TÜBİTAK

İki Boyutlu Düşük Sıcaklık Topolojik Yalıtkanlarının Yüksek Manyetik Alanlarda Elektriksel Karakterizasyonu

Program Kodu: 1001

Proje No: 112T264

Proje Yürütücüsü:
Doç. Dr. Afif Sıddıki

Bursiyerler:
Dr. NADER GHAZANFARİ
HÜSEYİN ATCI
SERHAN SEYYARE AKSU

EKİM 2016
İSTANBUL

ÖNSÖZ

İkili işbirlikleri çerçevesinde üTÜBİTAK tarafından desteklen ve Alman Araştırma Kurumu ile ortak yürütülen bu projede, içinde bulunduğumuz çağın çok hızlı teknolojik gelişmelerinin gerektirdiği “Kuantum bilgisayarlarının” temel yapı taşlarından olan parçacık interferometrelerin deneysel ve kuramsal olarak çalışma rejimleri incelenmiştir.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ **i**

ŞEKİL LİSTESİ **iii**

ÖZET **v**

ABSTRACT **vii**

1 GİRİŞ **1**

2 TEORİ **3**
2.1 Hall Etkisi . . . 3
2.1.1 Klasik Hall Etkisi . . . 3
2.1.2 Kuantum Hall Etkisi . . . 5
2.2 İki Boyutta Durum Yoğunluğu . . . 8
2.3 Kenar Durumlarının Elektrostatiği . . . 11
2.4 Kapasite . . . 13

3 MALZEME VE YÖNTEM **16**
3.1 Örnek . . . 16
3.2 Deney Düzeneği . . . 16
3.2.1 Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı'nda Oluşturulan Deney Düzeneği . . . 17
3.2.2 NanoScience Merkezi'nde Oluşturulan Deney Düzeneği . . . 18
3.3 Seyreltik Soğutucu . . . 18
3.3.1 Soğutma İşleminin Temelleri . . . 19
3.4 Kilitlemeli Yükselteç . . . 21
3.4.1 Çalışma Prensibi . . . 21

4 BULGULAR VE MODEL **24**

5 SONUÇ **32**

KAYNAKLAR **34**

ŞEKİL LİSTESİ

2.1 Klasik Hall etkisinin şematik gösterimi. 3
2.2 Hall direncinin manyetik alana göre değişimi. 5
2.3 Kuantum Hall Etkisi (Bu grafik Klaus von Klitzing'in 1985 yılında vermiş olduğu Nobel dersi notlarından alınmıştır). 6
2.4 (a) Kuantum Hall Etkisi'nde Landau enerji seviyelerindeki durum yoğunluğu. (b) Kuantum Hall Etkisi'nde Hall direnci. 8
2.5 İki boyutta $k-$uzayı. Durum yoğunluğu Fermi yüzeyinin içinde birim alanda $E + dE$ enerji aralığındaki girilebilir durumların sayısı olarak tanımlanır. 9
2.6 (a) Manyetik alan altında parçacığın enerji seviyeleri (Landau seviyeleri). (b) Landau seviyelerinin durum yoğunluğu. Merkezleri y_0'da bulunan harmonik osilatörden bir Landau seviyesi içerisinde kaç tane bulunduğunun sayısı. Bu sayı $2\pi l_B^2$'dir. 10
2.7 Aynı düzlem üzerinde bulunan 2BES ve metalik kapıların tasviri. Sol kalın siyah çizgi $-V_g$ potansiyeli uygulanan metalik kapıyı, sağ taraftaki ise topraklanmış 2BES'i göstermektedir. Artılar donorlardan kaynaklanan pozitif arka plan yüklerini,x-ekseni altında kalan kısım ise dielektrik sabiti ϵ olan yarıiletkeni temsil eder [3]. 12
2.8 Kuantum Hall rejiminde spinsiz elektronların kenar durumları. (a) – (c) Tek parçacık resmi. (a) 2BES'in üstten görünümü. Oklar elektron akışını temsil etmektedir. (b) Landau seviyelerinin kenarlarda bükülmesi. İçi dolu yuvarlaklar yerel doluluğu gösterir, içi boş olanlar Fermi seviyesinin üstünde kalan seviyelerdir. Yarı dolu olanlar ise hala girilebilir durumların olduğunu belirtir. (c) Konuma göre elekton yoğunluğu. (d) – (f) Öz uyumlu çözümün sonucu. (d) 2BES'in üstten görünümü. Taralı bölgeler girilebilir durumların olduğu bölgeleri göstermektedir (sıkıştırılabilir şeritler). (e) Landau seviyelerinin bükülmesini gösterir. Enerjide sabit kalan bölgelerde potansiyel sıkıştırılabilir bölgeler tarafından perdelenir. (f) Konuma göre elektron yoğunluğu. Elektron yoğunluğu artışı girilebilir olan bölgelerde mümkündür. Girilebilir durum olmayan bölgelerde (sıkıştırılamaz şeritler) elektron yoğunluğu sabit kalır [3]. 13
2.9 Yüzey alanı S ve aralarındaki uzaklık L olan paralel levhalar. 14

3.1 Örneğin kontak yapısı. Hall ölçümü için uygulanan potansiyel fark S-D kontakları aracılığıyla uygulanmıştır. 1-2-3-4 kontakları Hall ve boylamsal potansiyeli ölçmek için kullanılmıştır. A-B kontakları hava köprüsü tekniği ile, örneğin orta kısmında ve 2BES'nin külçe bölgesinin elektriksel özelliğinin incelenmesi için tanımlanmıştır. 16
3.2 KuanTek'te kurulan deney düzeneği. 17
3.3 CeNS'te kurulan deney düzeneği. 18
3.4 Seyreltik soğutucu temel bölümleri ve gaz akış diyagramı. 20
3.5 LIA sinyal diyagramı. 21
3.6 LIA blok diyagramı. 23

4.1 $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 50\ mV$, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 4\ mV$ voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı Hall potansiyeli (siyah-düz çizgi), boylamsal potansiyel (kırmızı-kesikli çizgi) ve iç kontak potansiyeli (mavi-nokta) davranışı. 24
4.2 $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 4\ mV$ voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı Hall potansiyeli (siyah-düz çizgi) ve iç kontak potansiyeli (mavi-nokta) davranışı. Sarı bölgeler iç kontak potansiyelinin en yüksek değeri aldığı aralığı göstermektedir. 25
4.3 $170\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 100\ mV$ AC, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 0.5\ mV$ DC voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı Hall potansiyeli (siyah-düz çizgi), boylamsal potansiyel (kırmızı-kesikli çizgi) ve iç kontak akımı (mavi-nokta çizgi) davranışı. Sarı bölgeler iç kontak akımının sıfır olduğu aralığı göstermektedir. 25
4.4 Model. g alt grafiği $10\ mK$'deki Hall ölçümünü göstermektedir. $V_{SD} = 4\ mV$, $V_{AB} = 50\ mV$ olarak uygulanmıştır. a'dan f'ye kadar olan alt şekiller 2BES durum yoğunluğundaki değişimi kurulacak model doğrultusunda göstermektedir. Yeşil, elektron gazındaki durum yoğunluğunun olduğu bölgeleri (sıkıştırılabilir bölge), siyah, durum yoğunluğunun olmadığı bölgeleri (sıkıştırılamaz bölge) göstermektedir. Sarı, buz mavisi ve kırmızı bölümler kontakları göstermektedir. Alt grafiklerin üst kısmında görülen devre şemaları o anki durumun tahmini elektriksel devre gösterimidir. R_C, kontak direnci, R_B, 2BES'nin direnci, C_{IS}, sıkıştırılamaz şeritlerden kaynaklı oluşan kapasite ve C_{IB}, sıkıştırılamaz bölgeden kaynaklı oluşan kapasitedir. 27
4.5 Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 4\ mV$ voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı iç kontak potansiyelinin sıcaklığa göre değişimi. Siyah-düz çizgi $10\ mK$, kırmızı-kesikli çizgi $250\ mK$, mavi-nokta $500\ mK$, yeşil-çizgi nokta $750\ mK$. 29
4.6 $170\ mK$'de $2.24\ T$ manyetik alan değerinde ($\nu = 2$) iç kontakta oluşan potansiyel farkın frekans bağımlılığı. Siyah-düz çizgi $10\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $50\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $4\ V$. 29
4.7 $170\ mK$'de $4.48\ T$ manyetik alan değerinde ($\nu = 1$) iç kontakta oluşan potansiyel farkın frekans bağımlılığı. Siyah-düz çizgi $10\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $50\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $4\ V$. 30
4.8 $10\ mK$'de iç kontaklar arasında $10\ mV$ uygulanırken manyetik alana bağlı iç kontak potansiyelinin kaynak-toprak kontaklarına uygulanan voltaja göre değişimi. Siyah-düz çizgi $0\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $26\ mV$. 30
4.9 $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$ manyetik alana bağlı iç kontak potansiyelinin iç kontağa uygulanan voltaja göre değişimi. Siyah-düz çizgi $4\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $10\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $1\ V$. 31
4.10 $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$ uygulanırken manyetik alana bağlı Hall potansiyelinin iç kontaklara uygulanan voltaja göre değişimi. Siyah-düz çizgi $4\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $10\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $1\ V$. 31

ÖZET

Enerji band aralıkları farklı iki yarı-iletken yapının arayüzeyinde yüksek mobiliteli iki boyutlu elektron sistemleri oluşturulabilmektedir. Bu heteroeklemin üst yüzeyine depozite edilen metalik kapıların negatif potansiyelle beslenmesi sayesinde, elektronların serbestlik dereceleri bir (kuantum kuyular), hatta sıfır (kuantum noktalar) boyuta düşürülebilmektedir. İki boyutlu elektron gazının düzlemine dik uygulanan güçlü manyetik alan da benzer şekilde, sistemin serbestlik derecesini dışsal bir parametre olarak değiştirmektedir. Kapı tanımlı aygıtlarda genellikle elektriksel karakterizasyon deneyleri yapılmakta ve sıcaklık, kapılara uygulanan elektriksel potansiyelin ve manyetik alanın taşınım üzerine olan etkileri incelenmektedir. Bu .l.ümlerin en .nemlileri arasında tamsayılı ve kesirli kuantize Hall olayları g.sterilebilir. Ayrıca, yine kuantize Hall şartları altında .alışan kuantum nokta aygıtları yapmak mümkündür. Bu aygıtların ileride, kuantum bilgisayarlarına temel oluşturması öngörülmektedir. Aharonov-Bohm spektroskopisi sanki-parçacıkların kuantum istatistiksel özelliklerinin tamsayılı ve kesirli kuantize Hall rejimlerinde incelenmesinde önemli bir araçtır. Konuyla ilgili araştırmalar özellikle Abelyen olmayan (non-Abelian) durumların topolojik kuantum bilgi işlenmesine yol açacağı öngörüsü üzerinde yoğunlaşmaktadır. Ancak, etkileşimlerin bu kuantum durumlarını kuantize Hall şartları altında nasıl etkilediği henüz bilinmemektedir. Ekibimiz bu problemi faz bağımlı manyeto-transport deneyleri ile birlikte elektron-elektron etkileşimlerini de hesaba katan öz-uyumlu çözüm yöntemleri ile incelemiştir. Odak noktamız doğrusal olmayan fakat eş evreli (coherent) olan kenar durum (edge-state) taşınımı üzerinedir. Bu rejim mevcut araştırma etkinliklerinin epeyce ötesindedir. Deneylerimizin bir kısmı, GaAs heteroyapıda oluşturulan iki boyutlu elektron gölcüğünde (noktasında) tanımlı Aharonov-Bohm interferometrelerinde gerçekleştirilmiştir. Bu aygıt aynı zamanda kuantum anahtarı olarak da kullanılabilecektir. Kuantum Hall kenar durumları faz eş evresini (phase coherent) korumaktadır ve interferometrenin kolları olarak düşünülmektedir. Elektron gölcüğünün geometrisi ve kenar durumların doğası yüzey kapılarına uygulanan gerilim ile kontrol edilebilmektedir. Bu alan etkili teknik, tuzaklama potansiyelinin dikliğini kontrol etmemize olanak sağlamakta ve bu sayede her bir interferometre kolunun asimetrik olarak tanımlanmasına imkan vermektedir. Kapı tanımlı asimetrinin kuantum Hall durumlarına önemli

etkisi ekibimizin önceki çalışmalarında gösterilmiştir. Bu projede, kuantum anahtarlarının faz eş evreli yük taşınım özelliklerini; simetriyi, manyetik alan şiddetini, sıcaklığı, yük taşıyıcı yoğunluğunu ve mobiliteyi de içeren parametrelerin bir fonksiyonu olarak doğrusal olmayan rejimde inceledik. Çalışmalarımız etkileşimlerin kuantize Hall durumlarının şu andaki anlayışına yeni bir seviye kazandıracaktır. Bu önerilenleri yapmak için, kapı tanımlı aygıtlarda elektriksel karakterizasyon deneylerini yüksek manyetik alanlarda (B>5 Tesla) ve düşük sıcaklıklarda (T<1.4 K) gerçekleştirmek gerekmektedir. Bu deneyler için gerekli olan süperiletken magnet ve soğutucu sistem Ludwig-Maximilian üniversitesi Münih, Almanya'da Doç. Dr. Stefan Ludwig'in laboratuarında bulunmaktadır. Bu laboratuvara yaptığımız ziyaretlerde elde edilen sonuçlar raporda sunulacaktır. Ayrıca, İstanbul üniversitesi Fizik bölümünde de benzer, ancak daha güçlü bir laboratuar (B 20 Tesla, T< 10 mK) proje yürütücüsü ve ekibi tarafından kurularak hizmete girmiştir. Ancak ne yazıkki, idarecilerin basiretsiz davranış ve hatta psikolojik tacizleri sonucunda bugün bu laboratuvar kullanılamaz hale gelmiştir. Ben ve ekibim çalışmalarımıza Mimar Sinan Güzel Sanatlar üniversitesi Fizik Bölümün'de devam etmek durumunda kalmış bulunmaktayız. İlk aşamada deneylerin bir kısmı Almanya'da yapılırken, kuramsal çalışmalar ise Türkiye'de gerçekleştirilmiştir. İkinci aşamada, özellikle kesirli kuantize Hall etkisini içeren deneyler Türkiye'de gerçekleştirilmiştir. Örnek hazırlama süresi ile birlikte projenin tüm aksamalara rağmen zamanında bitirilmiştir. Almanya ve Türkiye'de bulunan iki ekip, araştırmada birlikte çalışarak ve çok sayıda makaleyi Uluslararası saygın dergilerde yayınlanmıştır. Bu proje ile, Almanya ve Türkiye arasında deneysel ve kuramsal, bilgi ve deneyim akışı sağlamış ve özgün çalışma yayınlanmıştır. Ayrıca, Türkiye'de henüz yeni yeni oluşmakta olan yüksek manyetik alan-düşük sıcaklık deney gruplarına, doktora ve yüksek lisans öğrencilerinin eğitimleri ile yetişmiş eleman sağlanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Kuantum Hall etkisi, 2BES, Hall etkisi topolojisi, Aharonov-Bohm fazı

ABSTRACT

High mobility two-dimensional electron systems are formed at the interface of two semiconductors with different band gaps. The metallic gates deposited on the top surface of these heterostuctures can be biased with negative electrical potentials to reduce the dimension of the system to one (quantum wells) or zero (quantum dots). Similarly, if a strong magnetic field is applied perpendicullarly to the normal of the electron system, this field can reduce the degrees of freedom as an external parameter. It is common to perform electrical characterisation measurements at these gate defined samples and the effect of temperature, gate voltage and magnetic field on the transport properties are investigated. It is claimed that these devices could be the basic ingredients of quantum computers, in the future. Aharonov-Bohm spectroscopy is a powerful tool to study the quantum statistics of quasi particles in the integer and fractional quantum Hall regimes. Related major activities are in particular driven by the search for non-abelian states which could pave the path towards topological quantum information processing. However, a detailed understanding of how interaction affects the quantum states is still lacking for both quantum Hall effects. We tackled this challenge by performing phase dependent magneto-transport experiments in conjunction with self-consistent model calculations taking into account electron-electron interaction. Our focus was the nonlinear but still phase coherent regime of edge channel transport; this goes beyond existing efforts. The experiments have been conducted on an Aharonov-Bohm interferometer, which can be employed as a quantum switch, defined in a two dimensional electron puddle in a GaAs based heterostructure. Phase coherent quantum Hall edge states serve as the interferometer arms. The geometry of the puddle and nature of these edge states were controlled by voltages applied to top gates. This field effect technique allowed us to tune the steepness of the confinement potential and, thus, define asymmetric edges guiding individual interferometer arms. Our own previous studies demonstrate a strong impact of such gate defined asymmetries on the quantum Hall states. We studied phase coherent transport properties of the quantum switch in the nonlinear regime as a function of symmetry and other parameters including magnetic field strength, temperature, carrier density and mobility. Our studies provide a new level of understanding of how

interactions affect the quantum Hall states. To realize the above proposal, one has to perform transport experiments at high magnetic fields (B> 5 Tesla) and low temperatures (T< 1.4 K), considering gate defined samples. The required superconducting magnet and the cryostat are available in the experimental group of PD. Dr. Stefan Ludwig at Ludwig-Maximilians University, Munich, Germany. A similar, however, powerful system (B 20 Tesla, T< 10 mK) was available at Istanbul University, Department of Physics, in the laboratory of Assoc. Prof. Afif Sıddıki, built by him and his team members. The gate defined devices characterised are already available in both of the laboratories. As important as the experimental equipment, the theoretical experience and necessary numerical tools exist in our team. In the first part, we performed the measurements within the integer quantized Hall effect in Germany, whereas the theoretical work was conducted in Turkey. In the second step, the experiments were also conducted in Turkey, in particular the ones concerning the FQHE. The two teams in Germany and Turkey, worked together during the project and have published considerable amount of papers at high impact international jounals. This project lead transfering of experience and knowledge between the two countries and a number of original works is published. In addition, it contributed to the improvement of low temperature-high magnetic field laboratories, which are being established recently, by educating Ph.D and B.Sc. students.

Key Words: Quantum Hall effect, 2DES, topology of Hall effect, Aharonov-Bohm phase

1 GİRİŞ

Doğa, tarih boyunca insan tarafından merak edilmiş ve insan çeşitli yöntemlerle doğanın işleyişi hakkında bilgi sahibi olmaya çalışmıştır. İnsan doğa hakkında bilgi sahibi oldukça çeşitli ve daha büyük problemlerle karşılaşmış, bu problemleri de deney ve teori ile gerektiğinde bakış açısını değiştirerek çözmeye çalışmıştır. Bu duruma kuantum mekaniğinin oluşumu iyi bir örnektir. 19. yy. bilim insanları fotoelektrik olay, morötesi felaket ve maddeyi oluşturan atomların davranışı gibi "küçüğün fiziği" problemini çözmek için bulundukları zamana kadar karşılaşılan problemleri oldukça iyi çözen klasik fiziğe güvenmişler ancak başarılı olamamışlardır. 20. yy. başlarında bakış açısının değiştirilmesi ile kuantum mekaniğinin temel aksiyomları oluşmaya başlamış ve "küçüğün fiziği" daha iyi anlaşılmıştır. Kuantum mekaniğinin gelişmesiyle kendine geniş bir alan bulan Temel Fizik ve Katı Hal Fiziği gün geçtikçe daha çok soruya cevap bulmakta ve özellikle Katı Hal Fiziği aracılığıyla kuantum mekaniksel sistemler teknolojiye uyarlanarak insanlığın yararına sunulmaktadır.

Kuantum mekaniksel davranışın deneysel olarak incelenmesinde gerek band yapısının değiştirilebilmesi gerekse çeşitli kimyasal yöntemlerle geometri oluşturulabilmesi bakımından yarıiletkenler önemli bir yere sahiptir. Yarı-iletken alaşımlar üzerinde oluşturulan iki boyutlu elektron sistemlerinde elektronik taşınım üzerine yapılan çalışmalar sayesinde, elektron doğası hakkında gün geçtikçe daha fazla bilgiye ulaşılmaktadır. Ayrıca çoğu bilim insanının bu tip sistemlerin kuantum bilgisayar ve kuantum kriptoloji için temel olacağını düşünmesinden dolayı bu tip çalışmalar fizikte önemli bir yere sahiptir.

İki boyutlu elektron sistemleri üzerinde hem elektrik alan hem de manyetik alanı içermesinden dolayı Hall ölçümleri çok önemlidir. Ayrıca bu ölçümlerin düşük sıcaklık ($< 4.2\ K$) ve yüksek manyetik alan ($> 1\ T$) altındaki davranışı bu çalışmalara yeni bir boyut katmıştır. Bu şartlar altında ilk olarak Klaus von Klitzing tarafından [1, 2] iki boyutlu elektron sistemi üzerinde yapılan ölçümlerde Hall direncinin bazı manyetik alan değerlerinde sabit olması ve aynı zamanda boylamsal direncin sıfıra gitmesi Hall etkisinin kuantum mekaniksel olarak incelenmesini gerektirmektedir. Hall direncinin aldığı bu sabit değer günümüzde Klitzing sabiti olarak anılmakta ve temel direnç ölçütü olarak kullanılmaktadır. Ayrıca boylamsal direncin sıfıra gitmesi elektronun

sistem içindeki herhangi bir çarpışmaya uğramadığını söyler ve bundan dolayı oldukça önemli bir sonuçtur. Sistemin bu özel bölgelerdeki elektron dağılımı kullanılarak yapılan interferometrik deneyler sayesinde elektron fazının korunumlu iletimi ve dolanıklık gibi temel kuantum mekaniği olayları üzerinde deneysel çalışmalar için önemli olanak sağlar.

Kuantum Hall rejiminde iki boyutlu elektron sisteminin elektron dağılımı üzerine yapılmış teorik çalışmalardan biri Chklovskii ve diğ. [3] tarafından yapılmıştır. Bu çalışmanın sonucu olarak sistemin manyetik alan ve konuma bağlı elektron yoğunluğuna bağlı olarak sıkıştırılabilir (metal gibi) ve sıkıştırılamaz (yalıtkan gibi) şeritlere ayrıldığı görülmüştür. Deneysel olarak yapılmış bir başka çalışmada ise Taramalı Kapasite Mikroskobu (SCM) [4] ile elektron dağılımı incelenmiştir. Bu iki çalışmada elektron dağılımı hakkında verdiği bilgi bakımından oldukça önemlidir ancak ne bu çalışmalarda ne de bunlara benzer çalışmalarda da Kuantum Hall rejimindeki sistemin orta kısmının (bulk-külçe) elektron taşınım özellikleri incelenmemiştir.

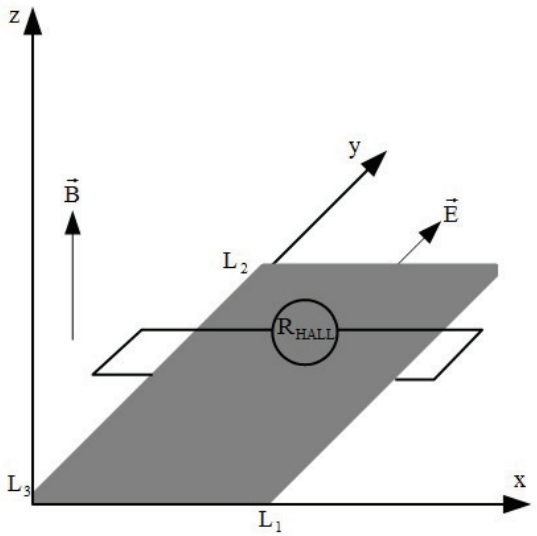
Bu projede Hall geometrisine sahip iki boyutlu elektron sisteminin orta kısmına özel bir teknik ile yapılmış olan iki kontak aracılığıyla doğrudan elektron taşınım özellikleri deneysel olarak incelenmiştir. Böylelikle Kuantum Hall rejimindeki iki boyutlu elektron sisteminin topolojik özelliği hakkında daha fazla bilgiye ulaşmak amaçlanmıştır.

2 TEORİ

2.1 Hall Etkisi

Bir iletken yüzeyine dik manyetik alan uygulandığında ve bu manyetik alana dik akım uygulandığında, hem manyetik alana dik hem de uygulanan akıma dik yönde iletkenin iki kenarı arasında bir potansiyel farkı oluşur. Bu etki ilk olarak 1879 yılında Edwin Hall tarafından ölçüldüğü için Hall etkisi olarak adlandırılır. Sabit akım altında, Ohm Yasası gereğince, elde edilen dirence de Hall direnci (R_{HALL}) denir. Hall etkisi malzeme içindeki yük taşıyıcılarının tipi (elektron-deşik) ve yoğunluğu hakkında bilgilere ulaşılmasını sağlar. Bu bakımdan Hall etkisi özellikle Katı Hal Fiziği'nde çok önemli bir olgudur.

2.1.1 Klasik Hall Etkisi



Şekil 2.1: Klasik Hall etkisinin şematik gösterimi.

Hall etkisinin oluşmasının sebebi $\vec{F}_B = q\vec{E} + \frac{q}{c}\vec{v}_d \times \vec{B}$ şeklindeki Lorentz kuvvetidir. Burada q yük taşıyıcısının yükünü, c ışık hızını, $\vec{E}$ elektrik alanı, $\vec{v}_d$ yük taşıyıcısının sürüklenme hızını ve $\vec{B}$ manyetik alanı belirtmektedir.

Drude modeli çerçevesinde yük taşıyıcısının malzeme içindeki hareketi saçılmalar üzerinden tanımlanır. τ saçılmalar arasında geçen ortalama zaman olmak üzere elektrik alan altında ha-

reket eden yük taşıyıcısının sürüklenme hızı,

$$\vec{v}_d = \frac{q\vec{E}\tau}{m} \tag{2.1}$$

şeklindedir. Burada m yük taşıyıcısının kütlesidir. Toplam akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = n_q q \vec{v}_d = \sigma_0 \vec{E} \tag{2.2}$$

şeklindedir. n_q, birim hacimdeki yük taşıyıcısı yoğunluğu, σ_0 elektriksel iletkenliktir ve $\sigma_0 = n_q q^2 \tau / m$ eşitliğini sağlar.

Manyetik alan altında sistemin durumunu iletkenlik ve özdirenç tensörleri ile incelemek faydalıdır;

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \ , \ \rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}. \tag{2.3}$$

İletkenlik ve özdirenç,

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \text{ ve } \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

şeklinde Ohm kanununu sağlar. Manyetik alan altında sürüklenme hızı Lorentz kuvvetinden dolayı,

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_d \times \vec{B} \right) \tag{2.5}$$

şeklini alır. Şekil 2.1'deki gibi manyetik alanın z-yönünde olduğu durumda yük taşıyıcısının hareketi xy-düzleminde olacaktır. Sabit manyetik alan için hareket denklemleri,

$$\begin{aligned} \sigma_0 E_x &= \omega\tau j_y + j_x, \\ \sigma_0 E_y &= -\omega\tau j_x + j_y \end{aligned} \tag{2.6}$$

şeklindedir. Burada $\omega = qB/mc$ olarak tanımlanır ve yük taşıyıcısının siklotron hareketinin frekansıdır. Denklem 2.6'dan özdirenç tensörünün elemanları,

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{1}{\sigma_0} \ , \ \rho_{xy} = -\rho_{yx} = \frac{\omega\tau}{\sigma_0} \tag{2.7}$$

şeklinde, iletkenlik tensörü elemanları,

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tau)^2} \ , \ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{-\sigma_0\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \tag{2.8}$$

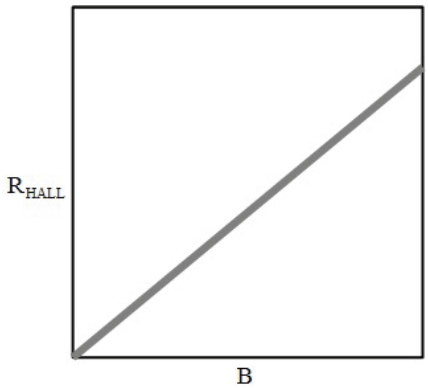
şeklinde bulunur. İletkenlik ve özdirenç arasındaki ilişki,

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} \ , \ \sigma_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} \tag{2.9}$$

şeklindedir. Malzemeye Şekil 2.1'deki gibi elektrik alan y yönünde uygulandığı zaman ($E_x = 0$),

$$\rho_{xy} = \frac{\omega\tau}{\sigma_0} = \frac{B}{n_q q c} = \rho_{HALL} \tag{2.10}$$

şeklinde olur. Denklem 2.10'daki $1/n_q q$ oranı Hall katsayısı (R_H) olarak adlandırılır ve Hall katsayısının işareti yük taşıyıcılarının tipi bilgisini verir. Hall etkisinde direnç manyetik alana göre lineer olarak değişir [Şekil 2.2].



Şekil 2.2: Hall direncinin manyetik alana göre değişimi.

2.1.2 Kuantum Hall Etkisi

Klaus von Klitzing [1, 2] 1980 yılında Si-MOSFET ara yüzeyinde oluşan iki boyutlu elektron sisteminin (2BES) yüksek manyetik alan ve düşük sıcaklıkta elektronik taşınım özelliklerini deneysel olarak incelemiştir. Yaptığı deneyler sırasında manyetik alan ile doğru orantılı olan Hall direncinin bazı manyetik alan değerleri arasında sabit kaldığını gözlemlemiştir. Hall direncinin sabit kaldığı bölgelerde direnç değeri, h Planck sabiti ve e elektron yükü temel sabitleri oranının katları şeklinde değerler aldığını gözlemlemiştir:

$$R_{HALL} = \frac{h}{\nu e^2}. \tag{2.11}$$

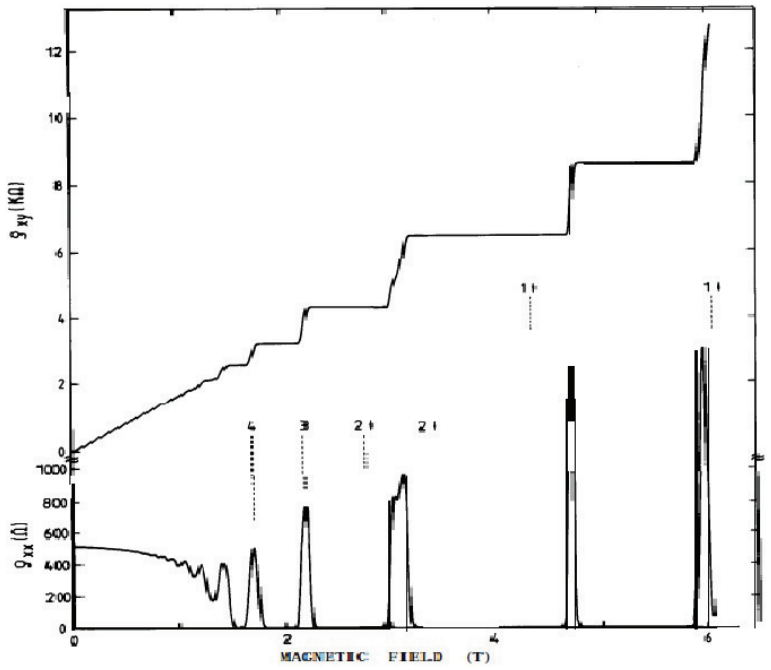
Bu eşitlikteki ν katsayısı doldurma faktörü olarak adlandırılır ve Fermi enerjisi altındaki manyetik alan sebebiyle oluşan dolu olan enerji seviyelerinin sayısını ifade eden tam sayıdır. K. von Klitzing'e bu çalışmasından ötürü 1985 yılında Nobel Fizik Ödülü verilmiştir. $\nu = 1$ için Hall direnci, $R_{HALL} = 25812.807\ \Omega$ değerinde olup 1990 yılında Klitzing sabiti (R_{K90}) olarak adlandırılmıştır. Bu sabit temel direnç ölçütü olarak kullanılmaktadır.

Kuantum Hall Etkisi'nin basit olarak teorisini anlamak için manyetik alan altındaki etkileşimsiz elektron Hamiltonyen'inini çözmek faydalıdır.

Düzgün Manyetik Alan Altında Hareket Eden Parçacık

Kuantum mekaniksel olarak m kütleli, q yüklü ve spinsiz parçacığın manyetik alan altındaki Hamiltonyen'i,

$$\hat{H} = \frac{1}{2m}\left(\hat{p} - \frac{q}{c}\vec{A}\right)^2 \tag{2.12}$$



Şekil 2.3: Kuantum Hall Etkisi (Bu grafik Klaus von Klitzing'in 1985 yılında vermiş olduğu Nobel dersi notlarından alınmıştır).

şeklindedir. Burada $\vec{A}$ elektromanyetik vektör potansiyeli olup $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ şeklinde manyetik alanın kaynak potansiyeli, $\hat{p}$ momentumdur. $\hat{p} = \frac{\hbar}{i}\hat{\nabla}$ olduğunu hatırlayarak tam kare açılırsa $\hat{H}$,

$$\begin{aligned}\hat{H} =& \frac{1}{2m}\left[\hat{p}^2 - \frac{q}{c}\hat{p}\cdot\vec{A} - \frac{q}{c}\vec{A}\cdot\hat{p} + \left(\frac{q}{c}\right)^2\vec{A}^2\right] \\ =& -\frac{\hbar^2}{2m}\hat{\nabla}^2 - \frac{q\hbar}{2imc}\hat{\nabla}\cdot\vec{A} - \frac{q\hbar}{imc}\vec{A}\cdot\hat{\nabla} + \frac{q^2}{2mc^2}\vec{A}^2\end{aligned} \tag{2.13}$$

şeklini alır. Hamiltonyen Landau ayarı ($\vec{A} \equiv (-By, 0, 0)$) altında tekrar düzenlenirse,

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) - i\hbar\omega y\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2}m\omega^2 y^2 \tag{2.14}$$

olur. $[\hat{H}, \hat{p}_x] = 0$ olduğundan $\hat{H}$ ve $\hat{p}_x$ aynı özfonksiyonlara sahiptir. Bu durumda $\hat{H}$'nin özfonksiyonları,

$$\psi(x, y) = \mathrm{e}^{ip_x x/\hbar}U(y) \tag{2.15}$$

şeklinde yazılabilir. Burada p_x, $\hat{p}_x$ operatörünün özdeğeridir. Bu fonksiyon Denklem 2.14'de yerine konursa, $y_0 = -p_x/m\omega$ olmak üzere $U(y)$ için,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}U''(y) + \frac{1}{2}m\omega^2(y - y_0)^2U(y) = EU(y) \tag{2.16}$$

denklemi elde edilir. Bu denklem denge noktası y_0'da bulunan ve yay sabiti $m\omega^2$ olan bir boyutlu harmonik osilatörün Schrödinger denklemi ile aynı olduğundan ve

$$\alpha = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} = \frac{1}{l_B} \; ; \; N_n = \Big(\frac{\alpha}{\pi^{1/2} n! 2^n}\Big)^{1/2} \tag{2.17}$$

olmak üzere,

$$\begin{aligned} U(y) &= N_n \mathrm{e}^{-(y-y_0)^2\alpha^2/2} H_n[\alpha(y-y_0)], \\ E_n &= \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right) \; ; \; n = 0, 1, 2, \ldots \end{aligned} \tag{2.18}$$

çözümleri bulunur. Burada y_0, siklotron hareketinin merkezinin koordinatıdır. l_B manyetik uzunluktur ve siklotron hareketinin yarıçapıyla orantılıdır. H_n n. derece Hermite polinomu olup,

$$H_n(\xi) = (-1)^n \mathrm{e}^{\xi^2} \frac{d^n}{d\xi^n} \mathrm{e}^{-\xi^2} \tag{2.19}$$

şeklindedir. E_n enerji seviyeleri Landau enerji seviyeleri olarak anılır.

