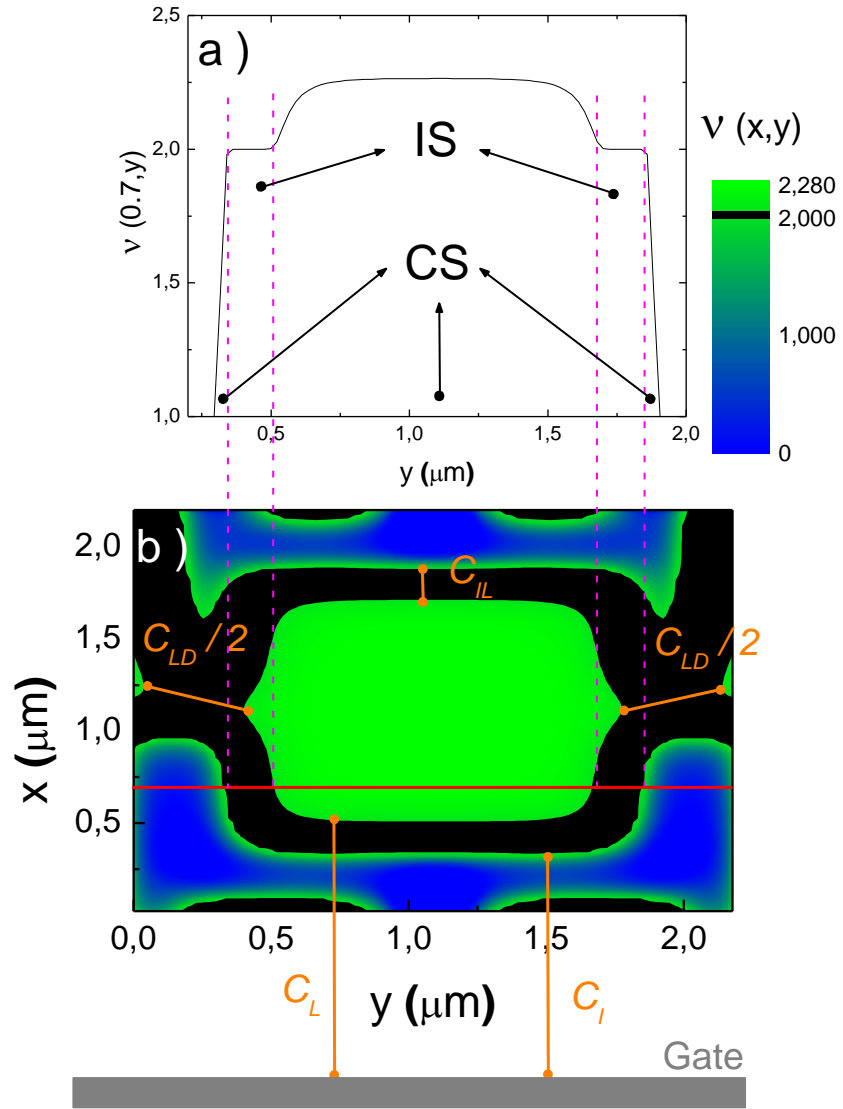
Tablo 5.1. Delta parametresinin küçük ve büyük örnek için TG ve SG durumlarındaki AB ve CB etkilerinin gösterimi.

Halperin ve arkadaşlarının yaklaşık eşitlik olarak tanımladıkları denklem (5.2) ve (5.3)' deki sığaları tam eşitlik olarak aşağıdaki gibi düzenledik.

