ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Sultan DEMİRDİŞ

VORTEKS MEKANİZMASININ SÜPERİLETKENLİĞE ETKİLERİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2008

ÖZ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

VORTEKS MEKANİZMASININ SÜPERİLETKENLİĞE ETKİLERİ

Sultan DEMİRDİŞ

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Prof.Dr.Kerim KIYMAÇ

Yıl: 2008, **Sayfa :** 126

Jüri: Prof.Dr. Kerim KIYMAÇ
Prof.Dr. Yüksel UFUKTEPE
Prof.Dr. Metin ÖZDEMİR
Yrd.Doç.Dr. Zerrin ESMERLİGİL
Dr. Ahmet EKİCİBİL

Bu çalışmanın amacı, süperiletkenlerde ve özellikle BSCCO süperiletkenlerde vortekslerin oluşum mekanizmasını ve etkilerini incelemektir. Bu amaçla önce çalışmada yapısında vorteks mekanizmasına yol açan durumların olduğu varsayılan süperiletken malzemelerin fiziksel ve magnetik özellikleri incelendi. Daha sonraki kısımlarda yüksek geçiş sıcaklıklı süperiletken bileşiklerde vorteks mekanizmasının oluşumu ve etkileri detaylı bir şekilde araştırıldı ve tartışıldı. Son olarak bazı teorik modellerle deneysel sonuçlar karşılaştırılarak vortekslerin fiziksel özellikler üzerindeki etkisi tartışıldı.

Anahtar Kelimeler: BSCCO süperiletkenler, Kritik Sıcaklık, Vorteks

ABSTRACT
MSc THESIS

EFFECTS OF VORTEX MECHANİSM ON SUPERCONDUCTİVİTY

Sultan DEMİRDİŞ

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF CUKUROVA

Supervisor : Prof.Dr. Kerim KIYMAÇ
Year : 2008, **Pages:** 126
Jury : Prof.Dr. Kerim KIYMAÇ
Prof.Dr. Yüksel UFUKTEPE
Prof. Dr. Metin ÖZDEMİR
Assist. Prof. Dr. Zerrin ESMERLİGİL
Dr. Ahmet EKİCİBİL

The purpose of this work is to investigate the occurence and effects of vortex mechanism in superconductors and in particular in BSCCO supercondcutors. For this, first of all physicial and magnetic properties of HT_c superconductors, havingstructural deficienties leading to vortices are investigated. After that, occuring of vortex mechanisms in HT_c superconductors are searched and dicussed thoroughly in detail in the remaining sections. Finally, by comparing some theoretical models with the experimental results effects of vortices on physical properties are discussed.

Key Words: BSCCO Superconductors, Critical Temperature, Vortex Mechanism.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans eğitimim süresince Süperiletkenlik konusunda teorik alt yapı oluşturmamda büyük katkıları olan ve her konuda desteğini gördüğüm sayın hocam danışmanım, Prof. Dr. Kerim KIYMAÇ'a teşekkürlerimi sunarım. Yine tez çalışmalarım sırasındaki yardımlarından dolayı Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE' ye ve Yüksek Lisans eğitimim boyunca bilgi ve deneyimlerini benimle paylaşan, ileri görüşlülüğü ile bana rehberlik eden ve her zaman bana güvenen, inanan ve destek olan değerli hocam ikinci danışmanım Dr. Ahmet EKİCİBİL'e teşekkürlerimi borç bilirim.

Büyük sabır ve azim gerektiren bu yolda benimle tüm zorluklara göğüs geren ve her zaman yanımda olan sevgili arkadaşım Selda KILIÇ'a teşekkür ederim.

Bu süreçte maddi ve manevi olarak daima bana destek olan, anlayış ve hoşgörüyle yaklaşan aileme, babam H. Mehmet DEMİRDİŞ'e, annem Saliha DEMİRDİŞ'e ve hayatımın tüm zor aşamalarında olduğu gibi beni bu süreçte de yalnız bırakmayan, en büyük destekçim olan sevgili abim Fizik Müh. O. Bahadır DEMİRDİŞ'e sonsuz teşekkürler.

İÇİNDEKİLER SAYFA

ÖZ……...……...I
ABSTRACT……..…II
TEŞEKKÜR…….…...III
İÇİNDEKİLER……..…….IV
ŞEKİLLER DİZİNİ……...…….....VII
1. GİRİŞ……...……...……...…1
1.1. Sıfır Direnç Özelliği.....…….6
1.2. Kritik Magnetik Alan (H_c)…….....8
1.3. SüperiletkenliğinTermodinamiği…..…….....9
1.4. Nüfuz Derinliği (λ)…….....….....12
1.5. Eş Uyum Uzunluğu (ξ) …….....……13
1.6. Ginzburg – Landau Parametresi.....14
1.7. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler 15
1.8. Akı Kuantumlanması 18
1.9. Süperiletkenlerde Akımın Taşınması.....19
1.10. Kritik Akım.....19
1.11. Tünelleme ve Josephson Olayı.....21
1.11.1. dc Josephson Olayı 22
1.11.2. ac Josephson Olayı.....23
1.12. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenliği.....23
1.12.1. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Akı Sabitlenmesi.....26
1.12.2. Özdirenç ve Magnetik Duygunluk.....27
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR……..……...29
3. MATERYAL ve METOD …….....…….41
3.1. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Kristal Yapıları ….....….41
3.1.1. La-Ba-Cu-O (LBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları ……..….....42
3.1.2. Y-Ba-Cu-O (YBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları.....43
3.1.3. Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları …..….....43
3.1.4. Tl-Ba-Ca-Cu-O (TBCCO) Sistemlerinin Kristal Yapıları.....45

3.1.5. Hg-Ba-Ca-Cu-O (HBCCO) Sistemlerinin Kristal Yapıları 46
3.2. Süperiletken Malzeme Hazırlama Teknikleri.....46
3.2.1. Katıhal Tepkime Yöntemi.....47
3.2.2. Eriyik Döküm Yöntemi.....48
3.2.3. Çökeltme Yöntemi.....49
4. BULGULAR ve TARTIŞMA……..……...50
4.1. Tanecik Yapılı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri..... 50
4.2. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Magnetik Özellikleri.....51
4.2.1. Girme Derinliği …….....…51
4.2.2. Eş Uyum Uzunluğu .....……..51
4.2.3. Süperiletken ve Normal Durumlar Arasındaki Yüzey Enerjisi.....52
4.3. I. Tip Süperiletkenler …….....……..53
4.3.1. Ara Durum.....53
4.4. II. Tip Süperiletkenler.....57
4.4.1. Karışık Durum.....57
4.5. Zayıf Bağlar.....58
4.6. Akı Dinamikleri.....60
4.7. Vorteks Mekanizması.....61
4.8. Ginzburg-Landau Tanımı.....64
4.9. Ginzburg-Landau Modeli.....67
4.10. Ortalama Alan Teorisi.....69
4.11. Isısal Dalgalanmalar.....74
4.11.1. Sıfır Dış Alan.....75
4.11.2. Sonlu Dış Alan.....76
4.12. Düzensizliğin Etkisi.....82
4.13. Süperiletkenlerde Histeresizler.....87
4.14 Abrikosov Girdapları 91
4.15. M-H Eğrisinin yorumlanması.....94
4.16. Pinning (Çivileme) Merkezleri.....95
4.17. Akı Tüplerinin Sürüklenmesi (Flux Creep).....97
4.18. BSCCO süperiletkenlerde magnetik akı sıçramaları..... 98

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER……...114
5.1 Sonuçlar.....114
5.2 Öneriler.....118
KAYNAKLAR…….……119
ÖZGEÇMİŞ……...….....126

ŞEKİLLER DİZİNİ **SAYFA**

Şekil 1.1 Normal bir metal olan gümüşün ve bir süperiletken olan kalayın (T_c=3.7^{o}K) ρ özdirençlerinin sıcaklıkla değişimleridir.....1

Şekil 1.2 Meissner olayı soldaki şekilde gösterilmektedir. Sağdaki şekil ise normal bir malzemenin magnetik alana yanıtını temsil etmektedir.....2

Şekil 1.3 Süperiletkenliğe geçişte kritik sıcaklığın belirlenmesi…..…….....……...7

Şekil 1.4 Süperiletken ve Süperiletken olmayan iki malzeme için direncin sıcaklıkla değişimi……...….....……...…..8

Şekil 1.5 Kritik H_c alanının sıcaklıkla değişimi ……....…..……...…9

Şekil 1.6 Bir süperiletkenin magnetik alanla serbest enerjisinin değişimi (Serway, 1998)…….....……..…….....…….....12

Şekil 1.7 Uygulanan magnetik alanın bir süperiletken içine girişi.....13

Şekil 1.8 Süperiletkenler uygulanan alana karşı göstermiş oldukları magnetik davranışlarından dolayı I. ve II. tip süperiletkenler olmak üzere iki grup altında incelenmektedir…….....…..…17

Şekil 1.9 Kritik yüzey faz diyagramı …….....…….....…..21

Şekil 1.10 İnce bir yalıtkan tabakayla ayrılmış iki süperiletkenin oluşturduğu eklem.....22

Şekil 1.11 $HoBa_2Cu_3O_7$ için magnetizasyon ve özdirenç eğrisi…….....28

Şekil 3.1 Perovskit kristal yapısı.....41

Şekil 3.2 (a) $Bi_2Sr_2CuO_6$ bileşiğinin kristal yapısı, (b) $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_8$ bileşiğinin kristal yapısı, (c) $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ bileşiğinin kristal yapısı.....44

Şekil 4.1 Kalay için girme derinliğinin sıcaklık ile değişim.....51

Şekil 4.2 I.tip bir süperiletkende n-s arayüzü .....……..53

Şekil 4.3 Bir elipsoid içinde ara durum.....55

Şekil 4.4 (a) iç alanın (b) ilgili etkin geçirgenliğin (c) akı yoğunluğunun (d) magnetizasyonun uygulanan alan ile değişimidir.....56

Şekil 4.5 II. tip süperiletkende n-s arayüzü.....57

Şekil 4.6 Bir plakadaki karışık durum .....….58

Şekil 4.7 II. tip bir süperiletkende (a) H_{c1} den biraz büyük uygulanan bir alanda karışık durum, (b) süper elektron yoğunluğu (c) akı yoğunluğunun numune içerisinde bir doğrultuda değişimi.....58
Şekil 4.8 Süperiletken ve normal durum ile ilgili çizilen faz diyagramı.....62
Şekil 4.9 II. tip süperiletkenlerin (T,H) düzleminde şematik gösterimi. Ortalama alan teorisinde vorteksler H_{c1}^{MF} ve H_{c2}^{MF} kritik alanları arasında Abrikosov vorteks örgüsünü oluştururlar. Isısal dalgalanmalardan dolayı vorteks örgüsü sadece erime alanları olan H_{m1} ve H_{m2} arasında katıdır ve bu çizgiler boyunca vorteks sıvısına doğru erimeye başlarlar.....78
Şekil 4.10 I. tip süperiletken için magnetizasyon davranışı.....88
Şekil 4.11 Hemen hemen çivileme içermeyen kanonik II.tip magnetizasyon davranışı. Akı çivilemesinden dolayı, magnetizasyonun dönüş yolu (H alanı H_{c2}'ye yükseltilip tekrar azaltıldığında) alttaki yoldan farklı olur....89
Şekil 4.12 Gerçeğe uygun II.tip çivileme içeren histeresiz. Çok büyük akı çivilemelerine sahip olan II. tip süperiletkenlerde J_c'nin büyük olmasına izin verirler. Bunlarda magnetizasyon diyagramındaki dönüş yolunun alttaki yoldan anlamlı ölçüde sapmasını sağlar. Tersinmezliğin başladığı alan H_{irr} hemen hemen H_{c2} ile aynıdır.....90
Şekil 4.13 Abrikosov örgü (Vorteksler).....91
Şekil 4.14 II.tip Süperiletkenlerde Vortekslerin Şematik Gösterimi.....92
Şekil 4.15 Vortekslerin MFM (Magnetic Force Microscopy) ile elde edilen görünümü.....92
Şekil 4.16 Vortekslere etkiyen kuvvet.....93
Şekil 4.17 Vorteks Tüpleri ve Akımın Oluşturduğu Vorteks hareketleri.....93
Şekil 4.18 II. tip süperiletkenler için karakteristik M-H eğrisi.....94
Şekil 4.19 M-H Eğrileri.....95
Şekil 4.20 Akı tüplerinin hareketi.....96
Şekil 4.21 Vortekslerin hareketi.....98

Şekil 4.22 $4.2\times2.2\times0.2mm^3$'te alınan magnetizasyon histeresiz eğrileridir. 1.9-6.5 ^oK sıcaklık aralığında tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunesi gösterilmiştir. c-ekseni dış magnetik alana paraleldir ve magnetik alan tarama hızı 0.3T/dak dır.....101

Şekil 4.23 4.2 ^oK sıcaklıkta akı sıçramasının dış alan tarama hızına karşı bağımlılığı gösterilmiştir. Ölçümler sıfır alandaki numuneyi soğuttuktan sonra alınmıştır ve tarama hızları sırasıyla 0.12, 0.21, 0.3, 0.6, 1.2T/dakdır. Numunenin c-ekseni dış alana paraleldir.....104

Şekil 4.24 4.2 ^oK 'de ve 2T magnetik alanda magnetik momentin durulması gösterilmiştir. Numune ilk önce sıfır magnetik alanda soğutulmuş daha sonra 0.3T/dak hızıyla alan 2T'ya kadar arttırılmıştır.....105

Şekil 4.25 B_{fj1} 'nin sıcaklığa bağlılığı (Şekil 4.22. deki verilere dayanılarak).....106

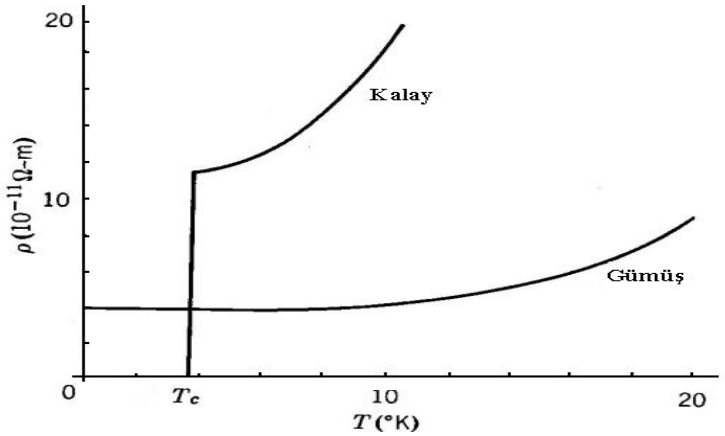
Şekil 4.26 (a) Sıfır dış alan için logaritmik ölçekte ab düzlemine paralel yönde kritik akım yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı. Veriler numuneni c-eksenine paralel uygulanan dış alanda yapılan magnetizasyon histeresiz ölçümlerine dayanılarak elde edilmiştir. (b) Normalize edilmiş T/g(T) skalasında aynı veridir,burada $g(T)=1-(T/T_c)^2$ ve $T_c=92\ ^oK$ dir. Noktalı çizgiler $J_c(T^*)=J_{c0}\exp(-T/T_0)$ formülüne uyumu gösterir.....106

Şekil 4.27 4.2 ^oK de B_{fj1} 'nin alan tarama hızına bağımlılığı gösterilmiştir. (Şekil 4.2. verilerine dayanılarak elde edilmiştir). Kalın çizgi deneysel verileri gösterirken noktalı çizgi teori ile uyumu gösterir.....108

Şekil 5.1 Magnetizasyonun uygulanan dış magnetik alana bağımlılığının deneysel verisi sembollerle gösterilendir ve kalın çizgi ise teorik hesaplama sonucu elde edilen veridir.....118

1. GİRİŞ

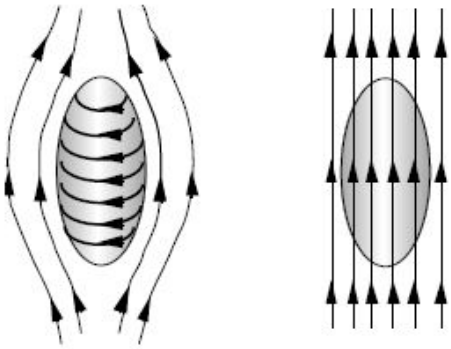
Bir katının elektriksel özdirencine birçok etkenin katkısı vardır. Elektronlar, kusursuz bir örgüye kıyasla, bir kristalde bulunan yapısal kusur veya kirlilik etkileşimlerinden dolayı saçılırlar. Ayrıca, normal modlardaki örgü iyonlarının katıda hareket eden ses dalgalarına benzer bir olayı meydana getiren titreşimleri vardır. Bu dalgalara fonon diyoruz. Sıcaklık arttıkça örgüde daha çok fonon oluşmaktadır. Bunun sonucunda da, iletim elektronlarını saçan ve daha fazla dirence sebep olan bir elektron-fonon etkileşmesi oluşur. Bu yüzden, sıcaklık azaldıkça katının elektriksel direnci azalmalıdır. Ancak, kristal kusurlarından dolayı mutlak sıfır civarında bile bir artık direnç beklenir. Bu nedenle, bazı katıların elektriksel direncinin yeterince düşük sıcaklıklarda tamamen yok olması, olağanüstü gibi görünmektedir. 1911'de Heike Kammerling Onnes katı civanın T_c kritik sıcaklık denilen belirli bir sıcaklığın altında soğutulduğunda elektriksel direncinin ölçülemeyecek kadar küçük bir değere düştüğünü buldu (Onnes, 1911). Sıcaklık T_c=4.2 ° K'nin altına düşerken, civa normal durumdan süperiletken bir duruma geçer. 1986 yılına kadar ancak 35^{o}K' den küçük kritik sıcaklıkların altında birçok element, bileşik ve alaşımın süperiletken oldukları keşfedilmiştir. 1986'dan sonra kritik sıcaklıları 90^{o}K ve üzerinde olan ve yüksek sıcaklık süperiletkenleri olarak adlandırılan seramik tipi bileşikler keşfedilmiştir.



Şekil 1.1. Normal bir metal olan gümüşün ve bir süperiletken olan kalayın (T_c=3.7^{o}K) ρ özdirençlerinin sıcaklıkla değişimleridir.

Şekil 1.1. Süperiletken olan kalay ve süperiletken olmayan gümüş için çok düşük sıcaklıklarda özdirencin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Bir süperiletkende akımlar, ölçülebilir bir azalma olmaksızın senelerce öyle kalabilir.

1933' de Meissner ve Oschenfeld süperiletken bir maddenin, bir magnetik alan etkisinde kritik sıcaklığının altındaki bir sıcaklığa soğutulursa, iç kısmındaki tüm magnetik akıyı dışarı attığını buldular (Meissner ve Ochsenfeld, 1933). Benzer şekilde olan, madde kritik sıcaklığının altına kadar soğutulduktan sonra uygulanırsa, magnetik akının süperiletkene girmediğini gördüler. Bu yüzden bir süperiletken tam bir diamagnet gibi davranır. Meissner olayının her ikisi de Şekil 1.2.'de gösterilmektedir. Lenz yasasına göre, magnetik akı bir devre içinde değiştiği zaman, devrede akıdaki değişime karşı koyacak yönde bir indüksiyon akımı meydana gelir.



Şekil 1.2. Meissner olayı soldaki şekilde gösterilmektedir. Sağdaki şekil ise normal bir malzemenin magnetik alana yanıtını temsil etmektedir.

Diamagnetik bir atomdaki yörüngesel elektronlar dönme hareketlerini, dıştan uygulanan magnetik alana karşı koyacak bir net magnetik moment oluşturmak üzere düzenlerler. Meissner olayını şu şekilde açıklayabiliriz; süperiletkene bir dış magnetik alan uygulandığı zaman hareketleri tıpkı bir atomdaki gibi engellenmemiş olan elektronlar, Cooper çiftleri hareketlerini uygulanan alana karşı koyan bir magnetik alan oluşturacak şekilde ayarlarlar ve süperiletken malzeme safsa yalnız yüzey akımları saf değilse normal bölgeleride çevreleyen girdap (vorteks) akımları oluştururlar. Bu durumda bütün Süperiletken eğer safsa tek bir diamagnetik atom

gibi davranır, yani uygulanan alana eşit ve zıt yönlü bir indüksiyon alanı oluştuğu için içerisindeki akı yok olur, işte bu Meissner olayıdır. Böylece, süperiletkenlerin iki ana özelliği, yani magnetik akının dışlanması ve akım akışına direncin bulunmayışı birbiriyle ilişkilidir. Dış magnetik alan uygulandığında akı dışlamasını sürdürmek için, kalıcı (dirençsiz) bir yüzey akımının olması zorunludur.

Eğer dış alan malzemeye ve sıcaklığa bağlı olan kritik H_c denilen belirli bir değerin üzerine artırılırsa, maddenin süperiletkenliğinin kalmadığı ve normal hale geldiği görülmektedir. Dış magnetik alan artarken buna bağlı olarak kritik sıcaklık, $H>H_c$ ($0^\circ K$) oluncaya kadar düşer. Bunu şöyle anlayabiliriz; T_c' nin altında bir sıcaklıkta bir magnetik alan uygulandığını varsayalım. Süperiletken, bu alanı Meissner olayı nedeniyle dışarı atacaktır. Magnetik alandaki enerji azalması, süperiletken akımı oluşturan elektronların artan enerjisi olarak ortaya çıkar. Dış magnetik alanın şiddeti artarken süperiletken tarafından kazanılmış enerji de artar. Alanın kritik H_c, değerinde süperiletken durumun enerjisi normal durumun enerjisinden daha fazla olur, böylece materyal normal hale gelir.

1950' de yapılan deneyler, aynı elementin farklı izotoplarından oluşmuş kristalin kritik sıcaklığının izotopik kütleye bağlı olduğunu açıkladığı zaman, süperiletkenlik olayında örgü titreşiminin oynadığı önemli rol kanıtlanmış oldu. M, katının ortalama izotopik kütlesi olup, $M^{1/2}T_c = \text{sabit}$ ile verilen bu bağımlılığa izotop etkisi denir. Bu bağıntı, örgü titreşimleri olmadığında ($M \to \infty$ olduğunda) kritik sıcaklığın sıfıra gideceğini (böylece süperiletkenlik yok) göstermektedir. Örgü titreşimlerinin önemi, süperiletkenlik olayından elektron-fonon etkileşmesinin sorumlu olduğu bir durumu önermektedir. Katının serbest parçacık modelinde, ihmal edilen bu elektron-fonon ve elektron-elektron etkileşmelerini artık bir tarafa bırakamayız. 1957'de Bardeen, Cooper ve Schrieffer, bu etkileşmeleri de içine alan BCS teorisi olarakta bilinen ayrıntılı bir mikroskopik teori ileri sürdüler (Barden, Cooper ve Schrieffer, 1957). BCS teorisinin öngörüleri deneysel sonuçlarla mükemmel bir uyum içindedir. Şimdi bu teorinin nitel bir modelini inceleyelim.

Örgüdeki bitişik iyonların yakınından geçen bir elektron bu iyonların, her birine momentum kazandıracak bir dizi Coulomb etkileşmeleri ile etkiyebilir.

Örgünün esnek özelliklerinden dolayı bu artırılmış pozitif yük yoğunluğu bölgesi, örgü içinde momentum taşıyan bir dalga gibi yayılacaktır. Yani, fononun taşıdığı momentum, momentumu azalan elektron tarafından sağlanır. Eğer daha sonra ikinci bir elektron hareket halindeki artmış pozitif yük yoğunluğu bölgesinden geçerse çekici bir Coulomb etkileşmesi görecek ve dolayısıyla hareket eden bölgenin taşıdığı bütün momentumu soğurabilecektir. Yani ikinci elektron birinci elektron tarafından sağlanan momentumu yutmak suretiyle fononla etkileşir. Net etki, iki elektronun birbirleriyle bir miktar momentum değiş tokuşu yapması ve böylece birbirleriyle etkileşmesidir. Her ne kadar etkileşme, fononu bir araç olarak içeren iki basamaklı bir olay ise de, kesinlikle iki elektron arasında bir etkileşmedir. Ayrıca bu, çekici bir etkileşmedir. Çünkü basamaklardan herhangi birinde görülen elektron; çekici Coulomb etkileşmelerine katılmıştır. BCS teorisi, fonon değiş tokuş dizisinden ileri gelen iki elektron arasındaki bu çekim kuvvetinin, belirli koşullarda, yüklerin aralarındaki doğrudan Coulomb etkileşmesinden (perdelenmiş) meydana gelen itme kuvvetini biraz aşabileceğini göstermektedir. O zaman elektronlar birbirlerine zayıfça bağlı kalacak ve Cooper çifti denilen çifti oluşturacaklardır. Süperiletkenlikten Cooper çiftlerinin sorumlu oldukları düşünülmektedir.

Cooper çiftleri zayıfça bağlı olduklarından sürekli parçalanırlar ve sonra genellikle farklı eşlerle olmak üzere yeniden oluşurlar. Yine zayıfça bağlı oldukları için sayıca fazladırlar. Bir çiftin iki elektronu arasındaki uzaklığın 10^4 ^{o}A mertebesine kadar olabileceği bilinmektedir. Bu yüzden çiftin elektronları tarafından tutulan bölgede çiftleşme olayına katılmak isteyen daha birçok elektron vardır. Eğer elektronlar böyle oluşturulabilirse, sistem son derece sıkı bağlı ve daha kararlı olacaktır. Uygulanan elektrik alan olmadığında sistem, her çiftin toplam lineer momentumunu sıfıra eşit tutarak bunu başarır. Çiftin oluşması tartışması, her çiftin toplam momentumunun sabit olduğunu göstermektedir. Çünkü iki elektron arasındaki fonon değiş tokuşu sonucu çiftin toplam momentumunun korunması gerekir. Eğer bütün çiftler aynı sabit toplam momentuma sahip olurlarsa, o zaman eski çiftlerin parçalanması ve yeni çiftlerin oluşması olayları haliyle engellenemeyecektir. Çünkü herhangi bir çift, fonon değiş tokuşuyla başka bir çiftle değiştirilebilecektir ve böylece maksimum sayıda çift ortaya çıkacaktır. Verdiğimiz

nitel arguman nedeniyle bu sonuç akla yatkındır. Çiftlerin hepsi aynı toplam momentuma sahip oldukları zaman çift oluşumunu betimleyen dalga fonksiyonları aynı fazda ve yapıcı bir şekilde birleşirler. Çift oluşumu için büyük bir olasılığa yol açtıklarını gösteren BCS teorisinin nicel hesaplarıyla bu durum, tamamen somut bir temele oturtulmaktadır. Uygulanan elektrik alan olmadığı zaman simetri özellikleri açıkça çiftin toplam momentumunun ortak değerinin sıfır olmasını zorunlu kılar. Her çiftin elektronunun böyle koşullarda neden eşit büyüklükte ama ters yönde lineer momentumlara sahip olmaları gerektiği görülür. Ayrıca, sistemin temel durumunun son derece düzenli olduğu da anlaşılır. Çünkü örgüdeki bütün çiftlerin kütle merkezlerinin hareketi tamamen aynıdır. Bu düzen, sadece çift tarafından tutulan bölgede değil, bütün örgüde sürmektedir. Çünkü çiftlerin sayısı çoktur ve bu yüzden çok sayıda üst üste gelme vardır. Düzenlilik üst üste gelen bitişik bölgelerden kaynaklanmaktadır.