Parçacık xy-düzleminde hareket ediyorsa, p_x kuantum sayısı sürekli her değeri alır. E_n, p_x'e bağlı olmadığı için sonsuz kere dejeneredir. Eğer hareket sonlu $L_1 \times L_2$ düzlemine kısıtlanırsa, dejenerelikler sonlu ve p_x'in alabileceği farklı değerlerin sayısına eşit olacaktır. Bunu görmek için ψ'nin x-boyunca,

$$\psi(x, y) = \psi(x + L_1, y) \tag{2.20}$$

şeklinde periyodik olması koşulu kullanılabilir:

$$\begin{aligned} \mathrm{e}^{ip_x x/\hbar} &= \mathrm{e}^{ip_x x/\hbar} \mathrm{e}^{ip_x L_1/\hbar} \Rightarrow \\ \mathrm{e}^{ip_x L_1/\hbar} &= 1 \; , \; p_x = \hbar k; \; k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \end{aligned} \tag{2.21}$$

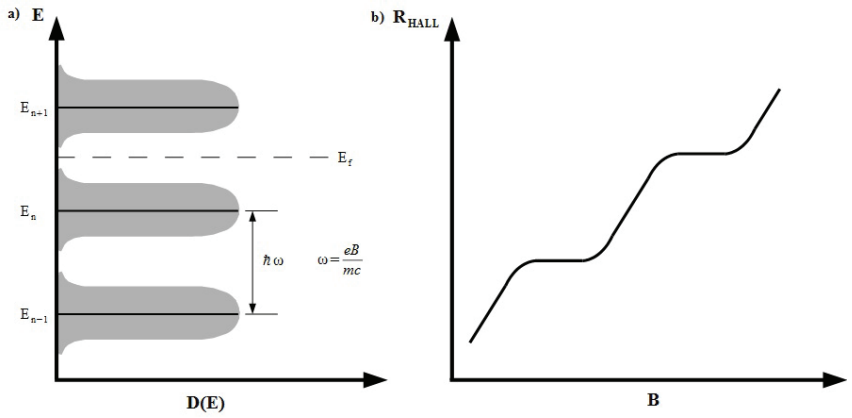
Böylelikle p_x'in kuanta koşulu elde edilir. Ardışık iki p_x değeri arasındaki fark $\Delta p_x = 2\pi\hbar k/L_1$ sabit değerine eşittir. L_2, l_B siklotron yarıçapına göre çok büyük alınırsa; y_0, $0 < y_0 < L_1$ aralığında her değeri alır. Ancak $|y_0| = p_x/m\omega$ olduğundan; p_x, $0 < p_x < m\omega L_2$ aralığına kısıtlanmış olur. Buna göre p_x'in alabileceği değerlerin sayısı:

$$\frac{m\omega L_2}{\Delta p_x} = \frac{BL_1L_2}{\hbar c/q} = \frac{L_1L_2}{\pi l_B^2} = \frac{\phi}{\phi_0} \tag{2.22}$$

olarak bulunur. Son eşitlik $|q| = e$ için yazılmıştır. Burada ϕ_0 manyetik akı kuantasıdır ve h/e'ye eşittir. Sonlu dejenerelik durumunda doldurma faktörü, n_e elektron yoğunluğu ve $D(E) = qB/hc$ birim alan başına durum yoğunluğu olmak üzere,

$$\nu = \frac{n_e}{D(E)} = \frac{Sn_e}{SD(E)} = \frac{N_e}{\phi/\phi_0} = \frac{N_e}{N_\phi} \tag{2.23}$$

şeklinde olur. Böylelikle daha önceden bahsedilen doldurma faktörünün ifadesi bulunur. N_e elektron sayısı, N_ϕ manyetik akı sayısıdır.



Şekil 2.4: (a) Kuantum Hall Etkisi'nde Landau enerji seviyelerindeki durum yoğunluğu. (b) Kuantum Hall Etkisi'nde Hall direnci.

2BES'te safsızlıklar ve kenar etkilerinden dolayı Landau enerji seviyeleri genişler. Bu durum ideal sistem için δ-fonksiyonu şeklindeki enerji seviyelerinin genişlemesine sebep olur [Şekil 2.4a]. Landau enerji seviyelerinin manyetik alana bağlılığından dolayı 2BES'e uygulanan manyetik alan arttıkça Landau enerji seviyeleri arasındaki fark artar ve enerji seviyeleri bazı manyetik alan aralığında Fermi enerjisine eşit olur. Elektriksel taşınım, elektron enerjisinin Fermi enerjisine eşit olduğu zaman gerçekleştiği için, Kuantum Hall Etkisi'nde iletkenlik kuantize olur. Bu kuantizasyon Şekil 2.4b'de görüldüğü gibi Hall direncinin davranışını değiştirir. Landau enerji seviyesi Fermi enerjisine eşit olduğu zaman Hall direnci lineer olarak değişir, eşit olmadığı durumda ise Hall direnci belli bir direnç değerinde sabit kalır. Hall direncinin bu sabit değeri Denklem 2.11'de gösterilmişti. Doldurma faktörü görüldüğü gibi Hall direncinin sabit kaldığı aralıklarda aldığı direnç değerinin orantı sabitidir ve direncin sabit olduğu aralıkta Fermi enerjisi altındaki dolu olan Landau enerji seviyelerinin sayısını verir.

2.2 İki Boyutta Durum Yoğunluğu

Durum yoğunluğu, sistemin birim alanda girilebilir durumlarının sayısıdır. Manyetik alan yokken iki boyutlu serbest elektron için $E + dE$ enerji aralığında kalan birim alandaki elektron sayısı durum yoğunlunu verecektir. İki boyutta serbest elektronların dispersiyon bağıntısı,

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \tag{2.24}$$

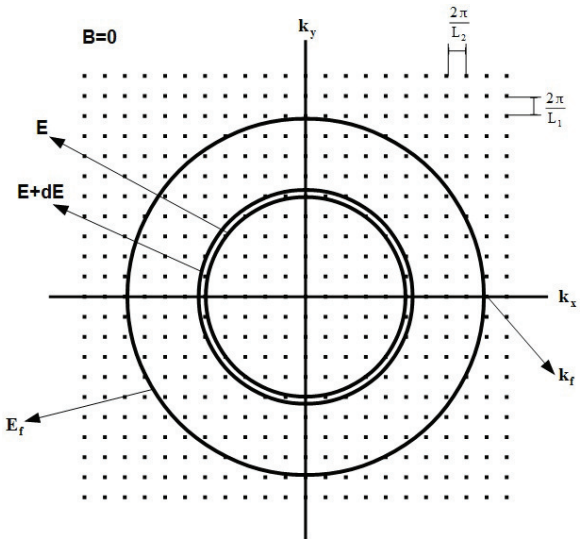
şeklindedir. Serbest elektron için periyodik sınır şartlarından dolayı k,

$$k = \frac{2\pi}{L} n \; ; \; n = 1, 2, 3, \ldots \tag{2.25}$$

değerlerini alabilir. k iki boyutta, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ şeklindedir. Bu denklem k-uzayının daire şeklinde olacağını söyler [Şekil 2.5]. Bir girilebilir durumun kapladığı alan,

$$\Delta k^2 = \frac{(2\pi)^2}{L_1 L_2} \tag{2.26}$$

şeklindedir. Elektronlar fermiyon olduklarından bu alan içerisinde en fazla spinleri farklı iki elekt-



Şekil 2.5: İki boyutta $k-$uzayı. Durum yoğunluğu Fermi yüzeyinin içinde birim alanda $E + dE$ enerji aralığındaki girilebilir durumların sayısı olarak tanımlanır.

ron bulunabilir. Böylece Fermi yüzeyinin alanını bir durumun kapladığı alana bölersek N_e toplam elektron sayısını bulabiliriz,

$$N_e = g_s \int \frac{d^2k}{4\pi^2/L_1 L_2} = \frac{L_1 L_2 k^2}{\pi}. \tag{2.27}$$

İntegralin sonucu girilebilir durumların kapladığı alana karşılık gelir, g_s ise spin dejenereliğini gösterir ve elektron için $g_s = 2$'dir. Durum yoğunluğunun $E + dE$ enerji aralığında, birim alan başına elektron sayısı olduğunu söylemiştik, k yerine yazılıp türevi alınırsa iki boyutta durum yoğunluğu,

$$D(E) = \frac{1}{L_1 L_2} \frac{dN_e}{dE} = \frac{m}{\pi \hbar^2} \tag{2.28}$$

olarak bulunur.

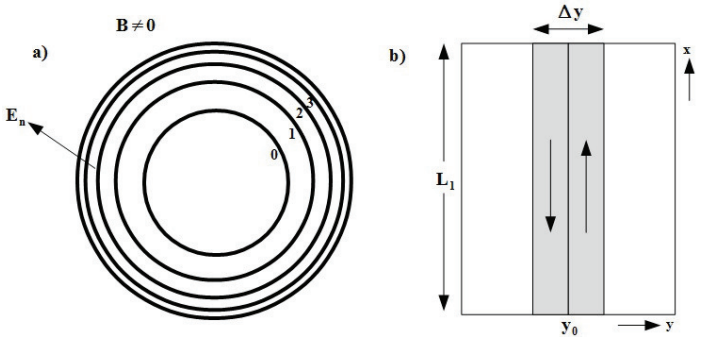
Manyetik alan altında elektronların dispersiyon bağıntısı değişecektir. Buna bağlı olarak durum yoğunluğuda değişecektir. Manyetik alan altında elektronların dispersiyon bağıntısı (Landau enerji seviyeleri) Denklem 2.18'deki gibidir. Landau enerji seviyesinin merkezi (siklotron hareketinin merkezi) $y_0 = -p_x/m\omega = -k_x l_B^2$ olarak tanımlanmıştı. Bu ifade y_0'ın x-yönündeki momentuma bağlı olduğunu söyler. x-yönündeki düzlem dalga çözümleri periyodik olduğu için

k_x'in alabileceği değerler,

$$k_x = \frac{2\pi}{L_1} n_x \; ; \; n_x = 1, 2, 3, \ldots \tag{2.29}$$

şeklindedir. k_x'in alabileceği değerler arasında $2\pi/L_1$ kadar fark vardır. Bu da Landau seviyelerinin içinde oluşan harmonik osilatörlerin merkezlerinin arasındaki farkı söyler:

$$\Delta y_o = \frac{2\pi}{L_1} l_B^2. \tag{2.30}$$



Şekil 2.6: (a) Manyetik alan altında parçacığın enerji seviyeleri (Landau seviyeleri). (b) Landau seviyelerinin durum yoğunluğu. Merkezleri y_0'da bulunan harmonik osilatörden bir Landau seviyesi içerisinde kaç tane bulunduğunun sayısı. Bu sayı $2\pi l_B^2$'dir.

Bir Landau seviyesinin içinde bir girilebilir durumun kapladığı alan, ΔS,

$$\Delta S = L_1 \frac{2\pi}{L_1} l_B^2 = 2\pi l_B^2 \tag{2.31}$$

olarak bulunur. Bu ifade Landau enerji seviyelerinin $2\pi l_B^2$ kadar dejenere olduğunu söyler ve bir seviyenin durum yoğunluğu bunun tersidir. Enerjideki kesiklikler δ-fonksiyonu ile ifade edilir,

$$D_L(E) = \frac{1}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n). \tag{2.32}$$

olarak durum yoğunluğu bulunur. Spinli durumlar için g_s ile çarpılır.

Sıfır sıcaklıkta elektronlar, Fermi enerji seviyesine kadar olan seviyeleri doldurabilirler. Eğer sıcaklık sıfırdan farklı ise elektronların doldurabileceği en yüksek enerji seviyesi kimyasal potansiyele eşit olur. Bu durumda durum yoğunluğunun kimyasal potansiyele göre değişimini düşünmemiz gerekir. Bu durum yoğunluğuna termodinamik durum yoğunluğu denir ve sıcaklığın durum yoğunluğu üzerindeki etkilerini ifade eder. Termodinamik durum yoğunluğu,

$$D_T(\mu) = \frac{dn_e}{d\mu} \tag{2.33}$$

şeklindedir. Termodinamik durum yoğunluğunu hesaplamak için öncelikle n_e'nin hesaplanması gerekir,

$$n_e = \int dE f(E) D(E). \tag{2.34}$$

Denklem 2.32'daki durum yoğunluğu ifadesi yardımıyla,

$$\begin{aligned} n_e =& \int dE f(E) \frac{1}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n) \\ =& \frac{1}{2\pi l_B^2} \int \sum_{n=0}^{\infty} f(E)\delta(E - E_n) dE \\ =& \frac{g_s}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} f(E_n) \end{aligned} \tag{2.35}$$

şeklinde elektron yoğunluğu bulunur. Burada $f(E_n)$, Fermi dağılım fonksiyonudur.

$$f(E_n) = \frac{1}{\mathrm{e}^{(E_n - \mu)/k_B T} + 1} \tag{2.36}$$

Termodinamik durum yoğunluğu n_e'nin kimyasal potansiyele göre türevi,

$$\begin{aligned} D_T(\mu) =& \frac{d}{d\mu} \left[\frac{g_s}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} f(E_n) \right] \\ =& \frac{g_s}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta}{4\cosh^2(\beta[E_n - \mu]/2)}, \end{aligned} \tag{2.37}$$

olarak bulunur. Burada $\beta = 1/k_B T$'dir.

N_ϕ, her Landau seviyesindeki durum sayısıdır,

$$N_\phi = \frac{L_1 L_2}{2\pi l_B^2}. \tag{2.38}$$

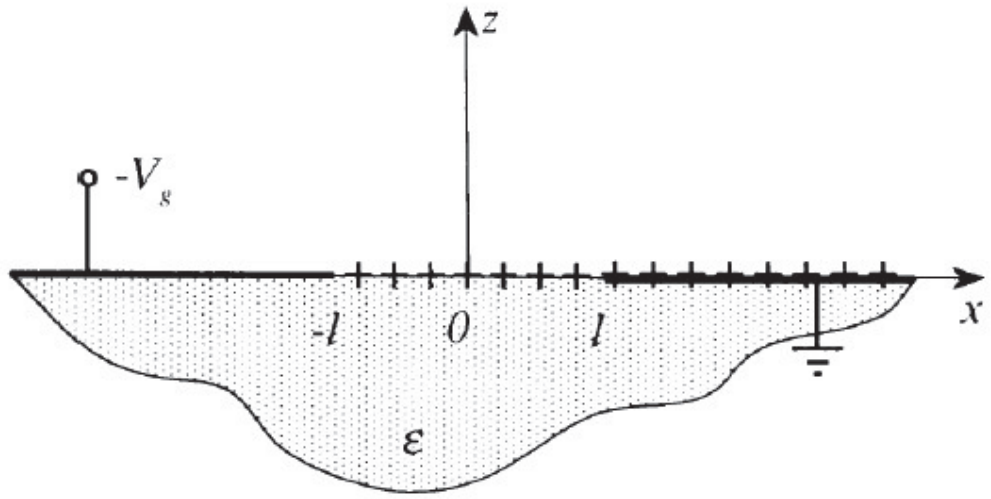
Doldurma faktörünün elektron yoğunluğuna bağımlılığını görmek için Denklem 2.23 kullanılırsa,

$$\nu = \frac{N_e}{N_\phi} = \frac{n_e L_1 L_2}{\frac{L_1 L_2}{2\pi l_B^2}} = 2\pi l_B^2 n_e \tag{2.39}$$

şeklinde elde edilir.

2.3 Kenar Durumlarının Elektrostatiği

Landau seviyeleri sınırlayıcı potansiyel tarafından kenarlarda bükülecektir ve seviyelerin Fermi seviyesiyle kesiştiği yerde kenar durumları oluşacaktır. Kenar durumlarının elektrostatiği çok parçacık etkileşimlerinin de dahil olduğu analitik olarak hesaplaması D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii ve L. I. Glazman [3] tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada metalik kapılardan 2BES'e olan uzaklık ve düzlem tabakanın kalınlığı ihmal edilmiştir. 2BES, metalik kapılar ve pozitif arka plan aynı düzlemdedir ($z = 0$) ve problemi iki boyutlu olarak ele almaktadır. Metalik kapılar tarafından uygulanan negatif voltaj $-V_g$, 2BES'in sınırlarını belirlemektedir. Düzlemin altında kalan ($z < 0$) bölgede dielektrik sabiti $\epsilon \gg 1$ olan yarıiletken bulunmaktadır [Şekil 2.7]. Verilen sınır şartları



Şekil 2.7: Aynı düzlem üzerinde bulunan 2BES ve metalik kapıların tasviri. Sol kalın siyah çizgi $-V_g$ potansiyeli uygulanan metalik kapıyı, sağ taraftaki ise topraklanmış 2BES'i göstermektedir. Artılar donorlardan kaynaklanan pozitif arka plan yüklerini,x-ekseni altında kalan kısım ise dielektrik sabiti ϵ olan yarıiletkeni temsil eder [3].

altında Poisson denklemini çözerek 2BES'in sıfır manyetik alan altında elektron yoğunluğu elde edilir;

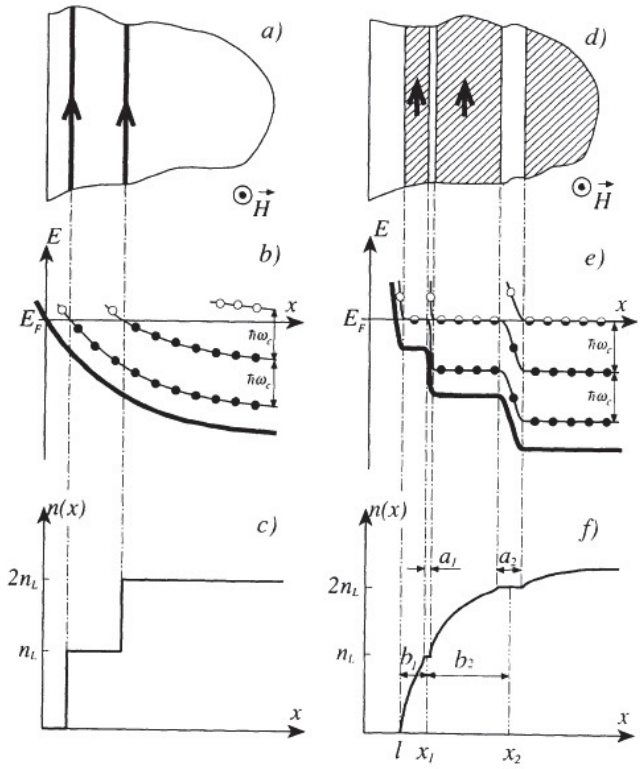
$$n(x) = n_0 \left(\frac{x-l}{x+l} \right)^{1/2} . \tag{2.40}$$

Elektron yoğunluğu $x > l$ olduğu durumdan itibaren başlayacaktır. n_0, kenarlardan uzaklaştıkça düzleşen elektron dağılımının aldığı elektron yoğunluğu değeri, l ise negatif potansiyel tarafından itilen elektronların arkalarında bıraktığı tükenmiş bölgedir.

Manyetik alan altında elektron dağılımı Denklem 2.40'den elde edilir. Manyetik alan ile beraber analitik çözümün sonuçları Şekil 2.8'de gösterilmiştir.

Sıkıştırılabilir ve Sıkıştırılamaz Şeritler

Manyetik alan elektronların Landau seviyelerine dağılımını değiştirecektir ve analitik yapılan hesap sonucu görüldüğü gibi yapı iki farklı bölgeye ayrılacaktır [5]. Fermi enerjisinde girilebilir durumların olduğu bölge bir metal gibi davranıp iyi perdeleme özelliğine sahip olacak, girilebilir durumların olmadığı bölge ise yalıtkan davranışı gösterecek ve perdeleme özelliğine sahip olmayacak. Bu durumda perdelenen bölgelerde potansiyel sabit kalacak, perdelenmeyen bölgelerde lineer bir potansiyel düşmesi gözlenecek. Ayrıca bu girilebilir durumların olmadığı bölgelerde elektron yoğunluğu sabit kalırken, girilebilir durumların olduğu bölgelerde elektron yoğunluğunda artış gözlenir. Bu girilebilir olan bölgelere sıkıştırılabilir şerit, girilebilir durumların olmadığı bölgeye ise sıkıştırılamaz şerit denir. Bu çalışmada yapılan elektrostatik hesap sonucu



Şekil 2.8: Kuantum Hall rejiminde spinsiz elektronların kenar durumları. (a) – (c) Tek parçacık resmi. (a) 2BES'in üstten görünümü. Oklar elektron akışını temsil etmektedir. (b) Landau seviyelerinin kenarlarda bükülmesi. İçi dolu yuvarlaklar yerel doluluğu gösterir, içi boş olanlar Fermi seviyesinin üstünde kalan seviyelerdir. Yarı dolu olanlar ise hala girilebilir durumların olduğunu belirtir. (c) Konuma göre elekton yoğunluğu. (d) – (f) Öz uyumlu çözümün sonucu. (d) 2BES'in üstten görünümü. Taralı bölgeler girilebilir durumların olduğu bölgeleri göstermektedir (sıkıştırılabilir şeritler). (e) Landau seviyelerinin bükülmesini gösterir. Enerjide sabit kalan bölgelerde potansiyel sıkıştırılabilir bölgeler tarafından perdelenir. (f) Konuma göre elektron yoğunluğu. Elektron yoğunluğu artışı girilebilir olan bölgelerde mümkündür. Girilebilir durum olmayan bölgelerde (sıkıştırılamaz şeritler) elektron yoğunluğu sabit kalır [3].

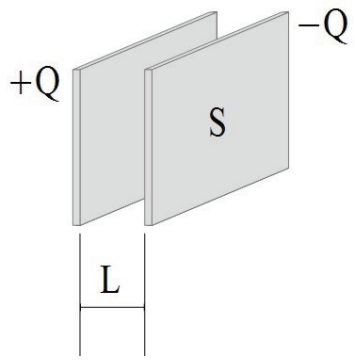
sıkıştırılamaz şeridin konumu ve kalınlığı

$$\begin{aligned} x_n =& l\frac{\nu^2+k^2}{\nu^2-k^2}, \\ a_k^2 =& \frac{2\hbar\omega\epsilon}{\pi^2 e^2 dn/dx|_{x=x_k}} \end{aligned} \tag{2.41}$$

şeklinde hesaplanmıştır.

2.4 Kapasite

Kapasite, bir maddenin elektrik yükü depolayabilmesidir ve elektrik enerjisi depolamak için kullanılır. Elektrik enerjisi depolayan aletlere kondansatör denir. Bu aletlerin en yaygın örneği paralel levhalı kondansatörlerdir [Şekil 2.46]. Levhaların yükleri $+Q$ ve $-Q$ ise kapasite $C = Q/V$ şeklindedir. Paralel levhalı kondansatörde kapasite, yüzey alanıyla doğru orantılı levhalar arası



Şekil 2.9: Yüzey alanı S ve aralarındaki uzaklık L olan paralel levhalar.

uzaklıkla ters orantılıdır. Levhalar arasında bulunan malzemenin dielektrik fonksiyonu ϵ olmak üzere,

$$C = \epsilon \frac{S}{L} \tag{2.42}$$

şeklindedir.

Paralel levhalı kondansatör örneği yarı-iletken alaşım sistemlerinde oluşan 2BES içinde kullanılabilir. 2BES elektron dağılımının kontrolünü sağlayan metalik kapılar (gate) levhalardan biri, 2BES ise diğeri gibi düşünülebilir. Bu ikisi arasındaki kapasite yüklü parçacıkların levhalar arasında bir levhadan diğerine geçmesi için gerekli enerji şeklinde hesaplanırsa, metal yüzeyden 2BES'e elektron geçirmek için gerekli iş,

$$\mu_s^* - \mu_m^* = eV_g \tag{2.43}$$

şeklindedir. μ_s^* yarı-iletkenin, μ_m^* metalin elektrokimyasal potansiyelleridir. $\mu_s^* = \mu_s + V_s$ şeklindedir. μ_s yarı-iletkenin kimyasal potansiyeli, V_s, metalik kapılara uygulanan V_g potansiyelinden kaynaklı oluşan yarı-iletken içindeki potansiyel değişimidir.

μ_s üzerindeki elektriksel değişimden kaynaklı durum yoğunluğunu termodinamik olarak hesaplanması gerekmektedir ($D_T(\mu) = (\delta n_e)/(\delta \mu_s)$). Durum yoğunluğundaki değişimin meydana getirdiği yük değişimi $-e\delta n_e$ kadardır. İndüklenen yük yoğunluğu $\delta\varsigma_m = e\delta n_e$ şeklindedir. Bu değişim ise elektrik alan ve elektrostatik potansiyelde değişime sebep olacaktır;

$$\begin{aligned} E &= \frac{4\pi\delta\varsigma_m}{\epsilon}, \\ V &= \frac{4\pi\delta\varsigma_m L}{\epsilon}. \end{aligned} \tag{2.44}$$

Bunun sonucunda metalik kapılara uygulanan voltajın değişimi,

$$\delta V_g = \frac{\delta\mu_s - \delta\mu_m + \delta V}{e} \tag{2.45}$$

olacaktır. Kapasite metal yüzeyden 2BES'e elektron geçirmek için gerekli iş olarak tanımlanmıştı ve Denklem 2.45 ile birlikte diferansiyel kapasiteye ulaşılır. Alan başına hesaplanacak kapasite,

$$\begin{aligned} C =& \frac{d\varsigma_m}{dV_g} \equiv \frac{edn_e}{dV_g}, \\ \frac{1}{C} =& \frac{1}{e}\frac{dV_g}{dn_e} = \frac{1}{eD_T(\mu_s)} + \frac{1}{C_0} \end{aligned} \tag{2.46}$$

şeklindedir. $1/C_0$ geometriden gelen kapasitedir ve ifadesi $1/C_0 = 4\pi L/\epsilon$ şeklindedir. Burada durum yoğunluğuna bağlı olan kapasite sadece girilebilir durumların olduğu bölgelerde vardır. Bu kapasiteye kuantum kapasite denir.

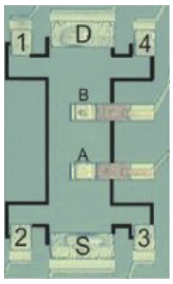
Kuantum kapasite doğrudan durum yoğunluğuna bağlıdır ancak elektriksel kapasiteninde tanımını unutmamak gerekir. Klasik kapasite iletken maddeler arasına yerleştirilmiş yalıtkan maddeler aracılığıyla oluşur. Kuantum kapasiteden de bahsedebilmemiz için sabit dış parametreler altında sistemde hem durum yoğunluğunun olduğu bölgelerin hem de durum yoğunluğunun olmadığı bölgelerin var olması gerekir.

3 MALZEME VE YÖNTEM

Örneğin ölçümleri İstanbul Üniversitesi Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı (KuanTek, İstanbul-Türkiye) ve Ludwig-Maximilian Üniversitesi NanoScience Merkezi'nde (CeNS, Münih-Almanya) yapılmıştır. İki merkezde yapılan ölçümler için hazırlanan deney düzeneklerinden 3.2.1 ve 3.2.2 bölümlerinde bahsedilecektir.

3.1 Örnek

Örnek, yüksek saflıkta GaAs/AlGaAs yarı iletken alaşımıdır. Weizmann Enstitüsü'ne (İsrail) bağlı Submicron Merkezi'nde üretilmiştir. Kristal yapıda bulunan 2BES yüzeyin $130\ \mathrm{nm}$ aşağısındadır. Üzerinde tanımlanan Hall çubuğunun genişliği $10\ \mu\mathrm{m}$, uzunluğu $40\ \mu\mathrm{m}$'dir. Ayrıca Hall çubuğuna iki adet iç kontak tanımlanmıştır. Bu kontaklar hava köprüsü (air bridge) tekniği ile üretilmiştir ve Hall çubuğunun kenarıyla bir bağlantısı yoktur. İç kontakların yüzey alanı yaklaşık $1\ \mu\mathrm{m}^2$ olup birbirlerine olan uzaklıkları $7.5\ \mu\mathrm{m}$'dir.Şekil 3.1'de örneğin kontak yapısı görülmektedir.



Şekil 3.1: Örneğin kontak yapısı. Hall ölçümü için uygulanan potansiyel fark S-D kontakları aracılığıyla uygulanmıştır. 1-2-3-4 kontakları Hall ve boylamsal potansiyeli ölçmek için kullanılmıştır. A-B kontakları hava köprüsü tekniği ile, örneğin orta kısmında ve 2BES'nin külçe bölgesinin elektriksel özelliğinin incelenmesi için tanımlanmıştır.

3.2 Deney Düzeneği

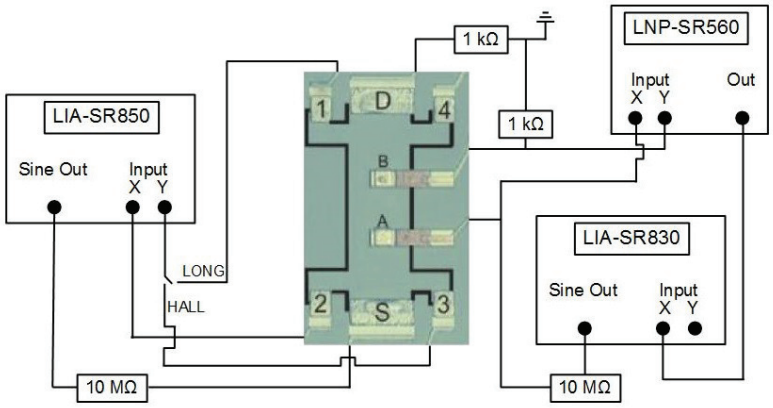
Örneğin düşük sıcaklıktaki ölçümleri Oxford Instruments tarafından üretilen TLM 400 seyreltik soğutucusu ile yapılmıştır [EK 3.3]. KuanTek'te bulunan seyreltik soğutucu $10\ \mathrm{mK}$ en düşük sıcaklık, $20\ \mathrm{T}$ en yüksek manyetik alan kapasitesinde, CeNS'te bulunan seyreltik soğutucu $30\ \mathrm{mK}$

en düşük sıcaklık, $14\ \mathrm{T}$ en yüksek manyetik alan kapasitesindedir. Örnek sıcaklığının belirlenmesinde AC sinyal ölçümü temel alınmıştır. Bu prensibin kullanılmasının sebebi düşük sıcaklıklarda resistif etkiden kaynaklı sıcaklık artışını engellemek. Düşük uyarı akımı uygulanarak sıcaklık ölçümü sırasında sistemin sıcaklığı sabit kalmıştır. İki sistem içinde sıcaklık kalibrasyonu üretici firma tarafından yapılmıştır.

Elektriksel ölçümlerde hem DC hem de AC sinyal uygulanmıştır. AC sinyal ölçümleri için kilitlemeli yükseltgeç (Lock-In Amplifier-LIA) kullanılmıştır [EK 3.4].

3.2.1 Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı'nda Oluşturulan Deney Düzeneği

Ölçümler sırasında iki adet LIA kullanılmıştır (SR850-LIA1, SR830-LIA2). LIA1 temel Hall ölçümünde, LIA2 iç kontakların ölçümünde kullanılmıştır. İç kontak ölçümlerinde sinyali elektriksel gürültüden temizlemek ve gerektiğinde sinyal şiddetini yükseltmek için önyükselteç (Low-Noise Preamplifier-LNP, SR560) kullanılmıştır [Şekil 3.2].



Şekil 3.2: KuanTek'te kurulan deney düzeneği.

LIA1 ve LIA2'nin giriş empedansı $10\ \mathrm{M\Omega}\ 25\ \mathrm{pF}$ ve çıkış empedansı $50\ \Omega$'dur. Temel Hall ölçümü için LIA1 frekansı $8.54\ \mathrm{Hz}$, iç kontak ölçümleri için LIA2 $11.5\ \mathrm{Hz}$ olarak ayarlanmıştır. Bu frekanslar seçilirken şehir şebeke gerilim frekansı olan $50\ \mathrm{Hz}$'in harmoniği olmamasına dikkat edilmiştir ve yapılan birkaç deneme sonucunda en az gürültünün gözlemlenmesi sonucunda karar verilmiştir. Örneğin üzerinden küçük akım geçirmek amacıyla hem Hall çubuğu hem de iç kontak giriş kontağına $10\ \mathrm{M\Omega}$ bağlanmıştır. Ayrıca ani yük boşalmasından korumak amacıyla da çıkış kontaklarına $1\ \mathrm{k\Omega}$ bağlanmıştır. Ölçümler esnasında örneğe en düşük $4\ \mathrm{mV}$, en yüksek $1\ \mathrm{V}$ uygulanmıştır. LIAların zaman sabiti değeri $300\ \mathrm{ms}$ olarak ayarlanmıştır.

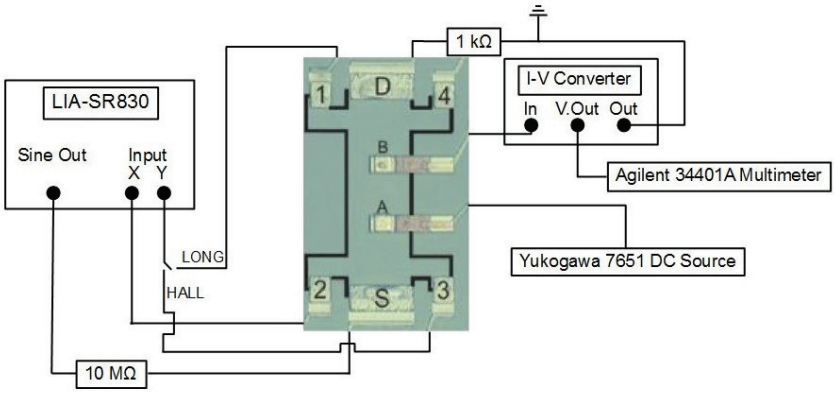
Örneğe uygulanan en yüksek manyetik alan değeri $12\ \mathrm{T}$'dır. Manyetik alan tarama hızı en yüksek $0.1\ \mathrm{T/dak}$'dır.

Örnek sıcaklığı $10\ \mathrm{mK}$ ile $750\ \mathrm{mK}$ arasında değiştirilmiştir. Elektriksel gürültüden kaynaklı $+5\ \mathrm{mK}$

ile $10\ \mathrm{mK}$ kadar fark olması muhtemeldir. Ayrıca seyreltik soğutucu temel sıcaklığını koruyabilmek için tüm kontaklarda yaklaşık olarak $90\ \mathrm{kHz}$ üzerindeki elektriksel gürültüyü engelleyen π filtresi kullanılmıştır.

3.2.2 NanoScience Merkezi'nde Oluşturulan Deney Düzeneği

CeNS'te yapılan ölçümlerde KuanTek'te yapılan ölçümler tekrarlandıktan sonra, iç kontaklara DC voltaj uygulanıp manyetik alana bağlı iç kontaklardan geçen akım gözlemlenmiştir. Ayrıca modelimizi desteklemesi amacıyla LIA ile iç kontakların AC sinyal frekansına bağlı voltaj değişimi $\nu = 1$ ve 2 platolarının ortasında gözlemlenmiştir [Şekil 3.3].



Şekil 3.3: CeNS'te kurulan deney düzeneği.

Temel Hall ölçümünde LIA2 kullanılmıştır ve parametreler KuanTek ile aynı şekilde ayarlanmıştır. İç kontaklardan geçen DC akımı ölçmek için kaynak olarak Yukogawa 7651 DC kaynağı kullanılmıştır. Geçen akımın ölçümünde akım-voltaj dönüştürücü kullanılarak ölçümler alınmıştır. Voltaja dönüşen akımı ölçmek için Agilent 34401A multimetre kullanılmıştır. İç kontakların frekans bağımlılığını ölçmek için LIA2 ile frekans taraması yapılmıştır. Frekans taraması ölçümünde deney düzeneğindeki elektriksel filtreler düzenekten çıkartılmıştır.

3.3 Seyreltik Soğutucu

Kuantum mekaniksel etkilerin görülebilmesi için çok düşük sıcaklıklara inilmesi gerekmektedir. Bundan dolayı deneysel fizikte $^3\mathrm{He} - ^4\mathrm{He}$ seyreltik soğutucularının çok önemli bir yeri vardır. $^3\mathrm{He} - ^4\mathrm{He}$ seyreltik soğutucuları sayesinde $0.3\ \mathrm{K}$'in altındaki sıcaklıklarda sürekli soğutma gücü sağlanır. İlk olarak Alman fizikçi Heinz London [11] tarafından 1950li yılların başlarında teorik hesaplamaları yapılmış ve 1962 yılında deneysel olarak ilk örneği yapılmıştır.