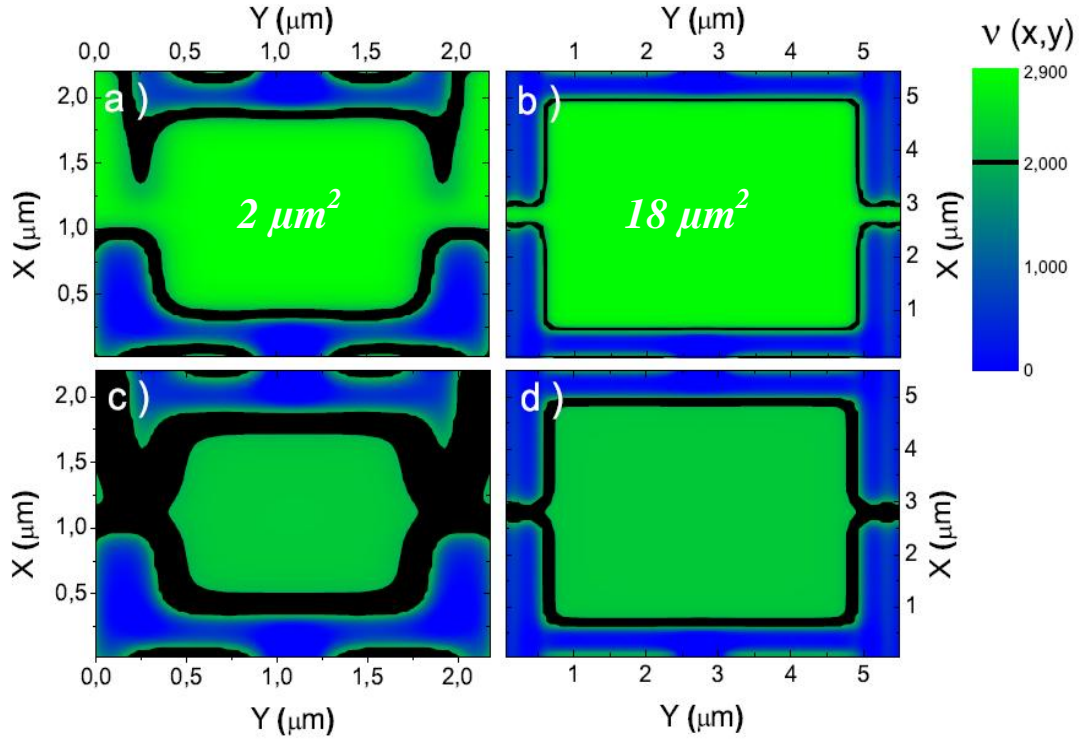
$$TG \rightarrow C_L = c\varepsilon \frac{A}{d} \quad , \quad C_{IL} = C_I = a\varepsilon L \quad (5.6)$$

$$SG \rightarrow C_L = b\varepsilon L \ln(L/w) \quad , \quad C_{IL} = C_I = a\varepsilon L \quad (5.7)$$

Burada ε dielektrik sabiti, a , b ve c elektrostatik sığadan tahmin edilen sabitlerdir ve denklem (5.3)' deki logaritma içerisindeki boyutsuzluğu sağlamak için ise denklem (5.7)' deki gibi tanımlayıp düzenledik. Buradaki w sıkıştırılmaz (yalıtkan gibi davranan) şeridin kalınlığıdır. Denklem (5.4) ve (5.5) ifadelerini, tablo (5.1)' deki olası durumları ve Şekil 5.3.'deki resimlerin üzerinden hesapladığımız uzunlukları kullanarak a , b ve c sabitlerinin tahmini değerlerini hesapladık. Hesaplamalarda sıkıştırılmaz şeridin kalınlığını $w=10nm$ olarak sabit aldık ve $6.5b < a < 7.5b$ ve $c > 3.5b$ olmaları gerektiğini belirledik. bu durumda $b=1$ için $6.5 < a < 7.5$ ve $c > 3.5$ olur.



Şekil 5.6. (b) $B=6T$, $T=2K$, $V_c=-0.5V$ ve $V_{diger}=-3.0V$ değerleri için hesaplanan elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımı. (a), (b)'den kesit bölge alınarak tek boyutta çizilen elektron yoğunluğu.