BCS teorisine göre, mutlak sıfır sıcaklıkta bir Cooper çiftinin bağlanma enerjisi yaklaşık 3.5-4.6 k_BT' dir. Sıcaklık yükseldikçe bağlanma enerjisi azalır ve sıcaklık kritik T_c sıcaklığına eşit olduğunda sıfıra gider. T_c' nin üzerinde Cooper çifti bağlı değildir.

Süperiletkenliğin birçok önemli uygulamaları vardır. Alanları, mıknatıs sarımlarının içinde akan dirençsiz süper akımlardan doğan, süperiletken elektromıknatısların elektrik motorları ve jeneratörlerde kullanılması belirgin bir uygulamadır. Bu durumda küçük bir sorun ortaya çıkmaktadır; sarım tellerinde süperiletkenliğe karşı koyacak şekilde magnetik alanlar oluşur. Bu olumsuzluk boyutları bir magnetik alanın lokalize olmuş kanallar kümesindeki bir teli baştan başa kendi başına geçmesine izin verecek kadar küçük Cooper çiftlerine sahip olan II.tip süperiletken malzemeler kullanılarak giderilmiştir. Bu kanallar kendi süperiletkenliklerini yitirir ama bunların arasındaki kanallar yitirmezler. Süperiletkenliğin mekanizması açısından I. ve II. tip süperiletkenler arasında bir fark yoktur. Her iki tür de sıfır magnetik alanda süperiletken-normal geçişi sırasında benzer ısısal özellikler gösterirler. Ancak, Meissner etkisi tümüyle farklıdır. I.tip iyi bir süperiletken magnetik alanı tamamen dışarı atar ve süperiletkenlik yok olduğu anda ise magnetik alan tümüyle içeri girer. II. tip iyi bir süperiletkende magnetik alan

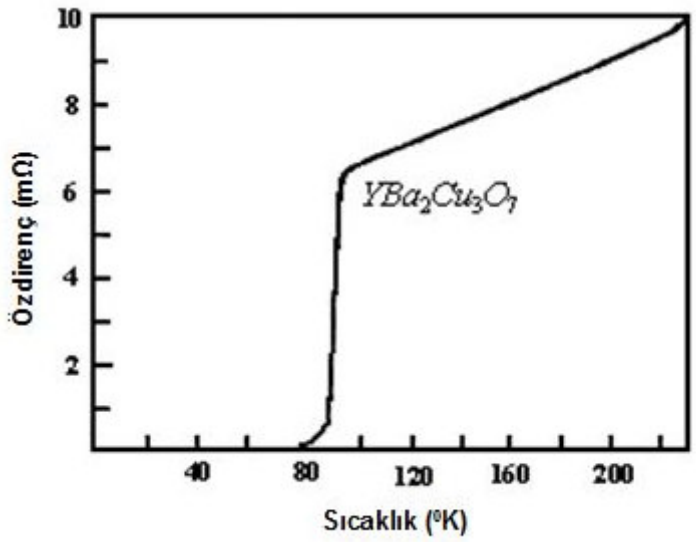
H_{c1} değerine kadar tümüyle dışarı atılır. H_{c1}'den yukarıda alan kısmen dışarı atılır ama ortam hala süperiletkendir. Daha yüksek bir H_{c2} değerinde akı tümüyle sistem içerisine girer ve süperiletkenlik yok olur.

1.1. Sıfır Direnç Özelliği

Yukarıda belirtildiği gibi süperiletken durumun belirlenmesinde kullanılan en temel özellik sıfır direnç özelliğidir. Süperiletkenlerin sıfır direnç durumu direncin sıcaklığa karşı ölçümü ile belirlenebilmektedir. Metallerde direnç, elektronların; fononlar, safsızlıklar ve kristal kusurlarından saçılmaları ile oluşmaktadır. Mükemmel saf metallerde direnç sadece sıcaklığa kuvvetli bağımlılık gösteren fononların elektronları saçmasından kaynaklanmaktadır. Bu nedenle saf metallerde sıcaklık 0^oK' e giderken dirençte sıfıra gidecektir. Ancak herhangi bir metalin daima safsızlıklara sahip olması nedeniyle elektronlar sıcaklıktan bağımsız olarak saçılacaklardır ve 0^oK' de dahi bir direnç göstereceklerdir. Süperiletken bir malzemeninde sıcaklığının düşmesiyle direnci önce sürekli olarak azalır fakat kritik sıcaklığa gelindiğinde direnç aniden sıfıra gider. Süperiletkenlik durumunda, doğru akım için elektriksel direnci sıfırdır yani süperiletken durumda akımda herhangi bir kayıp yoktur. Bundan dolayı süperiletken bir halkada akım çok uzun süre kayıpsız akabilir.

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri tanecikli yapıya sahip olduklarından sıfır direnç ancak bu tanecikler arasındaki bağlantı sağlandığı zaman geçerli olmaktadır. Öyleyse direnç numunenin tanelenmesine ve bu taneler arası bağlantıların kurulmasına bağlıdır denilebilir. Süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı, ΔT_c şeklinde bir sıcaklık aralığına sahiptir (Şekil 1.3.). Bu bakımdan ΔT_c, malzeme direncinin düşmeye başladığı sıcaklık ile direncin sıfır olduğu sıcaklık arasındaki farktır. Artan safsızlık miktarı ile genişleme gösteren ve geçiş bölgesi olarak adlandırılan bu bölge, kritik sıcaklığın belirlenmesini zorlaştırmaktadır. ΔT_c farkı süperiletken numunenin kalitesini tanımlar. Aralığın dar olması numunenin saf, kaliteli, homojen ve tek kristal yapıda olduğunu gösterirken; aralığın geniş olması ise numunenin saf

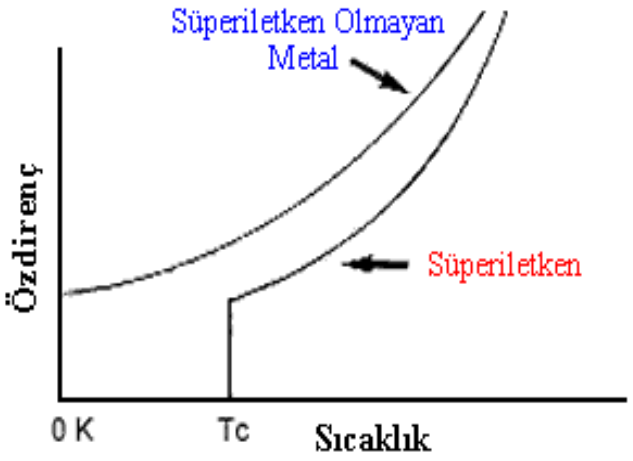
olmadığını gösterir. I. tip süperiletkenlerde bu aralık çok dar olmasına karşın II. tip süperiletkenlerde daha geniştir



Şekil 1.3. Süperiletkenliğe geçişte kritik sıcaklığın belirlenmesi

Direnç ve magnetik duygunluk ölçümlerinin birbirlerine göre üstün oldukları yönler bulunmaktadır. Direnç ölçümleri daha kolay olduğundan araştırmacılar tarafından tercih edilmektedir. Tanecikli yapılarda magnetik alan tanecikler arası bağlantıları koparabildiğinden genelde direnç ölçümleri duygunluk ölçümlerine göre daha yüksek kritik sıcaklıklar ve daha keskin geçişler göstermektedir. Buna karşın duygunluk ölçümleri süperiletken maddenin magnetik davranışını açıkladığı gibi magnetizasyonun termodinamik bir durum değişkeni olması sebebiyle, süperiletken durumun termodinamik davranışı hakkında bilgi verebilmektedir. Duygunluk ölçümleri aynı zamanda madde içerisindeki süperiletken fazın oranı hakkında da bilgi verebilmektedir. Ayrıca eğer numune gözenekli ise özdirenç ölçümlerinin tanecikler arasındaki problemler ve boşlukların varlığından dolayı istenilen şekilde yapılamadığı da unutulmamalıdır. İdeal bir homojen süperiletken maddede her iki ölçüm de aynı geçiş sıcaklığını verir.

Bir kısım element, alaşım ve bileşiklerin direnç ve magnetik ölçümlerindeki ani değişimlere karşılık gelen sıcaklık kritik sıcaklık olup süperiletkenlikle ilgili temel özelliklerden biridir. Süperiletken malzeme bu sıcaklık değerinin altına kadar soğutulduğunda malzemede direncin birdenbire sıfıra gittiği ve malzemenin tam bir diamagnet durumuna geçerek uygulanan magnetik alanı dışarladığı görülür (Şekil 1.4.). Bu nedenle kritik sıcaklık direnç ölçümlerinden veya magnetik duygunluk ölçümlerinden belirlenebilmektedir.



Şekil 1.4. Süperiletken ve Süperiletken olmayan iki malzeme için direncin sıcaklıkla değişimi.

Böylece, süperiletkenlerin iki ana özelliği, yani magnetik akının dışlanması ve akım akışına direncin bulunmayışı birbiriyle ilişkilidir. Dış magnetik alan uygulandığında akı dışlamasını sürdürmek için, kalıcı (dirençsiz) bir akımın olması zorunludur (Şekil 1.2.).

1.2. Kritik Magnetik Alan (H_c)

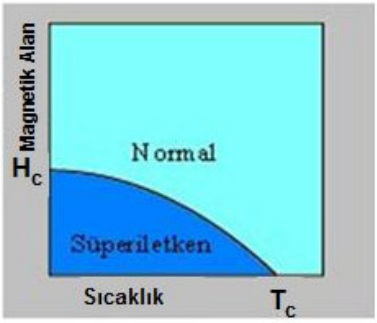
Süperiletken geçişleri en az kritik sıcaklık kadar belirleyen bir başka temel özellik de kritik magnetik alandır. Nasıl ki bir süperiletken kritik sıcaklığın üzerinde normal direnç, altında sıfır direnç gösteriyorsa bir süperiletken için kritik magnetik

alanda öyledir. Süperiletken durumda malzemeye dış bir magnetik alan uygulandığında, alanın belirli bir değerine kadar malzeme süperiletkenliğini korurken yeteri kadar güçlü bir magnetik alan süperiletkenliği yok edebilir ve normal direnç tekrar ortaya çıkabilir. Süperiletkenliği bozan ve sıcaklığın bir fonksiyonu olan bu alan kritik magnetik alan (H_c) olarak tanımlanır. Bir süperiletken için kritik alanın sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi Şekil 1.5.'te görülmektedir. Kritik magnetik alanının sıcaklık bağımlılığı

$$H_c = H_c(0)\,[1-(T/T_c)^2] \qquad \textbf{(1.1)}$$

ile verilmektedir.

Kritik magnetik alan sıcaklık kadar malzemenin cinsine de bağlıdır. Süperiletken malzemelerin teknolojinin her alanında ekonomik olarak uygulanabilmesi için öncelikle kritik sıcaklık ve alanı büyük değerlere taşımak gerekmektedir. Ancak teknolojik uygulamalar açısından daha sonra bahsedeceğimiz gibi kritik akım yoğunluğu daha büyük öneme sahiptir.



Şekil 1.5. Kritik H_c alanının sıcaklıkla değişimi

1.3. Süperiletkenliğin Termodinamiği

Serbest enerji belirli bir termodinamik durumun gerçeklenmesi için yapılan işe eşittir. Bir süperiletkenin sonsuzdan sürekli bir mıknatısın yakınındaki bir r

konumuna getirilmesi sırasında yapılan iş $-M.dH_a$ üzerinden alınan integrale eşittir ve bu aynı zamanda serbest enerjideki ΔF artışını verir. Bu artış süperiletken ve normal durum arasındaki serbest enerji farkı olur yani yapılan iş enerji farkına eşittir diyebiliriz. Bu sürecin termodinamik özdeşliği

$$dF = -M.dH_a \qquad \textbf{(1.2)}$$

şeklinde verilir. Bir süperiletkendeki M magnetizasyonunun $-(1/4\pi)H_a$ olduğu hatırlanırsa yukarıdaki özdeşlik

$$dF_S = (1/4\pi)H_a.dH_a \qquad \textbf{(1.3)}$$

şekline gelir. Sonuçta normal durum ile süperiletken durum arasındaki enerji farkı

$$F_n(0) - F_s(0) = H_a^{\,2} \,/\, 8\pi \qquad \textbf{(1.4)}$$

şeklinde ifade edilir.

Kritik sıcaklığın altındaki bir sıcaklıkta süperiletken malzemeye uygulanan magnetik alan belli bir değere kadar dışlanacaktır, bu durum bildiğimiz Meissner Olayıdır. Süperiletken malzemeler normal durumda zayıf magnetik olduklarından uygulanan magnetik alandaki magnetizasyonları ihmal edilebilir. Bu nedenle bir magnetik alanın uygulanması malzemenin süperiletken durumdaki serbest enerjisini yükseltmesine rağmen normal durumdaki serbest enerjisini yükseltemez. Eğer magnetik alanın şiddeti yeterince yükseltilirse (kritik alan ve üstündeki magnetik alan şiddetinde) malzemenin süperiletken fazının serbest enerjisi normal fazının serbest enerjisinin üstüne çıkacaktır. Bu durumda süperiletken kararsız hale gelecek ve normal durumuna geçecektir (Şekil 1.6.).

Meissner Olayı ile Serbest enerji birlikte düşünüldüğünde ortaya çıkan sonuçlardan bazıları şunlardır:

1) Süperiletken durum normal halden daha düzenlidir (süperiletken halin serbest enerjisi normal halin serbest enerjisinden daha küçüktür).

2) Bir katıdaki elektronların sadece küçük bir kesri süperiletkenliğe katkıda bulunur.

3) Faz geçişi ikinci mertebeden bir geçiştir, yani dış alan uygulanmadığında geçişte gizli bir ısı yoktur ve öz ısıda bir sıçrama görülür.

Gizli ısının varlığının araştırılabilmesi için entropinin bilinmesi gerekir. Entropi ifadesi;

$$dS = -dF/dT \qquad \textbf{(1.5)}$$

şeklinde verilir. Bu ifadede yer alan serbest enerji yerine daha önce bulduğumuz $dF = (1/4\pi)H_a.dH_a$ ifadesini yazarsak bir dış alanın uygulanması durumunda süperiletken ve normal durumlar arasındaki entropi farkını bulabiliriz. Böylelikle entropi farkı

$$S_n - S_s = -(H_c/4\pi).dH_c/dT \qquad \textbf{(1.6)}$$

şeklinde yazılmış olur ve buradan $T = T_c$ durumunda ($H_c = 0$ olacağı için) $S_n = S_s$ olduğundan geçişte bir gizli ısı olmadığı ispatlanmış olur.

Faz geçişinin ikinci mertebeden olduğunun bir diğer göstergesi olan öz ısıdaki sıçramadır, delili öz ısı ifadesinden çıkmaktadır. Öz ısı ifadesi

$$C = T(dS/dT) \qquad \textbf{(1.7)}$$

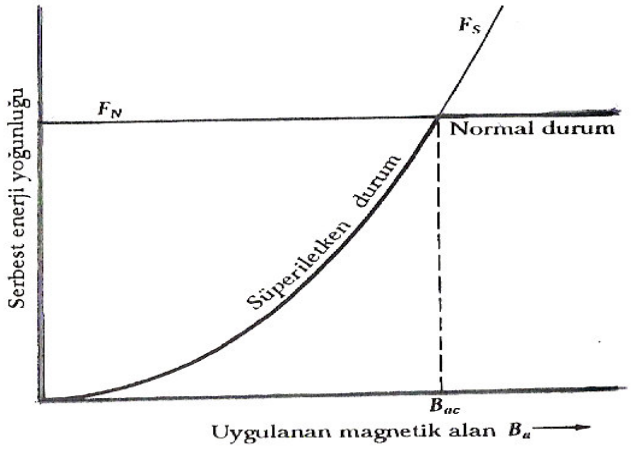
ile verilir. Yine aynı şekilde bu eşitlikte yer alan entropi ifadesi yerine yukarıda bulduğumuz entropi ifadesini yazarsak öz ısı ifadesi

$$C_n - C_s = -1/4\pi[T.H_c.d^2H_c/dT^2 + T.(dH_c/dT)^2] \qquad \textbf{(1.8)}$$

haline gelir ki $T = T_c$ durumunda ($H_c = 0$ olacağı için);

$$C_s - C_n = (1/4\pi).T.(dH_c/dT)^2 \qquad \textbf{(1.9)}$$

yazılabilir. Buda geçiş sıcaklığında bir süperiletkenin öz ısısındaki süreksizliği göstermektedir. Çünkü $T = T_c$ de $dH/dT = \infty$ dur.



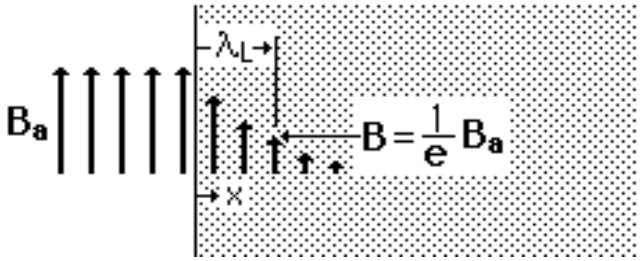
Şekil 1.6. Bir süperiletkenin magnetik alanla serbest enerjisinin değişimi (Serway, 1998)

1.4. Nüfuz Derinliği (λ)

Bilindiği gibi bir süperiletkenin mükemmel diamagnetikliği, içinden geçen magnetik akıyı sıfırlaması ile gerçekleşir. Bunu yapanda süperiletkenin yüzeyinden akan süper akımdır. Gerçekte bu akım tam da yüzeyden akmaz, aksine bu akım yüzeyden malzemeye nüfuz ederek sonlu kalınlıkta bir tabaka üzerine dağılır. Dolayısıyla uygulan magnetik alan hemen sınır yüzeyinde sıfıra düşmez ve perdeleme akımlarının içinden aktığı tabakanın kalınlığına eşit bir uzaklığa kadar azalarak devam eder ve sıfır olur. Uygulanan magnetik alanın numunenin yüzeyine paralel olduğu kabul edilirse, B_o; uygulanan magnetik alanın tam yüzeydeki değeri, x; numune yüzeyinden içe doğru uzaklık ve λ; nüfuz derinliği olmak üzere magnetik alan B derinlikle (uzaklıkla)

$$B(x) = B_o\, e^{(-x/\lambda)} \qquad \textbf{(1.10)}$$

şeklinde değişir. Bu formülden anlaşılacağı gibi magnetik alan malzemeye üstel olarak azalarak girer. Bu durum Şekil 1.7. de gösterilmiştir.



Şekil 1.7. Uygulanan magnetik alanın bir süperiletken içine girişi

Nüfuz derinliğinin değeri sabit değildir, sıcaklığa ve malzemenin cinsine bağlıdır. λ_o, 0 ^oK deki nüfuz derinliği olmak üzere nüfuz derinliği sıcaklıkla

$$\lambda(T) = \lambda_o[1-(T/T_c)^2]^{-1/2} \qquad \textbf{(1.11)}$$

bağıntısına göre değişmektedir. Nüfuz derinliği, düşük sıcaklıklarda hemen hemen sıcaklıktan bağımsız olup sıcaklık T_c'ye doğru yaklaştıkça sonsuza doğru ulaşacağı görülebilmektedir ve $T = T_c$ durumunda uygulanan magnetik alanın malzemeye kayıpsız olarak girebileceği anlamına gelir. Buda beklenen bir olgudur çünkü malzeme $T \geq T_c$ için normal duruma geçer.

1.5. Eş Uyum Uzunluğu (ξ)

Süperiletkenlikle ilgili önemli parametrelerden bir diğeri de eş uyum uzunluğu olarak bilinen ξ' dir. İlk olarak 1953 yılında Pippard tarafından ortaya atılan eş uyum uzunluğu ile ilgili birçok tanımlama vardır. Bunlardan bazıları şöyle sıralanabilir:

- Eş uyum uzunluğu, cooper çiftindeki elektronların bir arada bulunabileceği uzunluk olarak düşünülebilir.

- Eş uyum uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin yaratılabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünülebilir.

- Eş uyum uzunluğu, normal ve süperiletken fazlar arasındaki bir ara seviyenin minimum genişliğinin bir ölçüsüdür.

- Eş uyum uzunluğu bir metalin normal durumda elektronlarının ortalama serbest yolunun uzunluğunun bir ölçüsüdür. Ortalama serbest yolu büyük olan bir metalin süperiletken durumda eş uyum uzunluğu da büyük olabilmektedir. Öyleyse eş uyum uzunluğu metalin saf olup olmamasına bağlıdır. Metaldeki safsızlıklar ve kusurlar, normal durumda elektronların ortalama serbest yolunu azaltarak nüfuz derinliğini arttırırken eş uyum uzunluğunu azaltmaktadırlar (λ ve ξ ters orantılıdır). Süperiletken malzemenin eş uyum uzunluğu ne kadar büyükse malzeme o kadar iyi bir süperiletken olarak tanımlanır.

Eş uyum uzunluğu özellikle ikinci tip süperiletkenlerin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir. Çünkü Ginzburg-Landau Parametresi $\kappa = \lambda/\xi$ oranındaki artış ikinci tip süperiletkenliği öne çıkarırken azalış birinci tip bir süperiletkenliğe neden olmaktadır. Öyleyse birinci tip süperiletkene safsızlıklar katılarak (λ yı büyüterek) kritik sıcaklıkta önemli bir değişiklik olmadan ikinci tip süperiletkene dönüştürülebilir.

1.6. Ginzburg – Landau Parametresi

İlk süperiletkenlik teorisini ortaya atan Ginzburg ve Landau' nun bazı varsayımlara dayandırdıkları bu teori sıfır magnetik alanda faz geçişini doğru olarak tanımlamıştır. Ginzburg ve Landau, sıcaklığa bağımlı nüfuz derinliği λ' nın yanı sıra yine sıcaklığa bağımlı ξ' yi teorik olarak elde etmişlerdir. Ginzburg – Landau Parametresi olarak bilinen κ bu iki uzunluğun oranıdır.

$$\kappa = \lambda / \xi \qquad \textbf{(1.12)}$$

κ değerinin birden büyük veya birden küçük olması malzemenin süperiletkenlik tipinin belirlenmesinde önemli bir rol oynamaktadır. Bu durum şu şekilde

açıklanabilir: ara durumda normal ve süperiletken bölgeler arasındaki sınırda geçiş aniden olmaz. Akı, süperiletken yüzeyden bir miktar, 'nüfuz derinliği kadar' girebilmektedir ve bu sınırda $\kappa<<1$ durumu pozitif yüzey enerjisine, bu pozitif yüzey enerjisi de I. tip süperiletkenliğe yol açarken, $\kappa>>1$ durumu negatif yüzey enerjisine ve dolayısıyla II. tip süperiletkenliğe yol açar. Ara yüzey enerjisi süperiletken durumun hacmine ilişkin ekstra enerji olarak tanımlanabilir. Pozitiften negatife geçişin $\kappa=1/2$ değerinde olduğu orijinal Ginzburg – Landau makalesinde gösterilmiştir. Ginzburg – Landau parametresindeki $\kappa>>1/2$ için negatif yüzey enerjisi durumunun anlaşılması ve değerlendirilmesi Abrikosov tarafından yapılmıştır.

Gerçekte süperiletken olan malzemede negatif yüzey enerjisi, tek bir akı kuantumunun ince bir tüp halinde malzemeyi delip geçinciye kadar yarılmasına ve bu bölgelerin normal duruma geçip akı taşımasına sebep olur. Bu olay II. tip süperiletkenlik olarak bilinir.

1.7. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler

Süperiletken malzemeler uygulanan magnetik alandaki davranışlarına göre iki sınıfa ayrılırlar (Şekil 1.8.). Saf metaller genellikle I. tip süperiletken özellik gösterirken, alaşımlar ve geçiş metalleri II. tip süperiletken özellik gösterirler. I. tip ve II. tip metalik süperiletkenlerdeki süperiletkenlik mekanizmasında farklılık yoktur. Her ikisi de sıfır magnetik alanda süperiletken-normal geçişinde benzer özelliklere sahiptir. Fakat Meissner etkisi tamamen farklıdır. I. tip süperiletkenlerde magnetik alanın dışlanması indüksiyon ile oluşan yüzey akımlarından kaynaklanmaktadır. Bu süperiletkenler uygulanan magnetik alanı dışarıda tutar, ancak kritik magnetik alan değerinde magnetik alanın tümü içeriye girer ve malzeme normal hale geçer. Yine benzer şekilde I. tip süperiletkenlerde kritik magnetik alan değerine kadar mıknatıslık negatif yönde hemen hemen lineer olarak artar, ancak kritik magnetik alan değerinde keskin bir şekilde düşerek ölçülemeyecek kadar küçük değerlere gider ve neredeyse sıfır olur.

I. tip süperiletkenlerle normal-süperiletken geçişler keskindir ve ayrıca I. tip süperiletkenlerin kritik magnetik alan değerleri H_c çok düşük olduğundan süperiletken mıknatıs yapımında kullanışlı değillerdir.

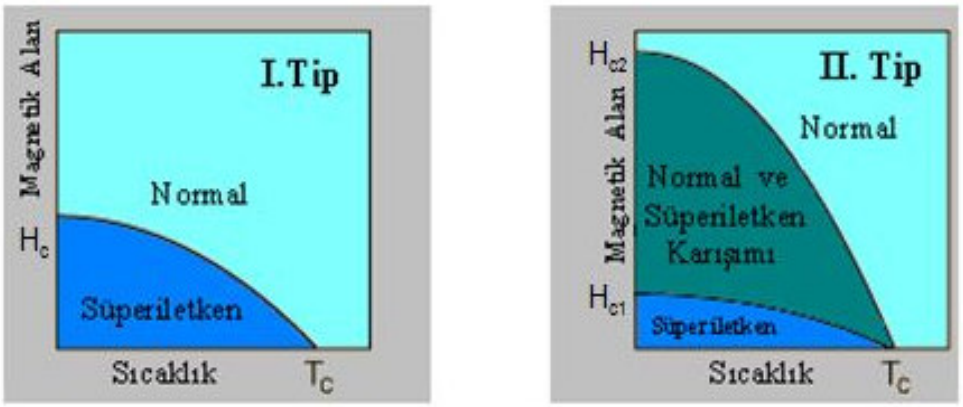
II. tip süperiletkenler H_{c1} kritik magnetik alan değerine kadar I. tip süperiletkenlerin özelliğini gösterirler yani H_{c1} değerine kadar alanı dışarıda tutar ve negatif yönde mıknatıslanırlar (Meissner durumu). Bu kritik magnetik alan değerine alt kritik magnetik alan denir. Bu değerin üstünde uygulanan alanlarda alanın bir kısmı dışlanmakta ve bir kısmı da malzemeye nüfuz edebilmektedir ve bu durumda dahi malzeme süperiletkenliğini sürdürmeye devam etmektedir. Ancak magnetik alan H_{c2} olarak ifade edilen üst kritik magnetik alan değerine ulaştığında alan tümüyle malzemeye girer ve süperiletkenlik yok olur. II. tip süperiletkenler düşük H_{c1} ve yüksek H_{c2} değerlerine sahiplerdir.