3.3.1 Soğutma İşleminin Temelleri

$^3\mathrm{He}$ *ve* $^4\mathrm{He}$ *Sıvı Karışımı*

Soğutma işleminin temeli düşük sıcaklıktaki $^3\mathrm{He}$ ve $^4\mathrm{He}$ karışımına dayanmaktadır [12]. $0.8\ \mathrm{K}$'in altında bu karışım kendiliğinden iki faza ayrılır. Karışımın ayrıldığı iki fazdan biri $^3\mathrm{He}$, diğeri ise $^4\mathrm{He}$ bakımından zengindir. $^3\mathrm{He}$ bakımından zengin olan faz, düşük yoğunluğundan kaynaklı, $^4\mathrm{He}$ bakımından zengin olan fazın üstünde yüzer. Sıcaklık düşmeye devam ettikçe (yaklaşık $40\ \mathrm{mK}$ civarında) yukarı kısımda yoğunlaşmış saf $^3\mathrm{He}$ (yoğunlaştırılmış faz-YF), alt kısımda yaklaşık olarak $\%6.6\ ^3\mathrm{He}$ ve $\%93.4\ ^4\mathrm{He}$'ten oluşan seyreltik faz (SF) oluşur. Soğutma için sıvı $^4\mathrm{He}$ içinde $\%6.6$ oranında $^3\mathrm{He}$'ün bulunması büyük önem taşır.

Düşük sıcaklıkta sıvı $^4\mathrm{He}$ ve $^3\mathrm{He}$ termal özellikleri arasında büyük bir fark vardır. Sıvı $^4\mathrm{He}\ 0$ nükleer spine sahiptir ve $0.5\ \mathrm{K}$'in altında kuantum mekaniksel olarak temel durumu olan süper akışkan faza geçiş yapar. Hafif izotopu $^3\mathrm{He}\ \frac{1}{2}$ nükleer spine sahiptir ve sıcaklığa yaklaşık olarak lineer bağlı olan ısı kapasitesi oldukça yüksektir. Bu özelliklerin sonucunda seyreltik fazda olan $^4\mathrm{He}$, aktif $^3\mathrm{He}$ atomları için mekanik vakum durumundadır.

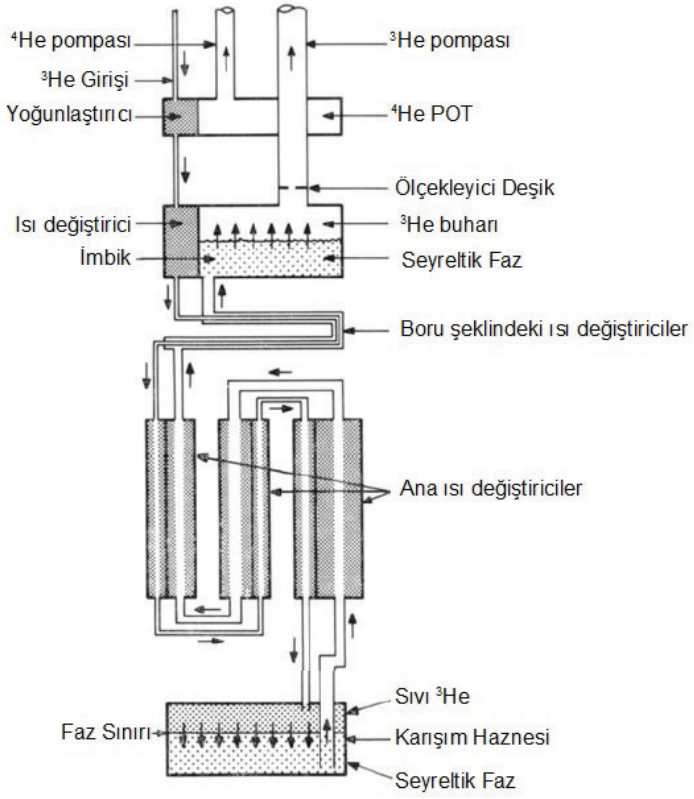
Seyreltme İşleminin Temelleri

Seyreltme işleminin temeli, buharlaşmaya dayanmaktadır. Yoğunlaştırılmış aktif $^3\mathrm{He}$ atomlarının sıvı fazdan buharlaşmasıyla soğutma işlemi gerçekleşir. Seyreltik soğutucu içinde bir taraftan $^3\mathrm{He}$ yoğunlaştırılırken diğer taraftan buharlaştırılır ve böylece sürekli bir döngü oluşturulur. Sıvı fazdan buhar faza geçen atomlar ortamdaki enerjiyi çekerek ortamın sıcaklığının düşmesini sağlar.

Sürekli döngünün devamlı sürmesi için $^4\mathrm{He}$ içinde $\%6.6$ oranında $^3\mathrm{He}$ çözünürlüğünün sabit kalması çok önemlidir. Seyreltik soğutucu içinde buharlaşmanın sıcaklıkla azalması beklenebilir çünkü buhar basıncı sıcaklığa bağlı olarak hızlı bir şekilde azalır. Ancak YF ile SF arasındaki faz sınırından geçen $^3\mathrm{He}$ atomlarının sayısı zamana göre sabit olduğu için buhar basıncı seyreltik soğutucu içinde sabit kalır.

Seyreltik Soğutucu

Seyreltik soğutucu temel bölümleri ve gaz akış diyagramı Şekil 3.4'de gösterilmiştir. Soğutma işlemi *karışım haznesi*nde *(mixing chamber)* gerçekleşir. Sistemdeki $^3\mathrm{He}$ dolaşımı, oda sıcaklığında çalışan pompa sayesinde sürekli hale getirilir. Sisteme giren gaz, ilk olarak ^4He *pot*'a bağlı *yoğunlaştırıcı*ya *(condenser)* girer ve burada ön soğuması ve sıvılaşması sağlanır. $^4\mathrm{He}$ pot'un sıcaklığı $1.7\ \mathrm{K}$ civarındadır. Bundan sonra $^3\mathrm{He}$ sırasıyla, $0.7\ \mathrm{K}$ civarında bulunan *imbik (still) ısı değiştiricisi*, boru şeklindeki ısı değiştirici ve ana ısı değiştiriciden geçerek karışım



Şekil 3.4: Seyreltik soğutucu temel bölümleri ve gaz akış diyagramı.

haznesine ulaşır.

$^3\mathrm{He}$ atomları karışım haznesindeki faz sınırından geçtikten sonra ozmotik basınç değişiminden dolayı ısı değiştiricilerinden tekrar geçerek imbiğe ulaşır. Karışım haznesi ve imbik arasında süper akışkan sıvı faz bulunmaktadır ve bu sıvı fazın bittiği yer imbiktir.

Buhar, pompa yardımıyla imbikten çekilir ve bu şekilde $^3\mathrm{He}$, $^4\mathrm{He}$'ten ayrılır. $0.7\ \mathrm{K}$'de $^4\mathrm{He}$ buhar basıncı $^3\mathrm{He}$ buhar basıncına göre çok küçük olduğundan dolayı çıkan gazın yaklaşık olarak $\%95$'i $^3\mathrm{He}$'tür. Ayrıca *ölçekleyici deşik (orifice)* takılırsa, süper akışkan sıvı fazdaki $^4\mathrm{He}$'ün üst kısımlara geçmesi engellenir.

Seyreltik soğutucuda soğutma işlemi $^4\mathrm{He}$ pot'un $1.7\ \mathrm{K}$'e ulaşmasıyla başlar. Sisteme gaz halinde giren $^3\mathrm{He} - {}^4\mathrm{He}$ karışımı burada yoğunlaşır. Daha sonra döner pompa çalıştırılarak gaz döngüsü başlar. İmbik basıncı yeterince azaldığında difüzyon pompası çalıştırılır. Karışım haznesinde faz ayrışması olana kadar sistemdeki en soğuk yer imbiktir. Faz ayrışması gerçekleşince imbik $0.7\ \mathrm{K}$ civarında sabit sıcaklıkta kalır ve karışım haznesinin sıcaklığı sistem taban sıcaklığına doğru azalır.

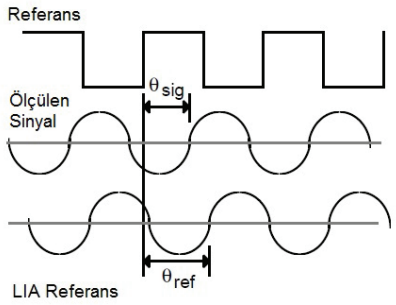
3.4 Kilitlemeli Yükselteç

Kilitlemeli yükselteçler (LIA) çok küçük AC sinyalleri algılamak ve ölçmek için kullanılır. Ölçülecek küçük genlikli sinyaller, büyük genlikli gürültü sinyalleri tarafından perdelense bile LIA yardımıyla ölçülebilir. LIA faz duyarlı ölçüm tekniğini (phase-sensitive detection, PSD) kullanır. Bu ölçüm tekniğinde referans olarak belirlenmiş bir sinyalin frekansı ve fazı yardımıyla, ölçülen sinyaldeki diğer frekans (gürültü sinyali) değerleri ölçülecek sinyalden temizlenmiş olur ve bunun ölçüme herhangi bir etkisi olmaz [13].

3.4.1 Çalışma Prensibi

Faz Duyarlı Ölçüm

LIA ölçümü için referans frekansı gerekmektedir. Yapılacak ölçümde referans frekansı ω_r frekansında bir kare dalga olsun. Deneyde kullanılacak uyarıcı sinyal ve deneyin sonucu ölçülen sinyal, referans frekansıyla aynı olacaktır. Ölçülen sinyal, V_{sig} sinyalin genliği olmak üzere, $V_{sig}\sin(\omega_r t + \theta_{sig})$ şeklindedir. LIA kendi sinüs dalgasını oluşturur ve LIA referans sinyalidir. LIA referans sinyali, V_L sinyalin genliği olmak üzere, $V_L sin(\omega_L t + \theta_{ref})$ şeklindedir. Şekil 3.5'de sinyal diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 3.5: LIA sinyal diyagramı.

LIA ölçülen sinyali yükseltir ve daha sonra kendi referans sinyali ile PSD aracılığıyla çarpar. PSD çıkış sinyali bu iki sinüs dalgasının çarpımı şeklindedir:

$$\begin{aligned} V_{psd} =& V_{sig}V_L \sin(\omega_r t + \theta_{sig}) \sin(\omega_L t + \theta_{ref}) \\ =& \frac{1}{2} V_{sig}V_L \cos[(\omega_r - \omega_L)t + \theta_{sig} - \theta_{ref}] \\ & - \frac{1}{2} V_{sig}V_L \cos[(\omega_r + \omega_L)t + \theta_{sig} + \theta_{ref}] \end{aligned} \tag{3.1}$$

PSD çıkış sinyali biri frekansların farkını, diğeri frekansların toplamını içeren iki AC sinyal şeklindedir [Denklem 3.1]. Eğer PSD çıkış sinyali alçak geçirgen filtreden (low pass filter) geçirilirse AC sinyal silinecektir. Ancak ω_r frekansının ω_L frekansına eşit olduğu durumda, frekansların

farkını içeren kısım DC sinyale dönüşecektir. Bu durumda filtrelenmiş PSD çıkış sinyali,

$$V_{psd} = \frac{1}{2} V_{sig} V_L \cos(\theta sig - \theta_{ref}) \tag{3.2}$$

şeklinde olacaktır. Bu DC sinyal, ölçülen sinyalin genliği ile orantılıdır.

Genlik ve Faz

Faz duyarlı ölçüm ile PSD çıkış sinyalinin $V_{sig} \cos\theta$ ($\theta = \theta_{sig} - \theta_{ref}$) ile orantılı olduğu görüldü. θ, ölçülen sinyal ve LIA referans sinyali arasındaki faz farkıdır. $\theta = 0$ olduğu durumda, ölçülen sinyal V_{sig} olacaktır. Ancak $\theta = 90^\circ$ olduğu durumda herhangi bir sinyal ölçülemeyecektir. Bu durum PSD çıkış sinyalinin ($V_{sig} \cos\theta$) faz bağımlı olmasından kaynaklıdır.
Bu faz bağımlılığı problemi ikinci bir PSD eklenerek giderilir. İkinci PSD ölçülen sinyal ile LIA referans sinyali çarpımında, LIA referans sinyaline 90°'lik bir faz eklerse ($V_L \sin(\omega_L + \theta_{ref} + 90^\circ)$, alçak geçirgen çıkış sinyali,

$$\begin{aligned} V_{psd2} =& \frac{1}{2} V_{sig} V_L \sin(\theta_{sig} - \theta_{ref}) \Rightarrow \\ V_{psd2} \sim& V_{sig} \sin\theta \end{aligned} \tag{3.3}$$

şeklinde olur. Bu durumda LIA'nın biri $\cos\theta$, diğeri ise $\sin\theta$'ya bağlı iki adet çıkış sinyali olur. Çıkış sinyalleri,

$$\begin{aligned} X =& V_{sig} \cos\theta, \\ Y =& V_{sig} \sin\theta \end{aligned} \tag{3.4}$$

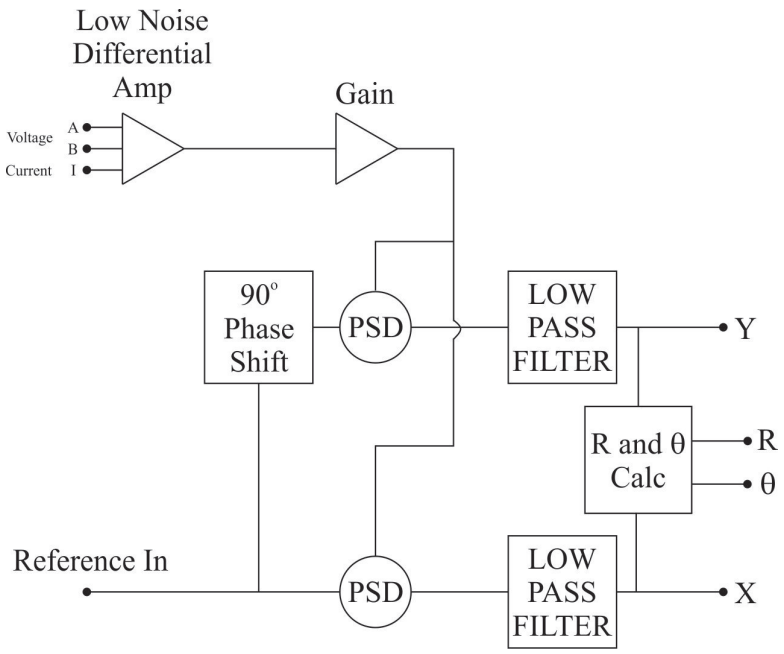
şeklinde tanımlanırsa, trigonometrik fonksiyonların özelliğinden kaynaklı, X sıfır olduğu zaman Y, Y sıfır olduğu zaman X LIA'nın çıkış sinyali olacaktır. Burada X eş evreli (in-phase), Y tümlev (quadrature) olarak adlandırılır. Ara değerlerdeki genlik hesabı,

$$R = (X^2 + Y^2)^{1/2} = V_{sig} \tag{3.5}$$

şeklinde hesaplanır. Bu şekilde ölçülen sinyal genliği, LIA referans sinyali ile ölçülen sinyal arasındaki faz farkından bağımsız olur. Ayrıca faz farkı,

$$\theta = \tan^{-1}(Y/X) \tag{3.6}$$

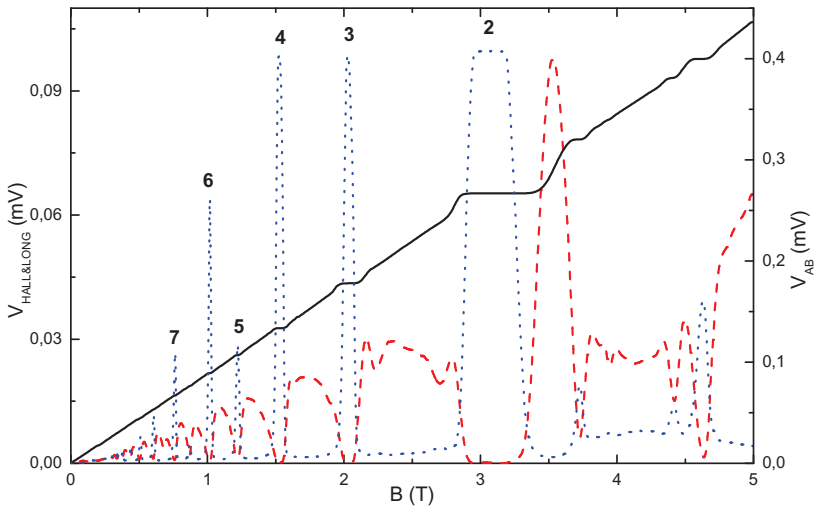
şeklinde hesaplanabilir. LIA blok diyagramı Şekil 3.6'de gösterilmiştir.



Şekil 3.6: LIA blok diyagramı.

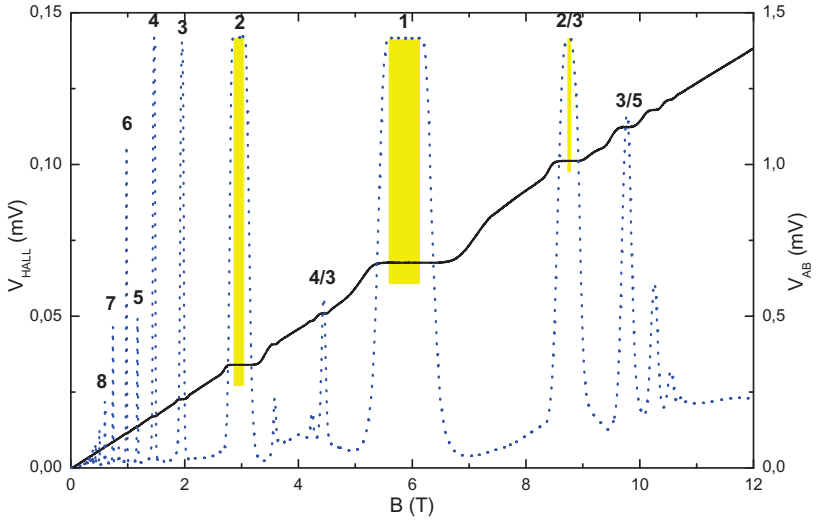
4 BULGULAR VE MODEL

KuanTek'te yapılan ilk ölçümler sonucunda 2BES'nin elektron yoğunluğu $n_e \approx 1.4 \times 10^{15}\ m^{-2}$ olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.1 ve 4.2'de temel Hall ölçümü sonucunda manyetik alana bağlı potansiyel değişimi gösterilmiştir. Sistem sıcaklığı $10\ mK$ ve uygulanan potansiyel $4\ mV$ (örnekten geçen akım yaklaşık olarak $0.4\ nA$ [3.2]) olmasına rağmen elektriksel gürültü görülmemektedir. Kesirli kuantum Hall platolarının görülmesi de örneğin yüksek saflıkta olduğunu göstermektedir. Şekil 4.2'de sarı renk ile gösterilmiş bölge iç kontak potansiyelinin en yüksek değeri aldığı aralığı göstermektedir.

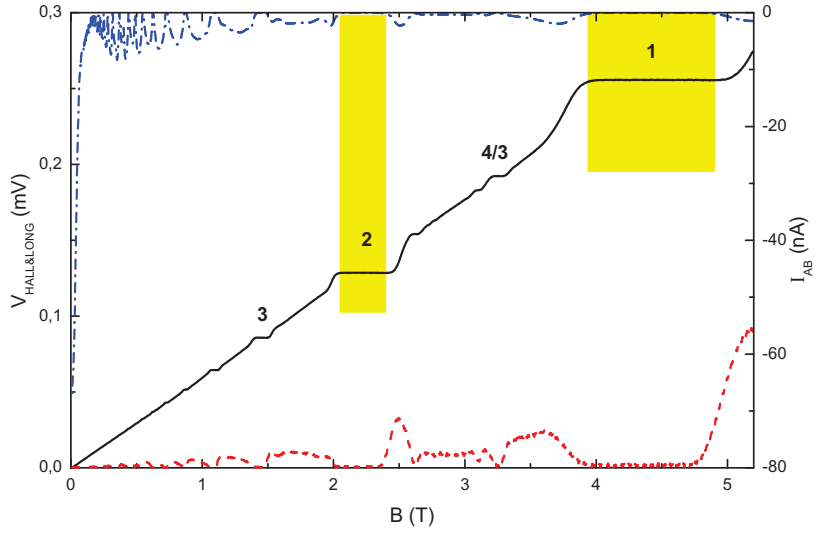


Şekil 4.1: $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 50\ mV$, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 4\ mV$ voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı Hall potansiyeli (siyah-düz çizgi), boylamsal potansiyel (kırmızı-kesikli çizgi) ve iç kontak potansiyeli (mavi-nokta) davranışı.

CeNS'te yapılan ölçümlerde 2BES'nin elektron yoğunluğu $n_e \approx 1.7 \times 10^{14}\ m^{-2}$ olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.3'te temel Hall ölçümü ile birlikte iç kontaklardan akan akımın değişimi gösterilmektedir. Şekildeki sarı bölgeler akımın sıfır olduğu manyetik alan aralıklarını göstermektedir. Kuantum Hall rejimi için genel kabul, Hall potansiyeli platoya girdiği anda elektriksel iletimin kenar etkilerinden dolayı bükülmüş Landau enerji seviyelerinin Fermi enerjisiyle kenarlarda kesiş-



Şekil 4.2: $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 4\ mV$ voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı Hall potansiyeli (siyah-düz çizgi) ve iç kontak potansiyeli (mavi-nokta) davranışı. Sarı bölgeler iç kontak potansiyelinin en yüksek değeri aldığı aralığı göstermektedir.



Şekil 4.3: $170\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 100\ mV$ AC, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 0.5\ mV$ DC voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı Hall potansiyeli (siyah-düz çizgi), boylamsal potansiyel (kırmızı-kesikli çizgi) ve iç kontak akımı (mavi-nokta çizgi) davranışı. Sarı bölgeler iç kontak akımının sıfır olduğu aralığı göstermektedir.

mesinden dolayı kenarlarda olacağı yönündedir. Ayrıca 2BES'nin külçesinde Fermi enerjisiyle kesişen herhangi bir enerji seviyesi olmadığından 2BES'nin külçesinin topolojik yalıtkan olduğu ve doldurma faktörünün topolojik olarak korunan bir büyüklük olduğu söylenir. Bu düşüncenin

fiziksel alt yapısı etkileşmeyen tek parçacık yaklaşımına dayanmaktadır. 2BES kenarlarda yüksek duvar potansiyeliyle sınırlandırılmış olarak kabul edilir ve periyodik sınır şartları ile birlikte kenarlarda elektronun herhangi bir etkileşime uğramayacağı kenar durumları oluşur.

Yapılan ölçümler sonucunda ilk olarak gözlemlenen durum, 2BES'nin külçesinin bütün plato boyunca yalıtkan olmadığı yönündedir. Çünkü Şekil 4.2'de ve Şekil 4.3'te sarı bölgeyle belirtilmiş alanlar tüm plato boyunca değildir.

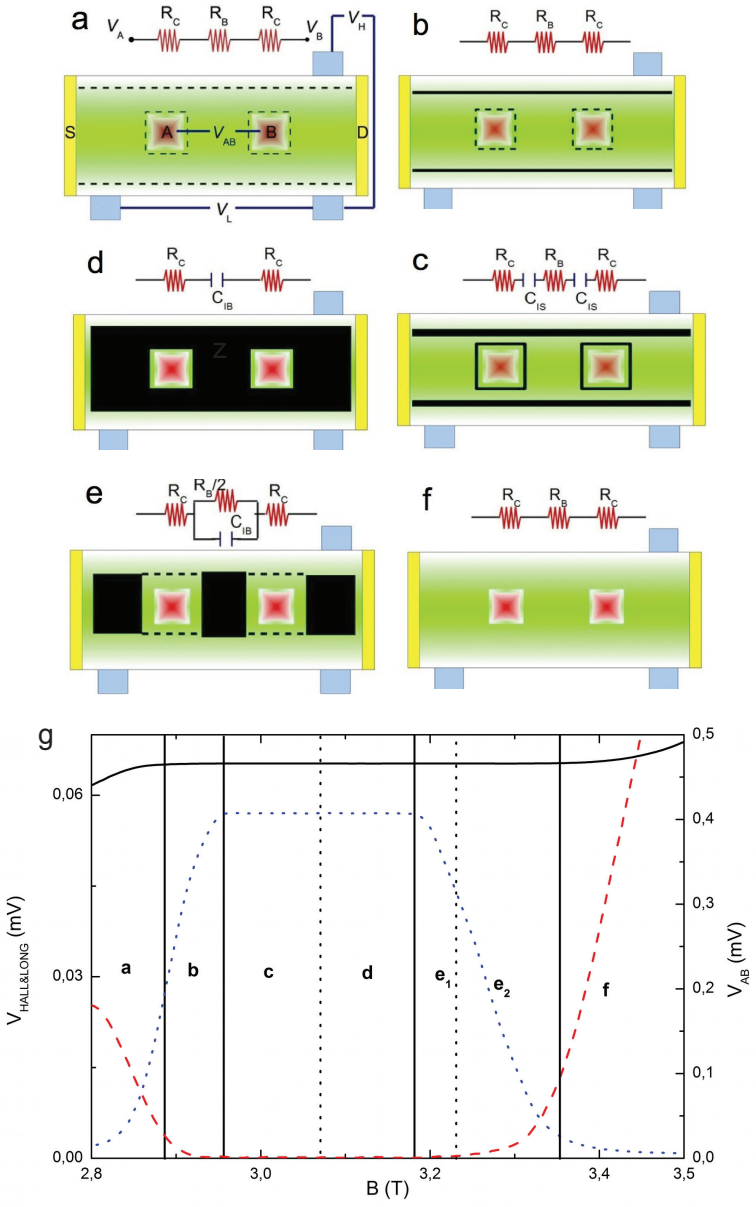
Bu durumda bulguların yorumlanmasıyla oluşturulacak model direk Coulomb etkileşmesi ile birlikte değişen elektron yoğunluğu dağılımı sonucu oluşan sıkıştırılamaz ve sıkıştırılabilir şeritler aracılığıyla anlatılacaktır. Bölüm 2.3'te sıkıştırılamaz ve sıkıştırılabilir şeritlerden bahsedilmişti. Sıkıştırılamaz şeritlerde durum yoğunluğu olmamasından dolayı yalıtkan, sıkıştırılabilir şeritlerde ise durum yoğunluğu olmasından dolayı metalik özellik gösterir. Özellikle iç kontak davranışını incelerken bu özellikleri göz önünde bulundurmak gerekir.

2BES'nin bu bölgesel özelliklerinden dolayı sistem elektriksel kapasiteye sahiptir. Dirençle birlikte kapasite bulunan devrelerde empedanstan bahsetmek gerekir. Empedans,

$$Z = \sqrt{R^2 - \frac{1}{(2\pi i f C)^2}} \tag{4.1}$$

eşitliğini sağlar ve devrenin direnç büyüklüğüdür. Burada f devreye uygulanan AC sinyalin frekansıdır. Kapasite (C) kurulacak model çerçevesince hem geometrik kapasiteyi hem de kuantum kapasiteyi içermektedir. Kuantum kapasite, alan bağımlılığıyla ile birlikte $C = e^2 D_T(E_f) S$ olarak hesaplanmıştı [Denklem 2.46].

Model, Şekil 4.4'ün yardımıyla anlatılacaktır. Burada a'dan f'ye olan alt şekiller, g alt şeklinde işaretlenmiş bölgelerdeki sıkıştırılamaz-sıkıştırılabilir şeritlerin (durum yoğunluğu) yerlerini göstermektedir. $B > 3.4\ T$ durumunda V_{AB} sıfıra yaklaşırken V_{HALL} ve V_{LONG} gerilimleri lineer olarak artmaktadır [Şekil 4.4g f bölgesi]. Bu davranış 2BES'nin her bölgesinde zayıf bir iletken gibi davrandığını gösterir. Bu durumda iç kontakların dirençleri (R_C) ve 2BES'nin direnci (R_B) seri bağlı dirençler olarak düşünülerek V_{AB} geriliminin davranışı açıklanmıştır. Manyetik alan değerinin biraz daha azaldığı durumda [Şekil 4.4g e bölgesi] E_f, Landau enerji seviyesinden ayrılır ve kuantizasyon sağlanır ve sıkıştırılamaz bölgeler oluşur. Ancak iç kontaklardan dolayı oluşan elektron yoğunluğu değişiminden dolayı iç kontaklar arasında kalan bütün bölge sıkıştırılamaz değildir. Bu durum paralel bağlı bir direnç ve bir kondansatör (C_{IB}) gibi düşünülmüştür. $D_T(E_f) \approx 0$ olmasından dolayı elektriksel kapasite sonsuza ıraksar ve ölçülen potansiyel düşmesi R_B ve R_C üzerinden olur. Ayrıca boylamsal kontaklar arasında saçılmaların meydana geldiği bölgeler mevcuttur. d bölgesine geçildiğinde Hall geriliminin kuantize ve boylamsal gerilimin sıfır olduğu ve V_{AB}'nin ıraksadığı yerde Kuantum Hall Etkisi'nin topolojik yalıtkan tanımına denk



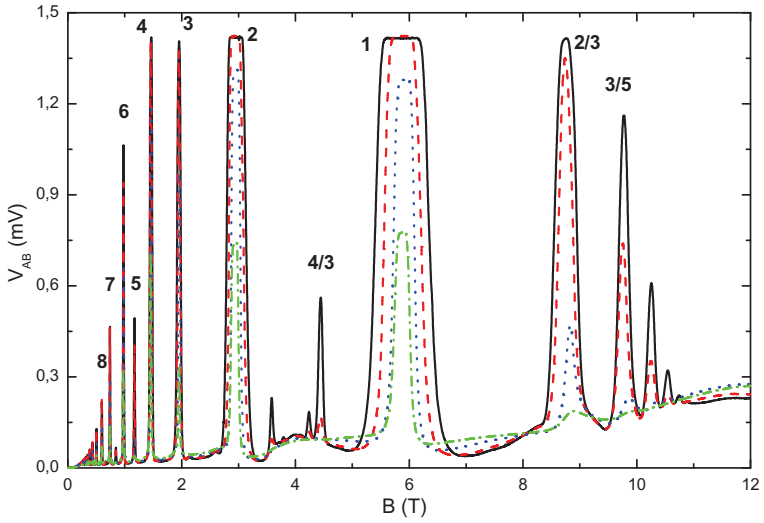
Şekil 4.4: Model. g alt grafiği $10\ mK$'deki Hall ölçümünü göstermektedir. $V_{SD} = 4\ mV$, $V_{AB} = 50\ mV$ olarak uygulanmıştır. a'dan f'ye kadar olan alt şekiller 2BES durum yoğunluğundaki değişimi kurulacak model doğrultusunda göstermektedir. Yeşil, elektron gazındaki durum yoğunluğunun olduğu bölgeleri (sıkıştırılabilir bölge), siyah, durum yoğunluğunun olmadığı bölgeleri (sıkıştırılamaz bölge) göstermektedir. Sarı, buz mavisi ve kırmızı bölümler kontakları göstermektedir. Alt grafiklerin üst kısmında görülen devre şemaları o anki durumun tahmini elektriksel devre gösterimidir. R_C, kontak direnci, R_B, 2BES'nin direnci, C_{IS}, sıkıştırılamaz şeritlerden kaynaklı oluşan kapasite ve C_{IB}, sıkıştırılamaz bölgeden kaynaklı oluşan kapasitedir.

gelmektedir. Bu durumda tüm kontaklar arasında yalıtkan bir bölge oluşmuştur. V_{AB}'de elektriksel kapasite baskın hale gelmiştir. Daha düşük manyetik alanda, sıkıştırılamaz bölge kenarları ve iki iç kontak etrafını kuşatan şeritler halinde ayrılır. c ve d bölgeleri arasındaki geçiş kesin olarak bilinemez ancak sıcaklık bağımlılığı bu bölgeler arasındaki farkın anlaşılmasında yardımcı olacaktır. b bölgesinde V_{AB} potansiyeli en yüksek değerinden azalmaya başlamıştır bununla birlikte V_{HALL} ve V_{LONG} potansiyellerinden anlaşılacağı üzere sistem hala Kuantum Hall Etkisi rejimindedir. Bu durum iç kontak etrafındaki sıkıştırılamaz şeritlerin yok olmaya başladığını ve kenarlardaki sıkıştırılamaz şeritlerin hala varlığını koruduğunu göstermektedir. a bölgesinde sistemin tümü tekrar bir iletken gibi davranmaya başlamıştır yani sistemdeki sıkıştırılamaz şeritler varlığını tamamen kaybetmiştir.

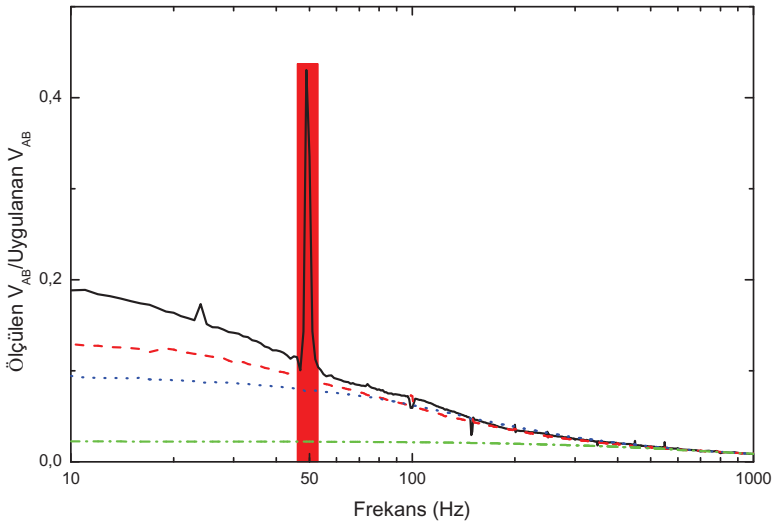
Parçacık sayısı yeterince çoksa fiziksel olarak termodinamik büyüklükler anlamlı hale gelir. Termodinamik olarak bir elektronun davranışını belirleyecek boyutsal nicelik Fermi dalga boyu olacaktır, λ_F. Çünkü Fermi Enerjisi'ndeki elektronlar akıma katkıda bulunur. Sıkıştırılamaz şeritlerin kalınlığı λ_F ile karşılaştırılabilir veya daha küçük olduğu zaman şeritlerin sıkıştırılamazlığının bir önemi olmayacaktır. Bundan dolayı V_{AB} belirli aralıkta sabit kalmaktadır (c ve d). c durumundan d durumuna geçişi belirlemede kenar durumlarının ve sıkıştırılamaz şeritlerin sıcaklık bağımlılığı önemli olacaktır. Sıcaklıktaki artış, Fermi Enerjisi'ndeki boş durumların V_{AB}'nin en yüksek değerinde bir azalışı sağlamalıdır. Ayrıca yüksek sıcaklıkta sıkıştırılamaz bölgeler incelecektir, bu yüzden V_{AB}'nin en yüksek değerine ulaştığı manyetik alan aralığı da azalacaktır. Şekil 4.5'te V_{AB} potansiyelinin sıcaklık bağımlılığı gösterilmiştir.

V_{AB} potansiyelinin davranışında sıkıştırılamaz şeritlerin yalıtkan özelliğinden dolayı elektriksel kapasite baskındır. Bu düşünceyi destekleyecek durum Şekil 4.6'da ve Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Manyetik alan değeri $\nu = 1$ ve 2 platolarının ortasına gelecek (c veya d durumu) şekilde ayarlanmıştır ve LIA aracılığıyla uygulanan potasiyelin frekans bağımlılığına bakılmıştır. İki şekilden de görüleceği gibi sistem bir RC devresinin kesim frekansı davranışına oldukça benzemektedir. Şekil 4.8'de Hall çubuğuna uygulanan potansiyelin, ölçülen iç kontak potansiyeline olan etkisi görülmektedir. Burada hem örneğe uygulanan iki farklı potansiyel farkından dolayı herhangi bir deneysel hatanın olmadığı hem de Hall çubuğuna uygulanan potansiyelinin ölçülen iç kontak potansiyeline elektriksel bir etkisinin olmadığı görülmektedir. Gözlemlenen ufak farklar Hall çubuğuna uygulanan potansiyel farkından kaynaklı oluşan ısınma etkisinden kaynaklıdır.