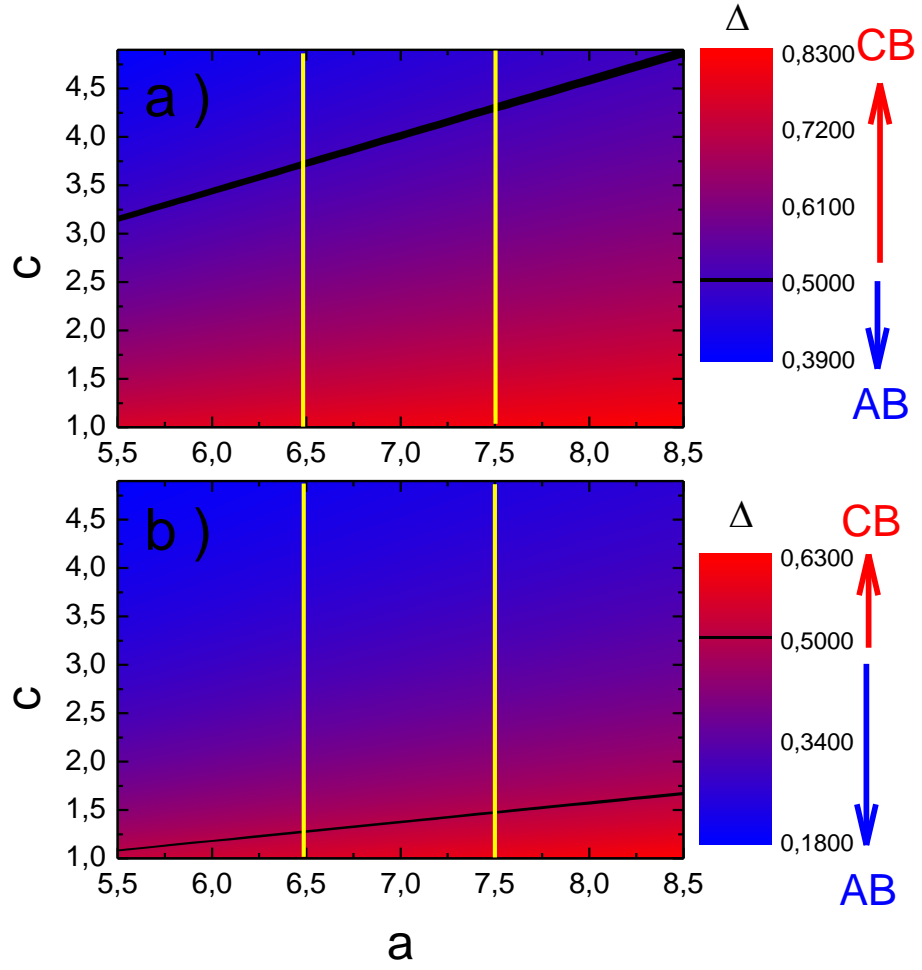


Şekil 5.7. (a,c) küçük örnek, (b,d) büyük örnek için doldurma faktörünün uzaysal dağılımları. (a,b)' de $B=7.5T$, (c,d)' de $B=10T$ ' dir. Tüm grafikler için $T=2K$, $V_c = -0.5V$ ve $V_{diğer} = -3.0V$ ' dir.