H_{c1} ile H_{c2} değerleri arasında uygulanan alanlarda ise, madde 'karışık durumda' olarak tanımlanmıştır. Bu durumda magnetik alan süperiletken malzemeye akı çizgileri ve akı tüpleri şeklinde girer. Süperiletken bölgeler tarafından sarılmış çok sayıdaki küçük silindirik normal bölgeler formundaki bu akı çizgileri vorteks olarak adlandırılır. Magnetik alanın artışı ile vorteksler sayıca artar ve bu artışla beraber vorteksler birleşip büyüyerek malzemeyi normal hale geçirirler. Karışık durumda malzeme süperiletken-normal-süperiletken-normal bölgeler şeklinde yapılaşmakta ve magnetik alan normal bölgelere tamamen, süperiletken bölgeler içerisinde ise belirli bir derinliğe (λ) kadar azalan şiddette girebilmektedir. Normal ve süperiletken bölgeler arasında kimyasal ve kristaloğrafik açıdan bir fark bulunmamaktadır. Ana eksen boyunca akı çizgileri uygulanan alana paraleldir ve bu magnetik alan vorteksler etrafında bir dolanım akımı oluşturur. Bu akım dolanımı normal durumu süperiletken durumdan ayırır. Ancak bu akım bilinen geçiş akımı olmayıp ideal diamagnetizmaya neden olan I. tip süperiletkenlerdeki perdeleme akımlarıdır. Vortekslerin etrafındaki akım dolanımı her bir vorteksin ince bir magnet gibi davranmasına yol açar ve böylelikle II. tip süperiletkenlerden bir akım geçirildiğinde bu akımın etkisiyle vortekslere Lorentz kuvveti etkiyecek ve vorteksler bu kuvvetin etkisi ile hareket edeceklerdir. Vortekslerin bu hareketi

devreden enerji çeken ve dolayısıyla direnç etkisi yapan akıma paralel bir elektrik alan indükleyecektir.

I. ve II. tip süperiletkenler arasındaki önemli bir farklılıkta, normal durumda iletim elektronlarının ortalama serbest yollarının farklı olmasıdır. Çünkü ortalama serbest yolun büyüklüğü süperiletken tipinin belirlenmesinde kullanılan nüfuz derinliği ve eş uyum uzunluğunu belirlemektedir. I. tip süperiletkenler için koherans uzunluğu sızma derinliğinden büyüktür ki bu durum süperiletken-normal geçişte pozitif ara yüzey enerjisine neden olur. II. tip süperiletkenlerde ise durum I. tip süperiletkenlerinkinin tam tersi şeklinde olup, sızma derinliği koherans uzunluğundan daha büyüktür ve bu durum süperiletkende girdaplara ve süperiletken-normal geçişinde negatif ara yüzey enerjisine neden olur.

Yüksek kritik magnetik alan değerine sahip olduklarından dolayı II. tip süperiletkenler mıknatıs yapımında kullanılmaktadır ve bu nedenle teknolojik uygulamalarda önemli bir yere sahiptir.



Şekil 1.8. Süperiletkenler uygulanan alana karşı göstermiş oldukları magnetik davranışlarından dolayı I. ve II. tip süperiletkenler olmak üzere iki grup altında incelenmektedir.

1.8. Akı Kuantumlanması

Akı kuantumlanması 1950 yılında Fritz London tarafından öngörülmüştür. 1950'li yıllara kadar kuantumlanmanın sadece mikroskobik olduğu düşünülürken London süperiletkenliğin temelde bir kuantum olayı olduğunu göz önüne alarak kuantumlanmanın makroskobik olduğu varsayımını getirmiştir. Kuantumlanmanın makroskobik ölçekte olduğunun varsayımını veya beklentisini bir süperiletkendeki elektron sisteminin ileri düzeyde korelâsyonlu oluşu getirmiştir. Çünkü süperiletkendeki her elektron çiftinin hareketi diğerlerinin hareketine bağlanmıştır. Metal bir halkada kalıcı bir süperiletken akımın dolaştığını düşünelim, bu akımın davranışı bir atomun orbitalindeki bir elektronun hareketine benzemektedir. Kuantum teorisine göre böyle bir elektronun durumunu tanımlayan nicelikler kesikli değerler alır (kuantum kümesi n, l, m). Atomda doğrudan gözlemleyemediğimiz bu mikroskobik kuantumlanma olayı ile karşılaşırken süperiletkenlerde makroskobik bir nicelik olan elektrik akımının kuantumlandığını görmekteyiz. Böylece süperiletken bir halkadaki akımın sürekli değerler almayacağı yani kesikli olduğu gösterilmiştir.

Elektrik akımı gibi magnetik akı da kesikli değerler alabilmektedir. Sonuçta süperiletken halkadan geçen magnetik akı $\Phi = B.A$ kuantumlanmıştır. Yani, Φ_o temel akı kuantumu ve n tamsayı olmak üzere halkadan geçen magnetik akı

$$\Phi = n\Phi_o \qquad \textbf{(1.13)}$$

olmaktadır. $\Phi_o = hc/2e$ olarak bulunmuştur ve London Φ_o' a fluksoid adını vermiştir. London' ın yaptığı çalışmalar sırasında süperiletkenlik teorisi henüz ortaya çıkmadığı yani elektron çiftlenmesi bilinmediği için yukarıda ki Φ_o değerinin iki katı büyüklüğünde bir değer elde etmişti ($\Phi_o = hc/e$).

1.9. Süperiletkenlerde Akımın Taşınması

Metallerde akım iletim elektronları tarafından taşınırken süperiletkenlerde cooper çiftleri tarafından taşınmaktadır. Metallerde akım taşınırken iletim elektronları dirençle karşılaşır. Direnç, iletim elektronlarının saçılmaları sonucu momentumlarının değişimi ile oluşur. Süperiletkenlerde ise direnç sıfırdır. Cooper çiftindeki iki elektron birbirlerini saçılmaya uğratırlar ancak bu saçılmada tek tek elektronların momentumları değişse de çiftin toplam momentumu sabit kalır.

Süperiletkendeki çiftleri oluşturan elektronlar birbirlerini sürekli olarak saçılmaya uğratmalarına rağmen çiftin toplam momentumu değişmediği için bir direnç oluşmaz ve böylece akımda bir kayıp olmayacağı için akım değişmez. Akımın değişmesi için çiftin toplam momentumunun değişmesi gerekir. Çiftin toplam momentumunu değiştirmek (direnç oluşturmak) için çifte dışarıdan bir enerji verilmelidir. Bu enerji cooper çiftindeki elektronların ayrışması için gerekli olan enerjidir. Bu enerjiyi elektron çiftine veren bir akım yoğunluğu vardır, bu akım yoğunluğuna kritik akım yoğunluğu denir. Kritik akım yoğunluğunun değeri üzerindeki akım yoğunluklarında cooper çiftleri parçacıklara ayrılır ve bu parçacıklar normal elektron gibi davranırlar; uyarılabilirler, saçılabilirler ve akım taşıyabilirlerse direnç oluşturabilirler.

Süperiletkenlikten sorumlu olan cooper çiftleri kritik sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda oluşur üstündeki sıcaklıklarda ise ayrışarak dirence neden olur.

1.10. Kritik Akım

Kritik akım, bir süperiletkende akımın bir dirençle karşılaştığı andaki büyüklüğü olarak tanımlanır. İlk olarak direnç yüzeyin herhangi bir kısmında toplam magnetik alan değeri kritik magnetik alan değeri H_c' ye eriştiğinde görülür. Ancak cisimlerin geometrik şekilleri (demagnetizasyon faktörü) nedeniyle magnetik alan tüm yüzeylere aynı oranda etkimeyebilmektedir. Örneğin, magnetik alandaki bir kürenin ekvator çevresi magnetik akı çizgilerinin yoğunluğu nedeniyle kritik magnetik alan Hc değerine daha çabuk ulaşarak ekvator çevresini normal hale geçirir

ve diğer bölgeler süperiletken olmaya devam eder. Ancak bu durum II. tip süperiletkenlerdeki süperiletken-normal durum geçişleri ile karıştırılmamalıdır.

Kritik akım yoğunluğunu incelemek için silindirik yapıda, r yarıçaplı yeterince ince ($r = \lambda$) süperiletken bir tel düşünelim. Bu telden I akımı geçirilirse Amper Yasasına;

$$\oint B.d\ell = \mu_o.I \qquad \textbf{(1.14)}$$

göre süperiletken teli çevreleyen bir **B** alanı oluşur. Bu eşitlikten $B.2\pi r = \mu_o.I$ eşitliği elde edilir ve B değeri kritik H_c değerine ulaştığında teldeki akımda kritik değerine ulaşır, çünkü kritik akım süperiletkende kritik magnetik alan oluşturan akımdan büyük olamaz. Şekil 1.9. Kritik akım yoğunluğunun magnetik alan ve sıcaklıkla değişimini gösteren kritik faz diyagramını göstermektedir. Kritik akım durumunda tel süperiletken olma özelliğini tamamen kaybeder bu durumda kritik akım

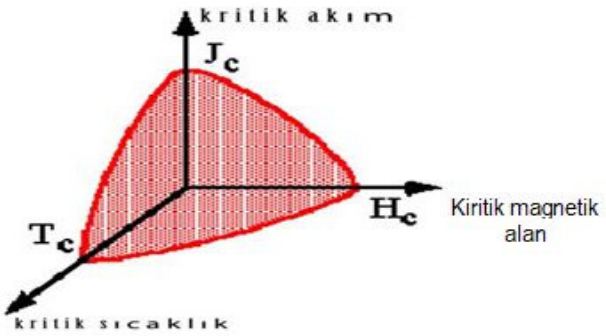
$$I_c = 2\pi r B_c/\mu_o \qquad \textbf{(1.15)}$$

ve kritik akım yoğunluğu da

$$J_c = 2B_c/\mu_o r \qquad \textbf{(1.16)}$$

şeklinde ifade edilir.

II. tip süperiletkenlerin keşfine kadar ki süreçte I. tip süperiletkenler yüksek akımlar taşıyamadıkları için pratikte kullanılmamışlardır. II. tip süperiletkenlerin keşfi ile I. tip ve II. tip süperiletkenlerin taşıyabildikleri akım değerleri arasında büyük fark görülmüş böylece hem II. tip süperiletkenler üzerine çalışmalar yoğunlaşmış hem de endüstride yaygın olarak kullanılmaya başlanmışlardır.



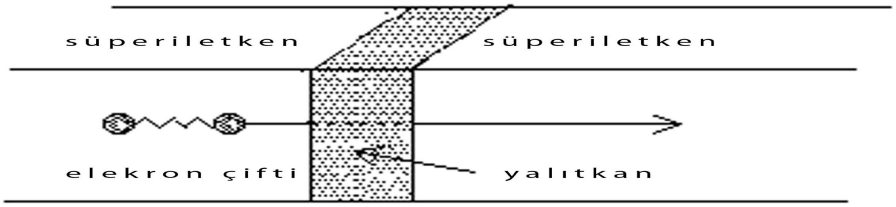
Şekil 1.9. Kritik yüzey faz diyagramı

1.11. Tünelleme ve Josephson Olayı

1960 yılında, elektronların iki süperiletkeni ayıran çok ince yalıtkan bir filmden tünelleme yoluyla geçerek oluşturdukları akımın incelenmesiyle süperiletken bir metaldeki enerji aralığının deneysel olarak doğrudan ölçülmesi sağlanmıştır (Şekil 1.10.). Tünelleme sırasında enerji korunmalı yani sistemin tüm enerjisi tünelleme öncesi ve sonrası aynı olmalıdır. Ayrıca elektronların tünelleme yapacakları boş parçacık durumları bulunmalıdır aksi takdirde tünelleme gerçekleşmez. Tünelleme için gerekli bir diğer şartta metaller arasındaki mesafenin çok büyük olmamasıdır, süperiletken için bu mesafe eş uyum uzunluğu mertebesinde olmalıdır.

Normalde, elektron çiftlerinin (cooper çiftleri) tünelleme olasılığının tek bir elektronun tünelleme olasılığından daha düşük olması beklenmektedir. Ancak deneysel sonuçlar tünelleme olasılığının cooper çiftleri ve tek parçacıklar için aynı olduğunu göstermiştir.

1962 yılında Brian Josephson farklı iki süperiletkenden yapılan bir eklemde dışarıdan voltaj uygulamaksızın bir doğru akım geçebileceği dc Josephson Olayını ve daha sonra ekleme dışarıdan bir voltaj uygulandığında eklemden bir alternatif akım geçebileceği ac Josephson Olayını teorik olarak öngörmüştür. Bu iki olayı incelemeye çalışalım:



Şekil 1.10. İnce bir yalıtkan tabakayla ayrılmış iki süperiletkenin oluşturduğu eklem

1.11.1. dc Josephson Olayı :

Uygun koşullarda iki süperiletken arasına konmuş çok ince yalıtkan tabakalı bir eklemi düşünelim. Bir süperiletken içindeki bütün elektron çiftleri aynı faza sahip olduğundan özdeş iki süperiletkene dışarıdan bir voltaj uygulanmadığı ve sıcaklığın mutlak sıfırın üzerinde olduğu durumlarda iki yöne tünelleme yapmaları olası eşit olduğundan net bir akım gözlenmez. Buna karşın eğer iki farklı süperiletken ile bir eklem oluşturulursa bir voltaj uygulanamasa da eklemeden akım geçecektir. Bu eklemde elektronlar çiftler halinde tünelleme yaparlar ve engeli geçtikten sonra da momentum çiftlenimlerini korurlar. Bu şekilde bir voltaj farkı olmadan geçen akıma Josephson akımı denir ve bu akım, eklemi oluşturan süperiletken tabakalardaki elektronların dalga fonksiyonlarının faz farkı $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ ile belirlenir. Akımı sağlayan aslında iki taraftaki elektron çiftlerinin bu faz farkıdır. Akım yoğunluğu ise; J_o, maksimum akım yoğunluğu ve Φ, faz farkı olmak üzere

$$J = J_o \sin\Phi \qquad \textbf{(1.17)}$$

ile verilir. Bu dc Josephson Olayı olup Josephson' un teorik önerisinden kısa bir süre sonra 1963' te Anderson ve Rowell tarafından gözlenmiştir.

1.11.2. ac Josephson Olayı

ac Josephson Olayı teorik öngörüsünden sonra 1965 yılında gözlenebilmiştir. Farklı süperiletkenlerden oluşturulan ekleme dc voltaj (doğru akım voltajı) uygulandığında herhangi bir ac devresi gibi deneysel olarak tespit edilebilecek elektromagnetik dalga yayar. Ekleme sabit V voltajı uygulandığında elektron çiftleri yalıtkan tabakayı geçecek ve 2eV değerinde bir enerji kazanacaktır. Normal bir metalde bu enerji direnci yenmek için kullanılırken süperiletkende akım geçişinde hiç enerji harcanmadığından elektron çiftinin kazandığı bu enerji w=2eV/ħ frekansında bir ışık kuantumu olarak yayınlanacaktır. Bu yayınlanma yukarıda bahsettiğimiz gibi deneysel olarak gözlenebilmektedir. Buradaki akım yoğunluğu ise

$$J = J_o \sin[\Phi - wt] \qquad (1.18)$$

şeklinde verilir.

Hacimsel süperiletkenler basitçe tane sınırları ile birbirlerinden ayrılmış kristallerden oluşmuştur. Kristal-tane sınır eklemi Josephson eklemine benzerdir ve akım bu şekilde akar. Bu eklemin akım yoğunluğunun eşik değeri hacim materyallerindeki J_c ye karşılık gelir ki bu değer aynı süperiletken materyalin tek kristalinin J_c değerinden çok küçüktür.

1.12. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenliği

1986 yılından önce ve sonra keşfedilen Cu-O düzlemi içermeyen bütün süperiletkenler geleneksel (bilinen) veya düşük sıcaklık süperiletkenleri olarak adlandırılır ve yüksek sıcaklık süperiletkenliği deyimi T_c değerine bakılmaksızın günümüzde sadece Cu-O düzlemi içeren tabakalı yapıya sahip süperiletkenler için kullanılmaktadır. 1986 yılına kadar yapılan süperiletkenlik çalışmalarında kritik

sıcaklığın 30 ^{0}K civarında olduğu bulunmuştur. Ancak 1986 yılından itibaren ard arda bulunan La-Ba-Cu-O, Y-Ba-Cu-O, Bi-Sr-Ca-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O ve Hg-Ba-Ca-Cu-O sistemleri ile bilinen en yüksek kritik sıcaklık, günümüzde Hg-tabanlı süperiletken sistem için 166 ^{0}K' e kadar yükseltilmiştir. Bu yüksek sıcaklık süperiletken sistemlerinden görüldüğü gibi yüksek T_c li malzemelerin hemen hepsi bakır-oksit tabakası içermektedir. Tüm bakır-oksit tabakalara ait çok önemli bir gözlemde bulunmak mümkündür. Bu bileşiklerdeki bakır-oksit tabakalarının sayısı ile kritik sıcaklık arasında doğrudan bir ilişki olduğu görülmektedir. Bakır-oksit tabakalarının, yapı periyodik olarak kendini tekrarlayıncaya kadar eklenmesi T_c' yi artırır. CuO ve CuO_2 tabakalarındaki bakırın değerliğinin ve kimyasal bağ doğrultusunun rolü araştırılmaktadır. Buna göre, bu karmaşık oksitlere fazladan bakır-oksijen tabakası eklenmesinin, kritik sıcaklığı daha yüksek değerlere çıkarması beklenebilir. Bu sonuçlardan yola çıkan bazı araştırmacılar, T_c için 200 ^{0}K nin üzerindeki değerlere erişilebileceği beklentisi içerisindedirler.

Süperakımların maksimum değerlerinin, bakır-oksit düzlemlerinde yüksek ve bu düzlemlere dik doğrultuda çok düşük olduğu gerçeği kesin olarak bilinmektedir. Gerçekten de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ince filmlerindeki bakır-oksijen düzleminde 10^{10} A/m^2, lik kritik akım yoğunlukları literatürde yayınlanmıştır. c-doğrultusundaki akım yoğunlukları çok daha düşüktür. Bu aslında akımın iki boyutlu olması anlamına gelmektedir. Maalesef, sınır etkileri gibi faktörler yüzünden, hacimli (bulk) seramiklerde akım yoğunluğu çok daha düşüktür. Örneğin çok kristalli yapıdaki $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ örneklerinde kritik akım yoğunluğu 10^5-10^7 A/m^2 arasındadır. Pek çok uygulama için bu değerlerin çok düşük olduğu görülmüştür. Bu malzemelerde içinde akımın çok iyi aktığı tanecikler ve bu tanecik ara yüzeylerinde yalıtkan gibi davranan safsızlıklar mevcuttur akım hem taneciklerden, hem de tanecikleri ayıran sınırlardan geçmek zorundadır. Bundan dolayı tanecikler arası akım sadece zayıf bağ davranışı olarak bilinen Josephson olayı ile geçer. Pek çok bilim adamı, bu malzemelerdeki kritik akımı bu etkilerin sınırladığına inanmaktadır.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde eş uyum uzunluğu nüfuz derinliğinden çok küçük olduğundan bu materyallerin hemen hepsi II. tip süperiletkenlerdir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin alt kritik magnetik alan H_{c1} değeri düşük, üst

kritik magnetik alan H_{c2} değeri çok yüksektir; böylelikle magnetik vortekslerin sabitlenmesi zayıflamakta ve bu durum kritik akım I_c' yi azaltmaktadır. Yeni oksit süperiletkenlerde fluksoidler için enerji bariyer büyüklüğünün konvansiyonel süperiletkenlerden daha küçük olduğu ve küçük eş uyum uzunluğunun küçük enerji bariyerine neden olduğu belirlenmiştir (Yeshurun ve Malozemo). Hemen hemen tamamı izotropik olan düşük sıcaklık süperiletkenlerinin aksine, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde yüksek uzaysal anizotropi görülmektedir. Anizotropi; kritik alan, kritik akım yoğunluğu, magnetik alanın girme derinliği ve direnç ölçümlerinde kendisini göstermektedir. Bi-tabanlı bileşikler La ve Y tabanlı bileşiklerden daha anizotropiktir, Tl bileşikleri ise muhtemelen hepsinden daha anizotropiktir. Anizotropi, yüksek sıcaklık süperiletkenliği için esas olduğu varsayılan tabakalı kristal yapıdan kaynaklanmaktadır. Yüksek kritik sıcaklıklı yeni materyaller yapmak için araştırmacılar yüksek sıcaklık süperiletkenlerine çeşitli nadir element iyonları katkıladılar. Bu değişimlerin bazıları T_c yi arttırmasına rağmen bazılarının azalttığı bulunmuştur. Düşük sıcaklık süperiletkenleri ile yüksek sıcaklık süperiletkenleri arasındaki önemli bir farklılıkda yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin homojen olmamalarıdır. Süperiletken materyaller için serbest gözenek, yüksek yoğunluk, tanecikler arası güçlü bağlantı ve şekillendirilebilir homojen yapı gibi özellikler önemlidir.

Bu yeni bakır oksitli süperiletkenlerin sıfır direnç ve diamagnetizma gibi, süperiletkenlerin iki belirgin özelliğine sahip oldukları gerçeği de iyice yerleşmiştir. Buna ek olarak bu malzemelerin aşağıdaki özelliklere de sahip oldukları bilinmektedir:

- Bu malzemeler, üst kritik alanları 100 T' dan daha büyük olan II.tip süperiletkenlerdir.
- Bu malzemeler aşırı derecede anizotropiktirler, yani yöne bağımlı özelliklere sahiptirler. Bunun en belirgin delili; direncin, bakır-oksijen düzleminde çok küçük, bu düzleme dik doğrultuda ise çok büyük olmasıdır.
- Bunlar tanecikli veya seramik yapıdadırlar. Seramik yapıda olmalarından dolayı; esnek olmamak ve kırılgan olmak gibi uygun olmayan mekanik özelliklere sahiptirler.

- Bu malzemelerin süperiletkenlik özellikleri ile kristal yapıları arasında doğrudan bir ilişki olduğu görülmektedir. Bu kristal yapı, oksijen eksiği olan bakır-oksit tabakaları ve zincirleri olan bir yapıdır.
-Bakır-oksit tabakalarındaki atomların yerine başka atomların yerleştirilmesi süperiletkenliği bozmakta ve yok etmektedir. Başka konumlara yapılan yerleştirmelerin süperiletkenliğe etkileri ise çok küçüktür.
- Band aralıkları, yüksek sıcaklık özdirençleri, kritik akım yoğunlukları, kritik magnetik alanlar ve benzeri özellikleri farklı olmalarına rağmen; hemen hemen tüm 1-2-3 malzemelerinin T_c kritik sıcaklıkları 90 ^oK' e yakındır.
- Hacimli (bulk) çok kristalli yapıdaki malzemeler için kritik akım yoğunlukları çok düşüktür. Bu akım iyi yönlendirilmiş ince filmlerde çok daha yüksektir.

1.12.1. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Akı Sabitlenmesi

Kritik akım yoğunluğu aslında akı sabitleme mekanizması tarafından belirlenmektedir. Kritik akım yoğunluğu sabitlemenin sağlamlığına direk olarak bağlı olduğundan dolayı akıyı sabitleme mekanizmasının anlaşılması çok önemlidir

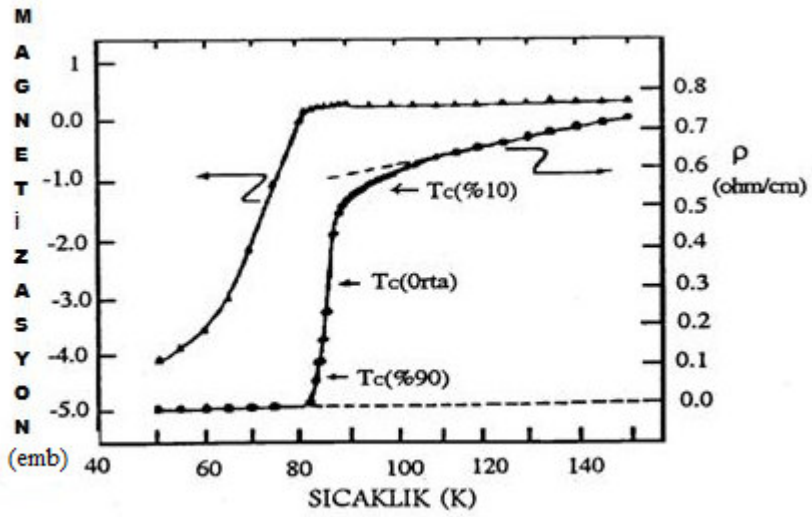
II. tip süperiletkenlerde alt kritik magnetik alan değerine kadar uygulanan magnetik alanlarda Meissner etkisi tam olarak geçerlidir, yani süperiletken içinde magnetik akı sabittir ve bu sabit sıfırdır. Akı hareketi olmadığı için de herhangi bir enerji harcanmamakta ve böylelikle de direnç oluşmamaktadır. Ancak Hc_1 değerinden daha büyük magnetik alanlarda magnetik akı numuneye magnetik akı tüpleri şeklinde nüfuz etmeye başlar ve tüpler arasındaki mesafe nüfuz derinliği mertebesinde olduğunda birbirlerinin varlığını hissetmeye başlarlar.

Magnetik alan uygulanan numuneden bir akım geçirilirse akı tüpleri **F = J x B** şeklinde bir Lorentz kuvveti hissedeceklerdir ve bu kuvvet etkisi ile tüpler numune içerisinde hareket etmeye başlayacaklardır. Magnetik akı tüplerinin hareket etmeye başlaması (akı hareketi) sistemden enerji çekecek ve akıma dik bir elektrik alan indükleyecektir, bu nedenle akım bir dirençle karşılaşacaktır. Bu direnç süperiletkenliğin bozulmasının normal duruma geçişin bir göstergesidir. Süperiletkenlerde direnç istenmeyen bir olay olduğundan bunun nasıl en aza

indirilebileceği konusunda çalışmalar günümüze kadar süre gelmiştir. Anlaşılacağı gibi direnç oluşmaması numune içerisindeki akının hareketsiz olması ile sağlanabilmektedir. Bu amaçla süperiletkenlerde **'pinning merkezleri'** adı verilen akı sabitleme merkezleri oluşturulmaya çalışılmıştır. Bu merkezler hem akı tüpleri oluşurken daha az enerji harcanmasını sağlayacak hem de tüplerin hareketini minimuma indirerek daha az direnç ve daha yüksek akım yoğunluğu sağlayacaktır. Maksimum pinning kuvveti, akı tüplerinin pinning yerlerinden süperiletken bölgeye hareketi için gerekli dış kuvvettir. Akı çizgileri için pinning merkezi olarak rol oynayabilen bölgeler numune içindeki normal bölgeler olup bu normal bölgeler homojen olmayan mikro yapı ve yapısal kusurlardır (örgü kusurları, dislokasyonlar, tane sınırlar vb). Böylelikle süperiletkenlik içinde elverişsiz bölgeler oluşturularak akı sabitlenmesi sağlanabilir. Günümüz süperiletkenlik çalışmalarının çoğunda süperiletken malzemeye yapılan katkılamaların asıl amacı pinning merkezleri oluşturarak kritik sıcaklığı ve kritik akım yoğunluğunu yükseltmek ve yüksek magnetik alan altında daha iyi performans göstermelerini sağlamaktır. Ancak, yapılan katkılamalar (pinning merkezi olarak oluşturulan normal bölgeler) her zaman olumlu sonuçlar vermeyebilmektedir. Çünkü eş uyum uzunluğundan büyük olan kusurlar süper akımın akışına bariyer gibi rol oynayarak ve süperiletken fazın hacmini azaltarak materyalin süperiletken özelliklerini azaltabilmektedirler.