Şekil 4.9'da ve Şekil 4.10'da görüldüğü gibi elektriksel aktivasyonun artması 2BES üzerindeki kuantum etkileri etkilemeye başlamıştır. Bu etki hem iç kontak potansiyelinde hem de Hall potansiyelinde sistemin ısınmasına karşılık gelmektedir. Ayrıca iç kontaklara $1\ V$ uygulandığı durumda, Hall potansiyelinde elektriksel gürültünün etkisine benzer bir durum gözlemlenmiştir. Bu

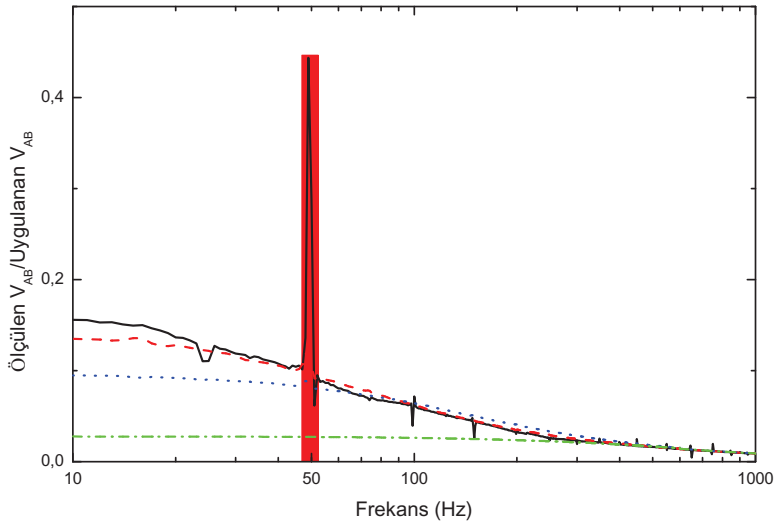


Şekil 4.5: Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$, iç kontaklar arasında $V_{AB} = 4\ mV$ voltaj farkı uygulandığı durumda manyetik alana bağlı iç kontak potansiyelinin sıcaklığa göre değişimi. Siyah-düz çizgi $10\ mK$, kırmızı-kesikli çizgi $250\ mK$, mavi-nokta $500\ mK$, yeşil-çizgi nokta $750\ mK$.

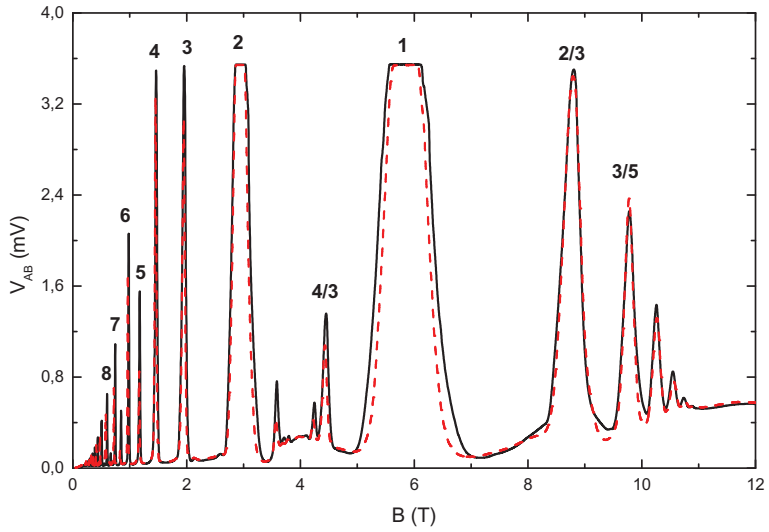


Şekil 4.6: $170\ mK$'de $2.24\ T$ manyetik alan değerinde ($\nu = 2$) iç kontakta oluşan potansiyel farkın frekans bağımlılığı. Siyah-düz çizgi $10\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $50\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $4\ V$.

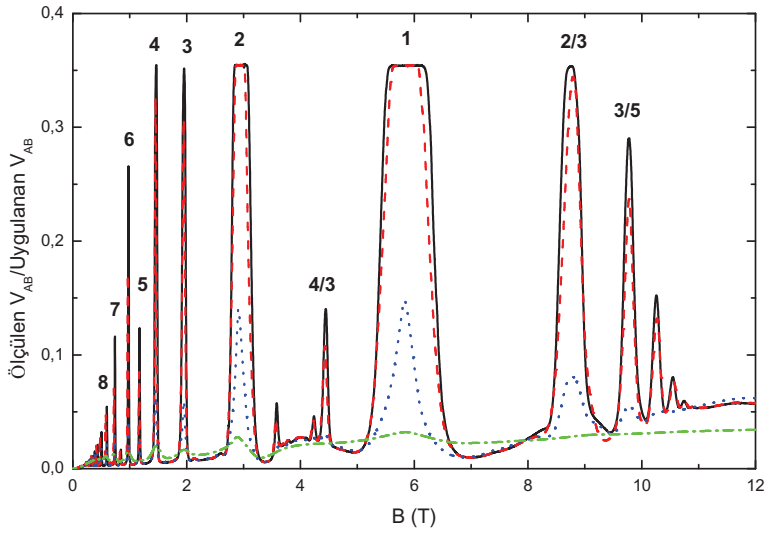
durum oldukça normaldir çünkü sisteme uygulanan iki farklı potansiyel farkı arasında 10^2 mertebesinde fark vardır. Bu mertebe farkı ölçülen Hall potansiyeline elektriksel gürültü eklemiştir.



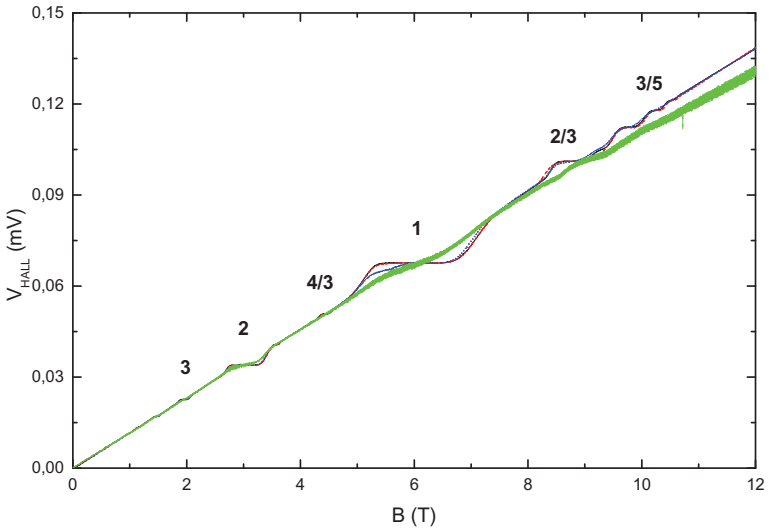
Şekil 4.7: $170\ mK$'de $4.48\ T$ manyetik alan değerinde ($\nu = 1$) iç kontakta oluşan potansiyel farkın frekans bağımlılığı. Siyah-düz çizgi $10\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $50\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $4\ V$.



Şekil 4.8: $10\ mK$'de iç kontaklar arasında $10\ mV$ uygulanırken manyetik alana bağlı iç kontak potansiyelinin kaynak-toprak kontaklarına uygulanan voltaja göre değişimi. Siyah-düz çizgi $0\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $26\ mV$.



Şekil 4.9: $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$ manyetik alana bağlı iç kontak potansiyelinin iç kontağa uygulanan voltaja göre değişimi. Siyah-düz çizgi $4\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $10\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $1\ V$.



Şekil 4.10: $10\ mK$'de Hall çubuğunun kaynak-toprak kontakları arasında $V_{SD} = 26\ mV$ uygulanırken manyetik alana bağlı Hall potansiyelinin iç kontaklara uygulanan voltaja göre değişimi. Siyah-düz çizgi $4\ mV$, kırmızı-kesikli çizgi $10\ mV$, mavi-nokta $100\ mV$, yeşil-çizgi nokta $1\ V$.

5 SONUÇ

Bu çalışmada 2BES'lerde gözlemlenen Kuantum Hall Etkisi'nin elektrostatik özellikleri deneysel olarak incelenmiştir. Ayrıca bu sistemlerde manyetik alana bağlı olarak değişen durum yoğunluğunun elektrostatik davranışa etkisi anlaşılmaya çalışılmıştır. Yapılan çalışmanın şimdiye kadar yapılmış çalışmalardan ayıran en önemli özellik örnek üzerine Hall geometrisi dışında tanımlanmış iki adet iç kontaktır. Bu kontaklar sayesinde örneğin orta kısmındaki elektron dağılımı ile durum yoğunluğu ile ilgili direk bilgi edinilecek ölçümler alınabilmiştir. Bunun önemi durum yoğunluğunun manyetik alana bağlı olmasından dolayı oluşan sıkıştırılabilir ve sıkıştırılamaz bölgelerin Kuantum Hall rejiminde nasıl oluştuğu ve hangi şartlar altında var olduğu bu çalışma sayesinde daha iyi anlaşılmıştır.

Yapılan ölçümler sonucunda literatürde genel olarak Kuantum Hall Etkisi'nin gözlemlenmesi için kabul edilen şart olan 2BES'nin topolojik yalıtkan olmasının gerekli olmadığı (c ve d bölgeleri), Hall kontakları arasında oluşacak sıkıştırılamaz şeritlerin var olması (b ve e bölgeleri) Kuantum Hall Etkisi'nin gözlemlenmesinde yeterli olacaktır. Bir başka deyişle Kuantum Hall Etkisi için Hall kontakları arasında her hangi bir saçılmanın olmaması gereklidir. Bu durum doldurma faktörünün tanımını değiştirmemektedir yani doldurma faktörü Fermi Enerjisi Landau seviyelerinin miktarını söylemektedir. Ancak literatür üzerinde tanımlanan Kuantum Hall Etkisi topolojik özelliklerinin daha dikkatli incelenmesi gerekmektedir.

Sistem üzerinde yapılan ölçümlerin bir diğer önemi kuantum kapasite üzerine verdiği bilgilerdir. Suddards ve diğ. [4] çalışmasında olduğu gibi kuantum kapasitenin durum yoğunluğuna bağlılığı gözlemlenmiştir. Ancak bu noktada da dikkat edilmesi gereken husus örnekteki safsızlıklardan ve kenar etkilerinden dolayı Landau seviyelerindeki değişen durum yoğunluğudur. Şekil 4.5'te ve Şekil 4.9'da görüldüğü gibi sıcaklığın veya uygulanan potansiyelin artması kapasitif davranışı etkilemektedir. Bu durum Landau Enerji seviyelerinin genişlemesinden kaynaklıdır. Termal veya elektriksel aktivasyonun artmasıyla Landau Enerji seviyeleri arasındaki durum yoğunluğu çok küçük olsa da sonlu bir değere yaklaşır.

Sıkıştırılabilir ve sıkıştırılamaz bölgeler hakkında elde edilecek bilgi bu sistemler üzerinde yapılan interferometrik ölçümler için oldukça önemlidir. Bu bölgeler sayesinde elektronun herhangi

bir saçılmaya uğramadan hareket edebileceği kanallar oluşur ve bunun sayesinde elektron kazandığı faz bilgisini kaybetmez. Bu konuda da bu çalışmanın literatüre yardımcı olacağını düşünmekteyiz.

Bu çalışma mevcut çıktılarıyla literatüre çok önemli katkı sunmaktadır. İki boyutlu elektron sistemlerinin topolojisi ve bu topolojinin elektriksel özelliklerine doğrudan bakmasından dolayı gelecek çalışmalarada öncü olacaktır. Kuantum Hall Etkisi ve iki boyutlu elektron sistemlerindeki elektro-manyetik taşınım ile ilgili sunduğu çıktılar mevcut görüşlerin gözden geçirilmesini desteklemektedir.

KAYNAKLAR

[1] Klitzing, K. v., Dorda, G., Pepper, M., 1980. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance. Phys. Rev. Lett., 45, (6): 494-497

[2] Klitzing, K. v., 1986. The Quantized Hall Effect. Rev. Mod. Phys., 58, (3): 519-531

[3] Chklovskii, D. B., Shklovskii, B. I., Glazman, L. I., 1992. Electrostatics of Edge Channels, Phys. Rev. B, 46, (7) : 4026-4034

[4] Suddards, M. E., Baumgartner, A., Henini M., Mellor, C. J. 2012. Scanning Capacitance Imaging of Compressible and Incompressible Quantum Hall Effect Edge Strip, New Journal of Physics, 14, 083015.

[5] Chang, A. M., 1990. A unified transport theory for the integral and fractional quantum hall effects: Phase boundaries, edge currents, and transmission/reflection probabilities, Solid State Commun., 74, 871.

[6] Hook, J. R., Hall, H. E., 1991. Solid State Physics, John Wiley & Sons Ltd.

[7] Dereli, T., Verçin, A., 2009. Kuantum Mekaniği: Temel Kavramlar ve Uygulamaları, Türkiye Bilimler Akademisi Ders Kitapları.

[8] Ezawa, Z., 2008. Quantum Hall Effects:Field Theoretical Approach and Related Topics, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.

[9] Davies, J. H., 1998. The Physics of Low-Dimensional Semiconductor, Cambridge Uviversity Press, United Kingdom.

[10] Ashcroft N. W., Mermin N. D. 1976. Solid State Physics, Harcourt College Publishers, United States of America.

[11] London, H., Clarke, G. R., Mendoza, E., 1962. Osmotic Pressure of $^3\mathrm{He}$ in Liquid $^4\mathrm{He}$, with Proposals for a Refrigerator to Work below $1\ K$. Phys. Rev. Lett., 128, (5): 1992-2005

[12] Lounasmaa, O. V., 1979. Dilution Refrigeration. J. Phys. E: Sci. Instrum., 12, (8): 668-675

[13] Stanford Research Model SR830 & SR850 DSP Lock-In Ampliefier Manual

Önceki Dönem Raporları

TÜBİTAK
ARAŞTIRMA PROJESİ
GELİŞME RAPORU
(*Bilimsel Rapor*)

PROJE NO	112T264
RAPOR NO	: 1
RAPOR DÖNEMİ	: 01/11/2012 - 01/05/2013
PROJE YÜRÜTÜCÜSÜ	: Doç. Dr. Afif Sıddıki

BİLİMSEL RAPORDA OLMASI GEREKEN BİLGİLER

1. Dönem içinde projeyle ilgili bilimsel ve teknik gelişmeler proje planı ile karşılaştırılarak verilmeli, elde edilen veriler ile varılan ara sonuçlar, varsa materyal, yöntem ve kapsam değişikleri belirtilmeli ve tartışılmalıdır.
2. Dönem içindeki idari gelişmeler (yardımcı araştırıcı ve personel değişikliği, ek süre, yürütücünün kurum değişikliği ve varsa diğer destekleyen kuruluşlarla sürdürülen işbirliği, vb. konularındaki bilgiler) verilmelidir.
3. Proje çalışmaları kabul edilen çalışma takvimine uygun yürümüyorsa gerekçeleri açıklanmalıdır.
4. Bir sonraki dönem içinde yapılması planlanan çalışmalar (öneri formundan farklı bir durum oluşmuş ise) belirtilmelidir.
5. Destekleyen diğer kuruluşlarla ilgili sorunlar var ise ayrıntıları ve çözüm önerileri sunulmalıdır.
6. Dönem içinde proje kapsamında yapılan yayımların ve toplantılarda sunulan bildirilerin birer kopyası eklenmeli ve yapılan yayımlarda TÜBİTAK desteği belirtilmiş olmalıdır.

BİLİMSEL GELİŞME RAPORU EK SAYFASI
(Proje No:211T148)

(Her madde için gerektiği kadar alan ve ek sayfa kullanabilirsiniz)

1. Dönem İçinde Projeyle İlgili Bilimsel ve Teknik Gelişmeler: Projenin ilk döneminde yapılan çalışmaları dört ana başlık altında toplayabiliriz: a) Literatür taraması ve takibi, Uluslararası işbirliğinin geliştirilmesi. b) Ölçüm aygıtlarının, örneklerin ve sarf malzemelerinin temini, ölçüm aygıtlarının kalibrasyonu ve elektronik gürültünün filtrelenmesi. c) GaAs/AlGaAs tabanlı iki boyutlu düzlemsel elektron gazının üzerine Aharonov-Bohm girişiminin ölçüleceği örneklerin tasarlanması ve imalatı. d) Bu elektronik aygıtların özelliklerinin deneysel ve kuramsal incelenmesi.

a) Proje kapsamında çalışmaya başlayan bursiyerlerin konuya olan aşinalıklarının arttırılması için düzenli olarak grup toplantıları düzenlenmiştir. Parçacık interferometreleri oldukça yeni ve ilginç bir konu olduğundan, haftalık olarak yeni yayınlanan makaleler tartışılmış ve projemiz kapsamında ilgili deneysel yöntemlerin bizim sistemimize olan uygulamaları araştırılmıştır. Özellikle, uluslararası ortaklarımız ile karşılıklı yaptığımız ziyaretler (Dr. K-J. Friedland ve Dr. Stefan Ludwig) hem örneklerin hazırlanması hem de özel ölçüm teknikleri hakkında bilgi paylaşımının sağlanması, bu dönemde gerçekleşen önemli adımlardan biridir. Önümüzdeki dönemlerde de devam etmesi planlanmaktadır.

b) Proje bütçesi kapsamında alınması öngörülen düşük hassasiyetli elektriksel karakterizasyon yapan aygıtlar temin edilmiş ve standart kuantum Hall deneyleri ile kalibrasyonları yapılmıştır. Beklendiği üzere, düşük sıcaklıklarda (< 1.2 K) ve düşük uyarım voltajlarında (< 0.020 mV) alınan ölçümlerde çevresel faktörlerden kaynaklanan elektronik gürültünün filtrelenmesine çalışılmıştır. GaAs tabanlı örnekler kullanılarak, elektron sıcaklığının 1 nA akım altında 50 mK'nın altına indirilebildiği tespit edilmiştir. Genel olarak elektronik filtreler, oda sıcaklığında çalışan LC (literatürde Pi filtre) devrelerinden oluşmaktadır. Bu filtreler sayesinde 95 kHz üzerindeki gürültü temizlenerek, elektron sıcaklığı istenilen mertebelere düşürülmüş ve sağlıklı ölçümler alınmaya başlanmıştır. Düşük sıcaklık filtreleri tasarlanmış ve çalışma aralıkları başarı ile test edilmiştir.

c) GaAs/AlGaAs tabanlı iki boyutlu örneklerin elektriksel karakterizasyonu kapsamında yapılan deneyleri üç başlık altında toplayabiliriz: i) Uygun örnek geometrisinin tasarlanması ve örnek tutucunun kablo bağlantıları ile ilgili dizaynın yapılması. ii) Yüksek mobiliteli hetero-yapıların üzerinde tanımlı metalik kapıların çalışma aralıklarının sistematik olarak incelenmesi ve asimetrik yük taşınım koşullarının manyetik alanlı ve alansız olarak belirlenmesi. iii) Aharonov-Bohm fazının yarı-klasik yaklaşıklık altında eldesi ve aygıtların kuramsal modellenmesi.

i) Proje önerisinde ilk iş paketi kapsamında yapılacağı belirtilen yapıların geometrik özelliklerinin tasarımı ve incelenmesi: Doğrusal olmayan yük taşınımı rejiminde Aharonov-Bohm etkisinin asimetrik kuantum noktalarda incelenebilmesi için öncelikle tasarlanacak kuantum nokta yapısının, yapıyı oluşturan metalik kapılar dışında hiç bir asimetriye sahip olmaması gerekmektedir. Bu sebeple, Şekil 1'de gösterilen yapı tasarlanmış ve yüksek mobiliteli iki boyutlu elektron gazı üzerine elektron demet litografisi ile tanımlanmıştır. Bu yapının kontak bağlantılarına uygun olarak bir örnek tutucu (Şekil 2) ve örnek çubuğu (Şekil 3) özel olarak dizayn edilmiştir. Örnek tutucuda, RF aralığından gelebilecek elektronik gürültünün minimize edilebilmesi için taşınım ve metalik kapı kontakları birbirlerinden izole edilmiş ve oda sıcaklığında farklı filtreler uygulanarak tanımlanmıştır.

ii) Yük taşınımının manyetik alanlı ve manyetik alansız olarak belirlenmesi: Kuantum nokta, Şekil 1'de de gösterildiği gibi metalik kapılar (gate) ile tanımlanmaktadır. Kuantum noktanın giriş ve çıkışlarında ise iki adet kuantum nokta kaynak (KNK) bulunmaktadır. Bu iki KNK, elektron taşınımının ileri ve geri besleme rejimlerinde simetrik olmasını sağlamak ve aynı zamanda yarı geçirgen potansiyel engeli (half-transmission potential barrier) şartlarında olduğunu garanti altına almak için tasarlanmıştır. Dolayısı ile öncelikle bu KNK'ların simetrik ve yarı-geçirgen rejimlerinin tespit edilmesi gerekmektedir. Şekil 4, her iki KNK'nın simetrik ve asimetrik durumlarda iletkenliğini uygulanan besleme voltajına göre değişimini göstermektedir. Düşük sıcaklıklarda gerçekleştirilen (~300 mK) deneylerde, nano-ölçekli yapılarda gözlemlenen 0.7 iletkenlik anomalisi bulunmuş bu ise yapımızın gerçekten dış elektronik gürültüden minimum düzeyde etkilendiğine işaret etmektedir. Ayrıca, kuantize iletkenlik platoları beklenen şekilde ve gayet sarih olarak gözlemlenmiştir. Örnek karakterizasyonunun bir sonraki aşamasında, kuantum noktanın simetri ve taşınım özellikleri DC rejimde incelenmiş ve yapının ölçmeyi planladığımız Aharonov-Bohm fazını gözlemlemek için uygun olduğu ortaya çıkmıştır. Yalnızca Kuantum noktanın aktif olduğu rejimde ölçülen iletkenliğe karşı potansiyel grafiği Şekil 5'te verilmiştir.

Bir sonraki aşamada, yine yalnızca kuantum noktanın aktif olduğu rejimde ancak bu kez simetrik potansiyel şartları altında manyetik alan taranarak, yük taşınımında periyodik

iletkenlik salınımları olup olmadığı araştırılmıştır. Şekil 6, akımın manyetik alana (a) ve bir bölü manyetik alana bağlı olarak her iki akım yönünde de (ileri ve geri besleme) değişimini göstermektedir. Ölçümlerden görüleceği üzere, kuantum nokta yük simetrisi altında neredeyse değişmez kalmakla beraber, 1/B grafiğinden anlaşıldığı üzere girişim 1/B periyoduna sahip ve tüm salınımlar tekrarlanabilirdir. Bu durum, bize yaptığımız ölçümlerde Aharonov-Bohm fazını gözlemlediğimize işaret etmektedir. Gözlemlenen osilasyonların sistem simetrisine ve metalik kapı potansiyellerine bağımlılığını incelemek için, farklı kapı potansiyelleri altında manyetik alana bağımlı akım değişiminin incelenmesi gerekmektedir. Bu ölçümlerin sonuçları Şekil 7'de gösterilmiştir.

iii) Kuramsal çalışmalar ve modellemeler: Projenin önemli bir ayağı olan kuramsal çalışmaların ilk aşaması olarak yüksek manyetik alanlara maruz bırakılan tuzaklanmış elektron sistemlerinde gözlemlenmesi beklenen Aharanov-Bohm fazı öncelikle yarı-klasik WKB yöntemi ile incelenmiştir.

WKB YAKLAŞIKLIĞI:

WKB (Wentzel–Kramers–Brillouin) yaklaşıklığı, potansiyelin yavaşça değiştiği sistemlerde zamandan bağımsız Schrödinger denklemini çözmek için kullanılan yarı klasik bir yaklaşıklıktır. WKB metodunun geçerlilik koşulu, potansiyel enerjideki değişime kıyasla parçacığın de Broglie dalga uzunluğunun çok daha küçük olması halinde sağlanır. Burada L potansiyel değişimindeki karakteristik uzunluk skalası

olarak tanımlanırsa ve λ parçacığın de Broglie dalga boyu ise WKB metodunun geçerliliği $\lambda \ll L$ şartı ile

ifade edilir. Parçacığın de Broglie dalga boyu $\lambda(r) = 2\pi\hbar/p(r)$ ve r noktasındaki momentumunu $p(r) = \sqrt{2m(E - V(r))}$ olmak üzere,

$$\left|\nabla\lambda\right| = \frac{\lambda\left|\nabla V\right|}{\left|E - V(r)\right|} = 1$$

ifadesi yazılabilir. Bunun anlamı dalga uzunluğundaki potansiyel enerji değişimi parçacığın kinetik enerjisi ile karşılaştırıldığında çok daha küçüktür. Yukarıdaki ifadeden açıkça görüleceği üzere parçacığın enerjisinin potansiyel enerjiye eşit olduğu E=V(r) klasik dönme noktalarında WKB metodu geçersizdir.

Tek boyutta zamandan bağımsız potansiyel varlığında hareket eden tek bir parçacık dikkate alalım. Parçacığın zamandan bağımsız Schrödinger denklemi,

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + V(x)\right)\psi(x) = E\psi(x)$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{p^2(x)}{\hbar^2}\right)\psi(x) = 0$$

ile verilir. Burada p(x) parçacığın x noktasındaki yerel momentumudur. Schrödinger denkleminin çözümü bir düzlem dalga iken $\psi(x) = Ae^{\pm ikx}$, potansiyelin yavaşça değiştiği bir sistemde zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin WKB çözümü,

$$\psi(x) = A(x)e^{\frac{i}{\hbar}S(x)}$$

ile tanımlanır. Burada A(x) ve S(x) dalga fonksiyonunun sırasıyla genliği ve fazıdır. WKB çözümü Schrödinger denkleminde yerine yazılırsa,

$$S(x) = \pm\int p(x)dx$$

$$A(x) = \frac{C}{\sqrt{\left|p(x)\right|}}$$

faz ve genlik ifadeleri elde edilir. Önerilen WKB çözümünün en genel hali,

$$\psi_{\pm}(x)=\frac{C_{\pm}}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(\pm\frac{i}{\hbar}\int\sqrt{2m(E-V(x))}dx\right)$$

şeklinde elde edilir. Bu aşamada parçacığın enerjisinin potansiyel enerjiden büyük veya küçük olduğu iki durum söz konusudur.

$E\rangle V(x)$ ise "klasik olarak izinli" bölge olarak adlandırılır. Bu bölgede parçacığın momentumu reel ve pozitif bir fonksiyondur. En genel çözüm ise $\psi_{+}(x)$ ve $\psi_{-}(x)$'in birer kombinasyonu şeklinde ifade edilir.

$$\psi(x)=\frac{C_{+}}{\sqrt{p(x)}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}\int_{x}p(x')dx'\right)+\frac{C_{-}}{\sqrt{p(x)}}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_{x}p(x')dx'\right)$$

$E\langle V(x)$ ise "klasik olarak yasaklı" bölge olarak adlandırılır. Bu bölgede parçacığın momentumunun kompleks olması Denklem (3.12) ifadesindeki üstel terimleri reel kılar. En genel WKB çözümü

$$\psi(x)=\frac{C_{-}'}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(-\frac{1}{\hbar}\int_{x}|p(x')|dx'\right)+\frac{C_{+}'}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(\frac{1}{\hbar}\int_{x}|p(x')|dx'\right)$$

ile ifade edilir. Önemli bir diğer durum ise, parçacığın enerjisinin potansiyele eşit olduğu $E=V(x_i)$ durumdur. Parçacığın momentumunun sıfır olduğu x_i noktaları "klasik dönme noktaları" olarak adlandırılır. Klasik olarak, parçacık klasik dönme noktaları arasında ileri geri hareket eder. Kuantum mekaniğinde ise parçacık potansiyel bariyerinin içine sızabilir. Bu şekilde hareketini sınırlandıran parçacık enerjisini kuantize etmiş olur. Parçacığın momentumu dönme noktaları civarında sıfıra yaklaşırken de Broglie dalga uzunluğu ve WKB dalga fonksiyonu ıraksar. Bu durum WKB yaklaşımının bu noktalar civarında çökmesine neden olur. Sistemin bağıl durum enerjilerini belirleyebilmek için E_n dönme noktaları civarında dalga fonksiyonu inşa edilmelidir. Bu klasik olarak izinli bölgede osilasyonlar yapan dalga fonksiyonu ile klasik olarak yasaklı bölgede üstel olarak artan veya azalan davranış sergileyen dalga fonksiyonu arasındaki ilişkiyi belirlemekle mümkün olur. Parçacığın Şekil 8 de verilen bir potansiyel altında hareket ettiğini dikkate alalım.

Şekil 8 dikkate alındığında her üç bölge için WKB çözümleri sırasıyla verilir.

$$\psi_{1WKB}(x)=\frac{C_1}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(\frac{1}{\hbar}\int_{x}^{x_1}|p(x')|dx'\right),\ x<x_1$$

$$\psi_{2WKB}(x)=\frac{C_2'}{\sqrt{p(x)}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}\int_{x}p(x')dx'\right)+\frac{C_2''}{\sqrt{p(x)}}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_{x}p(x')dx'\right),\ x_1<x<x_2$$

$$\psi_{3WKB}(x)=\frac{C_3}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(-\frac{1}{\hbar}\int_{x_2}^{x}|p(x')|dx'\right),\ x>x_2$$

Yukarıda ifade edilen çözümleri sağ ve sol dönme noktaları için sırasıyla aşağıdaki gibi ifade etmek de mümkündür.

$$\psi_{2WKB}(x)=\frac{C_2}{\sqrt{p(x)}}\sin\left(\frac{1}{\hbar}\int_{x}^{x_2}p(x')dx'+\frac{\pi}{4}\right)$$

$$\psi_{2WKB}(x)=\frac{\lambda}{\sqrt{p(x)}}\sin\left(\frac{1}{\hbar}\int_{x_1}^{x}p(x')dx'+\frac{\pi}{4}\right)$$

Bu iki çözüm birbirine denk olan iki çözümdür ve ortak bir çözümü temsil etmelidir. Ortak çözüm Bohr-Sommerfeld kuantizasyonu ile sağlanır.

$$\int p(x)dx = 2\int_{x_1}^{x_2} p(x)dx = h\left(n+\frac{1}{2}\right)$$

Klasik dönme noktaları arasındaki bu integral ifadesi yarı klasik hareket eden parçacığın tam bir periyoduna tekabül eder. Burada $n = 0,1,2,...$ gibi değerler alır. Yukarıda ifade edilen ilişki yarı klasik bir sistemin E_n kuantize enerji özdeğerlerini belirler ve Bohr-Sommerfeld kuantizasyonu olarak bilinir. Yavaşça değişen potansiyel altında hareket eden parçacığın bağıl durum enerjisi Bohr-Sommerfeld kuantizasyonu ile elde edilir.

Aharonov-Bohm Fazı

Ayar Simetrisi

Newton'un ikinci yasası $F = ma$, F kuvvetinin etkisi altında olan yüklü bir parçacığın uzayda nasıl hareket ettiğini belirtir. Eğer ki bu kuvvet Lorentz kuvveti ise yüklü parçacığın elektrik alan ve manyetik alan ile arasındaki etkileşimini tasvir eder. Elektrik alan ve manyetik alan Maxwell denklemleri ile ifade edilir. Maxwell denklemlerini daha basit olarak hesaplayabilmek için elektromanyetik alanları, fiziksel bir nicelik taşımayan ve sadece matematiksel bir obje olarak atfedilen elektromanyetik potansiyeller; ϕ skaler potansiyel ve A vektör potansiyel ile ifade etmek mümkündür. Kuantum mekaniğinin gelişimiyle birlikte potansiyellere atfedilen bu nitelik bir problem doğurmuştur ki kuantum mekaniğinde bir parçacığın hareketini tasvir eden Schrödinger denklemi elektrik alan ve manyetik alanları değil, alanlara karşılık gelen ϕ ve A potansiyellerini içerir. Burada elektromanyetik fenomeni ilgilendiren temel soru, elektrik alan ve manyetik alan mı yoksa skaler potansiyel ve vektör potansiyel olup olmadığıdır.

Elektrik alan ve manyetik alan sırasıyla aşağıdaki formda ifade edilebilir.

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial A}{\partial t}$$
$$\vec{B} = \nabla \times A$$

Yukarıda ifade edilen elektrik alan ve manyetik alan Maxwell denklemlerini sağlar. Elektromanyetik potansiyellerin önemli bir özelliği ise aynı elektrik alan ve aynı manyetik alanı türetmek kaydıyla potansiyeli belirleme serbestliğinin olmasıdır. Skaler potansiyel ve vektör potansiyel,

$$\phi' = \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t}$$
$$A' = A + \nabla\chi$$

Yukarıdaki gibi ifade edilen ϕ' ve A' potansiyellerine dönüştürüldüğü taktirde aynı elektrik alan ve manyetik alana tekabül eder. Burada χ ayar fonksiyonu olarak adlandırılır ve yukarıda ifade edilen dönüşüm ayar dönüşümü olarak bilinir. Farklı potansiyellerin Maxwell denklemlerini sağlaması denklemleri ayar değişmez kılar. Elektromanyetik potansiyellerin bu özelliği onlara herhangi bir fiziksel nicelik yüklemeyen ve sadece matematiksel bir obje olarak kabul edilmelerine neden olur. Bu bakış açısı ise "Aharonov-Bohm" etkisi olarak bilinen kuantum fenomeninin Yakir Aharonov ve David Bohm tarafından kuramsal olarak açıklanması ile değişir. Aharonov-Bohm etkisi, uzayda elektrik alan ve manyetik alanın sıfır olduğu bölgede hareket eden bir parçacığın elektromanyetik alanlardan yani onları türeten potansiyellerden etkilenmesi olarak bilinir.

Elektromanyetik Alanda Schrödinger Denklemi ve Dalga Fonksiyonu

Elektromanyetik alanda yüklü bir parçacığın Hamiltonyen operatörü,

$$\hat{H} = \frac{1}{2m}\left(\hat{p} - e\hat{A}\right)^2 + e\,\phi(r)$$

ile ifade edilir. Momentumu operatörünü $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ yerine yazalım ve Schrödinger denkleminde ifade edelim.

$$\left[\frac{1}{2m}\left(i\hbar\nabla+eA(r)\right)^2+e\phi(r)\right]\Psi=i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}$$

Yukarıdaki denklemde yüklü bir parçacığın elektromanyetik alanda hareketini tasvir eder. Schrödinger denkleminde ifade edilen skaler ve vektör potansiyelleri belirleyebilmek için B büyüklüğünde manyetik alan taşıyan uzun bir solenoid dikkate alalım. Solenoid yeterince uzun ise manyetik alanın solenoid içinde uniform olduğunu ve solenoidin dışında ise sıfır olduğunu kabul edebiliriz (polar koordinat sistemi kullanılmıştır ve manyetik alan z doğrultusundadır). Schrödinger denklemini çözebilmek için öncelikle bazı şartlar altında potansiyelleri belirlemek gerekir. Solenoid yüksüz olduğu için elektrik alan sıfırdır $E=-\nabla\phi=0$ ve skaler potansiyel ϕ=0 olarak seçilebilir. Vektör potansiyel ise solenoidin dışında manyetik alan sıfır $B=\nabla\times A=0$ olacak şekilde ve aynı zamanda Stokes teoremini sağlayacak şekilde belirlenmelidir.

$$\int_C A\cdot dr=\int_S\left(\nabla\times A\right)\cdot dS=\int_S B\cdot dS=\Phi_m$$

Burada Φ_m solenoidin içinden geçen toplam manyetik akıyı ifade eder. Vektör potansiyeli,

$$\vec{A}=\frac{\Phi_m}{2\pi r}\hat{\Phi}$$

ile ifade edilebilir. Manyetik alan solenoidin içinde hapsedilmiş olsa dahi solenoidin dışında vektör potansiyeli $A\neq 0$ sıfır değildir.