Denklem (5.6) ve (5.7) eşitliklerini kullanarak Δ parametresini hesaplayıp tablo (5.1)'deki durumu sağlayıp sağlamadığını belirledik. Hesaplamalar için $b=1$, $a=7$ ve $c=5$ sabitlerini seçtik. Bunun için ilk önce Şekil 5.3.'deki resimden A ve L uzunluklarını hesapladık. $w=10\text{ nm}$ ve $d=100\text{ nm}$ olarak tanımladık ve hesaplamalarımızın sonuçlarını tablo (5.2)'de gösterdik. Daha sonra Şekil 5.2.'deki üç boyutlu hetero yapı ve kapı geometrisi için Şekil 5.3'ü kullandık. $V_c = -0.75\text{ V}$ ve $V_{diğer} = -3.0\text{ V}$ uygulayarak sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan değeri için öz uyumlu olarak çözen EST3D kodundan elektron yoğunluğunu elde ettik. Bu yoğunluğundan hesapladığımız sığalar ile büyük ve küçük örnek için Δ parametresini belirledik ve tablo (5.2)'de gösterdik. En son olarak EST3D kodundan elde ettiğimiz elektron yoğunluğunu kullanarak doldurma faktörünü hesapladık ($\nu(x,y) = 2\pi \ell_B^2 n_{el}(x,y)$). $B=3\text{ T}$ için doldurma faktörünün $\nu=2$ olduğu yeri ve buradan w , A ve L değerlerini hesapladık. Hesapladığımız değerleri denklem (5.6) ve (5.7)'de yerlerine koyup sığaları belirledik ve Δ parametresini hesapladık. Sıkıştırılmaz şeridin kalınlığını Chklovskii ve arkadaşların tanımladığı gibi denklem (4.14)'den belirledik [7]. Hesaplamalarımızın sonuçlarını tablo (5.2)'de gösterdik. Tablo (5.2)'deki hesaplamalarımız oldukça kaba bir hesaptan daha fiziksel bir hesaba yaklaşmaktadır. Ama yinede her üç hesaplamada tablo (5.1)'deki durumu karşılamaktadır. Bundan sonraki durumda ise a , b ve c sabitleri değiştiğinde büyük ve küçük örnek için AB ve CB etkileri nasıl değiştiğini göstermektir. Bunun için $b=1$ durumunda a ve c 'nin birer fonksiyonu olarak Δ parametresini hesapladık ve Şekil 5.8.'de gösterdik. Şekilde siyah çizgi ile işaretlenen bölge $\Delta=0.5$ olan bölgedir. Şekil 5.8.a.'da (küçük örnek) örneğin $a=7$ ve $c>4$ değerleri için AB, $a=7$ ve $c<4$ değerleri için CB etkisi gözlemlenmekte. Şekil 5.8.b.'de (büyük örnek) ise $a=7$ ve $c>1.36$ değerleri için AB, $a=7$ ve $c<1.36$ değerleri için CB etkisi gözlemlenmektedir. Yani farklı a ve c değerleri için farklı etkiler gösterebilmektedir.

1) Resimden		
Δ	Küçük	Büyük
T.G.	0.4	0.2
S.G.	0.517	0.483
2) (B=0 Tesla , Vc=-0.75 Volt)		
Δ	Küçük	Büyük
T.G.	0.44	0.21
S.G.	0.526	0.486
3) (B=3 Tesla , Vc=-0.75 Volt)		
Δ	Küçük	Büyük
T.G.	0.453	0.216
S.G.	0.529	0.486

Tablo 5.2. 1) Şekil 5.3.'deki resimden, 2) Şekil 5.2'deki üç boyutlu hetero yapı, Şekil 5.3.'deki kapı resimleri ile EST3D kodu kullanılarak elde edilen elektron yoğunluğundan, 3) EST3D kodu kullanılarak elde edilen elektron yoğunluğuna dik bir manyetik alan uygulanarak elde edilen doldurma faktöründen ($\nu=2$) hesapladığımız Δ parametreleri.



Şekil 5.8. a) Küçük örnek, b) büyük örnek için a ve c sabitlerinin birer fonksiyonu olarak Δ parametresinin değişimi.