1.12.2. Özdirenç ve Magnetik Duygunluk

Günümüzde süperiletkenlik iki temel unsura dayanır; sıfır direnç ve mükemmel diamagnetizma (Meissner Olayı). İdeal bir süperiletkende direnç ve magnetik ölçümler beraber yapılır. Birçok durumda sıcaklığa karşı özdirenç eğrisi, magnetik duygunluk eğrisinden daha keskindir ve özdirenç eğrisinin düşmeye başladığı sıcaklık, magnetik duygunluk eğrisinden daha yüksektir. Çoğunlukla T_c geçiş sıcaklığı özdirenç eğrisinin değişmeye başladığı andan itibaren orta noktasından hesaplanır (Şekil1.11).



Şekil 1.11. $HoBa_2Cu_3O_7$ için magnetizasyon ve özdirenç eğrisi

Duygunluk ölçümleri ise numunenin tamamının magnetik durumunu belirler. Numunenin tamamının süperiletken duruma geçtiğinin iyi bir göstergesidir. Özdirenç ölçümleri daha ziyade sürekli süperiletken yollar meydana geldiğinde kendini gösterir. Magnetik duygunluk ölçümleri süperiletken durumun iyi bir göstergesi iken özdirenç ölçümleri de uygulamalı amaçlar için güzel bir pratik yoldur. Şekil 1.11. $HoBa_2Cu_3O_7$ için 50-150°K arasında elektriksel özdirenç ve magnetizasyon eğrisini göstermektedir (Ku ve Yang, 1987).

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin keşfinden, özellikle seramik yüksek sıcaklık süperiletken ailelerinin bulunuşundan sonra bilim adamları süperiletkenlikle ilgili çok çeşitli araştırmalar yapmışlardır ve son zamanlarda bu çalışmalar oldukça fazla bir ivme kazanmıştır. Günümüze kadar, yeni süperiletkenler bulma çalışmaları devam etmiştir. Yüksek sıcaklık süperiletken ailesinden biri olan BSCCO sisteminde, Bi_2O_3 cam yapıcı, diğer kalan Sr, Ca ve Cu elementleri cam düzenleyici olarak hareket ederler. Ancak, bu dört elementin yapı içerisinde hacimsel olarak belli bir kritik değerin üzerine çıkması veya çok altına düşmesi durumunda, cam oluşma eğiliminde değişmeler olur. Araştırma grupları BSCCO sisteminin cam oluşum bölgesini iyi yönde geliştirmek ve elektriksel özelliklerini artırmak için sistem içerisine çeşitli katkılar yapmışlardır. Son zamanlarda çalışmalar katkılamaların yapısal özelliklerine etkisi kadar magnetik özellikleri üzerine etkilerinin de araştırılmasına yönelik olmuştur. Bunlardan bazıları;

Wagner, Talvacchio ve Panson (1988), Bi-Sr-Ca-Cu-O'nun preslenmiş ve sinterlenmiş tabletlerinin transport akım ve magnetometre ile ölçülen kritik akım yoğunluklarını rapor ettiler. 860ºC'de sinterlenmiş bir örnek için, magnetizasyondan çıkarılan kritik akım yoğunluğunu, ölçülen transport akım yoğunluğundan 40 kez daha büyük bulmuşlar. Bu sonuçla ve ezilmiş bir tabletin magnetizasyonuyla olan karşılaştırarak, taneli yapının etkilerinin, polikristal $YBa_2Cu_3O_7$'de ki kadar büyük olduğunu göstermişlerdir.

Kumar ve Chaddah (1989), Bean'in modelini J_c'nin **H** ile üstel azalışı için çözdüler ve saf magnetizasyon eğrileri ve histeresiz çevrimi elde etmişlerdir. Uygulanan maksimum alan yeterince büyük olmadığında histeresiz çevrimi elde etmişlerdir şeklinin önemli bir şekilde değişebildiğini göstermişler ve literatürde rapor edilmiş çeşitli magnetizasyon verileri arasındaki uyumsuzlukları açıklamışlardır.

Jeffries ve arkadaşları (1989), tanecikli $YBa_2Cu_3O_{7-x}$'de doğrusal olmayan magnetik davranışı incelemişler. Tanecikler arası zayıf bağlanmanın Josephson eklemlerine benzer bağlardan oluştuğunu önermişler.

Chen, Sanchez ve arkadaşları (1990), 2a×2b şeklinde dikdörtgensel yatay kesitli son derece uzun bir geometriye sahip olduğu varsayılan II. tip süperiletkenlerin M(H) eğrilerini hesaplamak için Bean, Kim ve üstel-yasa kritik durum modellerini kullanmışlardır. Farklı b/a değerleri ve diğer ilgili parametreler için kendi analitik sonuçlarını göstermek amacıyla bazı M(H) eğrilerini hesaplamışlardır. Elde ettikleri sonuçların birçok deneysel veriye özellikle de yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin çalışmalarına uygulanabildiğini göstermişledir.

Xu, Shi ve arkadaşları (1990), II.tip süperiletkenler için, kritik durum modelinin önceki tüm formlarını birleştiren genelleştirilmiş bir model geliştirmişlerdir. Fiziksel olarak orjinal Bean modeliyle tutarlı olduğunu, bu modelden üretilen M(H) eğrileriyle göstermişlerdir. Kritik akım yoğunluğunun diğer tüm ifadelerinin bu genelleştirilmiş kritik durum modelinden türetilebildiğini belirtmişlerdir.

Xenikos ve Lemberger (1990), YBCO tek kristallerinde T_c'ye yakın sıcaklıklarda doğrusal olmayan magnetik davranışı gözlediler. Doğrusal olmayan magnetik davranışın ana kaynağının akı sürüklenmesi ile açıklanabileceğini önerdiler.

Lofland ve arkadaşları (1992), farklı tanecik boyutuna sahip malzemelerde frekans ile tepe sıcaklığı T_p'nin değişiminin tanecik boyutları tarafından etkilendiğini gösteren bir çalışma yapmışlardır.

Prozov ve arkadaşları (1992), magnetik durulma etkisini de içeren kritik durum modelleri çerçevesinde süperiletken malzemenin ac-magnetik tepkisini analiz etmişlerdir.

Däumling, Triscone ve Flükiger (1993), $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ malzemesinin tozlarındaki kritik akım yoğunluğunun (J_c) magnetik ölçümlere dayanarak hesaplamasını yapmışlar. Akı hafiflemesini dikkate alarak ve dirençli J_c ölçümleri için kullanılan kriterlerin aynısını uygulayarak $J_c \approx 2x10^4$ A/cm^2 (77K,0T) değerine ulaşmışlardır. Eyleme geçmiş akı çivilemesi bozukluğu ve tanecik sınır çivilemelerinin şeritlerdeki J_c'yi belirlemede birtakım rol oynayabileceğini göstererek, bu değerin aynı malzemenin gümüş kaplı şeritlerinde elde edilen en yüksek değerlerden küçük olduğunu rapor etmişlerdir.

Shi ve arkadaşları (1993), bir gümüş kaplanmış yüksek sıcaklık $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_2O_x$ süperiletken şerit için transport verilerini, magnetik histeresiz ve akı sürüklenmesi aktivasyon enerjisi deneysel sonuçlarını çalışmalarında vermişlerdir. $110\,^{o}K$'de süperiletkenlik fazını Bi-Sr-Ca-Cu sistemine katkılama yaparak oluşturmuşlardır. Transport kritik akım yoğunluğunu 4.0 ^{o}K'de ve sıfır alanda $0.7 \times 10^5\ A/cm^2$ olarak ölçülmüş (karşılık gelen kritik akım ise 74A'dir) ve 12 T alanda $\mathbf{H} \| ab$ iken $1.6 \times 10^4\ A/cm^2$ bulunmuşlardır. Mükemmel tanecik dizilişi kısa eritme metodu ile elde edilmiştir böylece kritik akım yoğunluğu ve tersinmezlik çizgisinin oldukça geliştirdiğini rapor etmişlerdir. Magnetik durulma ölçümlerine dayanarak akı sürüklenme aktivasyon enerjisini akımın bir fonksiyonu olarak elde etmişlerdir.

Shatz ve arkadaşları (1994), çalışmalarında kritik akımın alan bağımlılığını kullanarak bir model geliştirdiler. Kritik durum modeli yardımıyla, harmonik duygunluklar için analitik denklemler türettiler. Bunun sonucunda harmonik duygunlukları, malzemeye uygulanan alternatif alanın nüfuz derinliği ile belirlenebilen δ parametresinin fonksiyonu olarak tanımladılar. Shatz ve arkadaşları, teorik çalışmaları örneklemek için, süperiletken yüzeyine paralel, kararlı bir H_{dc} alanı içerisinde bulunan sonlu bir süperiletken dilimi göz önüne aldılar. Harmonik duygunlukları ölçmek için $H_{ac}\sin\omega t$ ile tanımlanan küçük bir alternatif alanının, H_{dc} alanını küçük bir pertürbeye uğratacağı düşünülebilir ($H_{ac} << H_{dc}$). Bu model de Bean ve diğer kritik durum modellerinde olduğu gibi, magnetik özelliklerde gözlenen frekans bağımlılığını açıklamada yetersiz kalmaktadır.

Kritik hal denklemindeki akım yoğunluğu terimine akı sürüklenmesi terimi ilave edildiğinde, tanecikler arası magnetik alan profilinde bir değişime neden olacağı ise, Müler tarafından gösterilmiştir (1990). Bu değişim, frekans artırıldığında, ac-kayıp tepelerinin veya ac-duygunluğun sanal kısmının daha yüksek sıcaklığa doğru kayması şeklinde kendini göstermektedir.

Dewhurst ve arkadaşları (1995), $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ bileşiğinde alçak sıcaklık tersinmezlik eğrisinin ve bulk çivilemenin başlangıcını tespit etmişlerdir. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ tek ksiatallerinin dc magnetizasyon ölçüm sonuçlarını sıcaklığın

bir fonksiyonu olarak vermişlerdir. Histeresiz eğrisinin sıcaklık ile gelişimi incelenmiş ve tersinmezlik eğrisini çıkarmışlardır. Eğrilerin alçak alanlı kısımları T_c' ye kadar ölçeklendirilirken, bu eğriler birbirlerinin üzerinde $4.2^{o}K$'den $20^{o}K$'e kadar ölçeklendirilebilmiştir. Orta sıcaklıklarda 20K civarında görülen ve 30K'nin üzerinde dereceli olarak kaybolan ikinci pikin gözlemlenmesiyle ölçeklendirmenin kırıldığını tespit etmişlerdir. Alçak sıcaklıklardaki davranış şiddetli bulk çivilemesi ile etkilenirken, yüksek sıcaklıklarda histeresiz ve tersinmezliğin kayda değer bir şekilde geometrik ve yüzey engelleri etkileri tarafından değiştirildiğini gözlemlemişlerdir. Taban yüzey engelleriyle belirlenen magnetizasyon eğrisinden gelen ikinci pikin oluşum özelliklerinden artan alanla birlikte bulk çivilemenin ve şiddetli kritik akımın başlangıcını tespit etmişlerdir. Düşük alan düzeninde ölçeklendirme ve daha önce bilinenlere dayanan tahminler, $0^{o}K$'deki tersinmezlik çizgisinin 110 T civarında tahmin edilebilmesine olanak vermiştir. Geniş bir sıcaklık aralığında yüksek alanlara kadar bir faz diyagramı önermişlerdir.

Khaykovich ve arkadaşları (1996), yerel magnetizasyon ölçümlerini kullanarak farklı oksijen stokiyometrileri ile $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ kristallerindeki vorteks-örgü faz geçişlerini çalışmışlar ve üç yeni buluş rapor etmişlerdir: Birinci dereceden faz geçişi çizgisinin yükseltilmiş sıcaklıklarda daha izotropik aşırı katkılanmış numunelerde yukarıya itildiğini bulmuşlardır. Alçak sıcaklıklarda, ikinci magnetizasyon pikinde gelişmiş bulk çivilemesi olarak sonuç veren başka bir keskin geçiş gözlemişlerdir. İki çizginin de, anizotropiden bağımsız olduğu görünür, sürekli bir geçiş çizgisi oluşturan orta sıcaklıklarda, birçok kritik noktada birleştirildiğini bulmuşlardır

Lee ve Kao (1996), farklı yüksek sıcaklık süperiletkenlerde enerji kayıp tepelerinin frekansa bağlılığını incelemişler ve kritik durum modelinde akı sürüklenmesi etkilerini içeren bir modelle sonuçlarını analiz etmişlerdir.

Qin ve arkadaşları (1997, 1999), akı sürüklenmesi denklemini nümerik olarak çözmek suretiyle yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin ac-duygunluklarının frekans bağımlılıklarını açıkladılar.

Goffman ve arkadaşları (1998), $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ nin vorteks faz diyagramını geniş bir sıcaklık ve manyetik alan aralığında doğrusal ac geçirgenliğin dik bileşenini çalışarak araştırmışlar ve $\mu_\perp = \mu_\perp' + \mu_\perp''$ ($h_{ac\perp}$ H//c ekseni) olduğunu görmüşlerdir. (H<300Oe) gibi alçak alan değerlerinde c yönündeki süperiletkenlik faz uyumu; numune kalınlığı d ile sınırlandırılan c-ekseni vorteks uyum uzunluğu l_c ile karakterize edilen düzenli katı vorteks durumunu gösterdiğini belirtmişlerdir. (T<20 ^oK) gibi alçak sıcaklıklarda nokta düzensizliğin yeterince şiddetli ve faz uyumlu düzenli vorteks yapısını ise yarı durgun olarak gözlemlemişlerdir. 20<T<42 ^oK sıcaklık aralığında uygulanan alan H_{ent} (T)'yi geçtiğinde düzenli vorteks durumunun l_c nin azalmasına ilişkin hiçbir işarete sahip olmayan karışık bir duruma dönüştüğünü görmüşlerdir. Yüksek bir geçiş alanında doğrusal tepkinin Ohm yasasına uyarak lc<d şeklinde olduğu tespit edilmiştir. Yüksek sıcaklıklarda ise vorteks yapısının her yönde uyumsuz bir sıvıya dönüştüğünü gözlemlemişlerdir.

Monier ve arkadaşları (1998), $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ tek kristalinde 0.5-2.5 ^oK sıcaklık aralığında, dinamik magnetizasyonun ve durulma hızının sıcaklığa bağlılığını ölçmüşlerdir. Isısal ve kuantum düzenler arası geçiş sıcaklığını 2.2-2.5 ^oK arasında bulmuşlardır. Daha sonra akı akışı iletkenliğinin düşük sıcaklık değişiminden dolayı olabilecek olan, şiddetli bir lineer sıcaklık bağımlılığına sahip olduğunu gözlemişlerdir.

Zhang, Liu ve arkadaşları (1998), teknolojik uygulamalar için anahtar bir gereklilik olan, pratik çalışma sıcaklıkları ve magnetik alanlarında yüksek kritik akım yoğunluklu süperiletkenlere sahip olma yönünde çalışmalarına yön vermişlerdir. Bu kritik akım yoğunluğu, yüksek T_c'li süperiletkenlerin konum, anizotropi ve diğer öncelikli özellikleriyle son derece ilişkilidir. Talyum tabanlı süperiletkenler yüksek sıcaklıklı süperiletken geçişlerinden dolayı ilk aşamada çok dikkat çekmişti ve onlar da bu malzeme üzerinde çalışmışlardır. Onların $TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11+\delta}$ üzerindeki tek kristal çalışmaları bu malzemelerin süperiletken tabakalar arasındaki güçlü bir ara tabaka bağlantısından dolayı daha yüksek kritik akım yoğunluğuna ulaşmada daha iyi bir seçenek olduğunu göstermişlerdir.

Kukushkin, Osipov ve Ovid'ko (1999), yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki kritik akım yoğunluğu üzerinde karmaşık bir şekilde düzenlenmiş dislokasyonlar ile eğik (tilt) sınırların etkilerini tanımlayan teorik bir model önermişlerdir. Yüksek sıcaklık süperiletkenliğini durduran böyle sınırların gerilim alanlarını, uzun erimli olması için eğik sınırların periyodik olarak düzenli tanecik sınır dislokasyonları ile karşılaştırarak ortaya koymuşlardır. Dikkate alınan bu faktörlerle birlikte, eğik sınırları geçen kritik akım yoğunluğunun bu bağlılığını hesaplayıp ve deneysel verilerle karşılaştırmışlar.

Nezir ve arkadaşları (2000); Sıvı amonyum nitrat tekniğini kullanarak hazırladıkları Bi-tabanlı süperiletken seramiklerin tersinmezlik eğrisi üzerine tavlama peryodunun etkisini çalışmışlar. 840 ^{0}C' de 25 ve 200 saat sinterlenen örneklerin kritik sıcaklıklarının sırasıyla 106.5 ve 107.5 ^{0}K civarında olduğunu bulmuşlardır. B-T faz diyagramının tersinmezlik bölgesinin, 200 saat sinterlenen örnek için artan sıcaklıklarda genişlediğini bulmuşlardır. Ayrıca sıcaklığın fonksiyonu olarak tersinmezlik eğrisi ve kritik akım yoğunluğunun karşılaştırılabilir davranış gösterdiğini rapor etmişlerdir.

Baziljevich ve arkadaşları (2000), Hall sensörü zincirlerini kullanarak $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ bileşiğinin magnetik vorteks faz diyagramını ölçmüşlerdir. Pb katkılanmasının ikinci magnetizasyon pikinin başlangıç alanının sıcaklığa bağımlılığı ve tersinmezlik eğrisinde önemli bir artış ile magnetik faz diyagramını şiddetli bir şekilde değiştirdiğini görmüşlerdir. Anizotropiyi son zamanlarda kullanılan ve anizotropi ve tersinmezlik eğrisini ilişkilendiren bir ölçeklendirme ifadesi ile belirlemişledir. Elde edilen anizotropiye dayanarak, mükemmel bir $B_{on}(T)$ verisini düzensizlik indüklü geçiş modeline göre üç temel düzende bulmuşlardır: $T<48^oK$ için $L_c<s<L_0$, $48<T<66^oK$ için $s< L_c< L_0$ ve $T>66\ ^oK$ için $s< L_0< L_c$ elde etmişlerdir. Burada s, L_0 ve L_c sırasıyla tabakalar arası uzaklık, kafes içinde boyuna dalgalanmaların karakteristik boyutu ve uyumlu şekilde çivilenmiş vorteks parçasının boyutu olduğunu belirtmişlerdir.

Khaykovich ve arkadaşları (2000), $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_2O_8$ kristallerinde aynı anda transport ve magnetizasyon ölçümlerini yapmışlardır. Hall sensör zincirleri kristaller

boyunca yerel magnetik alanı ölçerken transport akımı üst yüzeye uygulanmıştır. Şaşırtıcı bir şekilde yüksek akımlarda, vortekslerin çivilenmiş olduğu magnetik tersinmezlik çizgisi altında, sonlu direnç bulmuşlardır. Direnç sıcaklık ile değişmez kalmamış ve şiddetli non- lineerlik özelliği göstermiştir. Yeni gözlemlerini, vortekslerin sadece üst tabakalarda aktığı ve kristalin kalan kısmındaki çivilenmiş vortekslerden ayrıldığı bir kesme indüklü ayrılma olarak yorumlamışlardır.

Ling Hua ve Guiwen Qiao (2000), çok ince MgO parçacıklarını Bi-2223 tozuna katkılamışlardır. (PIT) tüp içinde toz yöntemi ile üretilen gümüş kaplamalı Bi-2223 şeritlerinin akı çivilemesi üzerinde MgO katkılamasının etkilerini araştırmışlardır. Kütlesinin %1'i MgO ile katkılanmış 835 ve/veya 839 ^{o}C'de sinterlenmiş numunelerin transport kritik akım yoğunluğunun katkısız numunelere nazaran anlamlı bir şekilde geliştiğini bulmuşlardır. Kütlesinin %1'i çok ince MgO ile katkılanmış numuneler katkısızlara göre fazla J_{ct}-B davranışı gösterir. 77 ^{o}K'de kütlesinin %1'i MgO ile katkılanmış numunelerde, kendi alanı içinde 33.6kA/cm^2'lik bir J_{ct} ve 0.1T alan içinde $(\mathbf{H} \| c-\text{ekseni})$ ise 11.2k A/cm^2'lik bir J_{ct} elde etmişlerdir. Yinede ($\geq$kütlenin %3) fazla katkılama ve yüksek sinterleme sıcaklıkları MgO parçacıklarının topaklanması ve artan ikinci faz büyümesinin neden olduğu taşıma özelliklerini bozulması ile doğrulamışlardır.

Van der Beek ve arkadaşları (2000), en uygun şekilde katkılanmış $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ kristallerinde düzen-düzensizlik (order-disorder, Or-D) geçişinde vorteks örgüsü yakınında, kararlı zamanlı yerel indüksiyon ölçümlerinin yüksek alanda düzensiz fazın geçiş alanının yarısı kadar düşük alanlara bastırılabileceğini gösterdiğini belirtmişlerdir. Önemli bir alan aralığı üzerinde, vorteks sisteminin elektrodinamik davranışının numunedeki düzenli ve düzensiz fazların birlikte var olmaları ile yönetildiğini görmüşlerdir. Yüksek sıcaklık fazının ve "ikinci magnetizasyon pikinde" Or-D geçişinin mümkün olan birinci dereceden doğasının sonuçlarını yorumlamışlardır.

Haken, Eck ve Kate (2000), yüksek sıcaklık süperiletken bantlarındaki J_c yerel kritik akım yoğunluğu dağılımını yeni bir deneysel metotla belirlediler. Bu metotla, zarar vermeyecek biçimde bir J_c profilini belirlemek mümkündür. Deneylerinde bir Bi-2223 bandına düşey bir magnetik alan uygulandığında kritik

akımda meydana gelen güçlü baskıları kullandılar. Düşey bir magnetik alanı bir banda uygulayarak düşey alanın küçük olduğu bir bölge seçtiler ve magnetik olarak seçilen bu bölge ile daha sonra bütün bandın I_c'sini belirlediler. Bu alan gradiyentinin bant boyunca hareket etmesiyle birlikte J_c'deki uzamsal değişimleri gözlediler. Kritik akım yoğunluğunun nicel bir analizi için sistem yanıtlarıyla ölçülen I_c profilinin bir ters bükümünü oluşturdular. Bant kesitinin optik bir mikrografından yerel süpriletken bölgeyi elde ettiler. Sonuç olarak süperiletken bandın faklı iki tipi için J_c'ye bağlı bir durum belirlediler.

Zhang ve arkadaşları (2001), 10^{-4} -10^{-2} s zaman penceresinde vorteks dinamiğini çalışmak için gümüş kaplanmış $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ şeridin karmaşık ac duygunluk ölçümlerini yapmışlardır ($\chi_n = \chi_n' - i\chi_n''$). Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak şeridin temel ac duygunluğunu, ac alan genliği ve frekansına bağlı olarak elde etmişlerdir. Vorteks camının/kolektif çivileme modelinin karakteristiği olan, akıma bağımlı aktivasyon enerjisini $U(j) \propto j^{-0.42}$ şeklinde türetmişlerdir. Böyle bir U(j) ilişkisi kullanarak yüksek harmonik duygunluklarının (n=2-7) akı yayılma denklemine dayanarak elde etmişlerdir. Teorik sonuçlarını deneysel verilerle uyumlu bulmuşlardır.

Avraham ve arkadaşları (2002), vorteks çalkalama tekniğiyle birleştirilmiş yerel magnetizasyon ölçümlerini kullanalarak $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ yüksek sıcaklık süperiletkenindeki vorteks konusunu ve faz geçişini çalışmışlardır. Ölçümlerin, görünür kritik nokta T_{cp}'nin altındaki sıcaklıklardaki ikinci magnetizasyon pik çizgisi boyunca birinci dereceden bir geçişin termodinamik delilini ortaya çıkardığını bulmuşlardır. Burada birinci dereceden faz geçişinin T_{cp}'de bitmediğini çünkü en azından 30 ^{o}K' e kadar devam ettiğini bulmuşlardır. Bu gözleme göre, düzenli vorteks-örgü fazının karakterinin, birleşmiş bir geçiş ile yüksek sıcaklıklarda ısısal olarak erimiş bir durumdan alçak sıcaklıklarda düzensizlik kaynaklı bir geçişe bozduğunu ileri sürmüşlerdir. Orta sıcaklıklarda geçiş eğrilerinde bir yukarı dönüş görmüşler bunun da vorteks yapısında ters bir erime davranışından kaynaklandığını savunmuşlardır.

Radzyner ve arkadaşları (2002), ısısal olarak ve aynı zamanda düzensizlik ile indüklenmiş birleştirilmiş bir düzen-düzensizlik (order-disorder, Or-D) faz geçişini kabul ederek, çeşitli yüksek sıcaklık süperiletkenlerde vorteks erimesinin çeşitliliğini ve katı-katı geçiş çizgilerini ölçmüşlerdir. Geçiş çizgisinin sıcaklık bağımlılığını ve düzensiz fazın doğasını (katı, sıvı, çivilenmiş sıvı), çivileme mekanizması ve bu dalgalanmaların ilgili katkıları tarafından belirlendiğini bulmuşlardır. Çivileme mekanizmasını ve çivileme şiddetini değiştirerek $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$, $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, ve $(La_{0.937}Sr_{0.063})_2CuO_4$ bileşiklerinde yapılan ölçümlere benzer olarak monoton ve monoton olmayan geçiş çizgileri spektrumunu elde etmişlerdir.