Dikkate alınan sistemde yüklü parçacığı karakterize eden dalga fonksiyonu,

$$\Psi(r,t)=\exp\left(ig(r)\right)\Psi'(r,t)$$

rastgele seçilen kompleks ek bir faz çarpanı ile ifade edilebilir. Burada,

$$g(r)\equiv\frac{e}{\hbar}\int_0^r A(r').dr'$$

ile tanımlanır. Yukarıda ifade edilen dalga fonksiyonu Schrödinger denkleminde yerine yazıldığında,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi'=i\hbar\frac{\partial\Psi'}{\partial t}$$

elde edilir. Burada Ψ' dalga fonksiyonu Schrödinger denkleminin bir çözümüdür. Vektör potansiyeli varlığında çözüm aynıdır ancak $\exp(ig(r))$ gibi bir faz çarpanı gelir ve bu faz çarpanı fiziksel büyükleri, nicelikleri $|\Psi|^2=|\Psi'|^2$ korur.

Aharonov-Bohm Fazı

Bu aşamaya kadar teorik altyapısından bahsedilen Aharonov-Bohm olayının deney düzeneğinin nasıl kurgulandığı ifade edilecektir. Çift yarık deneyindekine benzer şekilde, koherent elektron demeti ikiye ayrılır ve her bir demet solenoidin iki farklı tarafından gönderilir. Solenoidin diğer tarafında tekrar birleşen koherent elektron demetlerinin bir girişim deseni oluşturmasını bekleriz (Şekil 9).

Girişim olayını tasvir edebilmek için (1) ve (2) yollarını izleyen koherent elektron demetlerini düzlem dalga formunda ifade edebiliriz.

$$\Psi_1=\alpha\exp(ikx_1),\Psi_2=\alpha\exp(ikx_2)$$

Burada k elektron dalga vektörü, x_1 ve x_2 ise her bir demetin katettiği mesafedir. Yukarıdaki gibi ifade edilen çözümler tam çözümlere karşılık gelmese dahi elektron dalgalarının nasıl davranacağını anlamamıza yardımcı olur. Eğer solenoidin manyetik alanı sıfır ise solenoidin dışındaki vektör potansiyeli de sıfıra eşit olacaktır ve neticede girişim deseni elektron dalgalarının katettiği mesafeye bağlı olarak değişecektir.

$$\Delta\Phi_0 = k(x_1 - x_2)$$

Manyetik alan varlığında ise solenoidin dışında bir vektör potansiyeli mevcuttur. Dolayısıyla dalga fonksiyonlarına Ψ_1 ile Ψ_2, yukarıda ifade edildiği gibi ek bir faz çarpanı gelir. Girişim deseni artık elektron dalgaları arasındaki mesafeye bağlı değildir, $\Delta\Phi = g_1 - g_2$ fazı kadar girişimde kayma meydana gelir.

$$\Delta\Phi = \frac{e}{\hbar}\left\{\int_{C_1} A(r').dr' - \int_{C_2} A(r').dr'\right\} = \frac{e}{\hbar}\int_{C} A(r').dr' = \frac{e}{\hbar}\Phi_m$$

C_1 ve C_2 solenoidin çevresinden dolanan herbir elektron demetinin izlediği yörüngeleri belirtir. Solenoidin çevresinde kapalı bir C yörüngesi formunda oluşur ve elektron demetleri arasındaki toplam faz farkı solenoidin içinden geçen manyetik akı ile orantılıdır. Manyetik alanın şiddeti değiştikçe demetler arasındaki faz farkı değişir ve girişim deseni kayar.
Burada üzerinde durulacak en önemli nokta ise klasik elektrodinamikte solenoidin etrafında dolanan elektron demetlerinin yörüngeleri üzerinde manyetik alanın sıfır olması halinde elektron ve manyetik alan arasında bir etkileşimin olmamasını bekleriz. Kuantum mekaniksel tasvirde elektron dalgalarının ifade edilmesi halinde ise manyetik alandan izole edilmiş bir bölgede vektör potansiyelinin varlığı elektronun hareketi üzerinde ölçülebilir bir etki doğurur. Sonuçta alan ve parçacık arasındaki etkileşim yerel değildir ve potansiyeller alanlardan daha fazla fiziksel nicelik barındırır.

GaAs/AlGaAs heteroyapısının arayüzeyinde oluşan iki boyutlu elektron sisteminin Thomas Fermi yaklaşıklığı içerisinde modellenerek asimetrik tuzaklama potansiyelinin elde edilmesi.

GaAs ve AlGaAs arasındaki arayüzeyde yüzeyden 284 nm aşağıda oluşan iki boyutlu elektron sistemine (yeşil bölge) elektron sağlayan iki tane δ-katkılı silikon donor tabakası (kahverengi bölgeler) içeren GaAs/AlGaAs heteroyapısı Şekil 1'de veriimiştir. Donor tabakaları, sırasıyla iki boyutlu elektron sisteminden 122 nm ve 248 nm yukarıda bulunmaktadır ve donor konsatrasyonu ise sırasıyla $2.5\times10^{15}\ m^{-2}$ ve $1.7\times10^{16}\ m^{-2}$ 'dir. Heteroyapının fiziksel boyutları $L_x = L_y = 2550\,nm$ olarak alınmıştır. Heteroyapının sol tarafı (açık gri bölge) yüzeyden aşağıya doğru 80 nm kesilmiştir, sağ tarafında (siyah bölge) bulunan metalik kapılara ise farklı gerilimler uygulanmıştır. Metalik kapılara uygulanan gerilimler sırasıyla, -1.8V, -2.0V, -2.3V, -2.9V'dir. İki boyutlu elektron sisteminin modellenmesi, verilen sınır şartları için elektron dağılımını tanımlayan Thomas-Fermi yaklaşımı içerisinde kendinden tutarlı olarak üç boyutta Poisson denkleminin çözümüne dayanır. Thomas-Fermi yaklaşımı içerisinde elektron ve potansiyel dağılımını elde etmek için, hesaplama eforu diğer kuantum mekaniksel hesaplama yöntemlerinden daha kolaydır ve diğerleri ile uyumlu sonuçlar elde edilir. Elektron yoğunluğu dağılımı, Thomas-Fermi yaklaşımı içerisinde aşağıdaki şekildedir.

$$n_{el}(x,y) = \int D(E)\, f[(E + V_{tot}(x,y) - \mu^*]\, dE$$

Burada, $D(E) = \sum_n \delta(E - E_n)$ yerel durum yoğunluğunu, $f(E) = 1/[\exp(E/k_BT) + 1]$ Fermi fonksiyonunu, μ^* elektrokimyasal potansiyeli, k_B Boltzman sabitini, T ise sıcaklığı tanımlamaktadır. Bir elektronun toplam potansiyel enerjisi, $V_{ext}(x,y)$ dış tuzaklama potansiyeli ve $V_H(x,y)$ elektron-elektron etkileşme (Hartree) potansiyeli olmak üzere,

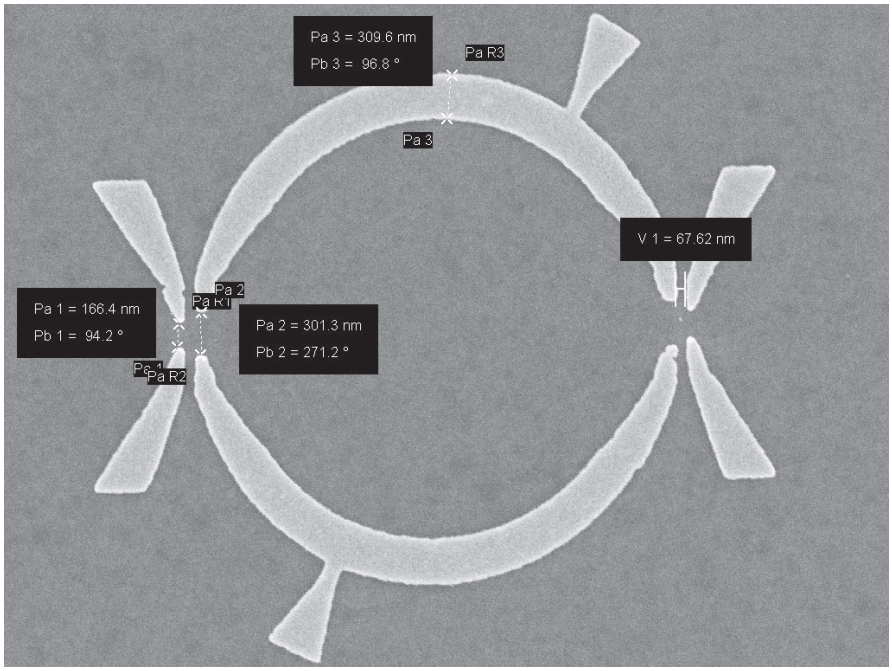
$$V_{tot}(x,y) = V_{ext}(x,y) + V_H(x,y)$$

verilir. Elektron yoğunluğuna bağlı Hartree potansiyeli ise aşağıdaki şekilde verilir.

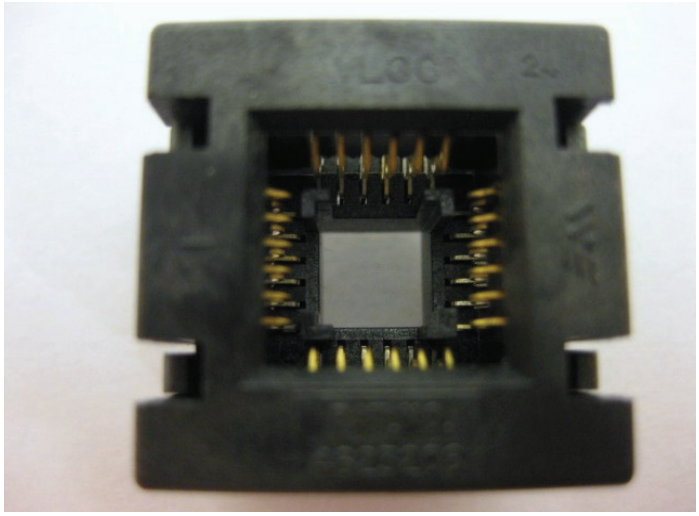
$$V_H(x,y) = \frac{2e^2}{\in} K(x,y,x',y')\, n_{el}(x',y')dx'dy'$$

Burada, $-e$ elektron yükü, $\in$ dielektrik sabiti (=12.4), $K(x,y,x',y')$ ise uygun sınır koşullarında iki boyutlu Poisson denkleminin çözümüdür. Poisson denklemini çözmek için daha önceki çalışmalarda başarılı bir şekilde uygulanan ve A. Weischelbaum tarafından geliştirilen bir nümerik kod kullanılmıştır. Bu kod, iki boyutlu elektron sisteminde hem elektron-elektron etkileşmelerinin varlığında hem de yokluğunda potansiyel dağılımının geniş bir profili çıkarır. Tuzaklama potansiyelini elde etmek için Şekil 1'de tanımlanan yarı tarafı kesme, yarı tarafı gateli (kapılı) heteroyapıyı ele aldık. Metalik kapılara -2.3V uyguladığımızda, Şekil 11'de görüldüğü üzere, tuzaklama potansiyeli neredeyse simetriktir. Ancak, -1.8V, -2.0V ve -2.9V gerilim uyguladığında tuzaklama potansiyelinin simetrik olmadığı görülmektedir. Dolayısıyla simetrik durum ile asimetirk durum arasında ciddi bir fark olduğu

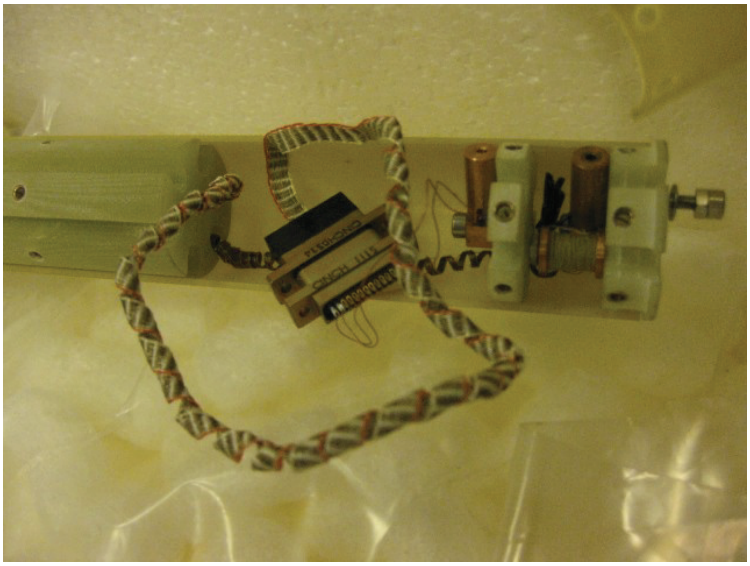
gözlenmektedir. Bu ise ileri ve geri beslemede aygıtın yük konjugasyonuna verdiği tepkiyi şiddetli bir etkileyeceği kanaatini doğurmaktadır.



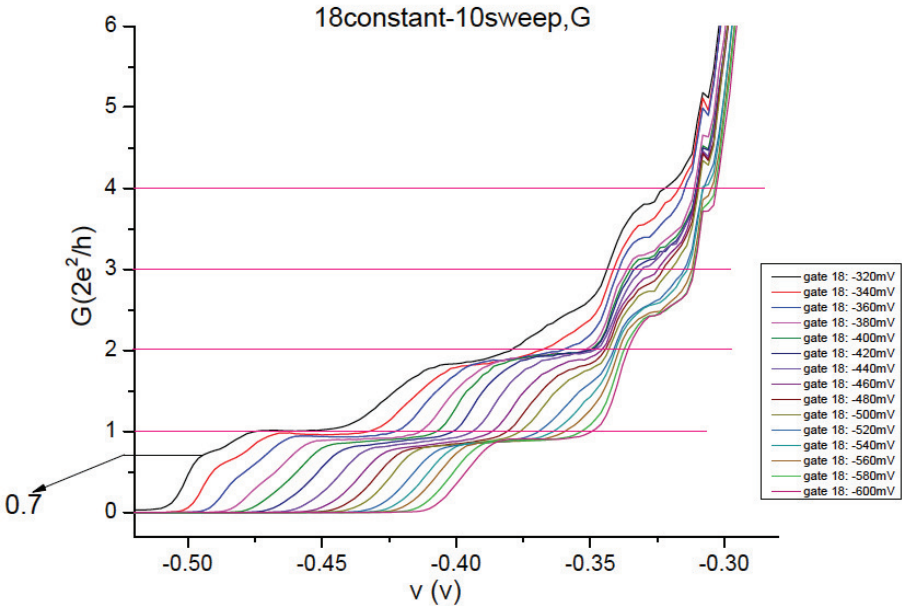
Şekil 1: Kuantum mekaniksel fazdan (Aharonov-Bohm fazı) kaynaklanan iletkenlik salınımlarının incelenmesi için dizayn edilen kuantum nokta (ortadaki çık renkli bölgelerle sınırlandırılmış alan) ve kuantum noktanın giriş ve çıkışlarına metalik kapılarla tanımlanan kuantum noktalar. Koyu bölgelerde bulunan elektron gazı yüzeyden yaklaşık 280 nm aşağıdadır.



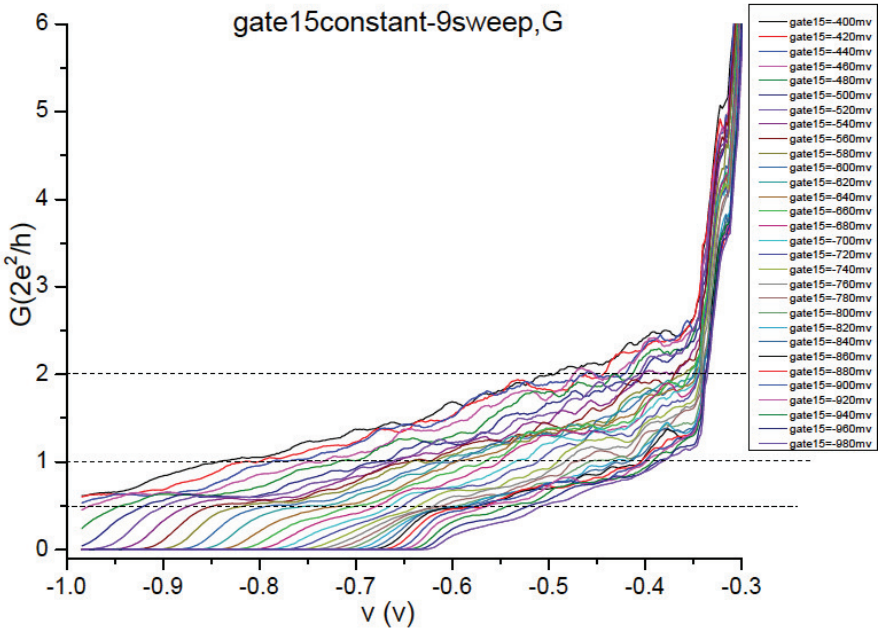
Şekil 2: Örnek tutucunun üstten görünüşü. Elektriksel bağlantılar DC, LF AC ve HF AC beslemelerinin cross-talk yapmaması için özel olarak tasarlanmıştır. Uzunluklar 1: 11 mm 2: 22 mm ve 3: 16 mm



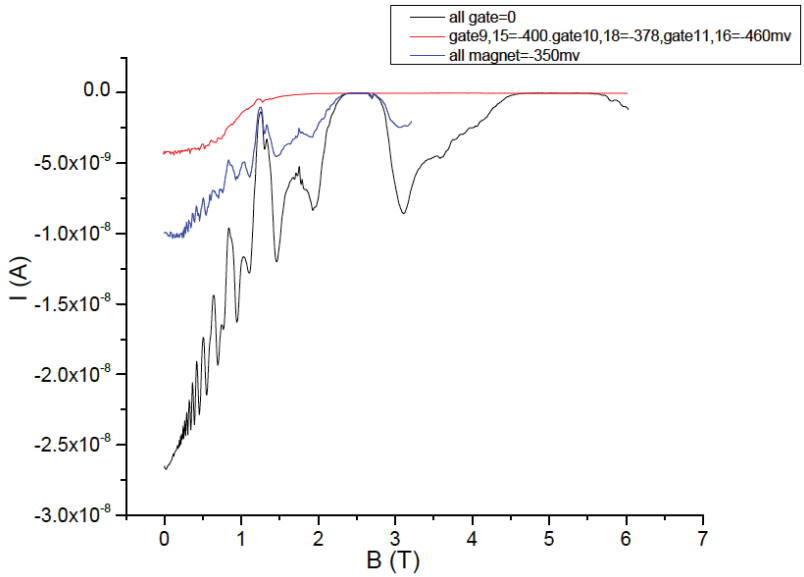
Şekil 3: Örnek çubuğunun elektronik bağlantılarının detayı. Çift sarımlı ko-aksiyel kablolar oluşabilecek düşük ve yüksek frekanslı gürültünün minimize edilmesi için tasarlanmış olup, çubuğun ucundaki bakır tozlu filtreler hem termal iletkenliği arttırmak hem de termal gürültünün indirgenmesi için kullanılmaktadır.



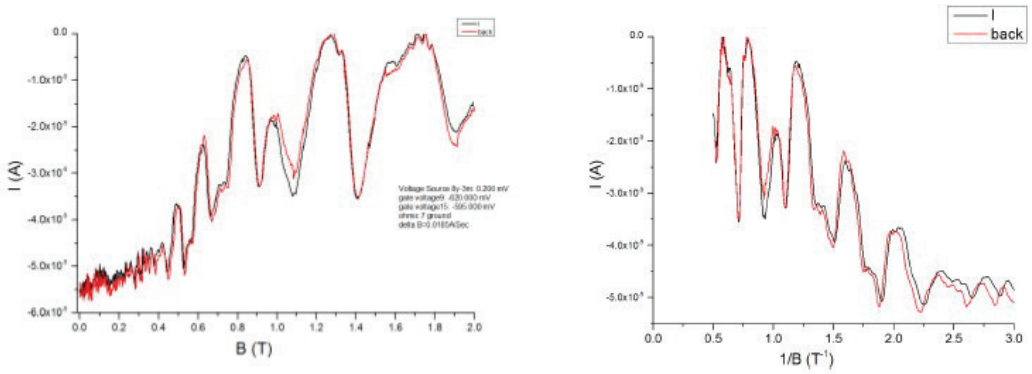
Şekil 4: Aharonov-Bohm interferometresinin girişinde bulunan KNK'nın farklı besleme voltajları altında simetrisinin incelenmesi için yapılan ölçümlerden bir örnek. Görüldüğü üzere her iki kapı da -450 mV civarında simetrik olarak tamsayılı iletkenlik kuantizasyonunu sağlamaktadır.



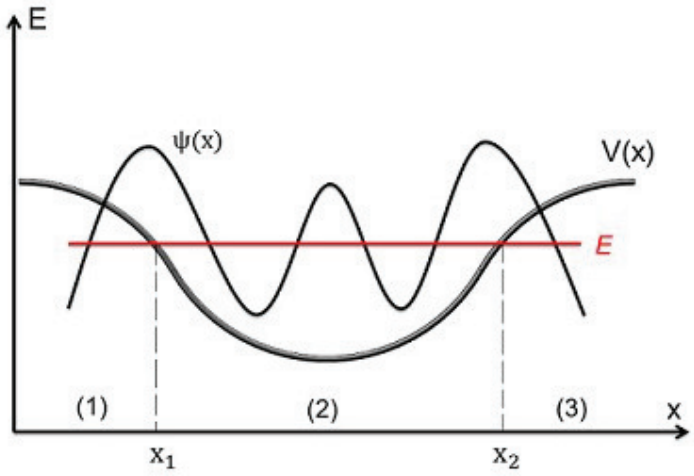
Şekil 5: Kuantum noktanın simetri rejiminin tespit edilmesi için, iletkenliğin besleme voltajına göre değişimi. Düşük voltaj rejiminde gözlemlenen lineer olmayan eğriler kuantum noktanın yüklenme enerjisini (chargng energy) ortaya koymaktadır.



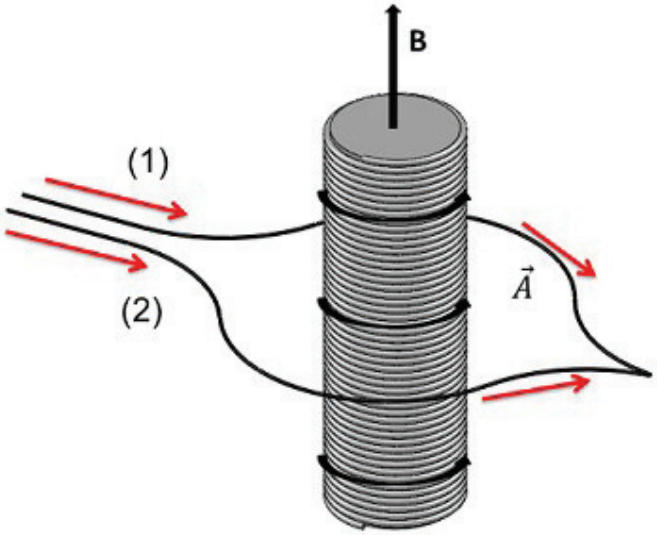
Şekil 6: Kuantum noktanın beslenme voltajsız ve voltajlı olarak yüksek manyetik alanlarda gösterdiği akım değişimi. Akım kanallarının kapandığı ya da yaklaşık olarak kapalı olduğu durumlarda akım sıfıra yaklaşmakta ve girişim deseni kuramsal beklentilere uygun olarak kaybolmaktadır.



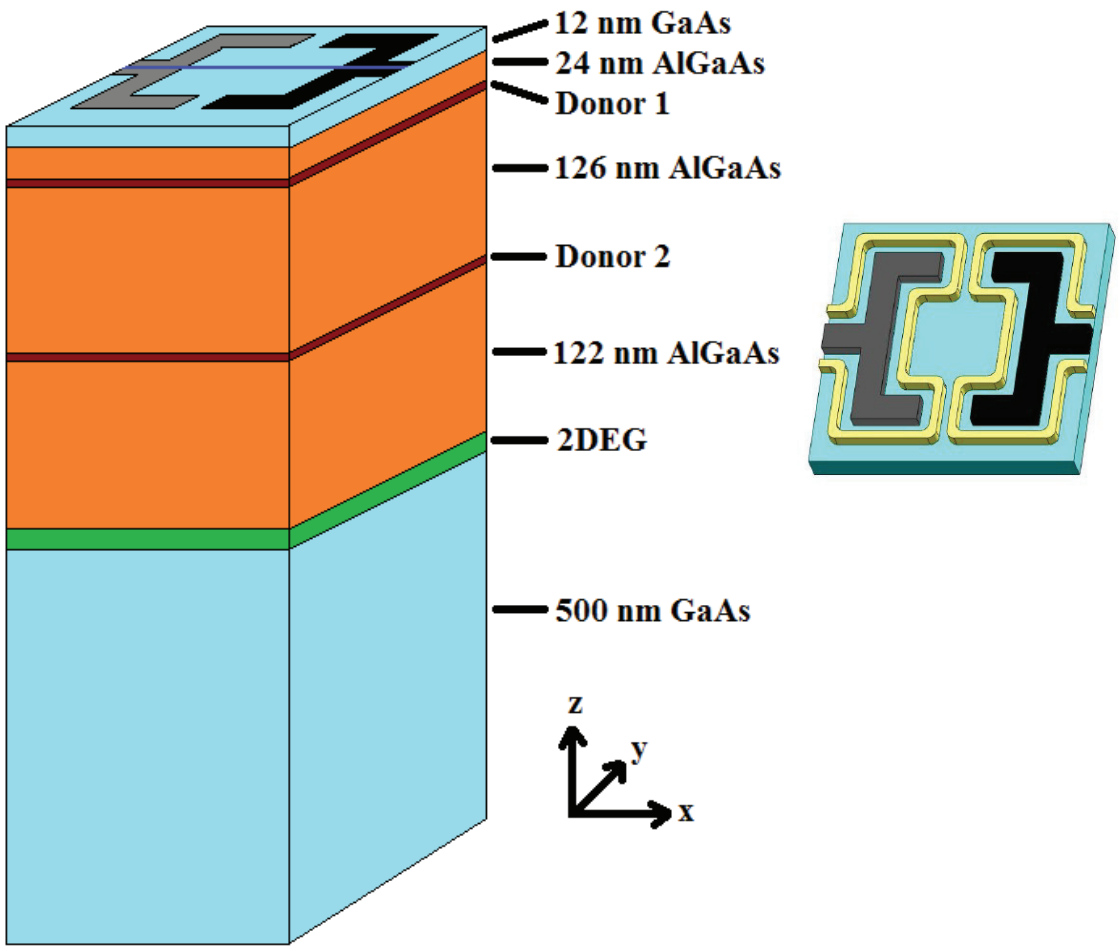
Şekil 7: Kuantum noktadan kan akımın B ve 1/B ile değişimi her iki akım yönünde de incelenmiş ve yük konjugasyon simetrisinin korunduğu gözlemlenmiştir.



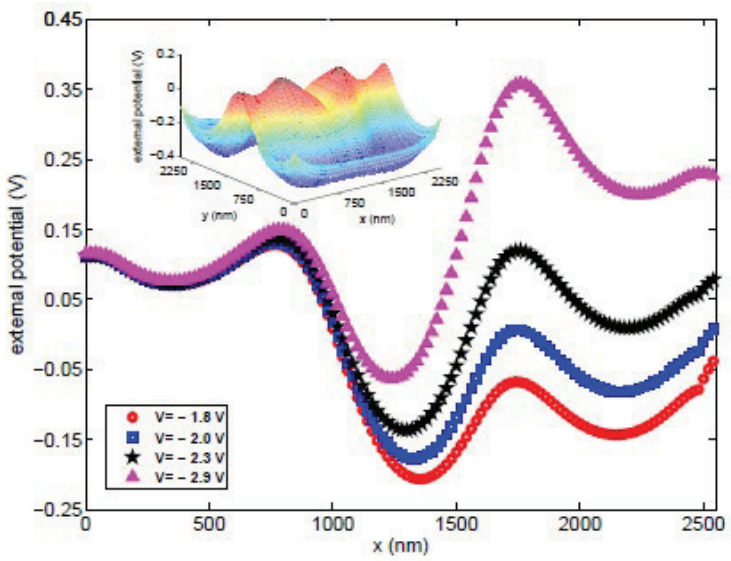
Şekil 8: Potansiyel enerjinin şematik gösterimidir. (1) ve (3) bölgeleri klasik olarak yasaklı bölgelerdir. (2) bölgesi klasik olarak izinli bölgedir. x_1 ve x_2 noktaları ise klasik dönme noktalarıdır.



Şekil 9: Aharonov-Bohm olayının şematik gösterimidir. (1) ve (2) elektronun izlediği iki ayrı yolu gösterir. Solenoidin diğer tarafında demetler birleşir.



Şekil 10: $2.5 \times 2.5 \times 0.7\ \mu m^3$ boyutlarına sahip GaAs/AlGaAs heteroyapısı. GaAs/AlGaAs heteroyapısının arayüzeyinde iki boyutlu elektron sistemi (yeşil bölge) oluşmaktadır. xy düzlemine homojen olarak dağılan donor tabakaları (kahverengi bölgeler) iki boyutlu elektron sistemine elektron sağlamaktadır. Yüzeydeki açık gri ve siyah bölgeler ise sırasıyla kesilen ve metalik kapılar konulan bölgeleri göstermektedir.



Şekil 11: Kendinden tutarlı elektronik hesaplamalar ile elde edilen GaAs/AlGaAs heteroyapısının arayüzeyindeki elektronlar için tuzaklama potansiyeli. İçteki grafik -2.3V potansiyel uygulandığında oluşan simetrik tuzaklama potansiyelini göstermektedir.

2. Dönem İçinde İdari Gelişmeler: Projenin Türkiye ayağının yürütüleceği "Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı"nda Fen Fakültesi Dekanlığının almadığı tedbirler (detaylı olarak aşağıda açıklanacaktır) nedeni ile, Laboratuar sorumluluğundan Ağustos 2013 tarihinde ayrılmak durumunda kaldım. Sorumluluğun başka öğretim üyelerine devredilmesinden sonra, yazılı olarak bu laboratuvarda çalışmalarıma devam edebileceğim ifade edilmiş olsa da bugüne kadar laboratuvarı kullanmam engellenmiştir. Konu TBMM kuruluna kadar taşınmış ve Dekanlığa Noter kanalı ile ihtarname çekilmiştir.

3. Proje Çalışma Takvimine Uygun Yürümüyorsa Gerekçeleri: Proje takvime oldukça uygun olarak ilerlemektedir. Yukarıda da belirtildiği üzere, Fen Fakültesi idaresinin yaptığı akademik ve bilimsel baskılar sonucunda, deneylerimizin bir kısmını projenin ortak yürütücüsü olan Doç. Dr. Stefan Ludwig'in laboratuvarında (Münih-Almanya) gerçekleştirmiş bulunmaktayız. Yaptığımız ziyaret sırasında, Türkiye'de gerçekleştiremeyeceğimiz deneyleri yaparak projenin takvimine uygun olarak yürütülmesi sağlanmıştır.

4. Bir Sonraki Dönemde Yapılması Planlanan Çalışmalar: Önümüzdeki dönem çalışmalarımızın temelini, kuantum noktanın asimetrik rejimde çalışmasına ayıracağız. Bu dönem süresince, şimdiye kadar karşılaştığımız gürültü problemini düşük sıcaklık filitresinin geliştirilmesi ile kısa zamanda çözeceğiz. Deneysel olarak, kuantum noktalarında Aharonov-Bohm girişiminin doğrusal olmayan rejimde ve kesirli kuantum Hall platolarında da gözlenmesi planlanmaktadır. Bu deneylerin sonuçlarının, 2+1 boyutlu uzaylarda geometrik fazın sistemin simetrisine bağlı olarak ilk kez araştırılması bakımından büyük bir önemi olduğundan, başarılı olduğumuzda sonuçların Nature-Science gibi dergilerde yayınlanma olasılığı çok yüksektir.

5. Destekleyen Diğer Kuruluşlarla İlgili Sorunlar Varsa Ayrıntıları ve Çözüm Önerileri: 2010 senesinden beri İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü'nde görev yapmaktayım. Görev yaptığım sürece toplam bütçesi bir milyon liraya yaklaşan 2 adet TÜBİTAK 1001 ve bir adet TÜBİTAK-DFG (Alman araştırma kurumu) projesinin yürütücülüğünü, ayrıca bir adet TÜBİTAK 2218-doktora sonrası araştırmacı ve bir adet de 2209A (lisans öğrencileri araştırma) projesinin danışmanlığını yapmaktayım/yapmaktaydım **(EK 1, EK 2, EK 3, EK 4, EK 5)**. Bu projelerden son 4 tanesi, Fen Fakültesi Fizik Bölümü Katı Hal Fiziği Anabilim Dalında bulunan, eski adı "Kuantum Teknolojileri Laboratuvarında" (KTL) yürütüleceği, Fizik Bölümü ve Rektörlükçe tahahüt edilerek alınmış olmasına rağmen, bu projeleri adı geçen laboratuvarda yürütmem aşağıda belirteceğim sebeplerden ötürü mümkün olmamaktadır.

Laboratuvardaki güvenlik, iş güvenliği, elektrik arızaları, sivil savunma eğitimlerinin verilmemesi gibi yazılı taleplerimin **(EK 6)** büyük bir kısmı Fen Fakültesi Dekanlığınca ya göz ardı edilmiş, yapılmamış **(EK 7)** ya da gerekçesiz olarak reddedilmiş olmasından **(EK 8)** ötürü, BAP 6970 projesi kapsamında bana verilen laboratuvar sorumluluğundan **(EK 9)** ayrılmak istediğimi 13.05.2013 tarihli bir dilekçe ile beyan ettim **(EK 10)**. Dilekçeme cevaben, 30.05.2015 tarihli Dekanlık yazısı 11.06.2013 tarihinde tarafıma tebliğ edilmiştir **(EK 11)**.

İlgili yazıda özetle:

1. İÜ-BAP 6970 sayılı projenin sonuç raporunun Katı Hal Anabilim Dalı Başkanlığı, Fizik Bölüm Başkanlığı ve Fen Fakültesi Dekanlığına bildirilmesi istenmiştir.
2. Bir komisyonun kurulacağı ve laboratuvardaki TÜM DEMİRBAŞLARIN Katı Hal Fiziği Anabilim Dalı Başkanlığına tutanak karşılığı teslim etmem gerektiği belirtilmiştir.
3. Laboratuvar sorumluluğumun sona ermesinden sonra, adı geçen laboratuvara yeni sorumlular atanacağı belirtilmiştir.
4. Belirlenen yeni sorumlular ve Katı Hal Anabilim Dalı Başkanlığının *izni ve gözetiminde,* BAP, TÜBİTAK ve yurtdışı bağlantılı projelere devam edebileceğim bildirilmiştir.