BÖLÜM 6

SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

Bu çalışmada, iki boyutlu elektron sisteminde (2BES) tanımlanan Fabry-Perot interferometresine (FPI) uygulanan manyetik alanın etkisi ile oluşan geometrik ve kuantum sığaları hesaplayarak sistemin hangi durumda Aharonov-Bohm (AB) hangi durumda Coulomb Blokağı (CB) etkisi gösterdiğini hesapladık. 2BES'e dik bir manyetik alan uygulandığında elektron yoğunluğu profilinde metal gibi (sıkıştırılabilir bölge) ve yalıtkan gibi (sıkıştırılmaz şerit) davranan bölgeler oluşmaktadır [7]. Sıkıştırılabilir bölgelerdeki (SB) elektronlar, üzerlerine düşen potansiyeli çok iyi perdelediklerinden metal gibi, sıkıştırılmaz şeritlerdeki (SŞ) elektronlar ise üzerlerine düşen potansiyeli çok zayıf perdelediklerinden yalıtkan gibi davranmaktadırlar. Klasik sığa tanımından bildiğimiz üzere iki metal plaka arasında uygulanan gerilim farkı ile bir sığa oluşmaktadır. Bu sığa metal plakalar arası uzaklıkla ters orantılı, plakaların yüzey alanları ve plakalar arası yerleştirilen yalıtkan malzemenin dielektrik sabiti ile doğru orantılı bir şekilde artar. Bu tanım ışığında 2BES' e uygulanan dik bir manyetik alan varlığında oluşan metal ve yalıtkan gibi bölgelerde geometriye bağlı olarak oluşan geometrik sığaları hesapladık. Hesaplarımıza kuantum etkilerden oluşan kuantum sığaları da ekleyerek Bertrand I. Halperin ve arkadaşlarının [4] tanımladığı Δ parametresinin durumuna göre sistemin AB veya CB durumunda olduğunu hesapladık.

Hesaplamalarımızı farklı enerji band yapısına sahip yarı iletken malzemelerde de oluşturulabilen 2BES' lerde yaptığımızdan dolayı, Bölüm-2' de bunları ayrıntılı bir şekilde açıkladık. Aynı bölümde, 2BES' e dik bir manyetik alan uygulandığında oluşan SŞ ve SB' ler ile birlikte klasik ve kuantum Hall olayını da açıkladık. Teorik hesaplamamızda 2BES' i elde etmek için EST3D (electrostatic in three dimension)

isimli kodu kullandık [2,3,11,13,22]. Bu kod sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan değerlerinde malzemenin büyütme parametrelerini, sistemin boyutlarını ve yükler arası Coulomb etkileşmelerini de hesaba katarak üç boyutlu olarak Poisson denklemini öz uyumlu bir şekilde çözmektedir. Bölüm-3' de bu kodun çalışma prensibi ayrıntılı olarak anlattık. Deneysel çalışmalarda metalik kapı, kimyasal kesme ve her ikisi birlikte uygulanarak tanımlanabilen FPI' yı bu kod içinde benzeştirerek tamamen deneysel parametreler kullanılarak (malzemenin türü, büyütme parametreleri, boyutu, metalik kapılara uygulanan voltaj değerleri, katkılanan donör yoğunluğu, ...) modelledik. Bu modelleme ile yaptığımız hesaplamalar sonucunda iki boyutlu elektron sisteminin, elektron dağılımını ve toplam perdelenmiş potansiyel enerjinin uzaysal dağılımını elde ettik. Daha sonra buradan elde ettiğimiz toplam perdelenmiş potansiyel enerjinin uzaysal dağılımını kullanarak Thomas-Fermi-Poisson-Yaklaşıklığı yöntemi ile hesaplamamıza sıcaklığın ve dik bir manyetik alanın etkisini de kattık ve elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımını tekrardan hesapladık. Böylelikle Bölüm-5' deki elektron yoğunluğu sonuçlarından da açıkça görüleceği gibi SŞ ve SB bölgelerinin yerel olarak nerelerde oluştuğunu belirledik. Hesaplamalarımızı iki farklı büyüklüğe sahip FPI için (küçük örnek ($<5 \mu m^2$) ve büyük örnek ($>15 \mu m^2$)) ve örnek üzerine var olan ya da olmayan metalik kapı (top gate, side gate) durumlarına göre gerçekleştirdik. Bunun sebebi, Halperin ve arkadaşları [4] AB ve CB durumlarının örneğin büyüklüğüne ve örnek üzerine yerleştirilen metalik kapının varlığına göre değiştiğini ileri sürmektedirler. Buna göre küçük örnek için örnek üzerinde metalik kapı olmadığında CB etkisi gözleendiği, eğer örnek üzerinde metalik kapı yerleştirilip ve bir gerilim uygulandığında AB etkisi gözleendiği sonucunu rapor etmişlerdir. Büyük örnek için ise kapı varlığında ya da yokluğunda AB etkisi gözleendiğini rapor etmişlerdir. Bu durumu bir coupling parametresi (Δ) ile matematiksel bir ifade ile tanımladılar.