Zavaritsky ve arkadaşları (2002) , 55T'ya kadar bir alan menzilinde ve 15-350 ^{o}K gibi geniş bir sıcaklık aralığında BSCCO-2212 kristalinin normal ve süperiletken durumlarının boyuna magnetodirenç özelliklerini araştırmışlardır. Bu sonuçlarından yararlanarak aşırı anizotropik olarak tabakalaşmış bakır oksitin normal ve karışık durumlarının spesifik özelliklerini çıkarmışlardır. Ayrıca normal durumda boyuna magnetodirencin yeni bir şeklini deneysel olarak saptamışlardır. Alan etkisiyle oluşan sözde boşluk çökmesini bu olayın sebebi olarak sunmuşlardır. Dirençsel üst kritik alan şeklini yüklü bozonların Bose-Einstein yoğunlaşma alanı ile çok iyi uyum içinde bulunmuşken, geleneksel BCS söylemleriyle uyumsuz olduğunu bulmuşlardır. BSCCO-2212'de yapılan daha yeni deneyleri bu bileşikte düşük sıcaklıklarda çift geçişli (re-entrant) normal durumun işaretlerini ortaya çıktığını rapor etmişlerdir. İçsel Josephson Etkisinin yeni bir açıklamasını deneysel olarak doğrulamışlardır.

Moodenbaugh, Suenaga ve arkadaşları (2002) çok filamentli bileşik süperiletkenlerin (şerit) bir serisi olan $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (Bi-2223)/Ag üzerinde c-ekseni yapı çalışmalarını içeren iletim sinkrotron X-ışını kırınımı ve kritik akım ölçümleri yapmışlardır. Bu kırınım ölçümleri şeritlerin tipik olarak aşağı yukarı %90 civarında Bi-2223 fazından oluştuğunu gösterdi. Bi-2223(2 0 0) faz pikinin rezonans eğri çalışmaları yarı maksimumda 13-19º aralığında tam genişlikler ortaya çıkarmışlardır. Bu rezonans eğrileri ve kritik akım yoğunlukları arasındaki zayıf bir

bağıntıyla bu şeritlerin içindeki kritik alan değerlerinin Bi-2223 c-eksen yönelimiyle sınırlandırılamayacağını göstermişlerdir.

Nabialek ve arkadaşları (2003), 1.95 ^{o}K ile Tc arasındaki sıcaklıklarda magnetizasyon ölçümleri vasıtasıyla tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 9T'ya kadar çıkan dış magnetik alan içinde magnetik akı sıçramasını çalışmışlardır. Akı sıçramalarını, araştırılan numunenin c-eksenine paralel dış alan içinde, 1.95-6 ^{o}K sıcaklık aralığında bulmuşlardır. Malzeme geçmişinin akı sıçraması üzerindeki etkilerini çalışmışlar ve geçerli teorik modellere göre iyi bir şekilde açıklanmış olduğunu bulmuşlardır. Magnetik alan tarama hızının şiddetli şekilde akı sıçramasını etkilediğini ve bu etkinin akı sürüklenmesi ve numunenin dış çevresinin etkisi şeklinde yorumlanabileceğini söylemişlerdir. Şiddetli akı sürüklenmesini akı sıçramasının magnetik alan ve sıcaklık ile bir ilişki içinde olduğu aralıkta bulmuşlardır. Deneysel çevre ve numune arasındaki ısı alışverişi şartlarının da akı sıçrama davranışını etkilediğini söylemişlerdir. Bu her iki etkininde numuneyi akı dengesizliklerine karşı dengede tuttuğunu görmüşlerdir ve bu dengeleyici etkilerin magnetik alan tarama hızının azalmasıyla arttığını gözlemlemişlerdir. Magnetizasyonun ortadan kalkmasınında etkilerinin de yine akı sıçraması üzerinde büyük ölçüde etkili olduğunu göstermişlerdir.

Zhao ve arkadaşları (2003), $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Gd_xCu_2O_{8+\delta}$ tek kristallerinde magnetik durulma ve histeresiz ölçümleri aracılığıyla vorteks dinamiğini araştırmışlardır. Ca yerine Gd katkılaması yapılmasının, tabakalar arası Josephson çiflenmesini zayıflattığı ve anizotropiyi arttırdığı bununda vorteks dinamiğininin üç boyutta elastik vorteks sürüklenmesinden iki boyutlu plastik vorteks sürüklenmesine değişmesine yol açtığını bulmuşlardır. Ayrıca optimal katkılamaya yakın olan numunelerde gözlemlenebilen ikinci magnetizasyon pikinin, şiddetli az katkılamalı (iki boyutlu vorteks olan) bölgede olmadığını gözlemlemişlerdir.

Bauernfeind, Papageorgiou ve Braun (2003), **M** magnetik momentinin **B** magnetik alanına bağlılık ölçümlerini bir süperiletken örnek içinde magnetik alanın girme davranışı hakkında bilgi edinmek için kullandılar. Tanecikli süperiletkenlerde uygulanan bir AC alana karşı yanıt tanecikler arası perdeleme akımları tarafından

yönetilirler. Süperiletken durumunda zayıf ferromagnet bir $RuSr_2GdCu_2O_8$ polikristalinin magnetik özelliklerini incelemek için düşük alan AC duygunluk ölçümlerini kullandılar. C_1 mT'nın altındaki alanlar için ise sonuçları Bean kritik durum modeliyle uyumlu buldular. **B** >1 mT için Kim modelinin örneklerin özelliklerinin tanımlanması için daha uygun olduğunu gösterdiler.

Ekicibil ve arkadaşları (2004); Eritme-döküm yöntemini kullanarak hazırladıkları $Bi_{1,7}Pb_{0,3}$ Sr_2 Ca_{2-x} RE_xCu_3 O_{10+y} (RE: $Gd0_{,01}$ ve $Sm_{0,03}$) süperiletken örneklerin kritik sıcaklığın altında $15 \leq T \leq 75$ K aralığında 4 kOe' e kadar olan magnetik alanlarda alanın fonksiyonu olarak magnetizasyon ölçümleri gerçekleştirmişlerdir. Ca^{+2}'nin Sm^{+3} ve Gd^{+3} ile değişiminin deşik konsantrasyonunu azalttığı bununda (2223) yüksek sıcaklık fazının süperiletken özelliklerini indirgediğini göstermişlerdir. Sm ve Gd katkılı örneklerin M-H eğrilerinin benzediğini, T ile $|dM/dH|$ nin azaldığını ve bu azalışın nedeninin süperiletken bölgelerin azalışından ve muhtemelen paramagnetik domainlerin büyümesinden kaynaklandığını göstermişlerdir. Artan sıcaklık ile histerisiz ilmeklerinin hızla azalışının ve simetrik davranışının akı çivileme merkezlerinin varlığını vurguladığını ve 45 K üzerinde histerisiz ilmeklerinin çok hızlı azalışını akı çivilenmesinin artan sıcaklıklarla hızlıca düşmesi ile açıklamışlardır. Ayrıca Ca^{+2}, yerine Gd^{+3} katkısının Sm^{+3} katkısından daha fazla bozunuma neden olduğunu rapor etmişlerdir.

Ekicibil ve arkadaşları (2005); $Bi_{1,7}Pb_{0,3-x}Gd_xSr_2Ca_3Cu_4O_{12+y}$ bileşiğine Gd katkısını incelemişlerdir. Katkılama Pb yerine Gd' nin eklenmesi ile yapılmıştır. Bu katkılamanın malzemenin magnetik özellikleri üzerine etkisi araştırılmış sonuç olarak katkılama miktarının artışıyla magnetik özelliklerin olumsuz yönde etkilendiği sonucu ortaya çıkmıştır.

Ekicibil ve arkadaşları (2005), T_c'nin altındaki farklı sıcaklıklarda, yüksek sıcaklık $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_{2-x}Cu_3O_{12}$ (x=0.03) sisteminin magnetik özelliklerini araştırmışlardır. Ca^{2+} yerine Sm^{3+} katkılanmasının, Sm^{3+} iyonunun zayıf paramagnetik doğasına rağmen, sistemin süperiletkenlik özelliklerini değiştirdiğini bulmuşlardır. Bileşik üzerinde yapılan dc magnetizasyon ölçümlerinin sıcaklığın ve magnetik alanın artmasıyla süperiletken bölgelerin azaldığını ortaya çıkardığını görmüşlerdir. Sonuçları, üç değerlikli nadir toprak elementi iyonunun katkılanması

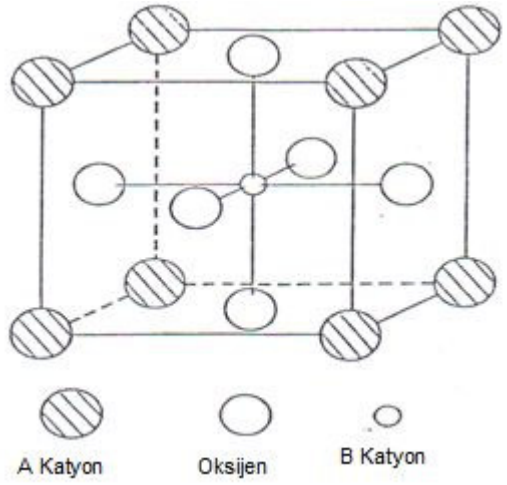
ile boşluk konsantrasyonunun azaltılması ve ayrıca katkılanmış Sm^{3+} iyonlarının magnetik doğası temellerinde açıklamışlardır.

Gamkrelidze ve arkadaşları (2008), $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ yüksek sıcaklık seramik süperiletkeninin $T=77\,^{o}K$'de magnetizasyonunun analitik ifadesini ve ölçümlerini sunmuşlardır. Magnetizasyonunun davranışını dış alanın bir fonksiyonu olarak çalışmışlardır. Magnetizasyon ölçümlerini balistik metod ile yürütmüşlerdir. Analitik ifadeleri Bean kritik modelinde H_{c1} alanını hesaba katarak elde etmişlerdir. Numunenin polikristal yapısının deneysel histeresiz tanımlarını ve granüle yapının anizotropisini de yine hesaba katmışlardır.

Long (2008), bir dış magnetik alan yönünün fonksiyonu şeklinde süperiletken tellerdeki kritik akımların üzerindeki anizotropik çivileme etkisi için bir model önermiştir. Bu model, gözlenen fonksiyonel biçimleri belirleyerek bir vorteksle karşılaşan çivilemenin istatistiksel dağılımını vurgular. Anizotropik kusur popülâsyonunu çivilemenin normal dağılımlarıyla birlikte varsayarak kritik akım için açının bir fonksiyonu $J_c(\theta)$ şeklinde tam bir fonksiyon türetmişler. Bu model ile c-ekseni ve ab-düzleminde genişletilmiş kusurların kombinasyonunun ara açılarda tepelere (peak) götürebildiğini öngörmüştür. Bu öngörülmüş biçimlerin ara açılarda tepelerin ortaya çıktığı durumları içeren tabaka yapılı süperiletkenlerdeki deneylerle uyum içerisinde olduğunu görmüşlerdir. Bu sonuçlar $J_c(\theta)$'nın yaygın özelliklerinin kusurların kombinasyonlarıyla tanımlanabildiğini göstermiştir.

3. MATERYAL ve METOD

$SrTiO_3$ bileşiği ilk perovskit süperiletken malzeme olarak bilinmektedir. Perovskit kristal yapısı ABO_3 formundaki bileşiklerin kübik yapıdaki şekillenimidir. A iyonları kübün köşelerindeki yerini alırken, O iyonları yüzey merkezlerinde ve bir B iyonu da merkeze yerleşmektedir. Bu yapı şekil 3.1'de görülmektedir.



Şekil 3.1. Perovskit kristal yapısı

Süperiletkenlikteki asıl önemli atılım, malzeme içerisinde bakır-oksit tabakaların bulunmasıyla gerçekleşmiştir. Bednorz ve Müller yüksek sıcaklık süperiletkenleri üzerine yaptıkları çalışmalarda metal oksit malzemeleri kullanmayı tercih etmişlerdir (Bednorz ve Müller, 1986). Çünkü bu malzemeler palaronik etkiyi (malzeme içerisindeki elektron ve onun oluşturduğu gerilme alanının yapmış olduğu etki) güçlü elektron-fonon etkileşmesiyle gösterirler.

3.1. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Kristal Yapıları

Süperiletkenlerin yapılarının anlaşılmasında kristaloğrafik çalışmaların büyük önemi vardır. Kristallografik çalışmalardan faydalanarak birim hücre parametreleri hesaplanabilir, hücredeki atomların yerleri, atomik düzensizlikler gibi yapı ile ilgili

bilinmeyenler ortaya çıkar. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri genelde tetragonal ve ortorombik yapıda olmaktadırlar ve yapıdaki oksijen miktarı yapının türünün belirlenmesinde oldukça önemli olmaktadır.

Süperiletkenlik mekanizmasının anlaşılabilmesi için süperiletkenlik gösteren malzemelerin kristal yapılarının bilinmesi oldukça önemlidir. Bu amaçla yapılan kristalografik çalışmaların süperiletkenlik araştırmalarında önemi büyüktür. Çünkü bu çalışmalar birim hücre boyutlarının hesaplanması, birim hücredeki atomların yerleri, elektronik yük dağılımları ve mümkün atomik düzensizlikler gibi konularda bize ayrıntılı bilgi sağlar. Kristal yapı ile süperiletkenlik arasındaki ilişki ilk olarak YBCO süperiletken sistemlerin kristal yapısının belirlenmesi ile olmuştur. Şu ana kadar ayrıntılı olarak incelenen değişik süperiletken bileşikler, perovskit olarak adlandırılan kristal yapılar cinsinden sınıflandırılırlar ve üç ayrı perovskit sınıfta incelenebilirler. İlk sınıf ABO_3 genel formülü ile verilen kübik perovskitlerdir (a=b=c). Buna bir örnek $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ verilebilir. Bilindiği gibi bu malzeme ilk yüksek T_c li malzemelerden birisi olup, geçiş sıcaklığı $10^\circ K$ dir. A_2BX_4 yapısı olarak bilinen ikinci sınıf ise, tetragonal bozulmaya sahip ($a=b\neq c$) tek tabakalı perovskitlerdir. Buna bir örnek T_c' si yaklaşık olarak $38^\circ K$ olan $La_{1.85}\ Sr_{0.15}CuO_4$ dür. Üçüncü sınıf ise ortorombik yapıya sahip ($a\neq b\neq c$), $YBa_7Cu_3O_7$ gibi ($T_c\approx 92^\circ K$) çok tabakalı perovskitlerdir. Burada a, b ve c örgü sabitleridir.

3.1.1. La-Ba-Cu-O (LBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

La-Ba-Cu-O ilk yüksek sıcaklık süperiletkenidir. La-tabanlı bu süperiletken sistemin genel formülü $La_{2-n}Ba_nCuO_{4-y}$ şeklinde verilmektedir. Baryumun yerine Lantanın yerleşmesi rasgeledir ancak bu yer değiştirmenin olumlu sonuçlar (daha yüksek geçiş sıcaklığı, kritik magnetik alan ve kritik akım) vermesi için yer değiştiren atomların iyonik yarıçaplarının, yük dağılımlarının ve yaptıkları kimyasal bağların biçimlerinin benzer olması gereklidir. Atomik yarıçapı lantanyumun atomik yarıçapına yakın olan baryumun da lantanyum ile aynı oksijen komşuluğuna sahiptir. La-tabanlı bu bileşiğin en yüksek geçiş sıcaklığı n=0,15 değerinde 35 ^oK olarak elde edilmiştir. n'nin 0,2 den büyük değerleri için yapıda süperiletkenliğin kaybolduğu

gözlenmiştir. Ayrıca bu sistemde baryumun yerine stronsiyum ve kalsiyum konulduğunda bu elementlerin de baryumun gösterdiği özellikleri gösterdiği gözlenmiştir. $La_{2-n}M_nCuO_{4-y}$ (M: Ba, Sr, Ca) bileşikleri yüksek sıcaklıklarda cisim merkezli tetragonal $KNiF_4$ yapıda olup, düşük sıcaklıklarda ise bu bileşikler tetragonal fazdan ortorombik faza geçmektedirler.

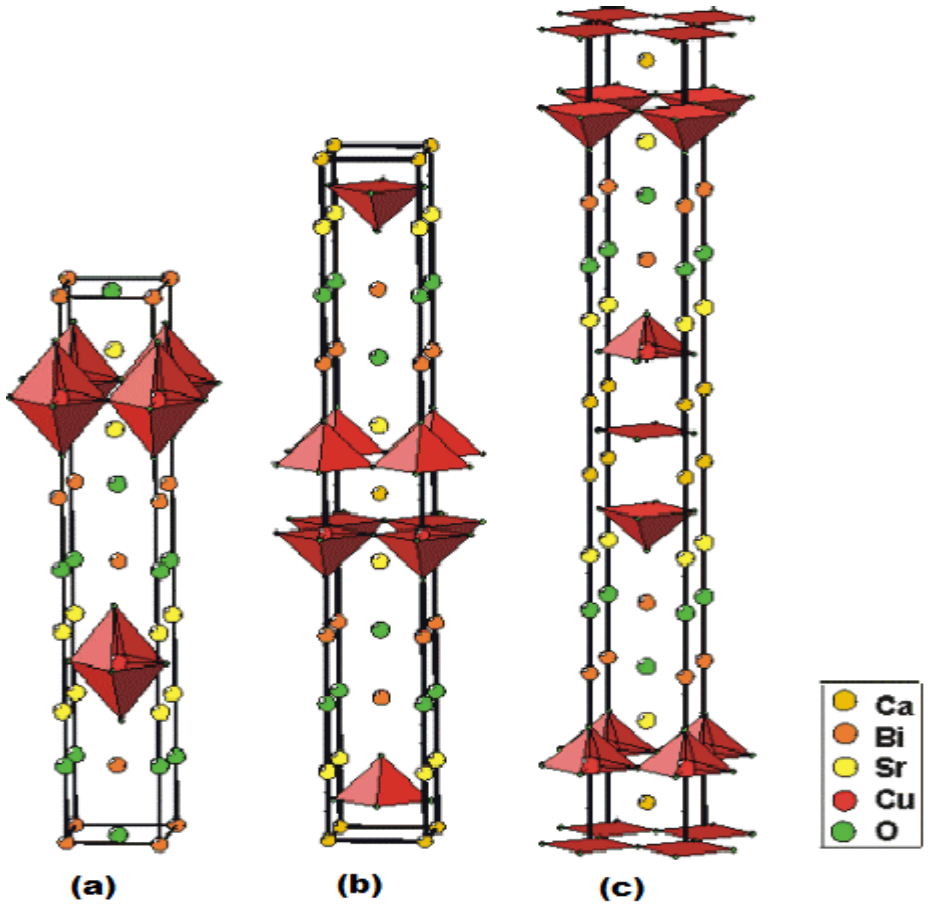
3.1.2. Y-Ba-Cu-O (YBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

Sıvı azot kullanılarak soğutulan ve sıvı azot sıcaklığının üzerinde geçiş sıcaklığı gösteren ilk süperiletken malzemedir. Bu süperiletken sistemine ait kararlı bileşiklerden en çok çalışılanı $YBa_2Cu_3O_{7-n}$ genel formülü ile verilmektedir. Yapıdaki atom oranlarına bağlı olarak YBCO süperiletken malzemeler 1-2-3 malzemeleri olarakta anılmaktadırlar. Bu süperiletken bileşikler oksijen stokiyometrisine çok hassastır ve buna bağlı olarak farklı fiziksel ve yapısal özellikler göstermektedir. Bu farklılıklar n' nin iki farklı değerinde belirgin olarak görülmektedir. n=0 için $YBa_2Cu_3O_7$ bileşiğinin geçiş sıcaklığı 92 ^oK olup ortorombik yapıda düzenli zincir yapıya sahiptir, buna karşın n = 1 için $YBa_2Cu_3O_6$ bileşiğinin geçiş sıcaklığı yaklaşık olarak 60 ^oK olmakta ve kristal yapı tetragonal olup zincir yapı göstermemektedir. Yitriyum, Eu ve Gd gibi nadir elementlerle yer değiştirebilmektedir.

3.1.3. Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

Bizmut içeren ilk süperiletken 1987' de Mitchell ve arkadaşları tarafından BiSrCuO sisteminin keşfi ile elde edilmiştir. Bu keşiften sonra Maeda ve arkadaşları bu sisteme Ca ilave ederek geçiş sıcaklığını yaklaşık olarak 20 ^oK' den 110 ^oK' e yükseltmişlerdir. Nadir toprak elementi içermeyen bu sistemin genel formülü $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ ile verilmekte olup n = 1, 2 ve 3 olmak üzere kimyasal formüle uygun olarak hazırlanan üç ayrı bileşiğe sahiplerdir. Bu bileşikler; $Bi_2Sr_2CuO_6$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ şeklindedir ve Bi:Sr:Ca:Cu:O katyonlarının oranlarına göre sırasıyla, (2201), (2212), (2223) fazları olarak adlandırırlar.

Bileşiklerden de görüldüğü gibi n, bileşiği oluşturan bakır-oksit (Cu-O) düzlemlerinin sayısını belirtir. Bu sistemlerde süperiletkenlik geçiş sıcaklığının, Cu-O tabakalarının artması ile yükseldiği bilinmektedir. Bu bileşiklerin süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları, T_c iki boyutlu CuO_2 düzlemlerinin sayısına bağlıdır. CuO_2 ve Ca düzlemlerinin sayısı hariç olmak üzere tüm bu süperiletken bileşikler yapısal olarak birbirinin aynısıdır.



Şekil 3.2. (**a**) $Bi_2Sr_2CuO_6$ bileşiğinin kristal yapısı, (**b**) $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_8$ bileşiğinin kristal yapısı, (**c**) $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ bileşiğinin kristal yapısı.

BSCCO sistemlerinin genel yapısal karakteristiklerinden birisi de, tek faz olarak elde edilmelerinin zor olmasıdır. Bir diğer özellikleri ise sonuç stokiyometrilerinin başlangıç stokiyometrilerinden oldukça farklı olabilmeleridir.

Tek bir tanecikte bile görülen bu karışık faz özelliği, BSCCO sistemlerini bozuk ve karmaşık yapılı bir hale getirmektedir (Adıgüzel, 1995) . Mikroyapıda bile görülen bu bozukluk ve karışık faz özelliği, bu sistemlerin bütün özelliklerini (kritik sıcaklık, kritik akım yoğunluğu, kritik alan v.b) etkilemektedir.

Bi-tabanlı bileşiklerin süperiletkenlik özellikleri başlangıç kompozisyonlarına, hazırlama yöntemlerine, sinterleme süre ve sıcaklığına oldukça hassas oldukları bilinmektedir. Ayrıca bu süperiletken bileşikler bir deşik süperiletkenidir, yani akımda deşikler görev almaktadır. Bütün yüksek sıcaklık süperiletken sistemlerinde olduğu gibi, BCSCO sistemlerinin kristal yapısı da c örgü parametresinin a ve b örgü parametrelerine göre oldukça büyük olmasından dolayı büyük bir anizotropi göstermektedir.

3.1.4. Tl-Ba-Ca-Cu-O (TBCCO) Sistemlerinin Kristal Yapıları

Süperiletken BSCCO sistemlerinin keşfinden sonra 1988 yılında Sheng ve Hermann geçiş sıcaklığı 107 ^{o}K de gözlenen Tl-Ba-Ca-Cu-O sistemini bulmuşlardır. Daha sonra Hazen ve arkadaşları bu sistemi $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ şeklinde formülize ettiler ve geçiş sıcaklığını 125 ^{o}K' e kadar yükselttiler. Bu sistem n = 1, 2 ve 3 olmak üzere üç farklı sınıfta incelenmiştir.

n = 1 için $\rightarrow$ $Tl_2Ba_2CuO_6$ $\rightarrow$ 2021 fazı $\rightarrow$ Tc $\approx$ 80 ^{0}K $\rightarrow$ tetragonal yapı

n = 2 için $\rightarrow$ $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ $\rightarrow$ 2122 fazı $\rightarrow$ Tc $\approx$ 110 ^{0}K$\rightarrow$ tetragonal yapı

n = 3 için $\rightarrow$ $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$$\rightarrow$ 2223 fazı $\rightarrow$ Tc $\approx$ 125 ^{0}K$\rightarrow$ ortorombik yapı

Tl-Ba-Ca-Cu-O sistemi Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemi ile aynı kristal yapıya sahip olmasına rağmen farklı süperiletken özelliklere sahiptir. Tl-tabanlı süperiletken bileşiklerde Bi-tabanlı bileşikler gibi bir deşik süperiletkenidir, yani hall katsayısı pozitiftir. Ayrıca talyum zehirli bir element olduğu için çalışmalarda pek tercih edilmemektedir.

3.1.5. Hg-Ba-Ca-Cu-O (HBCCO) Sistemlerinin Kristal Yapıları

Civa içeren ilk süperiletken malzeme 1993 yılında S. N. Putilin ve arkadaşları tarafından keşfedilmiştir. Tek bir bakır-oksit düzlemi içeren bu süperiletken sistemin geçiş sıcaklığı 94 ^{0}K olarak bulunmuştur (Putilin, vd., 1993). Aynı yıl A. Schilling ve arkadaşları bu sisteme kalsiyum ilave ederek geçiş sıcaklığını 130 ^{0}K olarak bulduktan sonra 1994 yılında Gao ve arkadaşları geçiş sıcaklığını 133^{o}K'e yükseltmişlerdir. Günümüzde ise yapılan basınç uygulamaları ile kritik sıcaklık 166^{o}K'e kadar yükseltilebilmiştir. Schilling ve arkadaşları yapıya ait örgü parametrelerini a = b = 2,7 Å ve c = 16,1 Å olduğunu belirleyerek yapının tetragonal olduğunu bulmuşlardır.

3.2. Süperiletken Malzeme Hazırlama Teknikleri

Yüksek geçiş sıcaklığına sahip olan bakır-oksit tabanlı süperiletken ailelerini (YBCO, BSCCO, TBCOO, HgBaCO) hazırlamak çok zor değildir. Ancak kimyasal malzemelerle çalışıldığı için, bu malzemeler ile yapılacak olan çalışmaların her aşamasında sağlık açısından oldukça dikkatli olunmalıdır. Bu malzemelerin göstereceği süperiletkenlik özellikler, hazırlama yöntemine, ısısal işlem süresi ve sıcaklığına, çalışılan malzemenin cinsine doğrudan bağlantılıdır. Kaliteli bir malzeme hazırlamak için, sıcaklık ve zamanın kontrol edilmesi, malzemenin ısısal işleme tabi tutulduğu ortamdaki kısmi oksijen basıncının bilinmesi, tanecik boyutları, malzeme içerisine katkı yapılan diğer elementlerin özelliklerinin iyi bilinmesi ve malzemenin konulduğu potanın cinsi oldukça önemlidir.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerini farklı yöntemler kullanarak hazırlamak mümkündür. Mikroelektrik uygulamaları için ince film hazırlama yöntemleri kullanılırken, büyük çaplı uygulamalar içinse, başlangıç malzemelerinin karıştırılarak sinterlenmesine dayanan klasik seramik hazırlama yöntemi veya amorf fazdan kristal faz eldesine dayanan eritme yöntemi tercih edilmektedir. Malzeme hazırlama yöntemleri süperiletken malzemelerin kalitesi (yapısal kararlılık, yüksek T_c *ve* J_c) açısından oldukça önemlidir. Konvansiyonel seramik malzemelerin hazırlanması için

geliştirilmiş olan çözelti-jel teknikleri de süperiletken malzemelerin hazırlanmasında kullanılmıştır (Yoldaş 1977). Yine de yığın malzeme hazırlama yöntemleri, henüz ince film hazırlama kadar başarılı olamamıştır. Özellikle BCSCO ve TBCCO sistemlerinde, malzeme içerisinde diğer alternatif fazların oluşumu, çok fazlı yapılaşmayı beraberinde getirmiştir. YBCO süperiletkenlerinde bu problem kısmen çözülmüş olsa bile, BCSCO süperiletkenlerinde güncelliğini korumaktadır.