Bu taleplerden 1.si, proje yürütme ile ilgili esaslara tamamen aykırıdır. Şöyle ki, projenin kendisi, sonuçları, raporları ve çıktıları, proje ile ilgili yazışmalar yalnızca projeyi destekleyen kurum (burada BAP) ve yürütücü arasındadır. Üçüncü şahıs veya kurumların bu bilgileri istemesi dahi mümkün değildir. Fikri hakların ihlalinden ibarettir. 2. talep ise, tarafımdan tüm demirbaşları istemektedir ki, TÜBİTAK, BAP ve başka projeler kapsamında alınan demirbaşlar üzerime zimmetli olup yine üçüncü kişi ve kurumlara devredilemez. Bu talep ile TÜBİTAK projelerimi yürütmemin önü kesilebilecektir. Ayrıca, aşağıda ayrıntılarını vereceğim üzere, kurulan komisyon üyelerinin bilimsel çalışma alanları düşük sıcaklık-yüksek manyetik alan araştırmaları ile ilgili olmadığından devir işlemleri yaklaşık 3 ay sürmüş ve bu süreçte TÜBİTAK projelerini iş takvimine uygun olarak yürütmem mümkün olmamıştır. Bu konudaki durumu Katı Hal Anabilim Dalı Başkanlığına 16.07.2013 tarihinde ilettiğim halde hiç bir işlem yapılmamıştır **(EK 12)**. Belirtmeliyim ki laboratuvar sorumluluğum 30.07.2013 tarihinde sona ermiştir **(EK 13)**. Laboratuvar sorumluluğumun sona ermesinden bu yana, laboratuvara girişim ve deney yapmam engellenmekte ve izin verilmemektedir **(EK 14)**. Ayrıca, TÜBİTAK projesi kapsamında

çalışan doktora sonrası araştırmacıların Fen Fakültesine girmesine türlü engeller çıkartıldığından, bu çalışanlar için harici personel kimliği verilmesi talebimiz **(EK 15)** de bugüne kadar yanıtsız bırakılmış, ayrıca, yine ilgili fikri haklar mevzuatına aykırı olarak TÜBİTAK projelerimin onaylı suretleri benden talep edilmiştir.

Fen Fakültesi Dekanlığı tarafından 12.08.2013 tarih ve 69871371/4947 sayılı tebliğ edilen yazıda **(EK 16),** yine laboratuvarda bulunan TÜM CİHAZ VE ALETLER tarafımdan talep edilmektedir. Yukarıda da belirttiğim üzere bu talep mevzuata aykırı olmasının yanı sıra, TÜBİTAK projelerimi yürütmeme de engel teşkil etmektedir. Bu talep, bilim yapma hakkımın ortadan kalkmasına sebep olabilecektir.

Yukarıda kısaca özetlemeye çalıştığım idari eksikliklerin yanı sıra, laboratuvar sorumluluğumun sona ermesinin hemen akabinde, Fen Fakültesi trafosunda meydana gelen arıza sebebi ile UPS cihazları zarar görmüş **(EK 17)**, bu durum tutanakla tespit edilmiştir. Fen Fakültesi trafosundaki sorunlar defaatle dile getirilmiş olmasına, hatta Rektörlüğe ve BAP birimine kadar durum anlatılmış olmasına rağmen, Fen Fakültesi trafosu bilgim dahilinde olduğu kadarı ile sorun yaratmaya devam etmektedir. Laboratuvar, devir teslim işlemleri sırasında Fen Fakültesi Dekanlığına ve Katı Hal Anabilim Dalı başkanlığına, elektrik ve güvenlikle ilgili sorunlar olduğu yazlılı olarak bir rapor halinde bildirilmiş olmasına rağmen, durumda herhangi bir değişiklik söz konusu olmamıştır **(EK 18).**

TÜBİTAK prolerinin yürütüleceği tahaaüt edilen 10 mili Kelvin- 20 Tesla süperiletken magnet sistemi 24 saat sürekli gözlem altında tutlması gereken bir cihaz olduğundan, laboratuvar sorumlusu olduğum süre zarfında bu şart eksiksiz olarak sağlanmış olmasına rağmen, 21.11.2012 tarihli Fizik Bölüm Başkanlığı yazınsından da görülebileceği **(EK 19)**, çalışma saatlerimiz sorgulanmaktadır. Çalışma saatlerinin neden mesai saatleri ile sınırlı olamayacağını belirttiğim yazılı cevabıma **(EK 20)** bugüne kadar herhangi bir işlem yapılmamıştır. Bütün bu durumu ilgili merciilere iletmiş olmama karşın, Fen Fakültesi Dekanlığı yayınladığı güvenlik kitapçığı ile (Fen Fakültesinden temin edilebilir) deneysel çalışma saatlerimizi hem kısıtlamış hem de bir çok bürokratik engel oluşturmuştur.

Ek 20'de belirttiğim sebeplerin dikkate alınmamasından ötürü, meydana gelen elektrik arızalarında sistem kuvvetle muhtemel olarak zarar görmüş ve bu durum Sayın Rektörümüze iletildiğinde kendisinin isteği üzerine Fen Fakültesi Dekanlığı haberdar edilmiştir **(EK 21)**. Ancak, ilgili dilekçeme cevap verilmemiş olduğundan ya işleme konulmamış ya da aygıtlar hakkında bir işlem yapılmamıştır kanaatindeyim. TÜBİTAK projelerinin yürütülmesi için gereken çalışma mekanlarının bursiyerlere temin edilmesi **(EK 22)** ve yine bu projeler kapsamında alınan cihazların güvenli ve sağlıklı bir ortama taşınabilmesi **(EK 23)** için yaptığım yazılı talepler, Katı Hal Fiziği Anabilim Dalı Başkanlığınca geçersiz sebeplerle reddedilmiştir **(EK 24, EK 25)**. Şöyleki, bursiyerlerin çalıştıklarına dair TÜBİTAK onaylı belgeler ilgili birimlere defalarca sunulmuştur, ayrıca TÜBİTAK projelerinin yürütülmesinden sorumlu olan birim Fizik Bölüm Başkanlığıdır, dolayısı ile Katı Hal Fiziği Anabilim Dalı Başkanlığının bursiyerlerle ilgili bilgi isteme durumu bulunmamaktadır. Benzer şekilde, TÜBİTAK projelerinden alınan aygıtların güvenli ve sağlıklı bir şekilde korunmasından yürütücünün olduğu kadar Bölüm başkanlığının da sorumluluğu bulunmaktadır, ve Katı Hal Anabilim Dalı Başkanının bu aygıtların nereye konulacağı hatta konulup konulamayacağını sadece 6970 projesi kapsamındaki cihazların devrinden sorumlu olan komisyon kararına bağlaması mümkün değildir. Bu iki talebimizin yukarda anlattığım sebeplerden ötürü geçersiz olarak reddedilmesi, çalışmalarımızı durma noktasına getirmiştir. TÜBİTAK projelerinde çalışan toplam 7 bursiyer şu anda 15 metrekarelik bir ofis odasında çalışmaya çalışmaktadır. Ayrıca, maddi değeri yüzbinlerce lira olan elektronik ölçüm aygıtları, bilgisayarlar, ekranlar ve benzeri cihaz Fizik Bölümünün altındaki nemli bir depoda bulunmaktadır. Duruma verdilikle müdahale edilmemesi durumda büyük ölçekli bir kamu zararı oluşması kuvvetle muhtemeldir. Daha da vahim olmak üzere, adı geçen laboratuvarda 13 Kasım tarihinde yaşanan su baskını, laboratuvarın ne kadar sorumluca yönetildiğini göstermektedir. Sistemin çalıştırılabilmesi için laboratuvar mekanında bıraktığım TÜBİTAK projesi kapsamında alınan bilgisayar vb. Cihazların akıbeti ise yazılı talebime karşın hala belirsizliğini korumaktadır

Son olarak belirtmek isterim ki **EK 16'**dan da görüleceği üzere, hiç bir kamu çalışanına (kaldı ki bir öğretim üyesine) “Dr. Ayşe Ulubay Sıddıki'den boşaltılan odaya taşınmanız” gibi aşağılayıcı ve küçük düşürücü ifade kullanılmamalıdır. Adı geçen şahıs, Fen Fakültesindeki tek TÜBİTAK kariyer geliştirme projesini alarak başarılı çalışmalarına devam ederken, görev süresi (kanaatimce haksız olarak ve durum yargıya intikal etmiş bulunmaktadır) uzatılmamış olan eşimdir. TÜBİTAK projesi durdurulmak zorunda kalınmış, burslu öğrencisinin bursu kesilmiş ve Üniversitemizin adı TÜBİTAK nezdinde lekelenmiştir. Bu durum dahi, yukarda dile getirmeye çalıştığım bilim yapma hakkımın psikolojik baskılar ile elimden alınma gayretine işaret etmektedir.

Bu nedenlerden ötürü, TÜBİTAK yönetiminin ilgili sorumlular hakkında gereğini yapmasını saygılarımla arz ederim.

6. Dönem İçinde Proje Kapsamında Yapılan veya hazırlanan Yayımlar ve Toplantılarda Sunulan Bildiriler

Sıra	Çıktı türü	Yazarlar	Başlık	Yayın yeri	Durumu*
1	Makale	E. M. Kendirlik, S. Sırt, S. B. Kalkan, W. Dietsche, W. Wegscheider, S. Ludwig ve A. Sıddıki	Anomalous resistance overshoot in the integer quantum Hall effect	Physical Review B	Basıldı
2	Makale	A. Yıldız, D. Ekşi ve A. Sıddıki	Interaction reconstructed integer quantized Hall effect topological insulator	Physical Review Letters	Basıldı
3	Makale	H. Atci ve A. Siddiki	Formation of Spin Droplet at v= 5/2 in an Asymmetric Quantum Dot under Hall Conditions	Physical Review B	Hakemde

* Hakem değerlendirmesinde, Yayınlanmaya kabul edildi, Yayınlandı

PROJE YÜRÜTÜCÜSÜNÜN ADI SOYADI	İMZASI	TARİH
Doç. Dr. Afif Sıddıki		14.04.2014

NOT: Raporun tüm sayfaları proje yürütücüsü tarafından paraflanacak, sadece son sayfa imzalanacaktır.

TÜBİTAK
ARAŞTIRMA PROJESİ
GELİŞME RAPORU
(*Bilimsel Rapor*)

PROJE NO : 112T264
RAPOR NO : 2
RAPOR DÖNEMİ : 01/05/2013 - 01/11/2013
PROJE YÜRÜTÜCÜSÜ : Doç. Dr. Afif Sıddıki

BİLİMSEL RAPORDA OLMASI GEREKEN BİLGİLER

1. Dönem içinde projeyle ilgili bilimsel ve teknik gelişmeler proje planı ile karşılaştırılarak verilmeli, elde edilen veriler ile varılan ara sonuçlar, varsa materyal, yöntem ve kapsam değişikleri belirtilmeli ve tartışılmalıdır.
2. Dönem içindeki idari gelişmeler (yardımcı araştırıcı ve personel değişikliği, ek süre, yürütücünün kurum değişikliği ve varsa diğer destekleyen kuruluşlarla sürdürülen işbirliği, vb. konularındaki bilgiler) verilmelidir.
3. Proje çalışmaları kabul edilen çalışma takvimine uygun yürümüyorsa gerekçeleri açıklanmalıdır.
4. Bir sonraki dönem içinde yapılması planlanan çalışmalar (öneri formundan farklı bir durum oluşmuş ise) belirtilmelidir.
5. Destekleyen diğer kuruluşlarla ilgili sorunlar var ise ayrıntıları ve çözüm önerileri sunulmalıdır.
6. Dönem içinde proje kapsamında yapılan yayımların ve toplantılarda sunulan bildirilerin birer kopyası eklenmeli ve yapılan yayımlarda TÜBİTAK desteği belirtilmiş olmalıdır.

BİLİMSEL GELİŞME RAPORU EK SAYFASI
(Proje No:211T148)

(Her madde için gerektiği kadar alan ve ek sayfa kullanabilirsiniz)

1. Dönem İçinde Projeyle İlgili Bilimsel ve Teknik Gelişmeler: Projenin ikinci döneminde yapılan çalışmaları iki ana başlık altında toplayabiliriz: a) Literatür taraması ve takibi, Uluslararası işbirliğinin geliştirilmesi ve karşılıklı olarak deneylerin yapılması. b) Tasarımı ve üretimi yapılan elektronik aygıtların özelliklerinin deneysel ve kuramsal incelenmesi.

a) Proje kapsamında çalışan bursiyerlerle konuyla ilgili olarak grup toplantılarına devam edilmiştir ve bilimsel tartışmaların verimliliğini artırmak amacıyla bilim insanları bu toplantılara davet edilmiştir. Haftalık olarak yeni yayınlanan makaleler tartışılmış ve projemiz kapsamında ilgili deneysel yöntemlerin bizim sistemimize olan uygulamaları araştırılmıştır. Özellikle, uluslararası ortaklarımız ile karşılıklı yaptığımız ziyaretler (Dr. K-J. Friedland ve Dr. Stefan Ludwig) ile farklı laboratuar ve deney sistemleri üzerinde bursiyerlerin çalışması sağlanmıştır. Önümüzdeki dönemlerde de devam etmesi planlanmaktadır.

Proje kapsamında yapılan çalışmaların anlaşılması açısından Klasik Hall Etkisi ve Kuantum Hall Etkisi'nin teorik incelemesi ve bu etkilerin genel özelliklerini tartışmak faydalı olacaktır. Deneysel çalışmalar hakkında bilgi verilecektir.

KLASİK HALL ETKİSİ

Hall etkisinin oluşmasının sebebi

$$\vec{F_B} = q\vec{E} + \frac{q}{c}\vec{v}_d \times \vec{B}$$

şeklindeki Lorentz kuvvetidir. Burada *q* yük taşıyıcısının yükünü, *c* ışık hızını, ***E*** elektrik alanı, $\boldsymbol{v_d}$ yük taşıyıcısının sürüklenme hızını ve ***B*** manyetik alanı belirtmektedir.
Drude model çerçevesinde yük taşıyıcısının malzeme içindeki hareketi saçılmalar üzerinden tanımlanır. τ saçılmalar arasında geçen ortalama zaman olmak üzere elektrik alan altında hareket eden yük taşıyıcısının sürüklenme hızı,

$$\vec{v}_d = \frac{q\vec{E}\tau}{m}$$

şeklindedir. Burada m yük taşıyıcısının kütlesidir. Toplam akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = n_q q\vec{v}_d = \sigma_0\vec{E}$$

şeklindedir. $\boldsymbol{n_q}$, birim hacimdeki yük taşıyıcısı yoğunluğu, $\boldsymbol{\sigma_0}$ elektriksel iletkenliktir ve $\boldsymbol{\sigma_0 = n_q q^2 \tau / m}$ eşitliğini sağlar.
Manyetik alan altında sistemin durumunu iletkenlik ve özdirenç tensörleri ile incelemek faydalıdır.

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \ \rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}$$

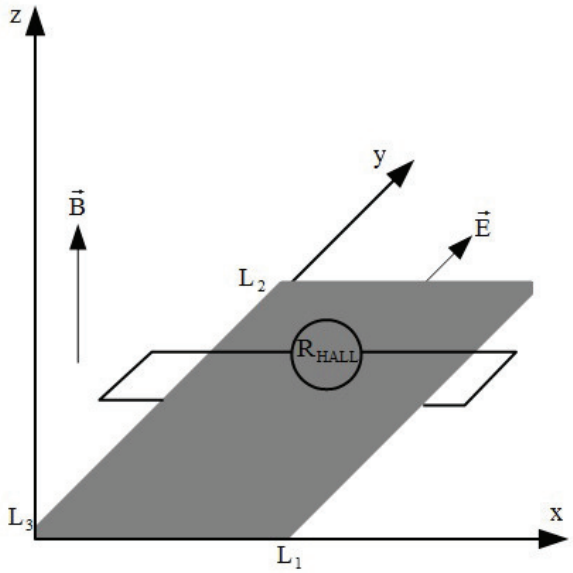
İletkenlik ve özdirenç,

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \text{ ve } \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}$$

şeklinde Ohm kanununu sağlar. Manyetik alan altında sürüklenme hızı Lorentz kuvvetinden dolayı,

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m}\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v}_d \times \vec{B}\right)$$

şeklini alır. Şekildeki gibi manyetik alanın z-yönünde olduğu durumda yük taşıyıcısının hareketi xy-düzleminde olacaktır. Sabit manyetik alan için hareket denklemleri,



Şekil 1: Hall Etkisinin şematik gösterimi.

$$\sigma_0 E_x = \omega\tau j_y + j_x$$

$$\sigma_0 E_y = -\omega\tau j_x + j_y$$

şeklindedir. Burada $\omega = qB/mc$ olarak tanımlanır ve yük taşıyıcısının siklotron hareketinin frekansıdır. Özdirenç tensörünün elemanları,

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{1}{\sigma_0}\ ,\ \rho_{xy} = -\rho_{yx} = \frac{\omega\tau}{\sigma_0}$$

şeklinde, iletkenlik tensörünün elemanları,

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2}\ ,\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{-\sigma_0\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2}$$

şeklinde bulunur. İletkenlik ve özdirenç arasındaki ilişki,

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2+\rho_{xy}^2}\ ,\ \sigma_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2+\rho_{xy}^2}$$

şeklindedir. Malzemeye elektrik alan y yönünde uygulandığı zaman,

$$\rho_{xy} = \frac{\omega\tau}{\sigma_0} = \frac{B}{n_q q c} = \rho_{HALL}$$

şeklinde olur. Denklemdeki $1/n_q q$ oranı Hall katsayısı olarak adlandırılır ve Hall katsayısının işareti yük taşıyıcılarının tipi bilgisini verir. Hall etkisinde direnç manyetik alana göre lineer olarak değişir.

KUANTUM HALL ETKİSİ

Klaus von Klitzing 1980 yılında Si-MOSFET üzerinde oluşan iki boyutlu elektron sisteminin (2BES) yüksek manyetik alan ve düşük sıcaklıkta elektronik taşınım özelliklerini deneysel olarak incelemiştir. Yaptığı deneyler sırasında manyetik alan ile doğru orantılı olan Hall direncinin bazı manyetik alan değerleri arasında sabit kaldığını gözlemlemiştir. Hall direncinin sabit kaldığı bölgelerde direnç değeri, ***h*** Planck sabiti ve ***e*** elektron yükü temel sabitleri oranının katları şeklinde değerler aldığını gözlemlemiştir.

$$R_{HALL} = \frac{h}{\nu e^2}$$

Bu eşitlikteki υ katsayısı doldurma faktörü olarak adlandırılır ve Fermi enerjisi altındaki manyetik alan sebebiyle oluşan dolu olan enerji seviyelerinin sayısını ifade eden tam sayıdır. von Klitzing'e bu

çalışmasından ötürü 1985 yılında Nobel Fizik Ödülü verilmiştir. υ=1 için Hall direnci, R_{HALL}=25812.807Ω değerinde olup 1990 yılında Klitzing sabiti (R_{K90}) olarak adlandırılmıştır. Bu sabit temel direnç ölçütü olarak kullanılmaktadır. Bu sabitin yakın bir gelecekte bir SI birimi olan kilogramın yerini alması beklenmektedir.
Kuantum Hall Etkisi'nin basit olarak teorisini anlamak için manyetik alan altındaki etkileşimsiz elektron Hamiltonyen'inini çözmek faydalıdır.

Düzgün Manyetik Alan Altında Hareket Eden Parçacık

Kuantum mekaniksel olarak ***m*** kütleli, ***q*** yüklü ve spinsiz parçacığın manyetik alan altındaki Hamiltonyen'i,

$$\hat{H} = \frac{1}{2m}\left(\hat{p} - \frac{q}{c}\hat{A}\right)^2$$

seklindedir. Burada ***A*** elektromanyetik vektör potansiyeli olup ***B=∇xA*** şeklinde manyetik alanın kaynak potansiyeli, ***p*** momentumdur. ***p=-iħ∇*** olduğunu hatırlayarak tam kare açılırsa ***H***,

$$\hat{H} = \frac{1}{2m}\left[\hat{p}^2 - \frac{q}{c}\hat{p}\cdot\hat{A} - \frac{q}{c}\hat{A}\cdot\hat{p} + \left(\frac{q}{c}\right)^2\hat{A}^2\right]$$

$$= -\frac{\hbar^2}{2m}\hat{\nabla}^2 - \frac{q\hbar}{2imc}\hat{\nabla}\cdot\hat{A} - \frac{q\hbar}{imc}\hat{A}\cdot\hat{\nabla} + \frac{q^2}{2mc^2}\hat{A}^2$$

şeklini alır. Hamiltonyen, Landau ayarı altında tekrar düzenlenirse,

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) - i\hbar\omega y\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2}m\omega^2 y^2$$

olur. Hamiltonyenin özfonksiyonları,

$$\psi(x,y) = \mathrm{e}^{ip_x x/\hbar}U(y)$$

şeklindedir. Bu özfonksiyon Hamiltonyen'de yerine yazılırsa $y_0=-p_x/m\omega$ olmak üzere,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}U''(y) + \frac{1}{2}m\omega^2(y-y_0)^2U(y) = EU(y)$$

denklemi elde edilir. Bu denklem denge noktası y_0'da bulunan ve yay sabiti $m\omega^2$ olan bir boyutlu harmonik osilatörün Schrödinger denklemi ile aynı olduğundan ve

$$\alpha = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} = \frac{1}{l_B}\ ;\ N_n = \left(\frac{\alpha}{\pi^{1/2}n!2^n}\right)^{1/2}$$

olmak üzere,

$$U(y) = N_n\mathrm{e}^{-(y-y_0)^2\alpha^2/2}H_n[\alpha(y-y_0)]$$

$$E_n = \hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right)\ ;\ n = 0,1,2,\ldots$$

çözümleri bulunur. Burada y_0, siklotron hareketinin merkezinin koordinatıdır. l_B manyetik uzunluktur ve siklotron hareketinin yarıçapıyla orantılıdır. H_n Hermite polinomudur. E_n enerji seviyeleri Landau enerji seviyeleri olarak anılır.
Parçacık xy-düzleminde hareket ediyorsa, p_x kuantum sayısı sürekli her değeri alır. En, p_x'e bağlı olmadığı için sonsuz kere dejeneredir. Eğer hareket sonlu L_1xL_2 düzlemine kısıtlanırsa, dejenerelikler sonlu ve p_x'in alabileceği farklı değerlerin sayısına eşit olacaktır. Bunu görmek için ψ'nin x-boyunca

$$\psi(x,y) = \psi(x+L_1,y)$$

şeklinde periyodik olma koşulu kullanılabilir.

$$\mathrm{e}^{ip_x x/\hbar} = \mathrm{e}^{ip_x x/\hbar}\mathrm{e}^{ip_x L_1/\hbar} \Rightarrow$$

$$\mathrm{e}^{ip_x L_1/\hbar} = 1\ ,\ p_x = \hbar k;\ k = 0,\pm1,\pm2,\ldots$$

Böylelikle p_x'in kuanta koşulu elde edilir. Ardışık iki p_x değeri arasındaki fark $\Delta p_x=2\pi\hbar k/L_1$ sabit değerine eşittir. L_2, l_B siklotron yarıçapına göre çok büyük alınırsa; y_0, $0<y_0<L_1$ aralığında her değeri alır. Ancak $|y_0|=p_x/m\omega$ olduğundan; p_x, $0<p_x<m\omega L_2$ aralığına kısıtlanmış olur. Buna göre p_x'in

alabileceği değerlerin sayısı:

$$\frac{m\omega L_2}{\Delta p_x} = \frac{BL_1L_2}{\hbar c/q} = \frac{L_1L_2}{\pi l_B} = \frac{\phi}{\phi_0}$$

olarak bulunur. Son eşitlik **|q|=e** için yazılmıştır. Burada ϕ_0 manyetik akı kuantasıdır ve **h/e**'ye eşittir. Sonlu dejenerelik durumunda doldurma faktörü, n_e elektron yoğunluğu ve **D(E)=qB/hc** birim alan başına durum yoğunluğu olmak üzere,

$$\nu = \frac{n_e}{D(E)} = \frac{Sn_e}{SD(E)} = \frac{N_e}{\phi/\phi_0} = \frac{N_e}{N_\phi}$$

şeklinde olur. Böylelikle daha önceden bahsedilen doldurma faktörünün ifadesi bulunur. N_e elektron sayısı, N_ϕ manyetik akı sayısıdır.
2BES'te safsızlıklar ve kenar etkilerinden dolayı Landau enerji seviyeleri genişler. Bu durum ideal sistem için δ-fonksiyonu şeklindeki enerji seviyelerinin genişlemesine sebep olur. Landau enerji seviyelerinin manyetik alana bağlılığından dolayı 2BES'e uygulanan manyetik alan arttıkça Landau enerji seviyeleri arasındaki fark artar ve enerji seviyeleri bazı manyetik alan aralığında Fermi enerjisine eşit olur. Elektriksel taşınım, elektron enerjisinin Fermi enerjisine eşit olduğu zaman gerçekleştiği için, Kuantum Hall Etkisi'nde iletkenlik kuantize olur. Bu kuantizasyon Hall direncinin davranışını değiştirir. Landau enerji seviyesi Fermi enerjisine eşit olduğu zaman Hall direnci lineer olarak değişir, eşit olmadığı durumda ise Hall direnci belli bir direnç değerinde sabit kalır. Doldurma faktörü Hall direncinin sabit kaldığı aralıklarda aldığı direnç değerinin orantı sabitidir ve direncin sabit olduğu aralıkta Fermi enerjisi altındaki dolu olan Landau enerji seviyelerinin sayısını verir.

MANYETİK ALAN ALTINDA 2BES DURUM YOĞUNLUĞU

Manyetik alan altında elektronların dispersiyon bağıntısı Landau enerji seviyeleri gibidir. Landau enerji seviyesinin merkezi (siklotron hareketinin merkezi) $y_0=-p_x/m\omega=-k_xl_B^2$ olarak tanımlanmıştı. Bu ifade y_0'ın x-yönündeki momentuma bağlı olduğunu söyler. x-yönündeki düzlem dalga çözümleri periyodik olduğu için k_x'in alabileceği değerler,

$$k_x = \frac{2\pi}{L_1} n_x \; ; \; n_x = 1, 2, 3, \ldots$$

şeklindedir. k_x'in alabileceği değerler arasında $2\pi/L_1$ kadar fark vardır. Bu da Landau seviyelerinin içinde oluşan harmonik osilatörlerin merkezlerinin arasındaki farkı söyler.

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{L_1} n_x$$

$$\Delta y_o = \frac{2\pi}{L_2} l_B^2$$

Bir Landau seviyesinin içinde bir girilebilir durumun kapladığı alan,

$$\Delta S = L_1 \frac{2\pi}{L_1} l_B^2 = 2\pi l_B^2$$

olarak bulunur. Buradan hareketle durum yoğunluğu,

$$D_L(E) = \frac{1}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n)$$

şeklinde bulunur.
Sıfır sıcaklıkta elektronlar, Fermi enerji seviyesine kadar olan seviyeleri doldurabilirler. Eğer sıcaklık sıfırdan farklı ise elektronların doldurabileceği en yüksek enerji seviyesi kimyasal potansiyele eşit olur. Bu durumda durum yoğunluğunun kimyasal potansiyele göre değişimini düşünmemiz gerekir. Bu durum yoğunluğuna termodinamik durum yoğunluğu denir ve sıcaklığın durum yoğunluğu üzerindeki etkilerini ifade eder. Termodinamik durum yoğunluğu,

$$D_T(\mu) = \frac{dn_e}{d\mu}$$

şeklindedir. Termodinamik durum yoğunluğunu hesaplamak için öncelikle n_e'nin hesaplanması gerekmektedir.

$$n_e = \int dE f(E) D(E)$$

$$n_e = \int dE f(E) \frac{1}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n)$$

$$= \frac{1}{2\pi l_B^2} \int \sum_{n=0}^{\infty} f(E) \delta(E - E_n) dE$$

$$= \frac{g_s}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} f(E_n)$$

şeklinde elektron yoğunluğu bulunur. Burada $f(E_n)$, fermi dağılım fonksiyonudur. Termodinamik durum yoğunluğu,

$$D_T(\mu) = \frac{d}{d\mu} \left[\frac{g_s}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} f(E_n) \right]$$

$$= \frac{g_s}{2\pi l_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta}{4 \cosh^2(\beta[E_n - \mu]/2)}$$

olarak bulunur. Burada $\beta = 1/k_B T$ dir. N_ϕ her Landau seviyesindeki durum sayısıdır.

$$N_\phi = \frac{L_1 L_2}{2\pi l_B^2}$$

Doldurma faktörünün elektron yoğunluğuna bağımlılığı,

$$\nu = \frac{N_e}{N_\phi} = \frac{n_e L_1 L_2}{\frac{L_1 L_2}{2\pi l_B^2}} = 2\pi l_B^2 n_e$$

şeklinde elde edilir.

2BES'DE ELEKTRİKSEL KAPASİTE

Paralel levhalı kondansatör örneği yarı-iletken alaşım sistemlerinde oluşan 2BES içinde kullanılabilir. 2BES elektron dağılımının kontrolünü sağlayan metalik kapılar (gate) levhalardan biri, 2BES ise diğeri gibi düşünülebilir. Bu ikisi arasındaki kapasite yüklü parçacıkların levhalar arasında bir levhadan diğerine geçmesi için gerekli enerji şeklinde hesaplanırsa, metal yüzeyden 2BES'e elektron geçirmek için gerekli iş,

$$\mu_s^* - \mu_m^* = eV_g$$

şeklindedir. μ_s^* yarı-iletkenin, μ_m^* metalin elektrokimyasal potansiyelleridir. $\mu_s^* = \mu_s + V_s$ şeklindedir. μ_s yarı-iletkenin kimyasal potansiyeli, V_s, metalik kapılara uygulanan V_g potansiyelinden kaynaklı oluşan yarı-iletken içindeki potansiyel değişimidir. μ_s üzerindeki elektriksel değişimden kaynaklı durum yoğunluğunu termodinamik olarak hesaplanması gerekmektedir $(D_T(\mu) = \delta n_e / \delta \mu_s)$. Durum yoğunluğundaki değişimin meydana getirdiği yük değişimi $-e\delta n_e$ kadardır. İndüklenen yük yoğunluğu $\delta\varsigma_m = e\delta n_e$ şeklindedir. Bu değişim ise elektrik alan ve elektrostatik potansiyelde değişime sebep olacaktır.

$$E = \frac{4\pi\delta\varsigma_m}{\epsilon}$$

$$V = \frac{4\pi\delta\varsigma_m L}{\epsilon}$$

Bunun sonucunda metalik kapılara uygulanan voltajın değişimi,

$$\delta V_g = \frac{\delta\mu_s - \delta\mu_m + \delta V}{e}$$

olacaktır. Kapasite metal yüzeyden 2BES'e elektron geçirmek için gerekli iş olarak tanımlanmıştı ve son yazılan ifade ile birlikte diferansiyel kapasiteye ulaşılır. Alan başına hesaplanacak kapasite,

$$C = \frac{d\varsigma_m}{dV_g} \equiv \frac{e dn_e}{dV_g}$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{e}\frac{dV_g}{dn_e} = \frac{1}{eD_T(\mu_s)} + \frac{1}{C_0}$$

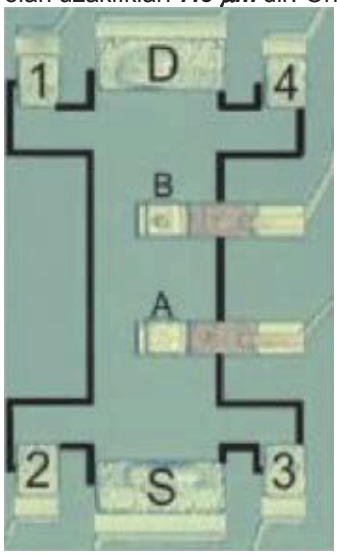
şeklindedir. $1/C_0$ geometriden gelen kapasitedir ve ifadesi $1/C_0 = 4\pi L/\varepsilon$ şeklindedir. Burada durum yoğunluğuna bağlı olan kapasite sadece girilebilir durumların olduğu bölgelerde vardır. Bu kapasiteye kuantum kapasite denir.

MALZEME VE YÖNTEM

Örneğin ölçümleri İstanbul Üniversitesi Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı (KuanTek, İstanbul-Türkiye) ve Ludwig-Maximilian Üniversitesi NanoScience Merkezi'nde (CeNS, Münih-Almanya) yapılmıştır.

Örnek:

Örnek, yüksek saflıkta GaAs/AlGaAs yarı-iletken alaşımıdır. Weizmann Enstitüsü'ne (İsrail) bağlı Submicron Merkezi'nde üretilmiştir. Kristal yapıda bulunan 2BES yüzeyin ***130 nm*** aşağısındadır. Üzerinde tanımlanan Hall çubuğunun genişliği ***10 μm***, uzunluğu ***40 μm***'dir. Ayrıca Hall çubuğuna iki adet iç kontak tanımlanmıştır. Bu kontaklar hava köprüsü (air bridge) tekniği ile üretilmiştir ve Hall çubuğunun kenarıyla bir bağlantısı yoktur. İç kontakların yüzey alanı yaklaşık ***1 μm*** olup birbirlerine olan uzaklıkları ***7.5 μm***'dir. Örneğin Kontak yapısı şekildeki gibidir.

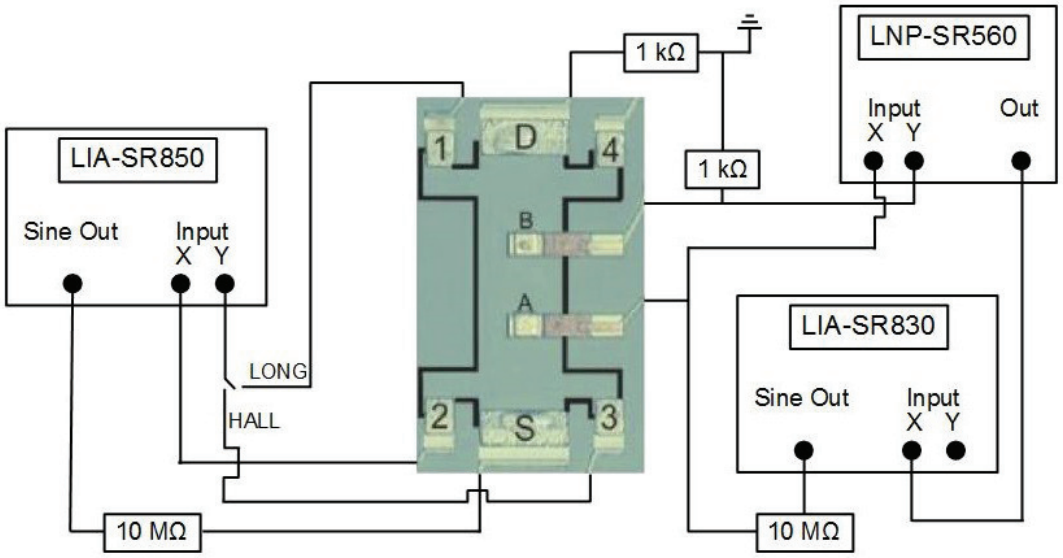


Şekil 2: Örneğin kontak yapısı.

Deney Düzeneği:

Örneğin düşük sıcaklıktaki ölçümleri Oxford Instruments tarafından üretilen TLM 400 seyreltik soğutucusu ile yapılmıştır. KuanTek'te bulunan seyreltik soğutucu ***10 mK*** en düşük sıcaklık, ***20 T*** en yüksek manyetik alan kapasitesinde, CeNS'te bulunan seyreltik soğutucu ***30 mK*** en düşük sıcaklık, ***14 T*** en yüksek manyetik alan kapasitesindedir. Örnek sıcaklığının belirlenmesinde AC sinyal ölçümü temel alınmıştır. Bu prensibin kullanılmasının sebebi düşük sıcaklıklarda resistif etkiden kaynaklı sıcaklık artışını engellemek. Düşük uyarı akımı uygulanarak sıcaklık ölçümü sırasında sistemin sıcaklığı sabit kalmıştır. İki sistem içinde sıcaklık kalibrasyonu üretici firma tarafından yapılmıştır.
Elektriksel ölçümlerde hem DC hem de AC sinyal uygulanmıştır. AC sinyal ölçümleri için kilitlemeli yükseltgeç (Lock-In Amplifier-LIA) kullanılmıştır.