$$\Delta = \frac{C_{IL}}{C_L + C_{IL}} \quad (1)$$

Bu ifadedeki C_{IL} ve C_L sığalarını Bölüm-4 ve Bölüm-5' de açıkladık. Eğer $0 < \Delta < 1/2$ aralığında ise AB, $1/2 \leq \Delta < 1$ aralığında ise CB durumu gözleendiğini ileri sürmektedirler. Bunu teorik olarak modellemek için literatürde deneysel olarak ölçülen

[23] bir FPI' yi kullandık. Bu çalışmadaki deneysel verileri kullanarak (malzemenin türü, büyütme parametreleri, boyutu, metalik kapılara uygulanan voltaj değerleri, katkılanan donör yoğunluğu, ...) EST3D kodu ile elektron yoğunluğunun ve toplam perdelenmiş potansiyel enerjinin uzaysal dağılımını sıfır sıcaklık ve sıfır manyetik alan değerleri için hesapladık. Bu hesaplardan elde ettiğimiz toplam perdelenmiş potansiyel enerjiyi başlangıç koşulu olarak tanımlayıp dik bir manyetik alanın ve sıcaklığında etkilerini hesaba katmak için Thomas-Fermi-Poisson-Yaklaşıklığı yöntemi ile elektron yoğunluğunun uzaysal dağılımını elde ettik. Sığa formülleri için Halperin ve arkadaşlarının orantılı olarak tanımladıkları sığa formüllerini [4] geliştirdik ve tam bir eşiklik halinde tanımladık. Bunu yapmak için (a, b, c) sabitlerini bu formüllerde bir katsayı olarak tanımladık ve bu katsayıların değişimlerine göre yine Halperin ve arkadaşlarının tanımladıkları coupling parametresini (Δ) hesapladık. Bu sonuçları Bölüm-5' de gösterdik.

Bölüm-4' de gerçek örnekleri modellemeden önce indirgenmiş bir model tanımlayıp bu model için geometrik ve kuantum sığaların manyetik alan ile değişimlerini hesapladık. Bunun için bir elektron yoğunluğu tanımladık [21]. $\nu(x)=2\pi\ell^2 n_{el}(x)$ denkleminde yararlanarak doldurma faktörünü ve bu sayede SŞ ve SB bölgelerini belirledik. Evans ve arkadaşları [15] geometrik sığaları hesaplamak için denklemler tanımladılar. Bu sığaları hesaplamak için SŞ' nin kalınlığının hesaplanması gerektiğinden bunu da Chklovskii ve arkadaşlarının [7] yaptığı çalışmadan yararlanarak hesapladık. Geometrik sığaları bu şekilde hesapladıktan sonra kuantum sığadan gelen katkıyı da hesaplamamıza katarak geometrik, kuantum ve her ikisinin toplamından oluşan toplam sığaları Zeeman etkisini de hesaba katarak manyetik alanın bir fonksiyonu olarak belirledik.

KAYNAKLAR

- [1] Aharonov Y., and Bohm D., “*Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory*” *Phys. Rev.*, **115**, 485, (1959)
- [2] Arslan S., “*Image Processed Modelling of Quantum Point Contacts*” (Yüksek lisans tezi), (Technische Universität München), (2008)
- [3] Arslan S., Cicek E., Eksi D., Aktas S., Weichselbaum A., and Siddiki A., “*Modeling of quantum point contacts in high magnetic fields and with current bias outside the linear response regime*”, *Phys. Rev. B* **78**, 125423, (2008)
- [4] Bertrand I. Halperin, Ady Stern, Izhar Neder and Bernd Rosenow, “*Theory of the Fabry-Pérot quantum Hall interferometer*” *Physical Review B*, **83**, 155440, (2011)
- [5] C.W.J. Beenakker, H. Van Houten, and A.A.M. Staring, “*Influence of Coulomb repulsion on the Aharonov-Bohm effect in a quantum dot*”, *Phys. Rev. B* **44**, 1657–1662, (1991)
- [6] Cankuş Aydın G., “*MBE ile Büyütülen Si Delta-Katkılı GaAs'nin Elektriksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi*”, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, (2007)
- [7] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii and L. I. Glazman, 1992, “*Electrostatic of edge channels*” *Physical Review B*, **46**, 4026, (1992)
- [8] Davies J. H., “*The Physic of Low-Dimensional Semiconductor*”, Cambridge University Pres, (1998)