Seramik süperiletken hazırlamanın birkaç değişik yöntemi vardır. Bunlardan genel olarak kullanılan, katıhal tepkime yöntemi, kimyasal olarak elde etme yöntemleri, başlangıç tozlarını eriterek döküm yapma veya ani soğutma ile malzeme elde edilmesi, ince ve kalın film hazırlama yöntemleridir.

3.2.1. Katıhal Tepkime Yöntemi

Katıhal tepkime yöntemi, seramik süperiletken hazırlamak için kullanılan en genel yöntemdir. Bu klasik hazırlama tekniği, malzemelerin birbirleri ile homojen olarak karışmasını ve bu karışmış numunelerin yüksek sıcaklık fırınlarında bir takım ısısal işlemlere tabi tutulmasını içermektedir. Hazırlamak istenilen malzemeyi elde edecek şekilde tartıp karıştırılan başlangıç tozları, genellikle otomatik agat havan kullanılarak öğütülür. Öğütme işleminin süresi hazırlanacak malzemenin cinsine ve miktarına göre değişiklik göstermektedir. Öğütme işleminden sonra, malzeme üzerindeki ilk ısısal işlem olan kalsinasyon aşamasına geçilir. Bu işlemin amacı, öğütme esnasında toz karışım içerisine giren atıkların, yabancı maddelerin, oksit ve karbondioksitlerin sıcaklıkla ayrışmasını sağlamaktır. Başka önemli bir olay ise, toz karışımda homojenliği sağlamaktır. Bu da zaten katıhal tepkime yönteminin temelini teşkil eder. Bunun için tozlar bir potaya konularak sıcaklığı ayarlanabilir bir fırın içerisinde belli bir sıcaklıkta belirlenen bir sürede tutulur. Daha sonra fırından çıkarılan tozlar tekrar agat havan yardımıyla öğütülür. Öğütülen tozlara uygulanacak sinterleme işlemi için, şekil vermek amacıyla presleme yapılır. Presleme için genellikle 4-6 ton arası basınç uygulanarak toz numuneler tablet haline getirilir.

Son aşama ise, süperiletkenliğe geçiş sıcaklığını yükseltmek ve bazı örgü kusurlarını ortadan kaldırmak için oksijen ortamında yüksek sıcaklıkta belirli sürede

hazırlanan tabletleri tavlamaktır. Bu tavlama işlemi numunenin oda sıcaklığından belirlenen sıcaklığa arttırılması ve tavlama zamanı dolduktan sonra da yavaşça oda sıcaklığına soğutulmasını içermektedir. Bu yöntemde numunenin öğütülme, kalsinasyon ve sinterleme süresi hazırlanan süperiletken malzemenin cinsine göre değişmektedir.

3.2.2. Eriyik Döküm Yöntemi

Yüksek sıcaklık süperiletken hazırlamak için kullanılan tekniklerden en kullanışlı olanıdır. Çünkü pota içerisinde yüksek sıcaklıkta eriyik haline gelen başlangıç numune tozları eridikten sonra, atomik ve moleküler düzeyde birbiriyle karışırlar ve karışım maksimum düzeyde homojen olur.

Diğer yöntemlerde olduğu gibi stokiyometrik oranlarda tartılan başlangıç tozları karıştırılıp öğütülür. Öğütülen tozlar kalsinasyon işlemine tabi tutulur. Kalsinasyon işlemi sonunda, ayarlanabilir bir fırın içerisine platin pota içerisine konulan başlangıç tozları, oda sıcaklığından itibaren belirli bir artış oranında malzemenin eriyebileceği yüksek bir sıcaklığa (1100–1200 ^{o}C) çıkartılır ve belirli bir süre bekletilir. Bu sıcaklıkta eriyik haline gelen toz karışımları, daha önceden başka bir fırında ısıtılmış olan bakır kalıplara dökülür. Bu aşamada dikkat edilmesi gereken en önemli şeylerden biri, döküm yapılan bakır kalıbın sıcaklığının eriyik halde bulunan numunenin sıcaklığına yakın değerde olmasıdır. Çünkü aşırı sıcaklık farkı olursa, bakır kalıp bu farktan dolayı çatlayıp parçalanabilir. Döküm işleminde hazırlanan bakır kalıbın şekline göre numuneler elde edilir. En genel elde edilen numuneler silindir şeklinde elde edilen çubuk numunelerdir. Döküm işleminden sonra tavlama işlemi için malzeme hazır hale gelmiş olur. Tavlama işleminde, fırın içerisine potayla konulan çubuk numenler, oda sıcaklığından başlayarak malzemenin erime sıcaklığının hemen altındaki bir sıcaklığa kadar ısıtılır. Bu sıcaklıkta yaklaşık olarak $100-200$ saat arası tavlandıktan sonra süperiletken fazlar elde edilmiş olur.

Bu yönteme benzeyen ancak döküm sırasında farklılık gösteren bir yöntem daha vardır. Bu yöntemde takip edilen yol yukarıda anlatılan eritme işlemine kadar aynıdır. Farklılığı ise, pota içerisindeki eriyiğin bakır kalıp yerine bir bakır plaka

üzerine dökülerek başka bir kalıpla hızlı bir şekilde üzerine vurularak aniden soğutulmasıdır. Çok ince tabakalar şeklinde elde edilen malzeme, öğütme aleti kullanılarak birkaç saat öğütülüyor ve toz hale gelmesi sağlanıyor. Daha sonra presleme aleti yardımıyla istenilen kalınlıkta tablet haline getiriliyor ve erime sıcaklığının hemen altındaki bir sıcaklıkta tavlanarak süperiletken malzeme elde ediliyor.

3.2.3. Çökeltme Yöntemi

Bu yöntemde, hazırlanmak istenilen malzeme miktarı kadar, amonyum nitrat malzemeye karıştırılır. Bu karışım bir beher içerisine konarak yaklaşık $180-200\,^{o}C$ arasındaki bir sıcaklıkta karıştırılarak ısıtılıp, sıvı hale gelmesi sağlanır. Renginin kontrolü sağlanarak mürekkep mavisi rengini alana kadar karıştırılır. Kısa bir süre sonra zehirli gaz çıkışları $(CO_2, NO_2, N_2O$ *v.b.*$)$ gözlenir. Karıştırma sırasında tozların eriyip sıvı hale geldiği gözlenir. Isıtma işlemi sıvı halden katı hale (çökelti) gelene kadar devam eder. İşlem sonucunda beher tabanında siyah renkli bir çökelti oluşur. Bu çökelti alınır ve öğütülür. Toz haline getirildikten sonra 24-48 saat arasında kalsine edilir. Kalsine edildikten sonra istenilen ağırlıkta tablet olarak preslenir. Daha sonra süperiletken yapıyı elde etmek için tavlanır.

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

4.1. Tanecik Yapılı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri

BSSCO yüksek sıcaklık süperiletkenleri, değişik numune biçimlerinde elde edilmektedirler. Bunlar; i) Tek kristaller, ii) İnce filmler, iii) Toz halindeki bileşiğin eritilip, eritilen tozun büyütülmesi ile oluşan numuneler (Murakami, 1992), iv) Tanecikli seramik numuneler, v) Kalın filmler, şeklindedir. Bahsedilen bu numunelerin her birinin magnetik özellikleri birbirinden farklıdır. Süperiletkenliğin ilk kez 1911 yılında 4.2 $^{\circ}$K'de Hg örneğindeki keşfinden, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin keşfine kadar, tek kristal, ince film, kalın film gibi çeşitli şekillerde numuneler üretilmiştir. İlk kez 1986 yılında üretilen ve seramik süperiletken olarak da adlandırılan yüksek sıcaklık süperiletkenleri ise klasik sinterleme reaksiyonlarıyla elde edilmiştir. Seramik süperiletken numuneler, zayıf bağlarla ayrılmış ve rastgele dağılmış küçük taneciklerden oluşur. Bu süperiletkenlere tanecikli süperiletkenler de denir. Üretim için geleneksel olarak Katıhal Reaksiyon Yöntemi kullanılmakla birlikte, kimyasal yöntemlerde mevcuttur. Tanecikli numunelerin, ac duygunluk tekniğiyle ölçülerek gözlenen T_c, J_c gibi fiziksel özellikleri, tek kristallerinkinden farklılık gösterir. Tanecikli süperiletkenlerde yüksek alanlar ve yeterince yüksek sıcaklıklarda, bu özellikler zayıf bağlarla açıklanabilmektedir. Bu zayıf bağ genellikle, tanecik sınırlarında oluşan stokiyometri eksikliği yüzünden ortaya çıkar. Bu durum normal metal engellerine (Dubois ve Cave, 1988) ve bağlantı yakınlık etkisine sebebiyet verir (Larbelestier,1987). Bunun için tanecikli bir süperiletkenin, iki farklı süperiletkenlik özelliği vardır. Birincisi kendine özgü (intrinsic), ikincisi de taneciklerin çiftlenimi (coupling) dir. Bununla birlikte, yüksek kaliteli, kuvvetli bağlı, sinterlenmiş süperiletkenlerde bile bu iki özellik; ancak yeterince düşük alanlarda ölçülmesi durumunda ayırt edilebilmektedir.

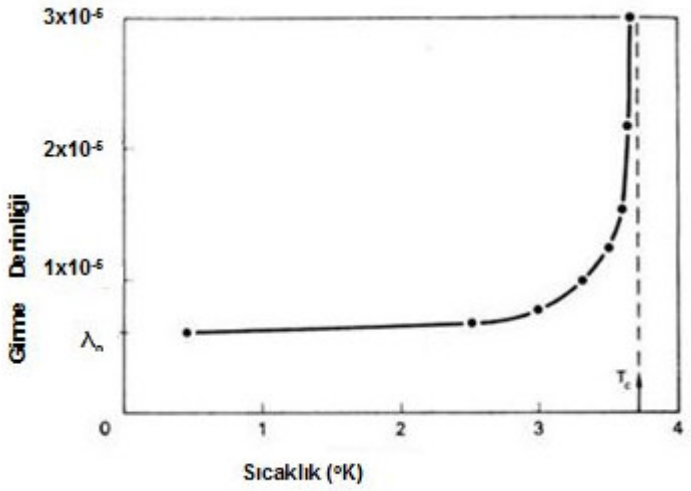
4.2. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Magnetik Özellikleri

4.2.1. Girme Derinliği

London denklemleri ile elde edilmiştir, magnetik indüksiyonun süperiletken bölge içine nüfuz ettiği uzunluğu ifade eder. Bu uzunluk sıcaklık ile şu şekilde değişir;

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0)\sqrt{1/1-t^4} \qquad \textbf{(4.1)}$$

Burada $t=T/T_c$ dir. Bu görüngüsel bir ilişkidir ve kalay için aşağıdaki şekli verir



Şekil 4.1. Kalay için girme derinliğinin sıcaklık ile değişimi

4.2.2. Eş Uyum Uzunluğu

Pippard, 1953 yılında eş uyum uzunluğu dediğimiz şeyi ortaya atmıştır. Eş uyum uzunluğu, ξ, süperiletken elektron yoğunluğunun maksimum değerinden (süperiletken durumda) sıfıra düştüğü (normal durum) uzunluktur. ξ'nin karakteristik

büyüklüğünün mertebesi 10^{-6}m dir. Bu değer metalin saflığına bağlıdır, saflık azaldıkça azalır ve ortalama serbest yola şu şekilde bağlıdır:

$$\xi = \sqrt{\xi_0 l_e} \qquad \textbf{(4.2)}$$

Burada ξ_0 saf metal için değerdir ve l_e elektronların ortalama serbest yoludur. Buda bir malzeme içerisinde bir ξ uzaklığı üzerinde, süperiletken durumdan normal duruma geçebileceğimiz anlamına gelir.

4.2.3. Süperiletken ve Normal Durumlar Arasındaki Yüzey Enerjisi

Süperiletken elektronlar düzenli bir durumdadırlar, böylece Gibss serbest enerji yoğunluğu g_n-g_s kadar azalır. Diğer taraftan süperiletken bölgeler **M** kadar bir magnetizasyona sahiptirler (Meissner etkisi). Gibbs serbest enerjisine $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^{\,2}$ kadar bir katkı gelir. Böylece denge durumunda;

$$\frac{1}{2}\mu_0 H_c^{\,2} = g_n - g_s \qquad \textbf{(4.3)}$$

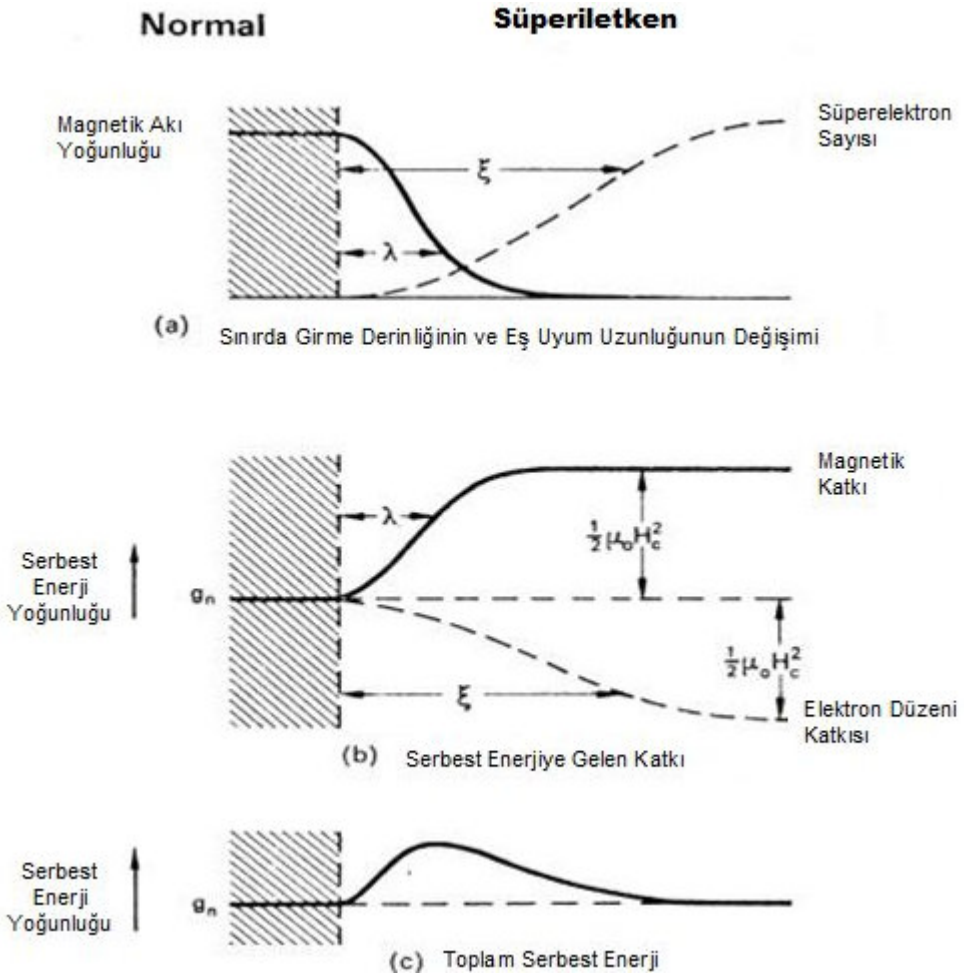
elde etmiş oluruz. Yani derinlemesine bakacak olursak bu değerler süperiletken bölgelerde birbirlerini yok edecekler ve serbest enerji yoğunluğu komşu normal bölgedeki ile aynı olacaktır. Yukarıdaki ifadede ilk terim λ_L uzaklığı ile ikinci terim ise ξ ile değiştiği için aşağı yukarı şu şekilde bir yüzey enerji yoğunluğu olur:

$$\frac{1}{2}\mu_0 H_c^{\,2}(\xi - \lambda) = \frac{1}{2}\mu_0 H_c^{\,2}\Delta \qquad \textbf{(4.4)}$$

Δ ara durumdaki bir karakteristik büyüklüktür. Kurşun ya da kalay için tipik olarak 5×10^{-7} m dir.

4.3. I. Tip Süperiletkenler

(ξ-λ) büyüklüğünün pozitif olduğu materyaller olarak tanımlanır.



Şekil 4.2. I. tip bir süperiletkende n-s arayüzü

4.3.1. Ara Durum

Bir $\mathbf{H_a}$ alanındaki I. tip bir süperiletkenin içine daldığımızda ne olacağını hayal edelim: iç alan uygulanan alan ile magnetizasyonu yok eden alanının farkına eşittir:

$$H_i=H_a-H_D \qquad \textbf{(4.5)}$$

Rastgele cisimler için bu durum karmaşıktır çünkü magnetizasyonu yok eden alan düzenli değildir, ama bir elipsoid için bu alan tek düzedir ve DM değerindedir. Bir süperiletkenin magnetizasyonunun negatif olduğunun ve iç alnının daha büyük olduğunun farkına varılmalıdır, magnetizasyonu yok eden bu etki çok büyüktür. Magnetizasyonun yok olması faktörünün şekle bağımlığını bu şekildedir. Bu durumda iç alan ,

$$H_i = H_a - DM \qquad \textbf{(4.6)}$$

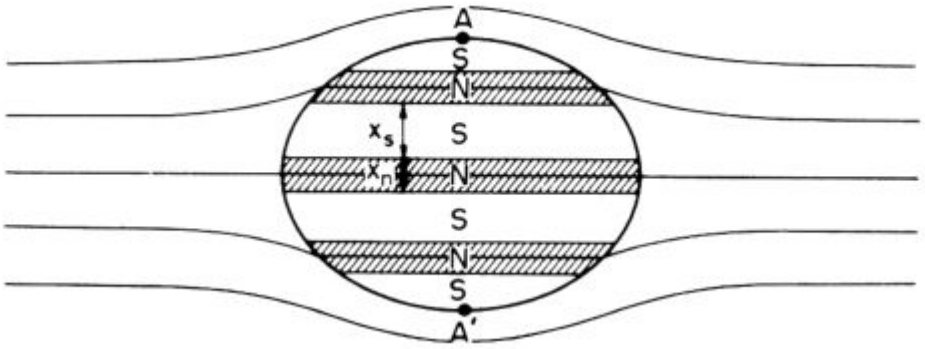
olur, burada D demagnetizasyon çarpanı ve M magnetizasyondur. $M=-H_i$ olan bir süperiletkeni düşünürsek ,

$$H_i = H_a + DH_i \qquad \textbf{(4.7)}$$

olur ve süperiletken bir elipsoid için :

$$H_i = (1/(1-D))H_a \qquad \textbf{(4.8)}$$

Elde edilir. Aşağıdaki şeklin A noktasındaki yüzey alanı iç alana eşit ve H_a alanından büyüktür. Eğer uygulanan alan arttırılırsa H_c değerine ulaştığında numune içine bir normal bölge nüfuz edecektir. Burada 'ara' durum dediğimiz durum vardır. Normal bir bölgedeki alanın kritik alandan ne büyük nede küçük olabileceğini burada vurgulamak önemlidir.



Şekil 4.3. Bir elipsoid içinde ara durum

Ara durumun magnetik özelliklerine bakacak olursak D magnetizasyon faktörüne sahip elipsoidin B iç akı yoğunluğunun etkin değerinin bilinmesi gerekir. B'nin etkin değerini $\overline{B}$ şeklinde tanımlarız ve bu elipsoidin içinden geçen toplam magnetik akıyı gösterir. Eğer akı yoğunluğu süperiletken bölgeler içinde sıfır ise $\overline{B} = \eta B_n$ olur, burada B_n normal bölgelerin yerel akı yoğunluğudur ve η ise normal bölgelerin kesitinin kesridir. Şekil 4.3'ten $\eta = \frac{x_n}{x_n + x_s}$ olduğu görülür ve normal bölgelerde $B_n = \mu_o H_i$ dir. Burada H_i iç alandır dolayısıyla etkin değer $\overline{B} = \eta \mu_o H_i$ olur. Eğer elipsoidin etkin bağıl geçirgenliğinin $\overline{\mu}_r$ olduğunu düşünürsek böylece $\overline{B} = \overline{\mu}_r \mu_o H_i$ olur burada $\overline{\mu}_r = \eta$ olarak alınmıştır. Buradan ortalama magnetizasyon;

$$\overline{M} = \frac{\overline{B}}{\mu_o} - H_i \qquad \textbf{(4.9)}$$

olur. Sonuç olarak iç alan $H_i = H_a$-DM ifadesinde (4.9) denklemi yerine yazılırsa;

$$H_i = H_a - D\left[\frac{\overline{B}}{\mu_o} - H_i\right] \qquad \textbf{(4.10)}$$

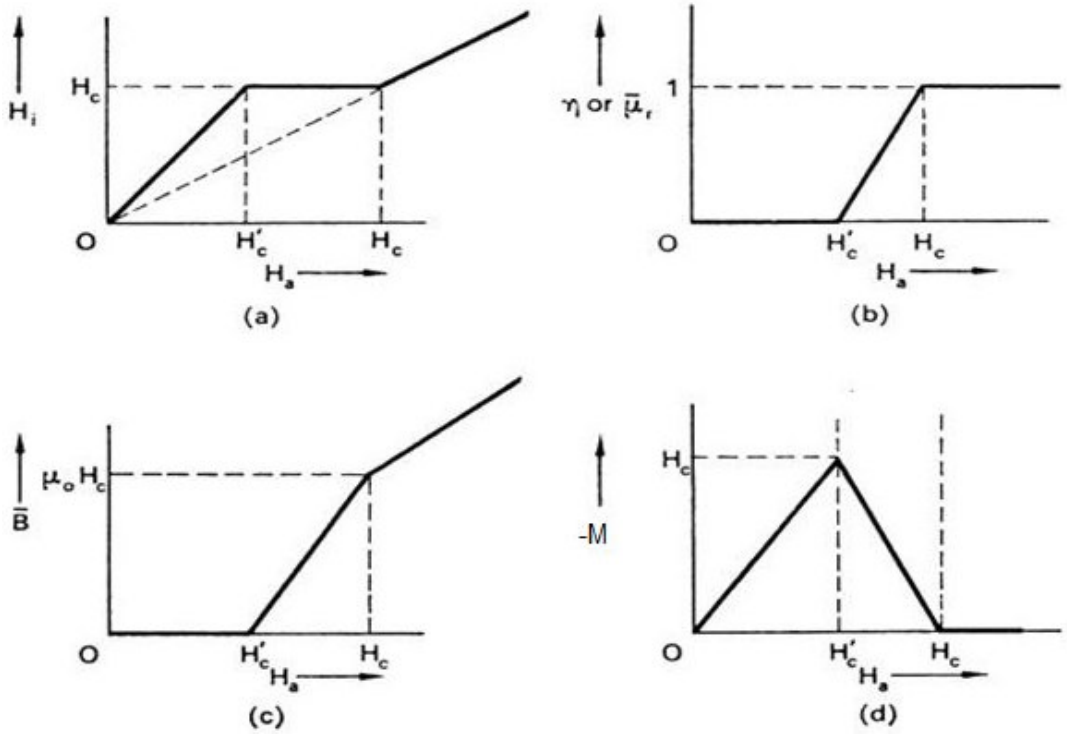
elde ederiz. $\overline{B}$ ifadesini yerine yazacak olursak iç alan için sonuç ifademiz;

$$H_i = H_a - D\left[\frac{\eta\mu_o H_i}{\mu_o} - H_i\right] \qquad \textbf{(4.10.a)}$$

$$H_i = H_a - D(\eta - 1)H_i \qquad \textbf{(4.10.b)}$$

$$H_i = H_a / \left[1 + D(\eta - 1)\right] \qquad \textbf{(4.11)}$$

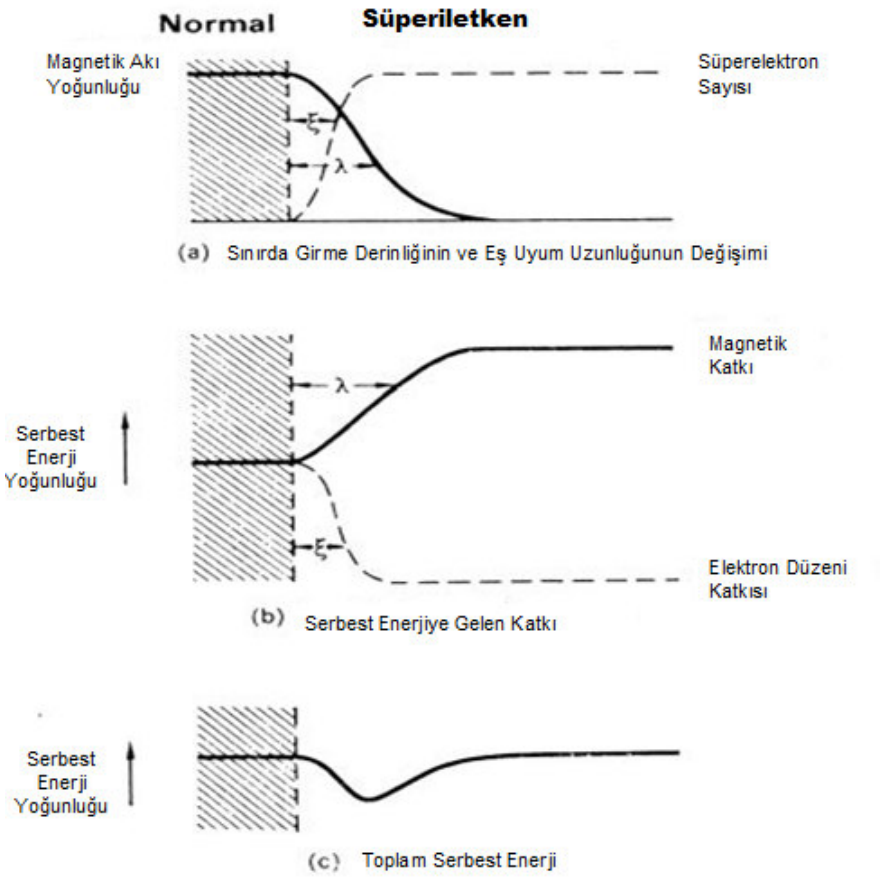
elde edilmiş olur. Burada η, μ_r' ye karşılık gelir. Normal bölgelerin büyüklüğü ara yüzey enerjisine bağlı olacaktır.



Şekil 4.4. (**a**) iç alanın (**b**) ilgili etkin geçirgenliğin (**c**) akı yoğunluğunun (**d**) magnetizasyonun uygulanan alan ile değişimidir.