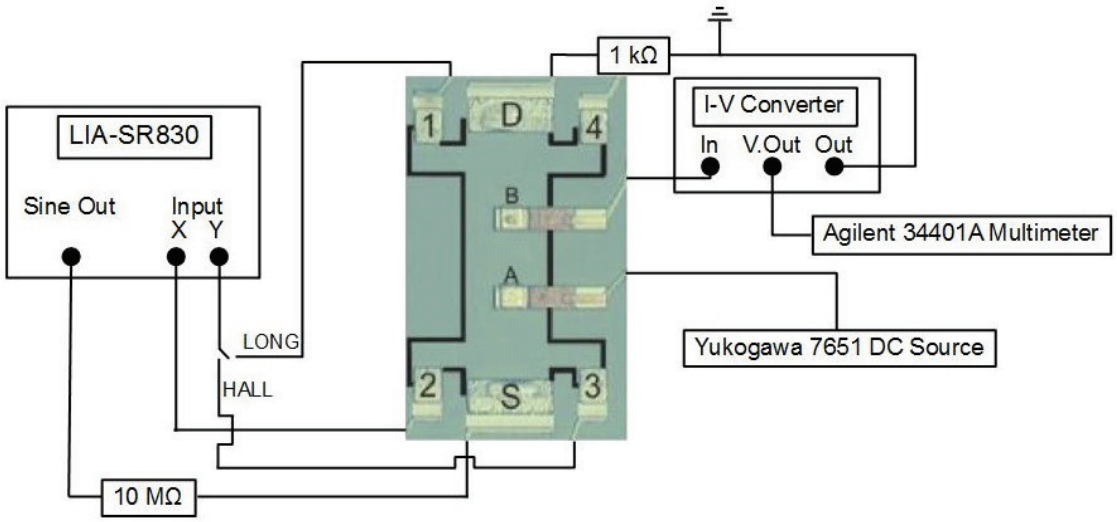
Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı'nda Oluşturulan Deney Düzeneği: Ölçümler sırasında iki adet LIA kullanılmıştır (SR850-LIA1, SR830-LIA2). LIA1 temel Hall ölçümünde, LIA2 iç kontakların ölçümünde kullanılmıştır. İç kontak ölçümlerinde sinyali elektriksel gürültüden temizlemek ve gerektiğinde sinyal şiddetini yükseltmek için önyükselteç (Low-Noise Preamplifier-LNP, SR560) kullanılmıştır. Şekilde deney düzeneği görülmektedir.



Şekil 3: KuanTek'te kurulan deney düzeneği.

LIA1 ve LIA2'nin giriş empedansı ***10 MΩ 25 pF*** ve çıkış empedansı ***50 Ω***dur. Temel Hall ölçümü için LIA1 frekansı ***8.54 Hz***, iç kontak ölçümleri için LIA2 ***11.5 Hz*** olarak ayarlanmıştır. Bu frekanslar seçilirken şehir şebeke gerilim frekansı olan ***50 Hz***'in harmoniği olmamasına dikkat edilmiştir ve yapılan birkaç deneme sonucunda en az gürültünün gözlemlenmesi sonucunda karar verilmiştir. Örneğin üzerinden küçük akım geçirmek amacıyla hem Hall çubuğu hem de iç kontak giriş kontağına ***10 MΩ***bağlanmıştır. Ayrıca ani yük boşalmasından korumak amacıyla da çıkış kontaklarına ***1 kΩ*** bağlanmıştır. Ölçümler esnasında örneğe en düşük ***4 mV*** , en yüksek ***1 V*** uygulanmıştır. LIAların zaman sabiti değeri ***300 ms*** olarak ayarlanmıştır.
Örneğe uygulanan en yüksek manyetik alan değeri ***12 T***'dır. Manyetik alan tarama hızı en yüksek ***0.1T/dak***'dır.
Örnek sıcaklığı ***10 mK*** ile ***750 mK*** arasında değiştirilmiştir. Elektriksel gürültüden kaynaklı ***+5 mK*** ile ***10 mK*** kadar fark olması muhtemeldir. Ayrıca seyreltik soğutucu temel sıcaklığını koruyabilmek için tüm kontaklarda yaklaşık olarak ***90 kHz*** üzerindeki elektriksel gürültüyü engelleyen π filtresi kullanılmıştır.

NanoScience Merkezi'nde Oluşturulan Deney Düzeneği: Temel Hall ölçümünde LIA2 kullanılmıştır ve parametreler KuanTek ile aynı şekilde ayarlanmıştır. İç kontaklardan geçen DC akımı ölçmek için kaynak olarak Yukogawa 7651 DC kaynağı kullanılmıştır. Geçen akımın ölçümünde akım-voltaj dönüştürücü kullanılarak ölçümler alınmıştır. Voltaja dönüşen akımı ölçmek için Agilent 34401A multimetre kullanılmıştır. Şekilde deney düzeneği görülmektedir.



Şekil 4: Cens'te kurulan deney düzeneği.
İki ayrı deney düzeneğinin kurulması ile manyetik alana bağlı olarak iç kontaklardan geçen akımın ve oluşan potansiyel farkın ölçülmesi amaçlanmıştır. Bu deneylerin yapılmasındaki amaç yapılacak Aharonov-Bohm fazı ölçümlerinde büyük önem taşıyan Kuantum Hall Etkisi ile oluşan sıkıştırılabilir ve sıkıştırılamaz şeritlerin anlaşılması açısından önemlidir.

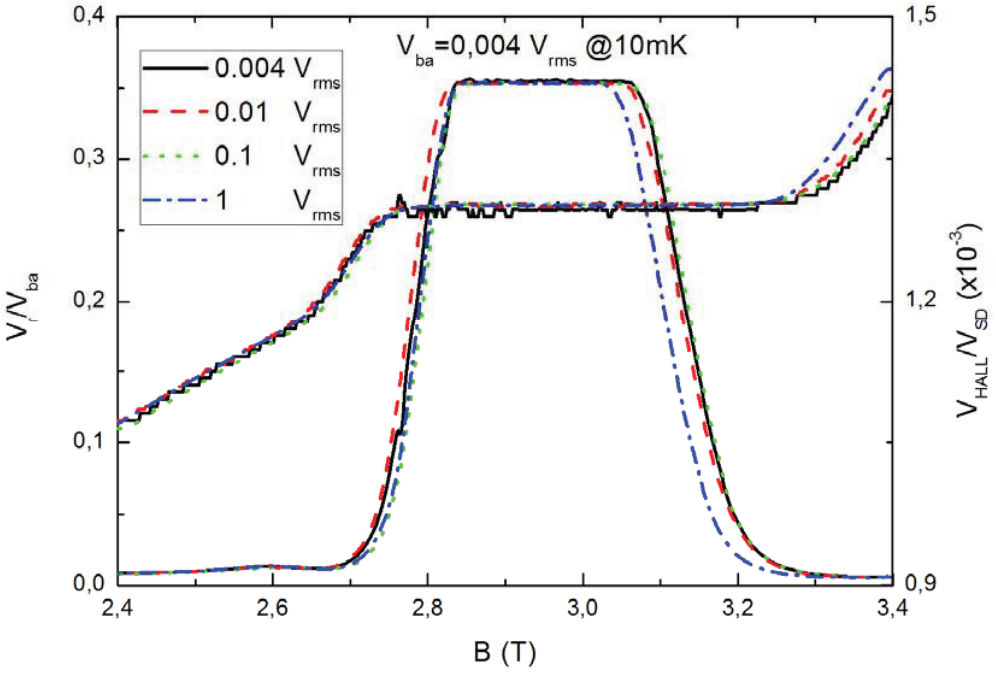
BULGULAR

Projenin bu döneminde yapılan data analizleri sonucunda iç kontaklarda gözlenen sinyalin resistif ve kapasitif etkisinden bahsedilecektir. LIA ölçümlerinde elde edilen sinyal iki bileşene sahiptir. Bu bileşenlerden biri uygulanan sinyal ile aynı fazda olup (X-bileşeni, Resistif) diğer sinyalde (Y-bileşeni, Kapasitif) 90°'lik faz farkı vardır. Bu faz farkının oluşmasındaki sebep kapasitif etkidir.
Grafiklerde $\nu=2$ platosundaki Hall potansiyeli ve iç kontak potansiyelinin davranışı gösterilecektir. V_R olarak bahsedilen sinyal,

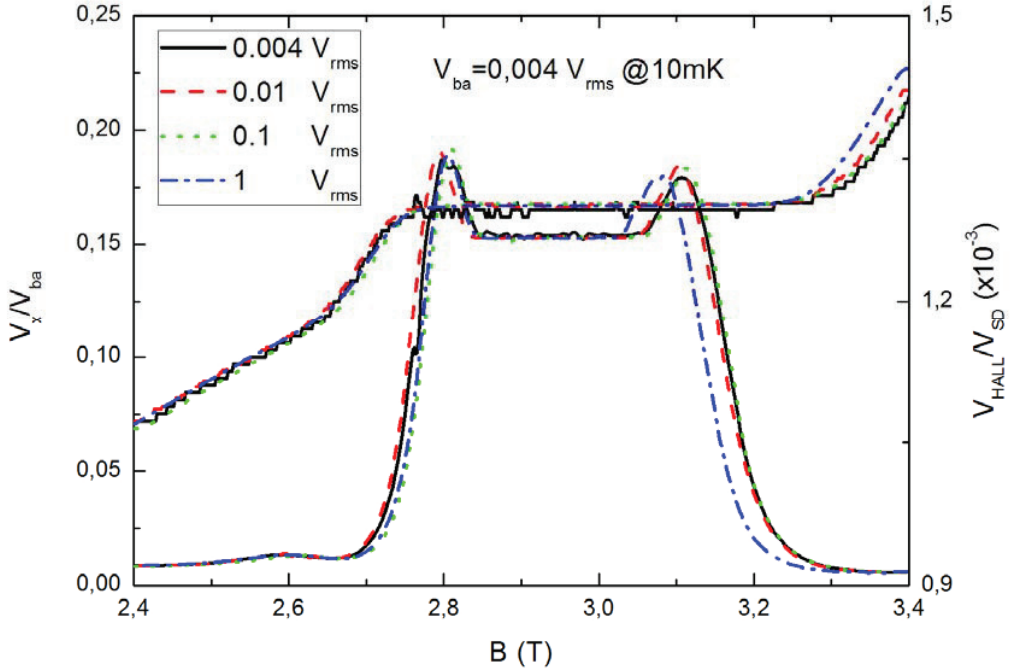
$$V_R=\sqrt{V_X^2+V_Y^2}$$

olarak tanımlanan sinyal genliğidir. Uygulanan en düşük potansiyel değerinde düşük genlikli elektriksel gürültü görülmektedir.

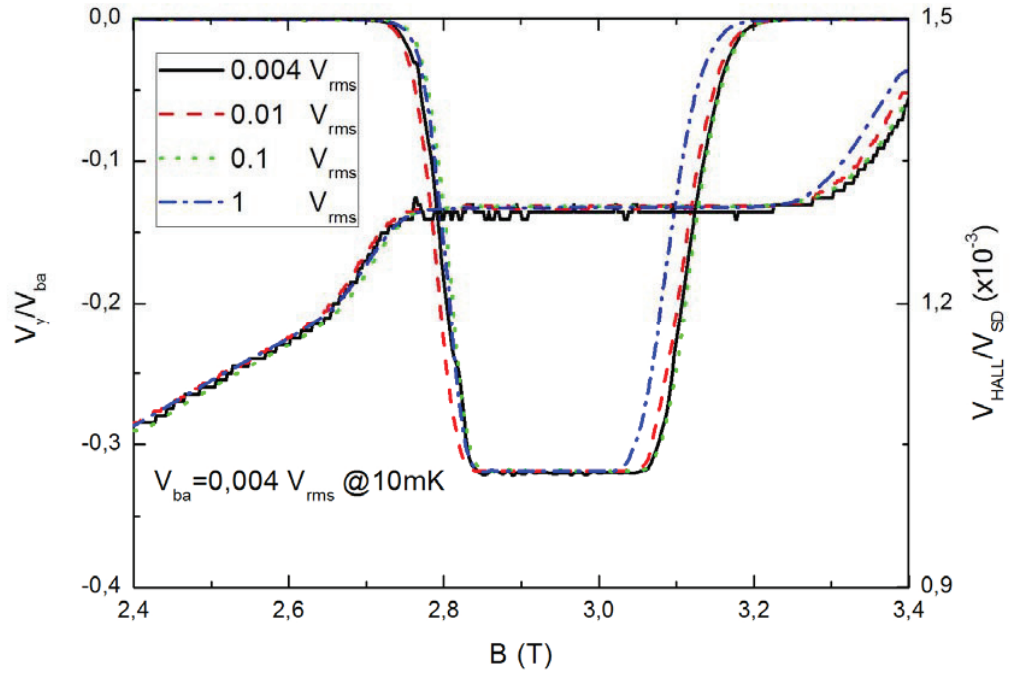
***10 mK* sıcaklıkta iç kontaklara *4 mV*$_{rms}$ uygulanırken iç kontak potansiyelinin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı:**



Şekil 5: 10 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

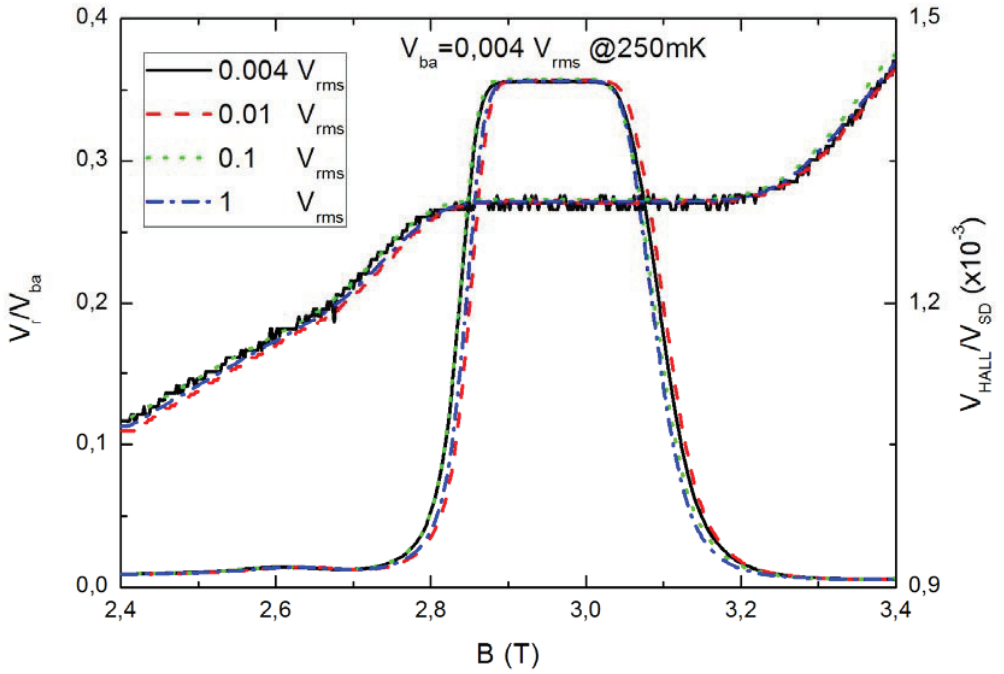


Şekil 6: 10 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

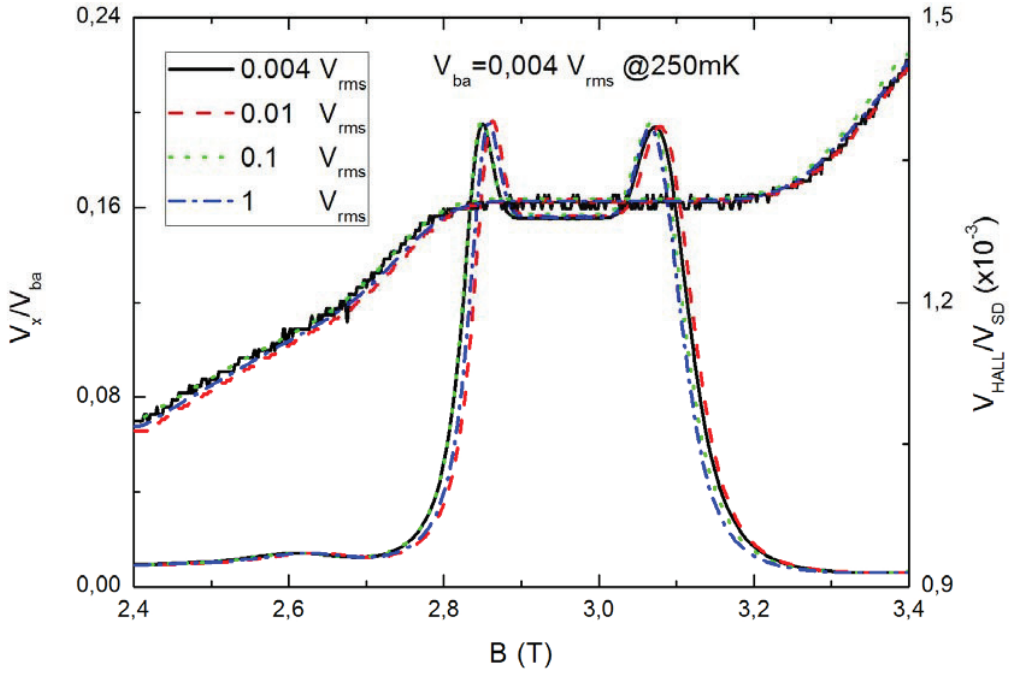


Şekil 7: 10 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin Y-bileşeninin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

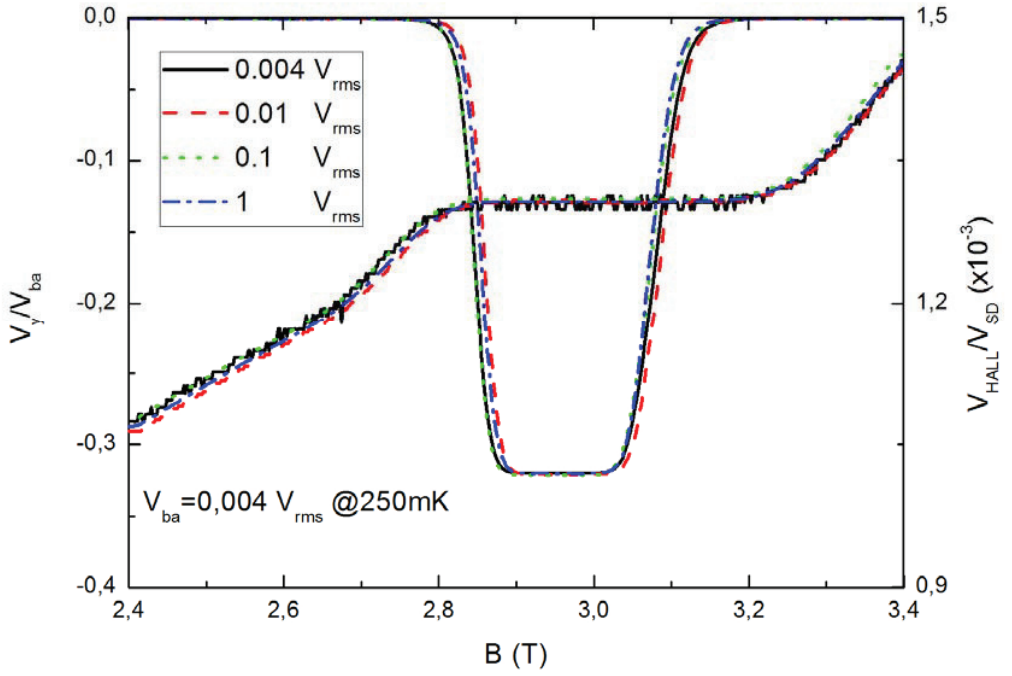
***250 mK* sıcaklıkta iç kontaklara *4 mV$_{rms}$* uygulanırken iç kontak potansiyelinin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı:**



Şekil 8: 250 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV$_{rms}$ uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

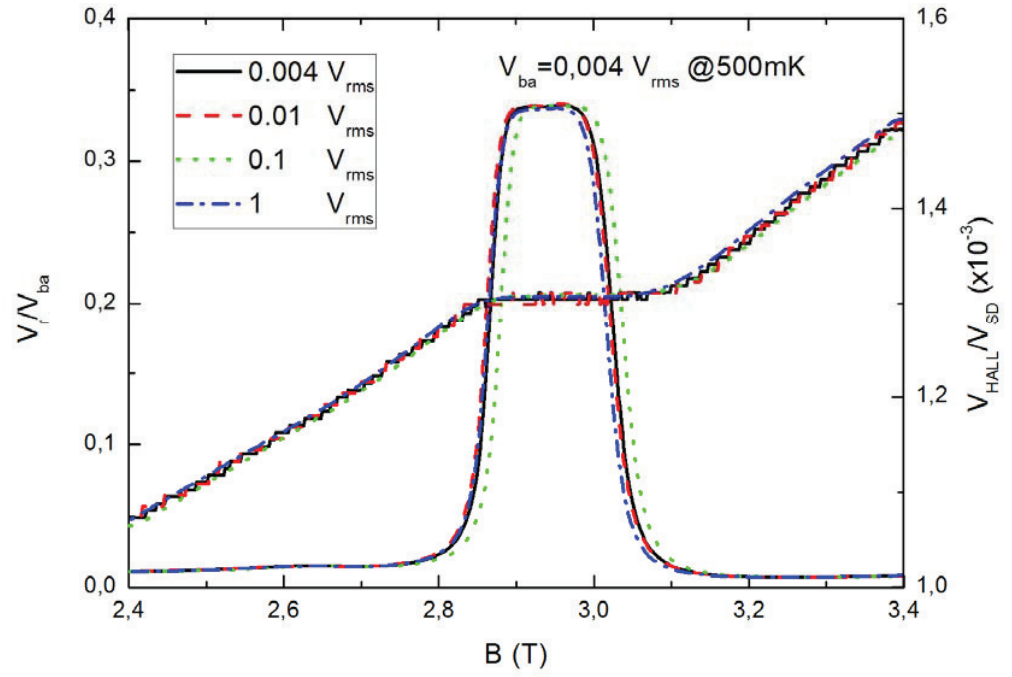


Şekil 9: 250 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV$_{rms}$ uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

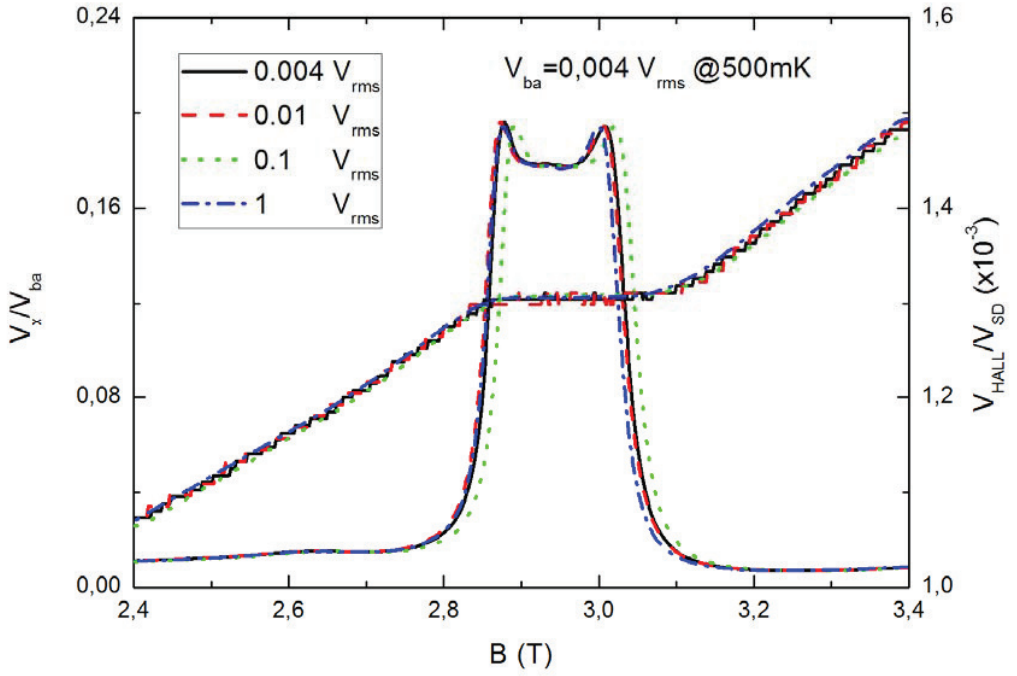


Şekil 10: 250 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin Y-bileşeninin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

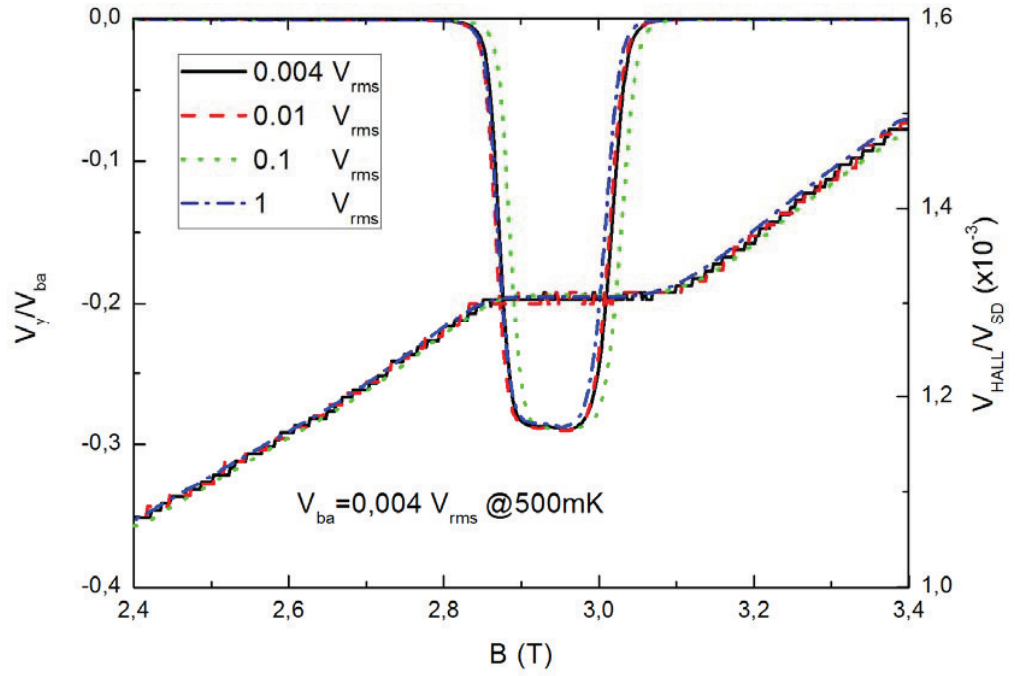
***500 mK* sıcaklıkta iç kontaklara *4 mV*$_{rms}$ uygulanırken iç kontak potansiyelinin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı:**



Şekil 11: 500 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

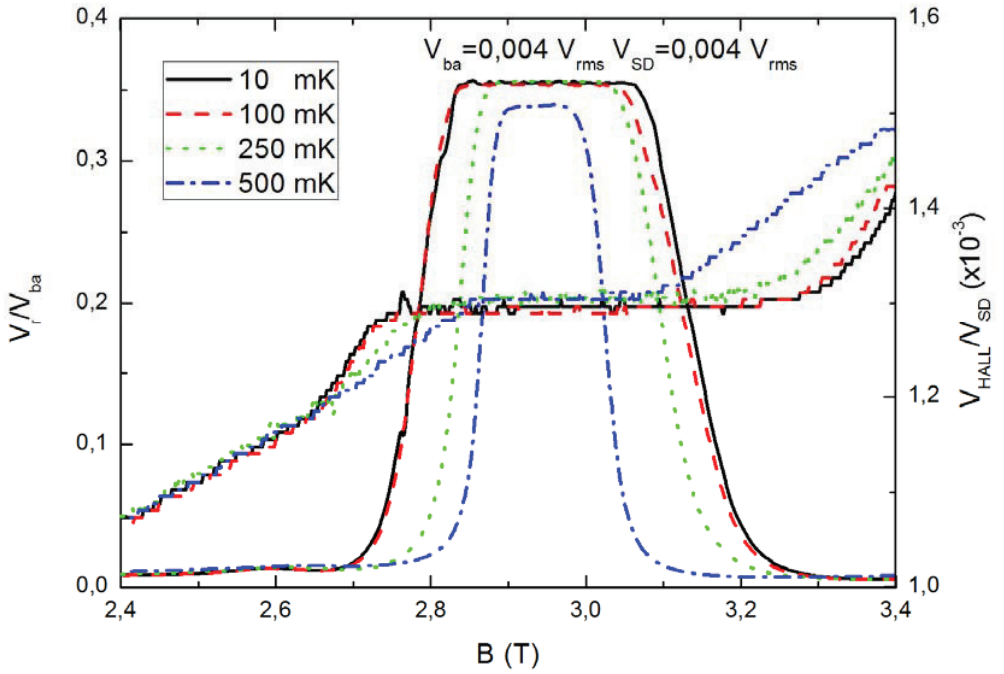


Şekil 12: 500 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

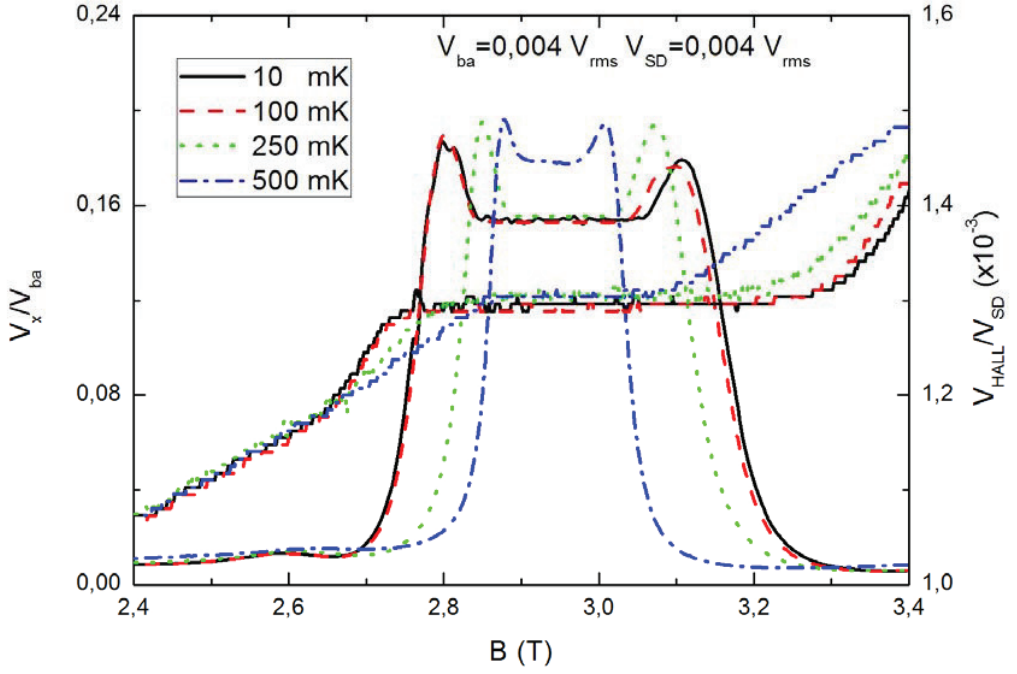


Şekil 13: 500 mK sıcaklıkta iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyeliniY-bileşeninin Hall çubuğuna uygulanan potansiyele bağımlılığı.