- [9] Eksi D., Cicek E., Mese A. I., Aktas S., Siddiki A., Hakioglu T., 2007, “*Theoretical investigation of the effect of sample properties on the electron velocity in quantum Hall bars*”, Phys. Rev. B 76, 075334, (2007)
- [10] Eksi D., Kilicoglu O., Aktas S., Siddiki A., 2009, “*The current polarization rectification of the integer quantized Hall effect*”, Physica E, 42, 1066, (2009)
- [11] Eksi D., Kilicoglu O., Goktas O., Siddiki A., “*Screening model of metallic nonideal contacts in the integer quantized Hall regime*”, Phys. Rev. B. 82, 165308, (2010)
- [12] Eksi D., “*Kuantum hall çubuğunda sıkıştırılamaz bölgelerdeki elektronun hızı*”, Yüksek lisans tezi, Trakya Üniversitesi, (2007)
- [13] Eksi D., “*Yarı İletken Tabanlı Mach–Zehnder İnterferometresi’ nin Sayısal Yöntemlerle Elektrostatik Modellenmesi*”, Doktora tezi, Trakya Üniversitesi, (2012)
- [14] Erol A., “*Yüzey ışıması yapan düşük boyutlu yapılarda Bragg yansıma olayının incelenmesi*”, Doktora tezi, İstanbul Üniversitesi, (2002)
- [15] Evans A. K., Glazman L. I., and Shklovskii B. I., “*Coulomb blockade in the quantum Hall effect state*” Physical Review B, **48**, 11120, 1993
- [16] Klitzing K. V., Dorda G. and Peper M., “*New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantum Hall resistance*”, Physical Review Letters, **45**, 494, (1980)
- [17] Mirioğlu S., “*AlGaAs/GaAs Heteroyapılarda öz uyumlu potansiyel hesabı*”, Yüksek lisans tezi, Muğla Üniversitesi, (2011)
- [18] Rolf R. Gerhardts, “*Low-dimensional Electron systems in semiconductors*”, (2005)

- [19] Siddiki A. and Gerhardts R. R., “*Self-consistent calculation of the electron distribution near a quantum point contact in the integer quantum Hall effect*”, Phys. Rev. B **68**, 125315, (2003)
- [20] Siddiki A. and Gerhardts R.R., “*Thomas-Fermi-Poisson theory of screening for laterally confined and unconfined two-dimensional electron systems in strong magnetic fields*”, Phys.Rev.B **68**,125315, (2003)
- [21] Siddiki A., Güven K., “*Semi-classical theory of Aharonov-Bohm oscillations under quantized Hall conditions*”, arXiv:1006.5012v2, (2010)
- [22] Weichselbaum A. and Ulloa S. E., “*Potential landscapes and induced charges near metallic islands in three dimensions*”, Phys. Rev. E **68**,5, 056707, (2003)
- [23] Yiming Zhang, McClure D. T., Levenson-Falk E. M., Marcus C. M., Pfeiffer L. N. and West K. W., “*Distinct signatures for Coulomb blockade and Aharonov-Bohm interference in electronic Fabry-Perot interferometers*” Physical Review B, **79**, 241304, (2009)

ÖZGEÇMİŞ

İsim /Soy isim	Özge Kılıçoğlu
Doğum Yılı:	29.06.1982
e-posta :	ozgekoglu@gmail.com

EĞİTİM BİLGİLERİ

Ülke	Üniversite	Fakülte/Enstitü	Öğrenim Alanı	Derece	Mezuniyet Yılı
Türkiye	Trakya Üniversitesi	FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	FİZİK	Doktora	2013
Türkiye	Trakya Üniversitesi	FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	FİZİK	Yüksek Lisans	2008
Türkiye	Trakya Üniversitesi	FEN-EDEBİYAT FAKÜLTESİ	FİZİK	Lisans	2006