4.4. II. Tip Süperiletkenler

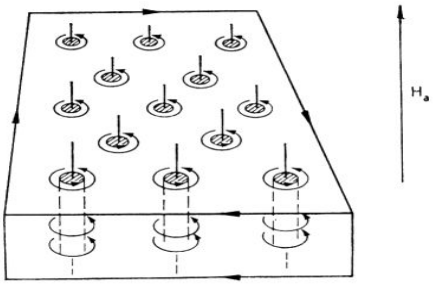
(ξ-λ) büyüklüğünün negatif olduğu materyaller olarak tanımlanır.



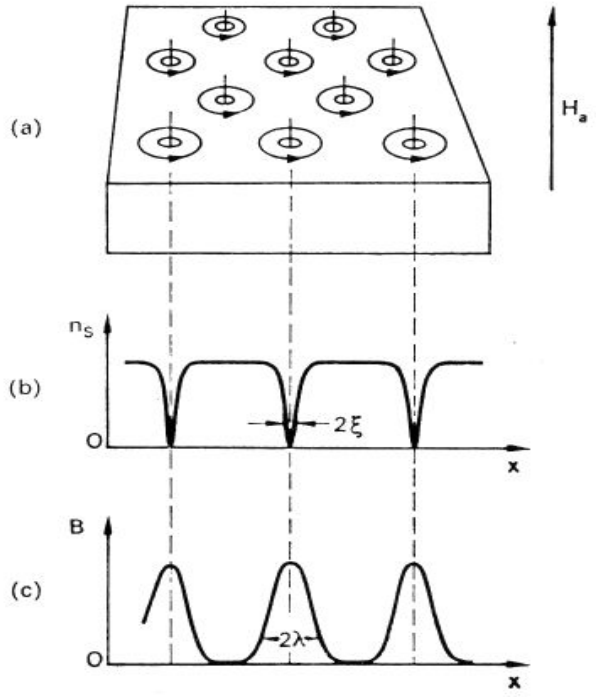
Şekil 4.5. II. tip süperiletkende n-s arayüzü

4.4.1. Karışık Durum

II. tip süperiletkenlerdeki negatif yüzey enerjisi maksimum bir yüzeye yol açar. Böylece normal bölgeler minimum boyuta indirgenmiş olurlar yani sadece bir tek akı kuantumu ϕ_0 taşırlar.



Şekil 4.6. Bir plakadaki karışık durum



Şekil 4.7. II. tip bir süperiletkende (**a**) H_{c1} den biraz büyük uygulanan bir alanda karışık durum, (**b**) süper elektron yoğunluğu (**c**) akı yoğunluğunun numune içerisinde bir doğrultuda değişimi

4.5. Zayıf Bağlar

Klasik yöntemle üretilmiş süperiletken numuneler tanecikli yapıya sahip olup, bu tanecikler birbirlerine zayıf bağlarla temas ederler. Taneciklenme ve taneciklenme

etkileri kapsamlı olarak çalışılmış ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki tanecikler arası zayıf bağların bu tip süperiletkenlerin akım taşıma kapasitelerini sınırlayıcı bir rol oynadıkları belirlenmiştir (Clem, 1988).

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, zayıf bağların çeşitli tipleri bulunmaktadır. En yaygın zayıf bağ tipi tanecik sınırlarında meydana getirilenlerdir. Geleneksel süperiletkenlerde, tanecik sınırları zayıf bağlantılar olarak davranış sergilemektedirler. Ancak, zayıf bağlantılardan dolayı, hareketli tanecik sınırları geleneksel süperiletkenlerin kritik akımları için sınırlayıcı bir faktör değildir. Çünkü uyum uzunluğu tanecikler arası mesafeden çok büyüktür. Bu durum, Raboutou, (1980) tarafından, bir süperelektron yoğunluğunun, bir zayıf bağı geçerken sıfırlanmadığı şeklinde gösterildi (Raboutou, 1980). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin uyum uzunluğunun, birim hücre basamağında olduğu bilinmektedir. Bu nedenle, dalga fonksiyonu bir tanecik üzerinden başka bir tanecik üzerine geçerken bozunuma uğrar.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki zayıf bağlar geniş bir şekilde çalışılmaktadır. Genel olarak bir zayıf bağı araştırmak için, bir ince filmin iki kristalinin bağlantı eklemi üzerinde I-V ölçümleri ve yine ince bir filmin, iki tek kristalindeki ab-düzlemleri arasındaki bağlantı açılarının fonksiyonu olarak ölçümleri yapıldı (Chaudhari, 1988). Bunlardan bağlantı eklemini geçen J_c 'nin kristaller içindeki Jc'den daha küçük olduğu tespit edildi. Daha sonra zayıf bağlar olarak davranan tanecik sınırları üzerine bir model kuruldu. Bu modele, dirençli paralel eklem (Resistive Shunt Junction, RSJ) adı verildi.

RSJ modeline göre, ekleme uygulanan akım, kritik akım I_c'den küçük ise, akım tanecik sınırlarından geçerken, eklemde voltaj oluşturmaz. Bunun sonucunda, akımın akışı esnasında eklemdeki direnç sıfır olur. Uygulanan akımın değeri I_c'yi aştığında, eklem içinde dV/dI ile verilen bir direnç oluşur. Bu direnç, eklemin normal durumunda sahip olduğu direnç değerine eşittir.

Tanecikler arası bağların zayıf olması nedeni ile, bu bağlar uygulanan alana karşı çok hassas davranırlar. Bir magnetik alanın varlığında, süperakımlar tanecik sınırları içinden akarken, alanın varlığı yüzünden düzgün akışları bozulur. Ancak, magnetik alanın I_c üzerine olan gerçek etkisi bilinmemektedir. Benzer şekilde tanecik

sınırlarının sıcaklığa bağımlılığı kurulma aşamasındadır. Kritik akım I_c ile sıcaklık arasında $I_c(T)=I_c(0)[1-(T/T_c)]^2$ bağıntısı bulunmaktadır (Chaudhari, 1988).

Likarev, zayıf bağları süperiletken-normal-süperiletken (s-n-s) eklemine benzetti. Bu eklemde yer alan, normal bir metaldeki süperelektron çiftinin ilerleme mesafesi, eklemin kalınlığından küçük ise eklem zayıf bağlı bir bağ gibi davranır (Likharev, 1979).

4.6. Akı Dinamikleri

II.tip süperiletkenlerde sıfırdan farklı bir direnç, ancak akı çizgilerinin hareketi sonucu ortaya çıkan bir dirençtir. II.tip süperiletkenler karışık halde iken, yeterince büyük bir akım, girdapların akıma dik olarak hareketlerine neden olabilir. Bu girdap hareketi, akının zamanla değişimi anlamına gelir ve madde içinde direnç meydana getirir. Safsızlıklar ekleyerek, girdapları bir yere çivilemek (pinning) ve hareketlerini engellemek; dolayısıyla karışık bir haldeki bir süperiletken için sıfır direnç oluşturmak mümkün olabilir. II. tip bir süperiletken için kritik akım şu şekilde elde edilebilir: Bu akımın değeri ile girdaptaki akının çarpımı, girdapları bir yere çivileyen kuvveti yenecek bir Lorentz kuvveti vermelidir. Bu kuvvet akı çizgilerinin hareketine neden olmaktadır. Bu olgu kritik akımın değerini belirler. Bu kuvvetin varlığında bir elektrik alan meydana gelmektedir. Elektrik alanın belirli bir kritik değeri, kritik akım yoğunluğunu belirlemeye yarar.

II.tip süperiletkenlerin en önemli özelliklerinden biri kuvvetli magnetik alanların varlığında, yüksek kritik akım yoğunluğu taşıyabilmeleridir. Isısal aktivasyonun yokluğunda, bir eşik değerine sahip kritik akım yoğunluğu $\mathbf{J_{c\perp}(B, T)}$ akı çizgilerinin bulundukları yerden ayrılmalarına karşılık gelmektedir. Bu çivileme kuvveti, $\mathbf{J_{c\perp}(B, T)\ B=F_p(B, T)}$ ile verilir. Burada $\perp$ indisi, kritik akım yoğunluğunun, yerel akı yoğunluğu **B**' ye dik olarak aktığını ifade etmektedir. Akı çizgilerinin çivilenmesini ifade eden $\mathbf{F_p(B,T)}$, numuneye ve onun özelliklerine bağlıdır. Çivileme kuvveti, yapı bozuklukları, boşluklar, dislokasyonlar, tanecik sınırları gibi yapıya ait durumlara bağlı olarak değişmektedir (Anderson, 1962). Numunedeki çivileme yerleri genellikle bu yapı kusurlarının bulunduğu yerlerdir.

Güçlü çivilemede $\mathbf{F_p}$ büyük olacaktır ve bunun sonucu olarak ta süperiletken numune içinde indüklenecek $\mathbf{J_c}$ büyük olacaktır.

Süperiletken numuneye uygulanan H_{ac} alanının, numune içindeki magnetik akı yoğunluğunun hacim ortalaması **<B>**' ye göre değişiminin grafiği bir histeresiz oluşturur. Oluşan bu histeresiz, uygulanan alan H_{ac}' nin bir periyodu için, numunedeki enerji kayıplarının bir ölçümünü vermektedir.

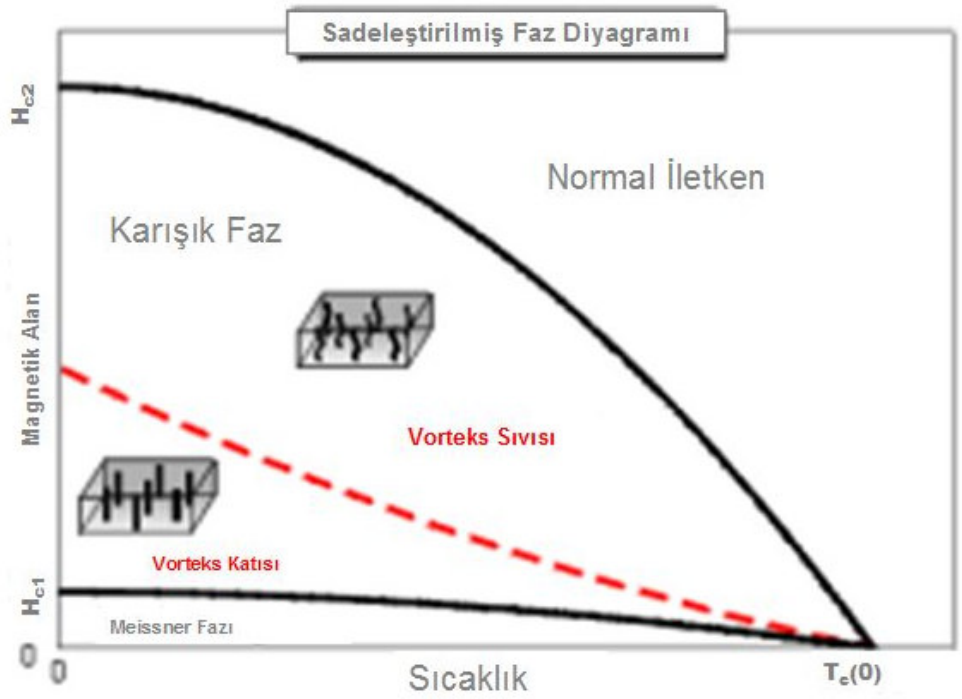
Bilindiği gibi ac duygunluk, ac kayıplarla ilişkilidir. II. tip süperiletkenlerde çeşitli kayıp mekanizmaları bulunmaktadır (Clem, 1992). Bunlar, a) Eddy-akımı kayıpları, akı akışı kayıpları ve sürtünme kayıpları olup frekansa bağımlılık gösterirler. Bu tip kayıplar, hem ideal II. tip süperiletkenler (çivilemeninserbestliği veya tersinirliği) için hem de ideal olmayan II. tip süperiletkenler (tersinmez) için yüksek frekanslarda önemlidir; b) Bulk çivileme histeritik kayıpları ve yüzey histeritik kayıpları frekanstan bağımsız ancak magnetik alana bağımlılık göstermektedirler; c) Akı çizgisi kesme kayıpları bunun için iki durum söz konusudur; i) Kritik akım yoğunluğu, B' ye paralel bir bileşene sahip olmalıdır. ii) Bu bileşen akı çizgisi kesmesi yüzünden eşiği aşmak için yeterince büyük olmalıdır.

Akı çizgileri bir numuneye nüfuz ettiğinde, H_a, uygulanan alan numunenin merkezine kadar sızabilecek en küçük alan H*' a eşit olduğunda, kayıplar maksimum olacaktır (Clem, 1988)

4.7. Vorteks Mekanizması

Süperiletkenlik, maddelerin gerçek bir termodinamik faz durumudur. Oluşan fazlarla ilgili, uygulanan alana ve sıcaklığa bağlı olarak meydana gelen süperiletken ve normal durum ile ilgili çizilen faz diyagramı Şekil 4.8.'de görülmektedir. Bu şematik olarak gösterilen faz diyagramı yalnızca II. tip süperiletkenler için geçerlidir ve Şekil 4.8.'de görüldüğü gibi dört farklı faz oluşmaktadır. Yüksek *T* ve H değerlerinde madde normal iletken durumda iken, düşük *T* ve *H* değerlerinde ise tamamen Meissner etkisinin gözlenebileceği Meissner-fazı durumundadır. Manyetik alanın materyalin içine girmeye başladığı durum, karışık faz olarak adlandırılmakta ve bu durum vortekslerin sıvı ve katı olarak bulunmalarından dolayı ikiye

ayrılmaktadır. Meissner durumunda, maddenin içerisine magnetik alanın girmesi engellenir ve bu iş maddenin yüzeyinde bulunan süper akımlar tarafından yapılmaktadır. Şekle bakıldığında, dışarıdaki alan bazı bölgelerde artmaktadır. Uygulanan alan arttırıldığında, ilk kritik alan değeri aşılacak ve bu durumda alan çizgileri süperiletken içerisine girmeye başlayacaktır. Eğer çizgiler bir kez içeri girerse, alan tekrar bu kritik değerin altında tutulursa, bu durumda Meissner fazına inilmiş olunur.



Şekil 4.8. Süperiletken ve normal durum ile ilgili çizilen faz diyagramı

Bu noktada meydana gelen olaya, çok derine inmeden kuantum mekaniksel olarak yaklaşılırsa, oluşan süperiletken parçacıklar (elektron çiftleri veya Cooper-çiftleri) yoğunlaşmış olarak adlandırılırlar ve sonuçta iyi tanımlanmış fazlara

sahiplerdir. Bunun anlamı, alan çizgileri malzeme içerisine sürekli olarak nüfuz edemez ve sadece magnetik akı kuantumlarının küçük paketleri şeklinde (kuanta) gireceklerdir. Oluşan karışık durumda, süperiletken malzeme içinden geçen tüpler, bir peynire benzer (delikli) ve bu tüplerin hepsi bir tek akı kuantumuna sahiptir. Bu akı tüplerinin merkezindeki magnetik alan süperiletkenliği yok edecek kadar yüksektir. Çünkü bu akı tüpleri, girdap gibi dönen süper akımlarla çevrilmiştir ve bunlar vorteks olarak adlandırırlar. Bu durumda bulunan bazı normal iletken bölgeler başlangıçta herhangi bir sorun oluşturmamaktadır. Çünkü süperiletken içerisinden bir akım geçirilirse, akımlar sadece normal bölgeler civarında akacak ve onlardan uzak duracaklardır.

Süperiletken malzeme içerisindeki vorteksler kendi aralarında etkileşim kuvveti oluşturarak farklı vorteks fazlarının oluşmasına neden olacaklardır. Bu fazlar kendilerini bir örgü gibi oldukça düzgün sıralayarak vorteks kristallerini oluştururlar. Bu kristaller, sıcaklık arttırıldığında hareket etmeye başlayarak eriyecekler ve bunun sonucunda vorteks sıvısı oluşturacaklardır. Bu olay su içerisinde eriyen bir buz parçasına benzetilebilir. Eğer süperiletken, safsızlıklara ve örgü kusurlarına sahipse, bu bölgeler vorteksleri çekecek ve bu bölgeler yapı içerisinde rasgele yerlerde olduklarından dolayı vorteks kristalinin düzenli yapısını bozarak vorteks camlarının (düzensiz yapı) oluşmasına neden olacaklardır.

Karışık durumda bulunan süperiletken içerisinden bir elektrik akımı geçirilirse, bu bölgede bulunan vorteksler çok önemli bir rol oynarlar. Bu durumda meydana gelen olaylar tam olarak görülmese de bu olayların nasıl olabileceği hakkında fikir yürütülebilir. Lorentz kuvveti ile meydana gelen akım sonucunda bir manyetik alan oluşur. Bütün bu kuvvetler bir elektro motor kuvveti oluşturur. Oluşan bu kuvvetler akım taşıyıcılarına (süperiletken içerisindeki elektron çiftleri) ve magnetik alana etki eder. Bu kuvvet sonucunda vorteksler, diğer kuvvetlerin onları çivilemesine fırsat vermeden hareket edeceklerdir. Bu vorteks hareketleri zamanla değişen manyetik alanla birleşecek ve zamanla değişen bu manyetik alanlar bir elektrik alan oluşturacaklardır. Bu elektrik alan elektronları harekete geçirmeye başlarsa bunun sonucunda akımda artış meydana gelmesi beklenir. Fakat mümkün

değildir çünkü oluşan voltaj elektron çiftlerinin yavaşlamasına neden olacak ve bunun sonucunda akım taşıyıcılarının yavaşlaması ile bir direnç meydana gelecektir.

Eğer vorteksler hareket ederlerse, bunun sonucunda süperiletken malzeme bir elektriksel dirence sahip olacak ve bu durum teknik uygulamalar için olumsuzluk yaratacaktır. Fakat bu duruma yol açmadan, vorteksler harekete başlamadan çivilenebilirler. Örnek vermek gerekirse, bir vorteks kristalinde veya camda, akım çok yüksek olsa bile sıfır direnç elde edilebilmektedir. Böylece örgü içerisinde kusurlar yaratılarak vorteksler çivilenir ve bunun sonucunda çok yüksek kritik akım değerleri elde edilebilir.

4.8. Ginzburg-Landau Tanımı

Bir dış magnetik alanda bulunan II. tip süperiletkenlerdeki vorteks-cam teorisi için anlık U(1) kırılması üzerindeki ısısal değişimlerin etkileri ve kritik davranış ve global faz diyagramı üzerindeki öteleme simetrisiyle alakalı kısa bir tartışma ile başlayalım. Düzensizlik tanıtılarak, üç boyutta Abrikosov örgüsündeki uzun erimli geçiş düzenini bozduğu bilinen deneysel sebeplerden dolayı ortaya çıkan rastgele düzensizliklerin ortaya çıkması engellenmiştir. Mümkün olan kısmi camsı düzenli fazları açığa çıkararak bölgesel ve faz uyumlu vorteks camlarını tespit edebilmiştir. İzole edilmiş vorteks çizgilerinin davranışlarının ve genelleştirilmesinin rastgele bir potansiyel altında incelenmesi bizi camlar hakkında daha önemli kavramlara yöneltir. Topolojik düzende dislokasyon olmaksızın yerleşmiş iki ve üç boyutta camlar gibi elastik vorteks camların tartışılması esas ilgi alanımızı oluşturur. Ayrıca üç boyutta "Bragg camları" adı verilen ve hala yarı uzun erim geçiş düzenine sahip elastik vorteks camları vardır. Orta şiddetli alanlarda dislokasyon oluşumlarına bağlı olarak bu fazın dengede olduğu gösterilmiştir. Burada önceki sonuçlar Bragg-cam fazının faz uyumlu vorteks-cam düzeni göstermeyeceğini söyler. İleride ise sadece çok boyutlu durumlarda zayıf düzensizlikler gösteren sistemler oluşması beklenmektedir. Daha sonra vorteks-cam fazında lineer (çizgisel) direncin yok olduğu gösterilir. Kendisine paralel bir magnetik alandaki süperiletken ince film için

vorteks-cam geçişi detaylı bir şekilde incelenmiştir. Son olarak ise rastgele bir ortamda hareket eden vorteks çizgilerinin gelişim süreçlerini gözden geçirilmiştir.

1935 yılında F. London ve H. London aynı anda mükemmel iletkenliği ve mükemmel diamagnetizmayı tarif eden çok başarılı ve olay yaratan bir teori geliştirmişlerdir. Daha sonra,1950 yılında London tarafından da tartışıldığı gibi bu teori, süperiletkenliği $\vec{p}$ momentumu uzun erim düzeni ile karakterize edilen bir fenomen gibi ele alarak desteklemiştir. Bohr-Sommerfeld kuantizasyonu $\oint \mathbf{p}_s \vec{d}_s = nh$ bir tarus üzerinde fluksoid kuantalanmasını verir. Ginzburg ve Landau, London'nun süperiletken elektrodinamiği ile Landau'nun faz geçişleri teorisini birleştirerek süperiletkenlik için güçlü ve olay yaratacak bir tanım ortaya çıkarmışlardır. Süperiletken faza geçiş burada kompleks düzen parametresi Ψ' nin U(1) simetrisinin bozulmasına ve köşegen olmayan uzun erim düzeninin (Off-Diagonal Long-Range Order, ODLRO) gözlenmesine karşılık gelmektedir.

1957'de Abrikosov bir çivileme (pinning) çalışmasında mükemmel diamagnetizmayı azaltan ve transport akımı tarafından vorteks çizgilerinin çekirdeklerinin hareketlerine kaynak sağlayan, üçgen örgü şeklinde vorteks çizgilerinin kuantumlanmış magnetik akı şeklinde (yeterince yüksek manyetik alan altında) nüfuz etmelerine izin veren II. tip süperiletkenlerin olduğunu gösterdi. Bu durumda U(1) simetrisine ek olarak sistemin sürekli geçiş simetrisi süreksiz hale gelmiştir. 1960 yılından beri daha önce çoğu kez çalışılmış olan geleneksel süperiletkenlerde düşük geçiş sıcaklıkları ve büyük uyum uzunluklarından dolayı ısısal değişimlerin etkilerinin çok küçük olduğu bilinmektedir (Ginzburg, 1961). Süperiletkenlik özelliklerinin korunması için vortekslerin pinning merkezleri etrafında hareketleri engellenmelidir. Anderson ve Kim'in (1964) , ortaya attığı eski çivileme (pinning) teorilerinden bir tanesi ise sadece sıfır sıcaklıkta dağılmanın olmadığını göstermiştir. Isısal olarak aktifleşmiş sıçrama düşük sıcaklıklarda (enerji engellerinin yüksekliğiyle karşılaştırıldığında) küçük ama sonlu bir dağılıma yol açar. 1970' de Larkin değişken uzun erimli düzenin bozulduğunu göstererek bu teoriyi genişletmiştir. Aslında prensipte Abrikosov fazı çivilenmiş bir sıvı vorteks çizgisinden (ve normal fazdan da) çok farklı değildir, bu nedenle geleneksel

süperiletkenlerin genel faz diyagramı pratikte Abrikosov'un vorteks çizgi zincirinin sonlu bir uyum uzunluğuna sahip olduğu varsayılır.

1980'lerde bu tablo birbirinden bağımsız iki başlangıç gelişmesiyle değiştirildi: Bednorz ve Müler, (1986) tarafından yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin keşfi ve rastgele sistemlerin daha iyi anlaşılabilmesi, özel olarak spin-camlar ve rastgele alanlı sistemlerin anlaşılmasıdır. Yüksek geçiş sıcaklıkları ve anlamlı anizotropisiyle yüksek sıcaklık süperiletkenlerde düzensizlik etkileri vorteks örgüsü karışımından da görüldüğü gibi önemli hale gelecektir. (Cubitt ve ark., 1993, Zeldov ve ark., 1995). Bunun yanı sıra, ısısal dalgalanmaların saf sistemler için sadece $d\leq 2$ boyutlarda vorteks-çizgi örgüsünün (Vorteks-Line Lattice, VLL) gerçek uzun erim öteleme düzenini yasakladığı (Moore, 1989, Moore, 1992, Ikeda ve ark., 1992) ve Abrikosov fazında büyük boyutlarda da değişmez ölçütlü düzen parametresinin köşegen uzun erim düzenini (ODLRO) yok ettiği gösterilmiştir. Böylece üç boyutta ısısal dalgalanmalar Ginzburg-Landau Hamiltonien'inin U(1) simetrisinin düzeltmekle beraber vorteks örgüsünün varlığına da izin verir. Bu buluş Schafroth, (1955) tarafından yapılan daha önceki bir gözlemle özdeştir şöyleki; kritik bir şiddetin üzerindeki magnetik alan hala kalıcı diamagnetik momente sahip olan ideal bozon gazının Bose-Einstein yoğunlaşmasını yok eder.

Düzensizlik olan sistemlerde gerçek ötelemeli uzun erim düzeninin yok edilmesine rağmen sistemin "vorteks-cam" olan birtakım camsı uzun erim düzen fazı gösterebileceği fikri ortaya çıkmıştır (Fisher, 1989). Vorteks çizgilerindeki artık katılıktan dolayı lineer olmayan yüksek dirence yol açan büyük enerji engelleri oluşur (Feigel'man ve Vinokour, 1990, Fisher, 1989, Feigel'man ve ark., 1989 Nattermann, 1990, Fisher ve ark., 1991a).

$$\rho(j) \sim e^{-(J_t/j)^{\mu}} \qquad \textbf{(4.8)}$$

Burada μ, $0<\mu\leq 1$ aralığında bir sabittir ve j_t eşik akımıdır. Lineer direnç yok olduğunda sistem gerçek anlamda süperiletken olur. Vorteks-cam kavramının düzensiz sistemli karışık durumlar için belirsiz bir ifade olmadığını kanıtlamak istiyoruz. Küçük bir dış akım etkisi altında akı sürüklenmesi tartışması ve denge ile

alakalı durumların anlaşılması için denge özelliklerinin bilinmesi çok önemlidir. Fisher, (1989), Fisher ve ark., (1991a) camsı fazın tanımlamasında ODLRO korelasyon fonksiyonlarının ölçümüyle başlamışlar ve uzun erim (camsı) faz düzenleri üzerinde yoğunlaşmışlardır. Diğer taraftan Feigel'man ve ark., (1989), Natterman, (1990) ve daha sonra Korshunov, (1993), Giamarchi ve Le Doussal, (1990) ilk olarak vorteks-çizgi zincirinde camsı düzeni ele almışlardır; vorteks çizgilerinin pozisyonları üzerinde yoğunlaşmışlardır. Her iki durumda da 'vorteks-cam' ifadesi kullanılmıştır. Yukarıda belirtilmiş olan U(1)'in düşük kritik boyutlardaki kırılması ve saf sistemlerde öteleme simetrisinin kırılmasındaki farklar faz uyumlu bir vorteks camı ve yerel bir vorteks camı için aynı zamanda farklı kritik boyutlar olabileceğini önerir. Vorteks düzeninin elastik tanımı mümkün olduğu gibi büyük dislokasyon eğrilerinden yoksun iseler yersel vorteks camları elastik vorteks cam olarak adlandırılırlar. Elastik vorteks camın üç boyutta en önemli örneği "Bragg-glass" olarak adlandırılır. Yinede elastik olmayan vorteks cam fazlarının varlığı hala net değildir.