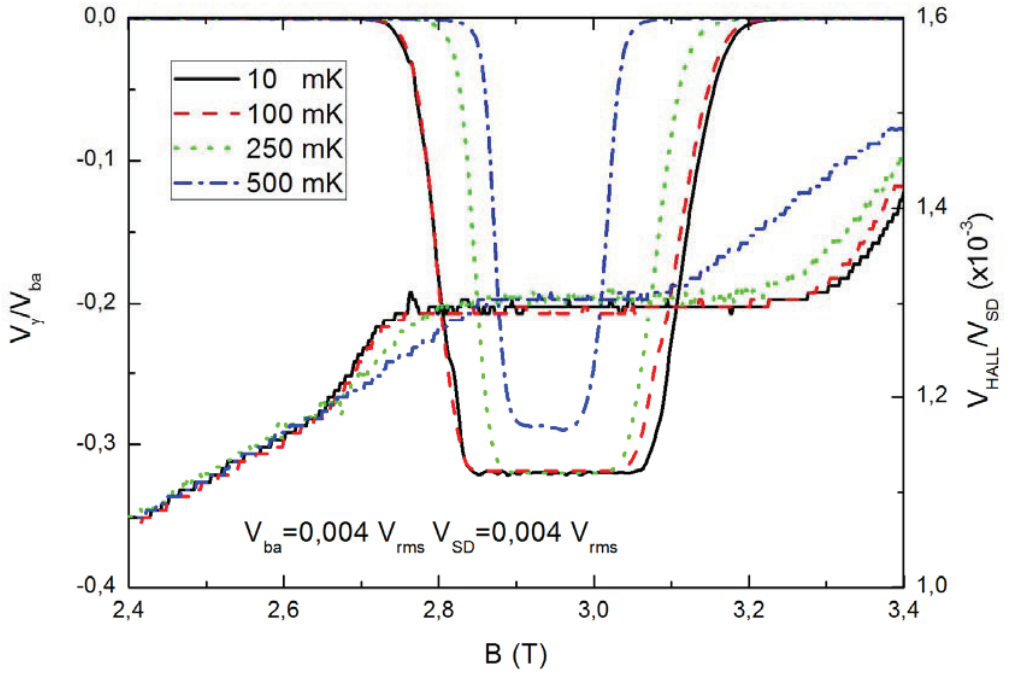
Hall çubuğuna ve iç kontaklara *4 mV_{rms}* uygulanırken iç kontak potansiyelinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı:



Şekil 14: Hall çubuğuna ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

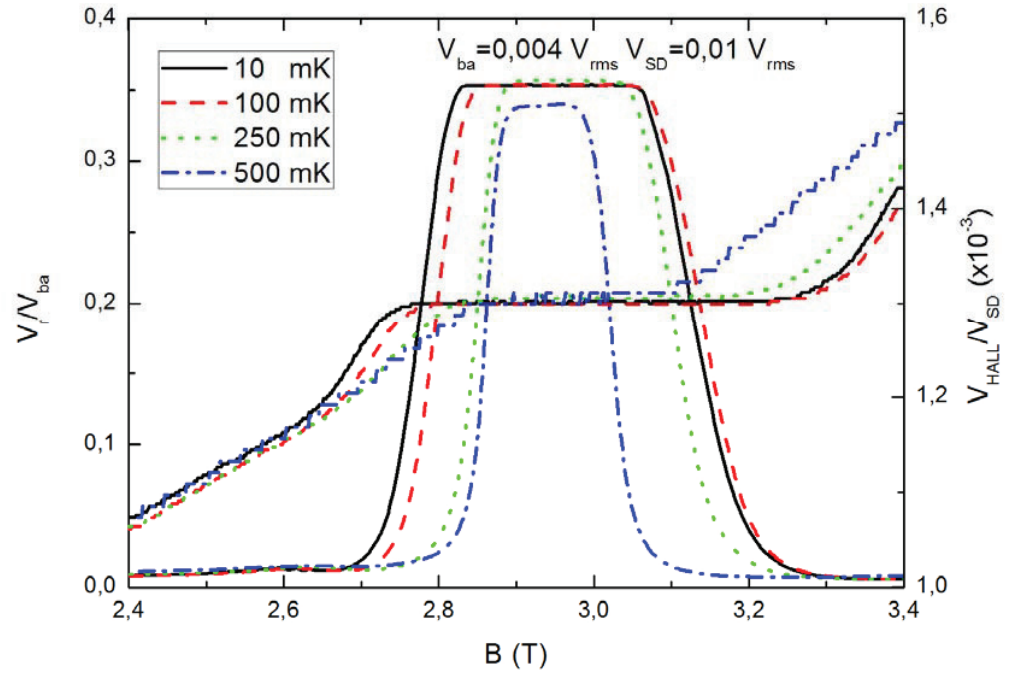


Şekil 15: Hall çubuğuna ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

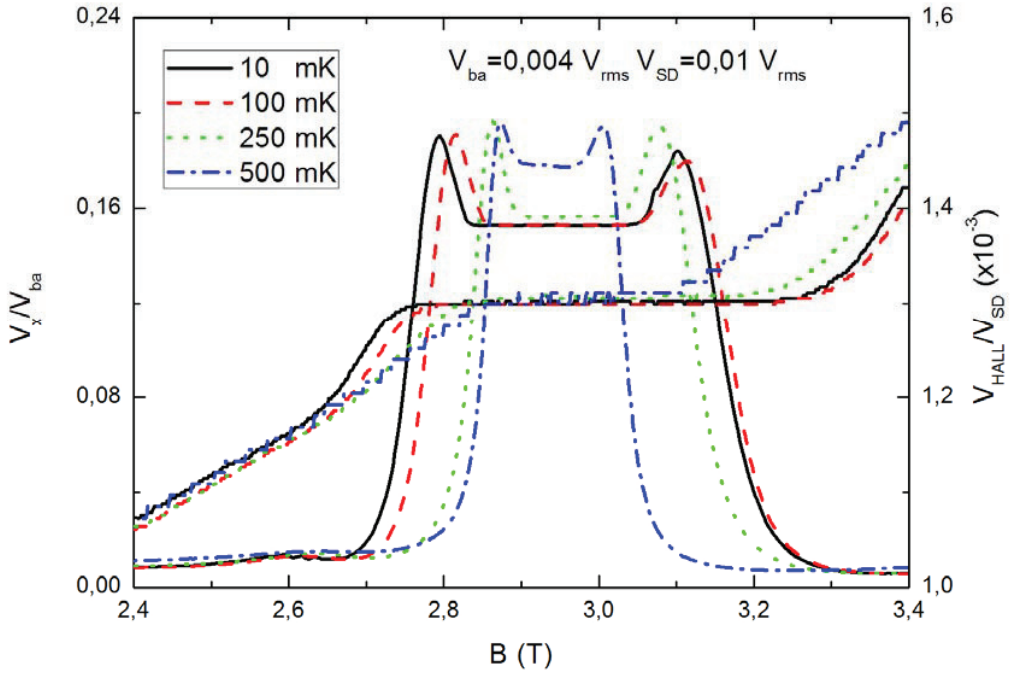


Şekil 16: Hall çubuğuna ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin Y-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

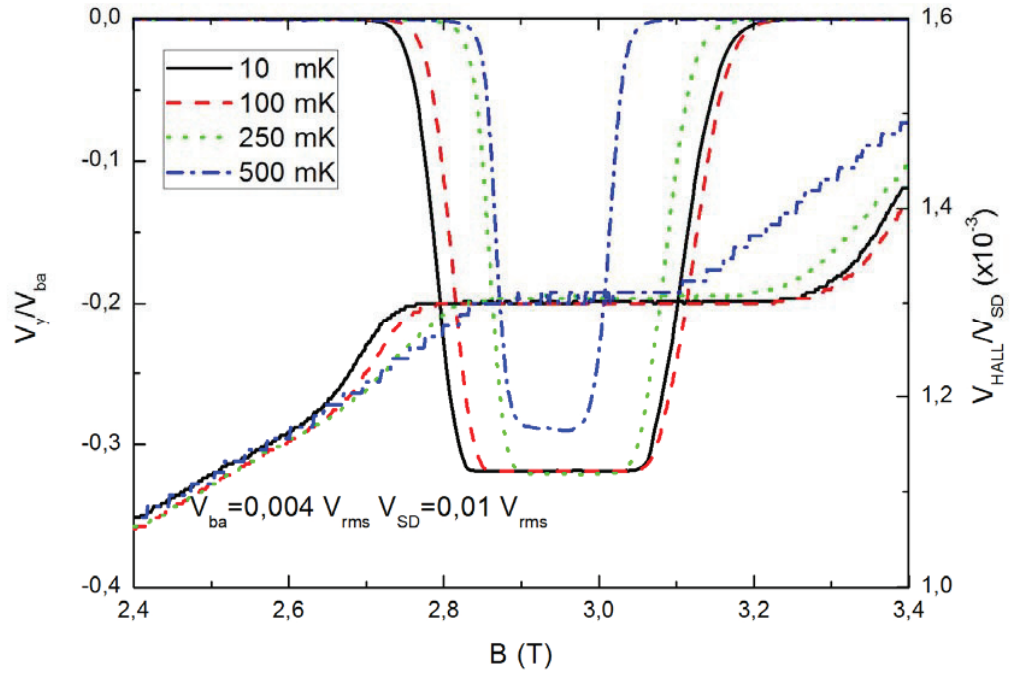
Hall çubuğuna *10 mV_{rms}* ve iç kontaklara *4 mV_{rms}* uygulanırken iç kontak potansiyelinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı:



Şekil 17: Hall çubuğuna 10 mV_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

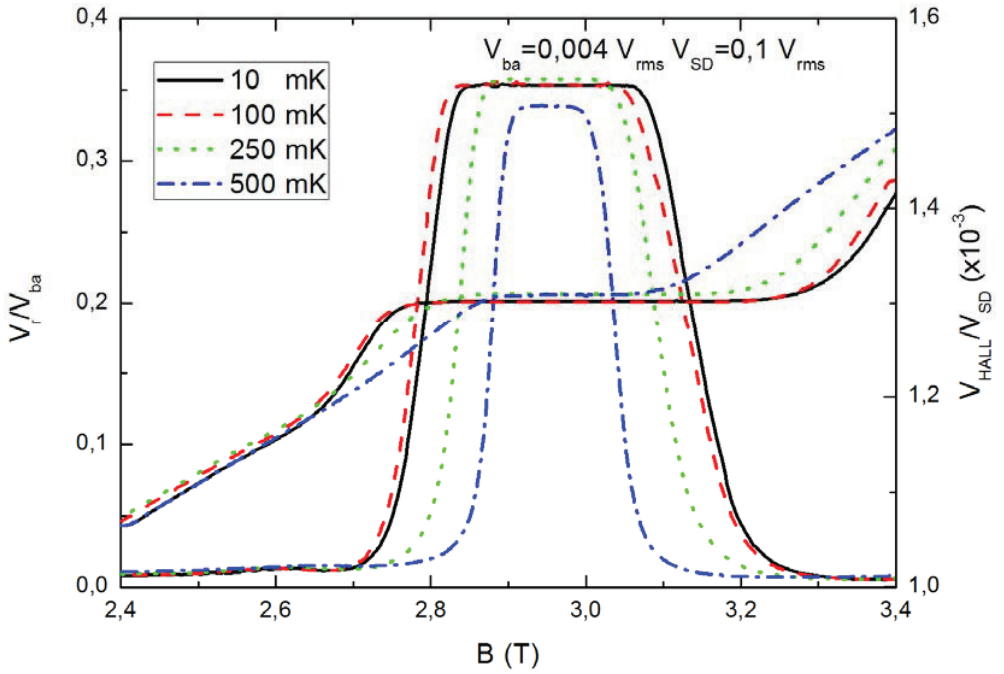


Şekil 18: Hall çubuğuna 10 mV_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

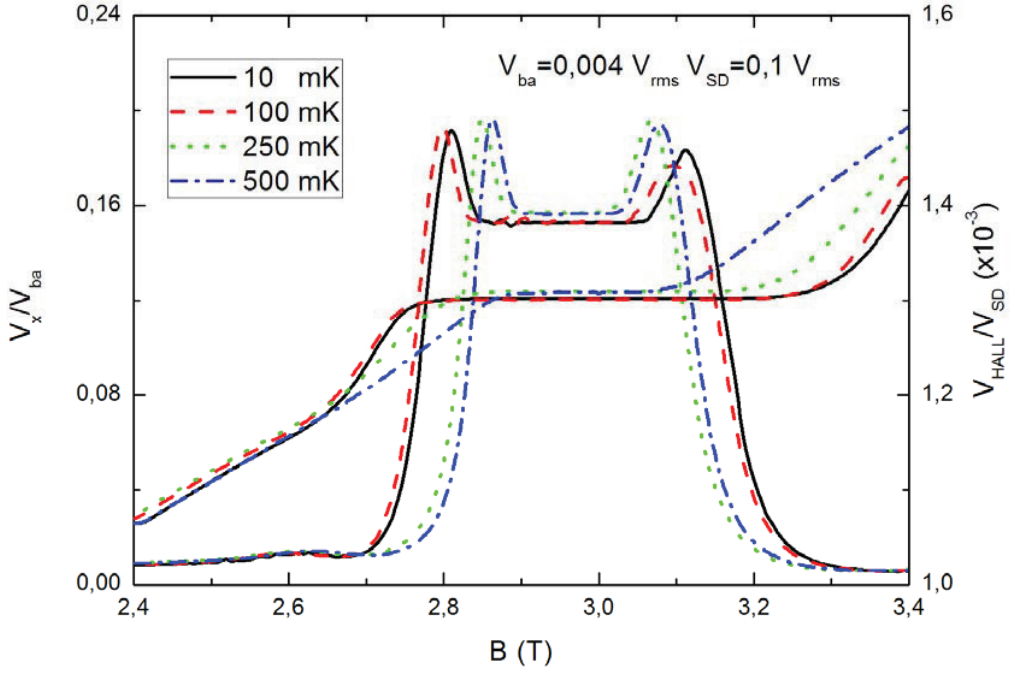


Şekil 19: Hall çubuğuna 10 mV_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin Y-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

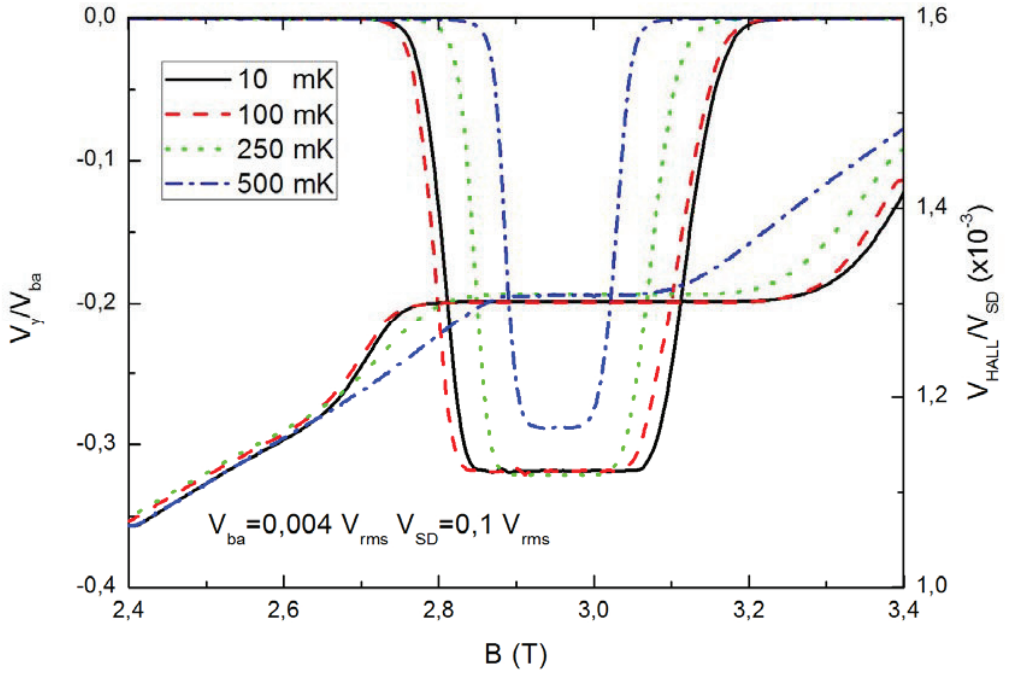
Hall çubuğuna *100 mV_{rms}* ve iç kontaklara *4 mV_{rms}* uygulanırken iç kontak potansiyelinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı:



Şekil 20: Hall çubuğuna 100 mV_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

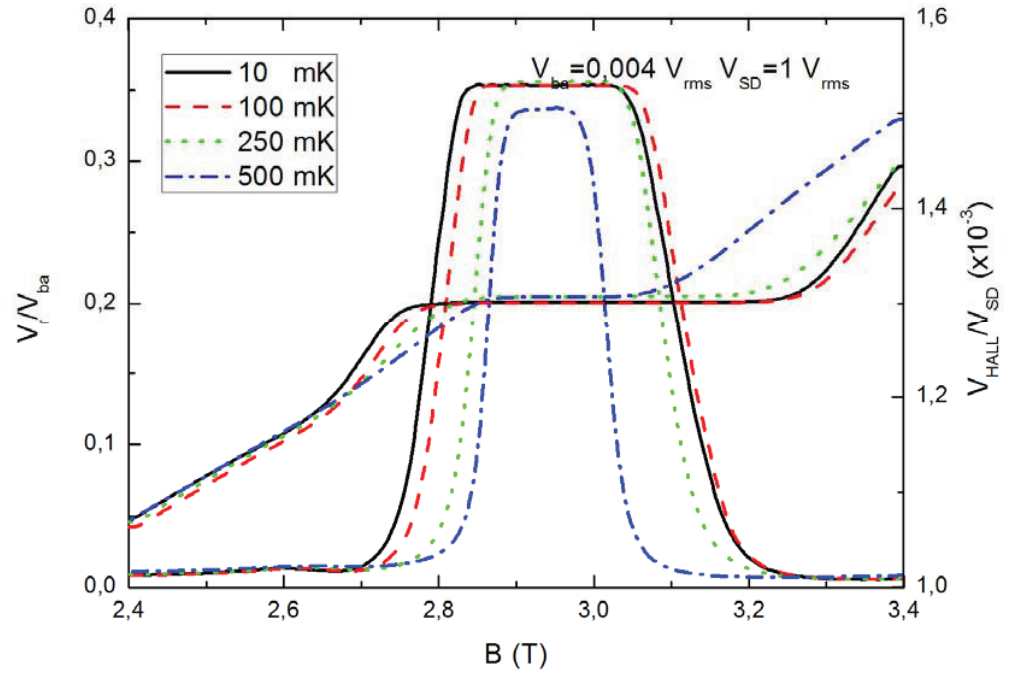


Şekil 21: Hall çubuğuna 100 mV_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

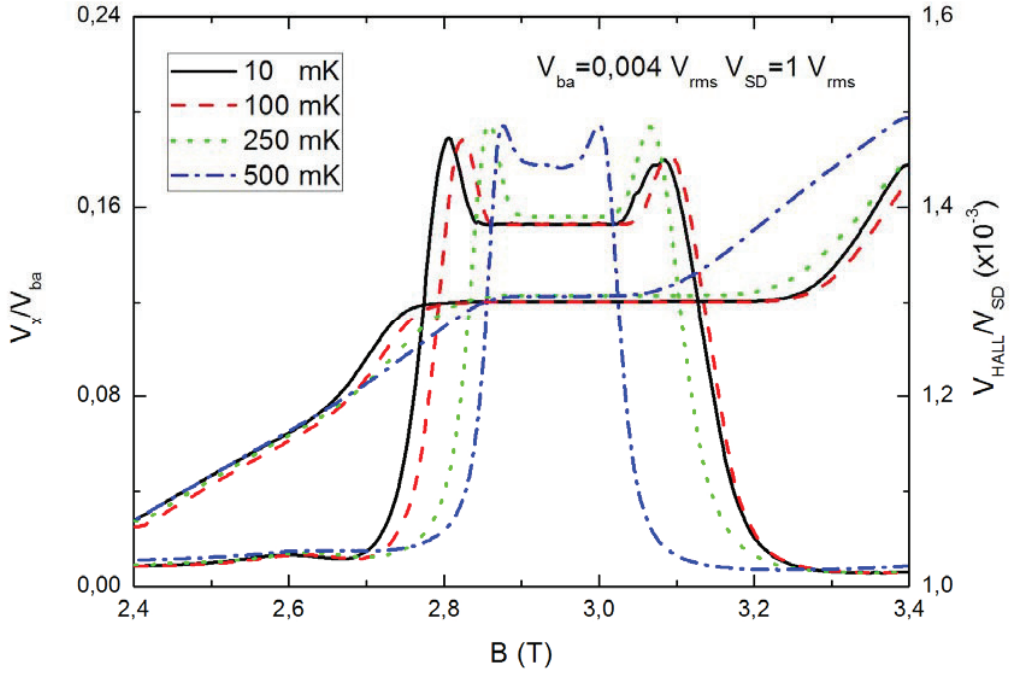


Şekil 22: Hall çubuğuna 100 mV_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin Y-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

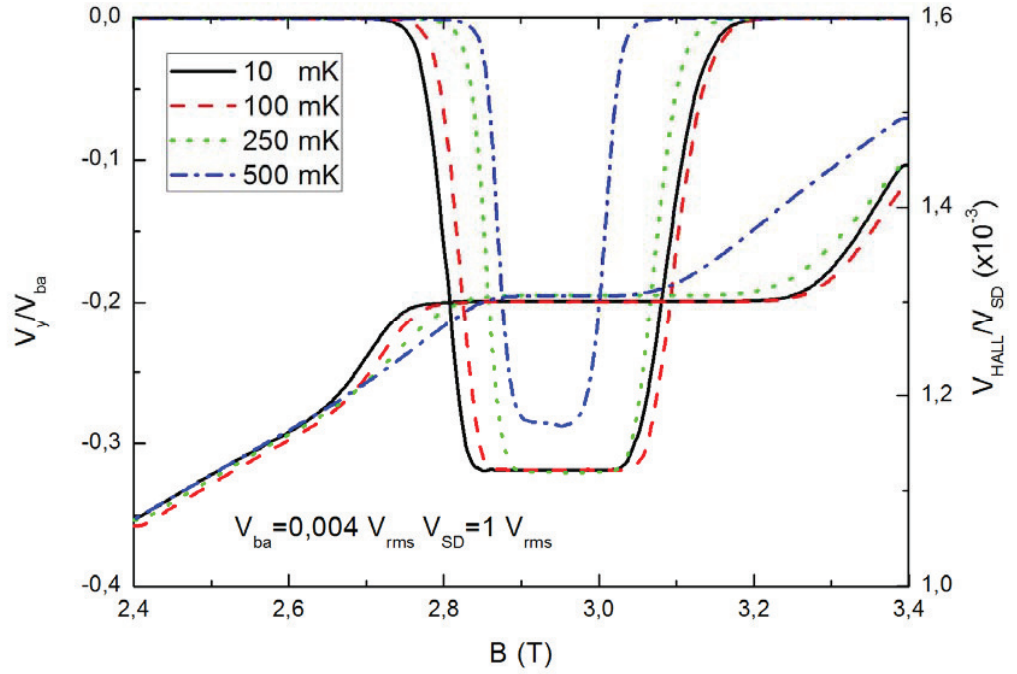
Hall çubuğuna *1 V_{rms}* ve iç kontaklara *4 mV_{rms}* uygulanırken iç kontak potansiyelinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı:



Şekil 23: Hall çubuğuna 1 V_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyel genliğinin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.



Şekil 24: Hall çubuğuna 1 V_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin X-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.



Şekil 25: Hall çubuğuna 1 V_{rms} ve iç kontaklara 4 mV_{rms} uygulanırken iç kontak potansiyelinin Y-bileşeninin ve Hall potansiyelinin sıcaklığa bağımlılığı.

2. Dönem İçinde İdari Gelişmeler: Projenin Türkiye ayağının yürütüleceği "Kuantum Teknolojileri Laboratuvarı"nda Fen Fakültesi Dekanlığının almadığı tedbirler (detaylı olarak aşağıda açıklanacaktır) nedeni ile, Laboratuar sorumluluğundan Ağustos 2013 tarihinde ayrılmak durumunda kaldım. Sorumluluğun başka öğretim üyelerine devredilmesinden sonra, yazılı olarak bu laboratuvarda çalışmalarıma devam edebileceğim ifade edilmiş olsa da bugüne kadar laboratuvarı kullanmam engellenmiştir. Konu TBMM kuruluna kadar taşınmış ve Dekanlığa Noter kanalı ile ihtarname çekilmiştir.

3. Proje Çalışma Takvimine Uygun Yürümüyorsa Gerekçeleri: Proje takvime oldukça uygun olarak ilerlemektedir. Yukarıda da belirtildiği üzere, Fen Fakültesi idaresinin yaptığı akademik ve bilimsel baskılar sonucunda, deneylerimizin bir kısmını projenin ortak yürütücüsü olan Doç. Dr. Stefan Ludwig'in laboratuvarında (Münih-Almanya) gerçekleştirmiş bulunmaktayız. Yaptığımız ziyaret sırasında, Türkiye'de gerçekleştiremeyeceğimiz deneyleri yaparak projenin takvimine uygun olarak yürütülmesi sağlanmıştır.

4. Bir Sonraki Dönemde Yapılması Planlanan Çalışmalar: Projenin son kısmında çalışmalarımızın temelini, kuantum noktanın asimetrik rejimde çalışmasına ayıracağız. Ancak İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Dekanlığı'nın bilimsel çalışmalarımızı engellemesi sonucu projeye zorunlu olarak verilen durdurma kararı sonucunda proje kapsamında elde edilmesi planlanan en özgün deneysel sonuçlar sistematik olarak incelenememiştir. Dolayısıyla projenin uzatılması yapılacak yeni yüksek kaliteli makalelerin yayınlanması açısından önemlidir ve elzemdir. Bu dönem süresince, şimdiye kadar karşılaştığımız gürültü problemini düşük sıcaklık filtresinin geliştirerek çözmüş bulunmaktayız. Dolayısıyla deneysel olarak, elde ettiğimiz sonuçlar özellikle kuantum noktalarında Aharonov-Bohm girişiminin doğrusal olmayan rejimde ve kesirli kuantum Hall platolarında gözlemleri daha hassas ve sistematik hale getirecektir. Bu deneylerin sonuçlarının, 2+1 boyutlu uzaylarda geometrik fazın sistemin simetrisine bağlı olarak ilk kez araştırılması bakımından büyük bir önemi olduğundan, başarılı olduğumuzda sonuçların Nature-Science gibi dergilerde yayınlanma olasılığı çok yüksektir.

5. Destekleyen Diğer Kuruluşlarla İlgili Sorunlar Varsa Ayrıntıları ve Çözüm Önerileri: 2010 senesinden beri İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü'nde görev yapmaktayım. Görev yaptığım sürece toplam bütçesi bir milyon liraya yaklaşan 2 adet TÜBİTAK 1001 ve bir adet TÜBİTAK-DFG (Alman araştırma kurumu) projesinin yürütücülüğünü, ayrıca bir adet TÜBİTAK 2218-doktora sonrası araştırmacı ve bir adet de 2209A (lisans öğrencileri araştırma) projesinin danışmanlığını yapmaktayım/yapmaktaydım **(EK 1, EK 2, EK 3, EK 4, EK 5)**. Bu projelerden son 4 tanesi, Fen Fakültesi Fizik Bölümü Katı Hal Fiziği Anabilim Dalında bulunan, eski adı "Kuantum Teknolojileri Laboratuvarında" (KTL) yürütüleceği, Fizik Bölümü ve Rektörlükçe tahahüt edilerek alınmış olmasına rağmen, bu projeleri adı geçen laboratuvarda yürütmem aşağıda belirteceğim sebeplerden ötürü mümkün olmamaktadır.

Laboratuvardaki güvenlik, iş güvenliği, elektrik arızaları, sivil savunma eğitimlerinin verilmemesi gibi yazılı taleplerimin **(EK 6)** büyük bir kısmı Fen Fakültesi Dekanlığınca ya göz ardı edilmiş, yapılmamış **(EK 7)** ya da gerekçesiz olarak reddedilmiş olmasından **(EK 8)** ötürü, BAP 6970 projesi kapsamında bana verilen laboratuvar sorumluluğundan **(EK 9)** ayrılmak istediğimi 13.05.2013 tarihli bir dilekçe ile beyan ettim **(EK 10)**. Dilekçeme cevaben, 30.05.2015 tarihli Dekanlık yazısı 11.06.2013 tarihinde tarafıma tebliğ edilmiştir **(EK 11)**.

İlgili yazıda özetle:

1. İÜ-BAP 6970 sayılı projenin sonuç raporunun Katı Hal Anabilim Dalı Başkanlığı, Fizik Bölüm Başkanlığı ve Fen Fakültesi Dekanlığına bildirilmesi istenmiştir.
2. Bir komisyonun kurulacağı ve laboratuvardaki TÜM DEMİRBAŞLARIN Katı Hal Fiziği Anabilim Dalı Başkanlığına tutanak karşılığı teslim etmem gerektiği belirtilmiştir.
3. Laboratuvar sorumluluğumun sona ermesinden sonra, adı geçen laboratuvara yeni sorumlular atanacağı belirtilmiştir.
4. Belirlenen yeni sorumlular ve Katı Hal Anabilim Dalı Başkanlığının *izni ve gözetiminde,* BAP, TÜBİTAK ve yurtdışı bağlantılı projelere devam edebileceğim bildirilmiştir.

Bu taleplerden 1.si, proje yürütme ile ilgili esaslara tamamen aykırıdır. Şöyle ki, projenin kendisi, sonuçları, raporları ve çıktıları, proje ile ilgili yazışmalar yalnızca projeyi destekleyen kurum (burada BAP) ve yürütücü arasındadır. Üçüncü şahıs veya kurumların bu bilgileri istemesi dahi mümkün değildir. Fikri hakların ihlalinden ibarettir. 2. talep ise, tarafımdan tüm demirbaşları istemektedir ki, TÜBİTAK, BAP ve başka projeler kapsamında alınan demirbaşlar üzerime zimmetli olup yine üçüncü kişi ve kurumlara devredilemez. Bu talep ile TÜBİTAK projelerimi yürütmemin önü kesilebilecektir. Ayrıca, aşağıda ayrıntılarını vereceğim üzere, kurulan komisyon üyelerinin bilimsel çalışma alanları düşük sıcaklık-yüksek manyetik alan araştırmaları ile ilgili olmadığından devir işlemleri yaklaşık 3 ay

sürmüş ve bu süreçte TÜBİTAK projelerini iş takvimine uygun olarak yürütmem mümkün olmamıştır. Bu konudaki durumu Katı Hal Anabilim Dalı Başkanlığına 16.07.2013 tarihinde ilettiğim halde hiç bir işlem yapılmamıştır **(EK 12)**. Belirtmeliyim ki laboratuvar sorumluluğum 30.07.2013 tarihinde sona ermiştir **(EK 13)**. Laboratuvar sorumluluğumun sona ermesinden bu yana, laboratuvara girişim ve deney yapmam engellenmekte ve izin verilmemektedir **(EK 14)**. Ayrıca, TÜBİTAK projesi kapsamında çalışan doktora sonrası araştırmacıların Fen Fakültesine girmesine türlü engeller çıkartıldığından, bu çalışanlar için harici personel kimliği verilmesi talebimiz **(EK 15)** de bugüne kadar yanıtsız bırakılmış, ayrıca, yine ilgili fikri haklar mevzuatına aykırı olarak TÜBİTAK projelerimin onaylı suretleri benden talep edilmiştir.

Fen Fakültesi Dekanlığı tarafından 12.08.2013 tarih ve 69871371/4947 sayılı tebliğ edilen yazıda **(EK 16),** yine laboratuvarda bulunan TÜM CİHAZ VE ALETLER tarafımdan talep edilmektedir. Yukarıda da belirttiğim üzere bu talep mevzuata aykırı olmasının yanı sıra, TÜBİTAK projelerimi yürütmeme de engel teşkil etmektedir. Bu talep, bilim yapma hakkımın ortadan kalkmasına sebep olabilecektir.

Yukarıda kısaca özetlemeye çalıştığım idari eksikliklerin yanı sıra, laboratuvar sorumluluğumun sona ermesinin hemen akabinde, Fen Fakültesi trafosunda meydana gelen arıza sebebi ile UPS cihazları zarar görmüş **(EK 17)**, bu durum tutanakla tespit edilmiştir. Fen Fakültesi trafosundaki sorunlar defaatle dile getirilmiş olmasına, hatta Rektörlüğe ve BAP birimine kadar durum anlatılmış olmasına rağmen, Fen Fakültesi trafosu bilgim dahilinde olduğu kadarı ile sorun yaratmaya devam etmektedir. Laboratuvar, devir teslim işlemleri sırasında Fen Fakültesi Dekanlığına ve Katı Hal Anabilim Dalı başkanlığına, elektrik ve güvenlikle ilgili sorunlar olduğu yazlılı olarak bir rapor halinde bildirilmiş olmasına rağmen, durumda herhangi bir değişiklik söz konusu olmamıştır **(EK 18).**

TÜBİTAK prolerinin yürütüleceği tahaaüt edilen 10 mili Kelvin- 20 Tesla süperiletken magnet sistemi 24 saat sürekli gözlem altında tutlması gereken bir cihaz olduğundan, laboratuvar sorumlusu olduğum süre zarfında bu şart eksiksiz olarak sağlanmış olmasına rağmen, 21.11.2012 tarihli Fizik Bölüm Başkanlığı yazınsından da görülebileceği **(EK 19)**, çalışma saatlerimiz sorgulanmaktadır. Çalışma saatlerinin neden mesai saatleri ile sınırlı olamayacağını belirttiğim yazılı cevabıma **(EK 20)** bugüne kadar herhangi bir işlem yapılmamıştır. Bütün bu durumu ilgili merciilere iletmiş olmama karşın, Fen Fakültesi Dekanlığı yayınladığı güvenlik kitapçığı ile (Fen Fakültesinden temin edilebilir) deneysel çalışma saatlerimizi hem kısıtlamış hem de bir çok bürokratik engel oluşturmuştur.

Ek 20'de belirttiğim sebeplerin dikkate alınmamasından ötürü, meydana gelen elektrik arızalarında sistem kuvvetle muhtemel olarak zarar görmüş ve bu durum Sayın Rektörümüze iletildiğinde kendisinin isteği üzerine Fen Fakültesi Dekanlığı haberdar edilmiştir **(EK 21)**. Ancak, ilgili dilekçeme cevap verilmemiş olduğundan ya işleme konulmamış ya da aygıtlar hakkında bir işlem yapılmamıştır kanaatindeyim. TÜBİTAK projelerinin yürütülmesi için gereken çalışma mekanlarının bursiyerlere temin edilmesi **(EK 22)** ve yine bu projeler kapsamında alınan cihazların güvenli ve sağlıklı bir ortama taşınabilmesi **(EK 23)** için yaptığım yazılı talepler, Katı Hal Fiziği Anabilim Dalı Başkanlığınca geçersiz sebeplerle reddedilmiştir **(EK 24, EK 25)**. Şöyleki, bursiyerlerin çalıştıklarına dair TÜBİTAK onaylı belgeler ilgili birimlere defalarca sunulmuştur, ayrıca TÜBİTAK projelerinin yürütülmesinden sorumlu olan birim Fizik Bölüm Başkanlığıdır, dolayısı ile Katı Hal Fiziği Anabilim Dalı Başkanlığının bursiyerlerle ilgili bilgi isteme durumu bulunmamaktadır. Benzer şekilde, TÜBİTAK projelerinden alınan aygıtların güvenli ve sağlıklı bir şekilde korunmasından yürütücünün olduğu kadar Bölüm başkanlığının da sorumluluğu bulunmaktadır, ve Katı Hal Anabilim Dalı Başkanının bu aygıtların nereye konulacağı hatta konulup konulamayacağını sadece 6970 projesi kapsamındaki cihazların devrinden sorumlu olan komisyon kararına bağlaması mümkün değildir. Bu iki talebimizin yukarda anlattığım sebeplerden ötürü geçersiz olarak reddedilmesi, çalışmalarımızı durma noktasına getirmiştir. TÜBİTAK projelerinde çalışan toplam 7 bursiyer şu anda 15 metrekarelik bir ofis odasında çalışmaya çalışmaktadır. Ayrıca, maddi değeri yüzbinlerce lira olan elektronik ölçüm aygıtları, bilgisayarlar, ekranlar ve benzeri cihaz Fizik Bölümünün altındaki nemli bir depoda bulunmaktadır. Duruma verdilikle müdahale edilmemesi durumda büyük ölçekli bir kamu zararı oluşması kuvvetle muhtemeldir. Daha da vahim olmak üzere, adı geçen laboratuvarda 13 Kasım tarihinde yaşanan su baskını, laboratuvarın ne kadar sorumluca yönetildiğini göstermektedir. Sistemin çalıştırılabilmesi için laboratuvar mekanında bıraktığım TÜBİTAK projesi kapsamında alınan bilgisayar vb. Cihazların akıbeti ise yazılı talebime karşın hala belirsizliğini korumaktadır

Son olarak belirtmek isterim ki **EK 16'**dan da görüleceği üzere, hiç bir kamu çalışanına (kaldı ki bir öğretim üyesine) “Dr. Ayşe Ulubay Sıddıki'den boşaltılan odaya taşınmanız” gibi aşağılayıcı ve küçük düşürücü ifade kullanılmamalıdır. Adı geçen şahıs, Fen Fakültesindeki tek TÜBİTAK kariyer geliştirme projesini alarak başarılı çalışmalarına devam ederken, görev süresi (kanaatimce haksız olarak ve durum yargıya intikal etmiş bulunmaktadır) uzatılmamış olan eşimdir. TÜBİTAK projesi durdurulmak zorunda kalınmış, burslu öğrencisinin bursu kesilmiş ve Üniversitemizin adı TÜBİTAK nezdinde lekelenmiştir. Bu durum dahi, yukarda dile getirmeye çalıştığım bilim yapma hakkımın psikolojik

baskılar ile elimden alınma gayretine işaret etmektedir.

Bu nedenlerden ötürü, TÜBİTAK yönetiminin ilgili sorumlular hakkında gereğini yapmasını saygılarımla arz ederim.

6. Dönem İçinde Proje Kapsamında Yapılan veya hazırlanan Yayımlar ve Toplantılarda Sunulan Bildiriler

Sıra	Çıktı türü	Yazarlar	Başlık	Yayın yeri	Durumu*
1	Makale	E. M. Kendirlik, S. Sırt, S. B. Kalkan, W. Dietsche, W. Wegscheider, S. Ludwig ve A. Sıddıki	Anomalous resistance overshoot in the integer quantum Hall effect	Nature Scientific Reports	Basıldı
2	Makale	A. Yıldız, D. Ekşi ve A. Sıddıki	Interaction reconstructed integer quantized Hall effect topological insulator	Journal of Japanese Physical Society	Basıldı
3	Makale	H. Atci ve A. Siddiki	Formation of Spin Droplet at v= 5/2 in an Asymmetric Quantum Dot under Hall Conditions	Physical Review B	Hakemde

* Hakem değerlendirmesinde, Yayınlanmaya kabul edildi, Yayınlandı

PROJE YÜRÜTÜCÜSÜNÜN ADI SOYADI	İMZASI	TARİH
Doç. Dr. Afif Sıddıki		07.10.2015

NOT: Raporun tüm sayfaları proje yürütücüsü tarafından paraflanacak, sadece son sayfa imzalanacaktır.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Doç. Dr. AFİF SIDDIKİ
Proje No:	112T264
Proje Başlığı:	İki Boyutlu Düşük Sıcaklık Topolojik Yalıtkanlarının Yüksek Manyetik Alanlarda Elektriksel Karakterizasyonu
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	36
Araştırmacılar:	
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	MİMAR SİNAN GÜZEL SANATLAR Ü. FEN-EDEBİYAT F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	01/11/2012 - 01/08/2016
Onaylanan Bütçe:	310880.0
Harcanan Bütçe:	210164.3
Öz:	In this work, the classical and the quantum capacitances are calculated for a Fabry-Pērot interferometer operating in the integer quantized Hall regime. We rst consider a rotationally symmetric electrostatic connement potential and obtain the widths and the spatial distribution of the insulating (incompressible) circular strips using a charge density prole stemming from self-consistent calculations. Modelling the electrical circuit of capacitors composed of metallic gates and incompressible/compressible strips, we investigate the conditions to observe Aharonov-Bohm (quantum mechanical phase dependent) and Coulomb Blockade (capacitive coupling dependent) eects re ected in conductance oscillations. In a last step, we solve the Schrodinger and the Poisson equations self-consistently in a numerical manner taking into account realistic experimental geometries. We nd that, describing the conductance oscillations either by Aharanov-Bohm or Coulomb Blockade strongly depends on sample properties also other than size, therefore, determining the origin of these oscillations requires further experimental and theoretical investigation
Anahtar Kelimeler:	Kuantum Hall etkisi, Aharonov-Bohm etkisi, Kapasitans
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır

TÜBİTAK