YAYINLARI

SCI, SSCI, AHCI indekslerine giren dergilerde yayınlanan makaleler

1. Screening model of metallic nonideal contacts in the integer quantized Hall regime O Kilicoglu, D. Eksi, O. Goktas ve A. Siddiki PHYSICAL REVIEW B **82**, 165308, 2010.
2. The current polarization rectification of the integer quantized Hall effect O. Kilicoglu, D. Eksi, S. Aktas ve A.Siddiki Physica E **42**, 1066-1068, 2010

İŞ DENEYİMİ

KURUM	Dersin Adı
Işık Üniversitesi (Fizik Bölümü)	Mekanik Lab. Elektrik ve Manyetizma Lab.
Trakya Üniversitesi (Fizik Bölümü)	Bilgisayar ve Fizik Lab.

PROJE DENEYİMİ

Proje Adı	Kurum	Bütçe	Tarih	Görev	Proje Türü
Yarı İletken Tabanlı Parçacık İnterferometrelerinin Öz-Uyumlu Sayısal Hesaplama Yöntemleriyle İncelenmesi ve Aygıt Tasarımı	TÜBİTAK	115152	15.11.2009-15.11.2011	Bursiyer	Ulusal

ULUSAL VE ULUSLAR ARASI TOPLANTILARDA SÖZLÜ VE POSTER BİLDİRİLERİ

<p>1. “Investigation of Geometric and Quantum Capacitance of Fabry-Perot-type Interferometers in the Quantum Hall Regime Considering Real Samples” Poster sunumu ile katılım ICPS 2012-31 st International Conference On The Physics of Semiconductors, Zurich, Switzerland, July 29-August 3, 2012</p>
<p>2. “Classical Capacitance of Fabry-Perot-type Interferometers in the Quantum Hall Regime” Poster sunumu ile katılım VIII. Nanobilim ve Nanoteknoloji Konferansı, Ankara (25-29 Haziran 2012)</p>
<p>3. “The effects of disorder on the ideal and nonideal metallic contacts in the integer quantized Hall regime” Poster sunumu ile katılım Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi, Bodrum (6-9 Eylül 2011).</p>
<p>4. “The theoretical investigation of metallic contacts in the non-linear transport regime” Poster sunumu ile katılım The EP2DS19/MSS15 conference to be held in Tallahassee, Florida, July 25-29, 2011.</p>
<p>5. “Dış alanlar altında iç içe kübik kuantum noktası” İsimli konuşma ile katılım Muğla Üniversitesi IV. Akyaka Nano-Elektronik Taşınım Sempozyumu</p>

Muğla Üniversitesi / Muğla – TÜRKİYE, 4-12 Kasım 2009.

6. “2BEG.de tanımlı parçacık interferometreleri” İsimli konuşma ile katılım
V. Nano-elektronik Taşınım Sempozyumu
Feza Gürsey enstitüsü, İstanbul (07-11 şubat 2010).

7. “The multilayered cubic quantum dot under the external fields” İsimli konuşma ile katılım
13. Ulusal Sıvihal Fiziği Sempozyumu, 27-29 EKİM 2009
Piri Reis Üniversitesi / Tuzla-İstanbul.

8. “The Electronic Properties under Magnetic and Electric Fields of an Electron in Multilayered Cubic Quantum Dot” İsimli konuşma ile katılım
Muğla Üniversitesi II. Akyaka Nano-Elektronik Taşınım Sempozyumu
Muğla Üniversitesi / Muğla – TÜRKİYE, 6-10 Şubat 2009.

9. “The Electronic Properties under Magnetic and Electric Fields of an Electron in Multilayered Cubic Quantum Dot” Poster Sunumu
İstanbul Teknik Üniversitesi, 4.Ulusal Nanobilim Ve Nanoteknoloji Konferansı (2008).