4.9. Ginzburg-Landau Modeli

1950 yılında Ginzburg ve Landau, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ vektör potansiyeli ile tanımlanan değişmeyen ölçekli magnetik alanda çiftlenen $\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})| e^{i\phi(r)}$ gibi iki bileşenli bir düzen parametresini ortaya koyarak süperiletkenler için yeni bir olay yaratan tanım bulmuşlardır. Böylece eski London teorisinin önemli büyüklüğü olan $n_s(\mathbf{r})$ süperiletken yük taşıyıcılarının (Cooper Çiftlerinin) yoğunluğu $n_s(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})|^2$ ile verilmektedir. Ginzburg-Landau (GL) serbest enerjisi:

$$H_{GL}=\frac{1}{2}\int d^d r\left\{\beta(|\Psi|^2+\frac{\alpha}{\beta})^2+\frac{h^2}{m}\left|(i\nabla-\frac{2\pi}{\Phi_o}A)\Psi\right|^2+\frac{1}{4\pi}(\nabla\wedge A-\mathbf{H})^2\right\} \qquad \textbf{(4.9)}$$

ile verilir. Burada $\mathbf{\Phi}_o = \frac{hc}{2e}$ akı kuantumu, $\alpha(T) \propto (T - T_{c0})$ şeklinde olup T_{c0} ortalama alan geçiş sıcaklığı, **H** dış alan ve m Cooper çiftinin kütlesidir. GL serbest enerjisi iki temel uzunluk göstergesi ile karakterize edilir, bunlar ξ eş uyum uzunluğu ve λ girme derinliğidir. Bunlar H_{GL} parametresiyle şu şekilde bağlantılıdırlar:

$$\xi^2(T) = \frac{h^2}{2m|\alpha(T)|} \tag{4.10}$$

$$\lambda^2(T) = \frac{mc^2}{4\pi|\psi_o|^2 (2e)^2} \tag{4.11}$$

burada $|\Psi_o|^2 = |\alpha| / \beta$, $|\mathbf{\Psi}|^2$ değerinin **H**=0 ve $T<T_{c0}$' daki homojen akımsız durumu için ifadesini verir. İlerideki tartışmalarımız için **ψ'**, **A'** ve **r'** boyutsuz değerleri vermemiz uygun olacaktır;

$$\mathbf{\Psi} = \mathbf{\Psi'}|\alpha/\beta|^{1/2}, A = \frac{\Phi_o}{2\pi\xi} A', \; r = r'\xi \tag{4.12}$$

Bu bizi

$$\frac{1}{T} H_{GL} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{|\tau_{c0}|^{4-d}}{2Gi}\right)^{1/2} \times$$

$$\int d^d r' \left\{ \frac{1}{4}(|\Psi'|^2 + \alpha/|\alpha|)^2 + |(i\nabla - A')\Psi'| + \kappa^2 (\nabla \wedge \mathbf{A'} - \mathbf{H}/H_{c2}^{MF})^2 \right\} \tag{4.13}$$

ifadesine götürür. Burada ise Ginzburg sayısını veriyoruz

$$Gi \equiv \left(\frac{T}{4\pi\xi^2(0)\beta|\Psi_o(0)|^4}\right)^2 = \left(\frac{T}{\xi^d(0) H_{c2}^{\;2}(0)}\right)^2 \tag{4.14}$$

$\kappa = \lambda / \xi$ Ginzburg-Landau parametresi, $\tau_{c0} \equiv \dfrac{T_{c0} - T}{T_{c0}}$ indirgenmiş sıcaklık,

$H_{c2}^{MF} \equiv \Phi_o / 2\pi\xi^2$ kritik alanın üstündeki ortalama alan ve $H_c^2 = 4\pi\beta|\Psi_o|^2$ ise termodinamik kritik alandır.

4.10. Ortalama Alan Teorisi

Ortalama alan teorisinde (Mean-Field Theory, MFT) GL serbest enerjisi, **A**(**r**) ve **Ψ**(**r**)'ye bağlı olarak minimize edilmelidir. İlgili sınır koşullarıyla çözülmesiyle gereken GL denklemleri şu şekilde elde edilir;

$$\left(i\nabla' - \mathbf{A}'\right)^2 + \frac{\alpha}{|\alpha|}\Psi' + |\Psi'|^2 \Psi' = 0 \qquad \textbf{(4.15)}$$

ve ($\alpha < 0$ için)

$$\kappa^2 \frac{1}{|\Psi'|^2} \nabla \wedge \left(\nabla \wedge \mathbf{A}'\right) + \mathbf{A}' = -\nabla'\phi \qquad \textbf{(4.16)}$$

dir. Denklem (4.13) te de açıkca görüldüğü gibi çözümü açıklığa kavuşturacak olan iki parametre **Ψ** alanının etkin yükünün zıttı bir rol oynayan GL parametresi κ dır ve burada dış magnetik alan şiddeti $\mathbf{H}' = \mathbf{H}/H_{c2}^{MF}$ dir.

I. tip süperiletkenlerde $\kappa < 1/\sqrt{2}$ için ortalama alan teorisi, $T<T_{c0}$ ve $H<H_c(T)$ için direnci yok eden ve mükemmel diamagnetizma sağlayan bir faz oluşturur. $H_c(T)$ de normal faza geçiş birinci mertebedendir.

Diğer taraftan II. tip süperiletkenlerde $\kappa > 1/\sqrt{2}$ için ise mükemmel diamagnetizma $H_{c1}^{MF} \approx (H_{c2}^{MF} / 2\kappa^2)(\ln\kappa + 0.08)$ alan değerine kadardır. Daha

büyük alanlar için magnetik akı numuneye her biri Φ_o akı kuantumu taşıyan vorteks çizgileri şeklinde nüfuz eder. Vorteks çizgilerinin birim uzunluk başına enerjisi $\varepsilon_1 = (\Phi_o / 4\pi) H_{c1} \simeq \varepsilon_o \ln \kappa$ şeklinde verilir. Burada $\varepsilon_o = (\Phi_o / 4\pi\lambda)^2$ önemli bir enerji ölçütüdür.

Vorteks çizgileri üçgen bir Abrikosov örgüsü oluştururlar (Abrikosov 1957, Kleiner et al.1964) ve $a_\Delta = (2/\sqrt{3})^{1/2} a$ yerleşimindedirler, burada $a \equiv (\Phi_o / B)^{1/2}$ dir. Abrikosov örgü (ya da karışık) fazı aynı zamanda bozulmuş öteleme simetrisi ve düzen parametresinin U(1) simetrisinin bozulması gibi köşegen olmayan uzun erim düzeni (ODLRO) gösterir. Aynı anda bozulan simetriler H, H_{c2}^{MF} değerine ulaşınca aynı anda yok olurlar. MF yakınlarında hesaplanan ve hızı faz değişiminden dolayı şiddetli yersel değişimler gösteren ODLRO bağlantı fonksiyonunun da hesaba katılması gerekir. Aslında R yarıçaplı bir sistemde $R/2a^2$ mertebesinde sınırdaki teğetsel faz bileşeni $l_\phi \approx 4\pi a^2/R$ uzaklıkta 2π kadar bir faz değişimine karşılık gelir (burada a≈100nm,R≈1cm olduğunda bir atomdan daha küçük olan $l_\phi \approx 10^{-2}$ nm'den söz edilmekte, Brandt (1974)). Böylece $\langle \mathbf{\Psi}^*(\mathbf{r})\mathbf{\Psi}(\mathbf{r}')\rangle$ fiziksel bir çerçeveden bakılacak olursa pek anlamlı olmayacaktır. Fiziksel anlam taşıyan büyüklükler değişmeyen bir ölçüte sahip olmalıdırlar. GL tanımlamasında, düzen parametresinde $|\Psi|$ genliktir, 'süper hız' $\nabla\phi - \frac{2\pi}{\Phi_o}\mathbf{A} \equiv \nabla\tilde{\phi}$ olur ve magnetik indüksiyon $\mathbf{B}=\nabla\wedge\mathbf{A}$ dir. Diğer tüm fiziksel büyüklükler bu alanlar cinsinden ifade edilebilir; örneğin akım yoğunluğu şu şekilde yazılabilir:

$$\mathbf{j} = -\frac{2eh}{m}|\mathbf{\Psi}|^2 \nabla\tilde{\phi} \qquad \textbf{(4.17)}$$

Vorteks sistemiyle ilgilenirken iki temel yaklaşım kullanılmıştır: H_{c2}^{MF} değerine yeterince yaklaşıldığında $(H \gtrsim \frac{1}{3} H_{c2}^{MF})$ alçak Landau seviyesi yaklaşımı (Low Landau Level, LLL), orta ve alçak alan değerlerinde ise ($B \lesssim 0.2 H_{c2}^{MF}$)ise $\xi \ll a$

olduğu durumlarda London yaklaşımı geçerlidir. LLL' nin net kullanılabilirlik oranı tartışılmaktadır (O'Neill ve Moore, 1993, Li ve Rosenstein, 1999).

London yaklaşımında vorteks merkezlerinden bir enerji yoğunluğu taşmasına neden olan $|\Psi| = |\Psi_o|$ genlik düzensizlikleri göz ardı edilmiştir. Bu merkezlerin yerleri $\mathbf{r_i}(s)$ yer vektörü,(i vorteks indisi ve vorteks çizgileri çevresi boyunca olan s değişkeni) ile belirlenir. Ginzburg-Landau Hamiltonieni şu formu alır:

$$H_{LONDON} = \frac{1}{2}\int d^d r \left\{ \frac{h^2}{2m}|\Psi_o|^2 (\nabla\phi + \frac{2\pi}{\Phi_o}\mathbf{A})^2 + \frac{1}{4\pi}(\nabla \wedge \mathbf{A} - \mathbf{H})^2 \right\} \qquad \textbf{(4.18)}$$

İntegrasyon hacminden ξ yarıçaplı tüpleri çıkardığımızda vorteks merkezleri yakınlarında bu fonksiyon sürekli hale gelecektir. ϕ, 2π den başlayarak vorteks çizgisini çevreleyen bir yol boyunca değişirse kompleks düzen parametresinin $\phi(r)$ fazı çok değerli (multivalued) bir fonksiyon olur. Şimdi ϕ yi iki kısıma ayıralım; ϕ_v vorteks kısmı ve ϕ_{sw} spin-dalga kısmıdır. Vorteks kısmının $\boldsymbol{r}_i(s)$ vorteks pozisyonundan ayrı olarak eyer noktası denklemini tamamladığı farz edilir. London ölçütü ∇ .A=0 ile şu şekilde sonuç verir:

$$\nabla^2\phi_v(r) = O, \mathbf{r} \neq \mathbf{r_i}(s) \qquad \textbf{(4.19)}$$

ve

$$\nabla \wedge (\nabla\phi_v) = 2\pi\mathbf{m}(\mathbf{r}) \qquad \textbf{(4.20)}$$

burada **m(r)** vorteks yoğunluğu alanını gösterir;

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \sum_i m_i \int d_s \frac{d\mathbf{r_i}(s)}{d_s} \delta^{(3)}(\mathbf{r_i}(s) - \mathbf{r}) \qquad \textbf{(4.21)}$$

integral $m = \pm 1$ vorteks özelliği taşıyan i vorteks çizgisi boyunca alınmıştır. Eğer spin-dalga kısmı $\phi_{sw}(\mathbf{r})$ numune yüzeyinde sıfır olursa ϕ_{sw} ve ϕ_v ayrışır. Eğer vektör potansiyeli **A,** H_{GL}'de sadece ikinci dereceden olursa, salt faz yaklaşımı içindeki ikinci GL denklemi olan eyer noktası denklemi kullanılarak integral dışına alınabilir.

$$\mathbf{A} + \lambda^2 \nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{A}) = -\frac{\Phi_o}{2\pi} \nabla \phi_v \qquad \textbf{(4.21)}$$

Denklem (4.21)' in rotasyonelini almak bize değiştirilmiş London denklemini verir;

$$\lambda^2 \nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}) - \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \Phi_o \mathbf{m}(\mathbf{r}) \qquad \textbf{(4.22)}$$

Burada $\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A}$ artık tamamen (4.20) denkleminde verilen **m**(**r**) vorteks yoğunluğu alanı tarafından verilen vorteks serbestlik dereceleri cinsinden ifade edilebilir. Böylece London Hamiltonien'i şu şekle dönüşür

$$H_{LONDON} = \frac{1}{2} \int d^d r \left\{ \frac{h^2}{2m} |\Psi_o|^2 (\nabla \phi_{sw})^2 + \frac{\lambda^2}{4\pi} (\nabla \wedge \mathbf{B})^2 + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} - \mathbf{H})^2 \right\} \qquad \textbf{(4.23)}$$

Burada çoğu yerde London şeklini kullanılacaktır, buda tarif edeceğimiz vorteks fazlarında geçerlidir ve özel olarak ta elastik cam fazlarda geçerli olur.

İzotropik bir süperiletken için Abrikosov elastiklik teorisi Brandt (1977a, 1977b) tarafından bulunmuştur. Vorteks çizgisinin bozulması iki bileşenli bir yer değiştirme alanı **u**(**X**,z) tarafından tanımlanır, burada örgü vektörü $\mathbf{X} \equiv \mathbf{X}_{n,m} = \left((2n+m) a_\Delta / 2, m\sqrt{3} a_\Delta / 2 \right)$ $\mathbf{H} = H\hat{z}$ 'ye dik bir düzlemde vorteks çizgisinin kalan pozisyonlarını gösterir. Birçok durumda $\mathbf{u}(\mathbf{X},z) \rightarrow \mathbf{u}(\mathbf{x},z) \equiv \mathbf{u}(\mathbf{r})$ sürekli tanımı gözden geçirilebilir. Büyük ölçeklerde $L \gg \lambda$ vorteks-çizgi örgüsünün elastik enerjisi şu şekilde verilir:

$$H_{el} = \frac{1}{2}\int d^2x d^{d-2}z \left\{ c_{11}\left(\nabla_\perp . \mathbf{u}\right) + c_{66}\left(\nabla_\perp \wedge \mathbf{u}\right)^2 + c_{44}\left(\nabla_{||}\mathbf{u}\right)^2 \right\} \qquad \textbf{(4.24)}$$

Burada $c_{11} \approx c_{44} \approx \mathbf{B}^2/4\pi$ olur. Abrikosov fazı özellikle H_{c2} ile H_{c1} arasında $c_{66} \approx H_{c1}H_{c2}/56\pi$ gibi bir maksimuma ulaşarak yok olan ve sıfır olmayan bir kırpma modülü $c_{66} \approx \frac{B\Phi_o}{(4\pi\lambda)^2}\left(1 - \frac{B}{H_{c2}^{MF}}\right)^2$ ile karakterize edilir. Elastik serbest enerjinin genelde bölgesel olmadığı hesaba katılmalıdır ki bu λ'dan daha küçük bir skalada c_{11} ve c_{44} şiddetli dağılımı şeklinde ifade edilir (Brandt, 1991).

Pinning merkezlerinin yokluğunda Abrikosov fazındaki bir sistem sadece magnetik alana paralel olan akımlarda süperiletken davranış gösterir. Alana dik bileşeni olan akımlar için Lorentz kuvveti vorteks-çizgi zincirini hareket ettirir ve buda $\rho \approx \rho_n B/H_{c2}$ şeklinde bir dirence sahip olan metalik davranışa sebep olur (Bardeen ve Stephen, 1965). Burada ρ_n normal fazın direncidir. Önce dalgalanma etkileri tartışmasına gelecek olursak, izotropik süperiletkenin tanımını yapan (4.9) modelinin mümkün bir genişletilmesini ele almak istiyoruz. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri her ne kadar belirgin bir tabaka yapısı ile karakterize edilseler de sonuç olarak yapıya dik hareket eden elektronlar için m yerine $M=m/\xi^2$ koyarsak Cooper çiftinin etkin kütlesinde şiddetli yersel anizotropi ve homojensizlik gözlenir. Bu tipik değerler YBCO ve BSCCO gibi iki yüksek sıcaklık malzemeleri için $\xi_{YBCO} \approx 0.16$ ve $\xi_{BSCCO} \approx 10^{-2}$ dir. Blatter ve arkadaşları tarafından 1992 yılında gösterildiği üzere (Blatter ve ark., 1994), $\kappa \gg 1$ durumunda bir anizotropik süperiletkenin termodinamik büyüklüğü olan $Q(\vartheta, H, T, \xi, \lambda, \epsilon, \Delta)$ için (burada ϑ magnetik alan yönü ve xy düzlemi arasındaki açı, Δ ise düzensizlik olmak üzere) sonuç izotropik sistemin buna karşılık gelen sonucu $\tilde{Q}$'dan elde edilebilir;

$$Q(\vartheta, H, T, \xi, \lambda, \epsilon, \Delta) = s_Q \tilde{Q}(\epsilon_v H, T/\epsilon, \xi, \lambda, \Delta/\epsilon) \qquad \textbf{(4.25)}$$

Burada hacim, enerji ve sıcaklık için, $\epsilon_v^2 = \epsilon^2 \cos^2\vartheta + \sin^2\vartheta$, $s_V = s_E = s_T = \epsilon$ ve magnetik alanlar için, $s_B = s_H = 1/\epsilon_v$ olur. Eğer T ve Δ izotropik sisteme bağlı olarak $1/\epsilon$ faktörüyle artırılırsa bu malzemelerdeki dalgalanma etkilerinin ileriki kısımlarda (100'e varan bir çarpan ile) daha da artacağı kesin ve açıktır.

Eğer yersel anizotropi z yönündeki eş uyum uzunluğu $\xi_z = \xi_\epsilon$ tabaka yerleşimi s mertebesinde olacak şekilde çok büyük ise tabaka yapısının yönelimi de uygun hale gelir. Bu durumda katmanların ayrılması gibi etkiler ortaya çıkabilir [$B > B_{2D} \approx (\epsilon/s)^2 \ln(s/\xi)$] . Bununla ilgili tanımlama ise Lawrance-Doniach modelidir (Lawrance ve Doniach, 1971). Böyle şiddetli tabakalaşmış materyallerin ayrıcalıklı özelliklerine burada değinmeyeceğiz ve anizotropik durumların sonuçlarını da (4.25) bağıntısından bulunabileceğini bildiğimiz izotropik süperiletken tartışması konusuna girmeyeceğiz.

Tabakalaşma etkilerinin göz ardı edilmesi şu tartışmalarla desteklenmektedir. Teorik analizimiz esas olarak vorteks örgüsünün elastik tanımına dayanır ve asıl ilgimiz büyük uzunluk ölçeklerindeki özellikler üzerine yoğunlaşmıştır. Yeterince zayıf düzensizlik durumunda, örgünün elastikliğinin yerel elastiklik teorisi tarafından tarif edilebildiği yerde, tabiki sadece çok büyük uzunluk ölçeklerinde etkin olarak vorteks örgüsünde çift oluşturur. London yaklaşımıyla beraber anizotropi ve tabakalaşmış yapı ile ilgili tüm bilgiler elastik sabitlerin dispersiyonunda gizlidir, büyük skala özelliklerinin bu detaylardan bağımsız olmasının umut ediyoruz. (London yaklaşımı geçerli olduğunda zaman ve düzensizlik yeteri kadar zayıf olduğunda sağlanır).

4.11. Isısal Dalgalanmalar

Şimdiye kadar dalgalanmaların etkisini GL denklemlerini ortaya çıkarmayan konfigürasyonlar gibi göz ardı etmiştik. Eğer GL serbest enerjisini F(T,**H**) gerçek serbest enerjinin hesaplanabileceği etkin Hamiltonien olarak değerlendirirsek ısısal dalgalanmalar hesaba katılabilir ve şu şekilde hesaplanır;

$$F(T,\mathbf{H}) = -T\left(\int D\Psi \boldsymbol{A} e^{\mathcal{H}_{GL}/T}\right) \qquad \textbf{(4.26)}$$

Eğer II. tip süperiletkenlerin tek ortak bağımsız materyal özellikleri akı kuantumlanması ise o halde karakteristik bir uzunluk skalasını, $\boldsymbol{\Phi}_o$ ve T'den kurmak mümkündür (Fisher ve ark., 1991a);

$$\wedge_T \equiv \frac{\Phi^2{}_o}{16\pi^2 T} \approx 2.10^8 \frac{\text{Å}}{T[K]} \qquad \textbf{(4.27)}$$

ve bu tüm materyaller için aynıdır. Eğer vorteks çizgisinin birim uzunluk başına düşen enerjisi $\varepsilon_o = \left(\boldsymbol{\Phi}_o / 4\pi\lambda\right)^2$ mertebesinde ise, $\wedge_T$ vorteks çizgisinin yer değiştirmesinin karesinin λ mertebesinde olduğu uzunluk skalasını gösterir. Eğer $\wedge_T$ çok büyük olursa dalgalanma etkilerinin çok küçük olması beklenir. d=3 boyutta Ginzburg sayısı $G_i \approx \left(\kappa\lambda(0)/\wedge_T\right)^2$ şeklinde ifade edilebilir. (4.13) ve (4.26) denklemlerinden de açıkça görüldüğü üzere eğer aynı anda $G_i \ll \left|\tau_{c0}\right|^{d-4}$ ve $\kappa \gg 1$ olursa dalgalanmalardan dolayı $\boldsymbol{\Psi}(\mathbf{r})$ ve $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ deki birliktelik gerçektende küçük olacaktır.

4.11.1. Sıfır Dış Alan

Sıfır dış alanda, **H**=0, I. tip süperiletkenlerde, $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ve $\text{Gi} \ll 1$ olduğu zaman (örneğin alüminyum için $\text{Gi} \approx 10^{-13}$) $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ vektör potansiyeldeki dalgalanmalar geçişin birinci mertebeden olmasını sağlar (Halperin ve ark., 1974).

II. tip süperiletkenler için ise diğer taraftan, durum daha az açıktır. Geçişin ikinci dereceden olduğu söylenir (Helfrich ve Müller, 1980, Dasgupta ve Halperin, 1981). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde ise κ'nın büyük değerlerine ($\kappa_{YBCO} \approx 100, \kappa_{BSCCO} \approx 60$) ve büyük Ginzburg sayılarına ($Gi_{YBCO} \approx 10^{-2}, Gi_{BSCCO} \approx 1$)

ulaşılır ve vektör potansiyeldeki dalgalanmalar bunları düzen parametresiyle karşılaştırdığımızda zayıftır. O halde iki kritik bölge vardır. Dış kritik bölgede,

$$|\tau_c| \ll Gi^{1/(4-d)}, |\tau_c| \gg (Gi/\kappa^4)^{1/(4-d)} \qquad \textbf{(4.28)}$$

burada $\tau_c \equiv (T_c - T)/T_c$ gerçek geçiş sıcaklığına bağlı indirgenmiş sıcaklıktır, düzen parametresi dalgalanmaları XY benzeri bir kritik davranışa yol açar. Bu sistemde vektör potansiyelindeki dalgalanmalar göz ardı edilebilir. Eğer eş uyum uzunluğu (d=3 boyutta $\upsilon = \upsilon_{XY} \approx \frac{2}{3}), \xi(T) \approx \xi(0)|\tau_c|^{-\upsilon}$, $\lambda \approx \lambda_o |\tau_c|^{-\beta+\eta\upsilon/2}$ girme derinliğiden daha şiddetli şekilde artarsa, κ'nın etkin değeri $\kappa \sim \xi^{-(4-d)/2}$ bu iki uzunluk aynı mertebede oluncaya kadar azalır. Asimptotik sistemde λ ve ξ skalaları korelasyon üssüyle υ_{XY} aynı yoldadır (Olsson ve Teitel, 1999). Her ne kadar başka yorumlarda önerilmiş olsalar bile bunu belirtmemiz gerekliydi (Kiometzis ve ark., 1995, Herbut ve Tesanovic, 1996, Herbut, 1997, Folk ve Holovatch, 1999, Nyugen ve Sudbo, 1999).

d=2 boyutta dalgalanmalar uzun erim dizilmiş fazların oluşumunu engeller. Etkin London girme derinliği $L_s = 2\lambda^2/s$, s'nin azalmasıyla ıraksar, burada s filmin kalınlığıdır (Pearl, 1964, 1965). O nedenle vektör potansiyeldeki dalgalanmalar göz ardı edilebilir ve sıfır dış alandaki sistem yarı uzun erim düzenli bir faza Kosterlitz-Thouless geçişi gösterir (Doniach ve Hubermann, 1979, Halperin ve Nelson, 1979).

4.11.2. Sonlu Dış Alan

Şimdi sonlu dış alan durumunu ele alacağız. Isısal dalgalanmaların vorteks-çizgi örgüsü üzerindeki en açık etkisi erime noktasıdır (Eilenberg, 1967, Nelson, 1988). Erime noktası deneysel olarak YBCO' da (Safar ve ark., 1992, Kwok ve ark., 1992, Charambous ve ark., 1993, Kwok ve ark., 1994, Liang ve ark., 1996, Schilling ve ark., 1996, Welp ve ark., 1996) ve BSCCO'da görülmüştür (Pastoriza ve ark.,

1993, Zeldov ve ark., 1995, Hanaguri ve ark., 1996). Erime sıcaklığını tahmin edebilmek için Lindemann kriteri kullanılabilir;

$$\left\langle \mathbf{u}^2 \right\rangle^{1/2} = c_{Li} a_{\Delta} \qquad \textbf{(4.29)}$$

burada **u** bir vorteks çizgisinin durduğu noktadan yer değiştirmesidir, $\langle ... \rangle$ ısısal ortalamadır ve $c_{Li} \approx 0.1...0.2$ Lindemann sayısıdır. Eğer kesme modülü c_{66} H_{c1}^{MF} ve H_{c2}^{MF} de yok olursa erime bu iki kritik alana yaklaşma eğilimi gösterecektir (Fisher ve ark., 1991a)

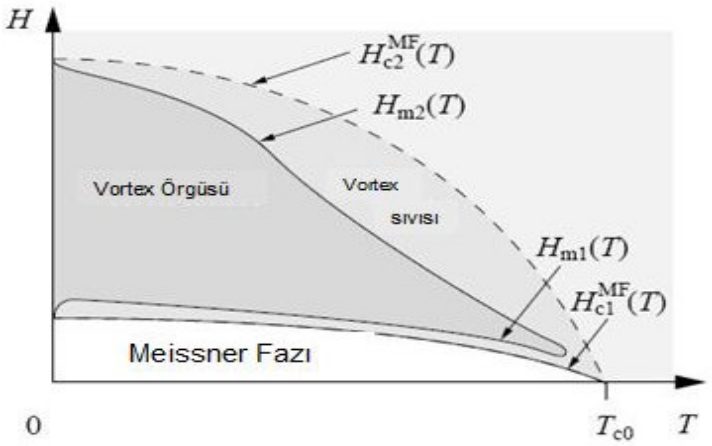
$$\frac{H_{m1} - H_{c1}}{H_{c1}} \approx \left(\frac{\lambda}{\wedge_T} \right) \qquad \textbf{(4.30)}$$

$H_{c1}<H<H_{m1}$ bölgesi, $T_c(H=0)$ yakınlarında λ'nın ıraksadığı yer hariç, vorteks çizgilerinin bir sıvı oluşturduğu yer aşırı derecede küçüktür. H_{c1}, H_{c1}^{MF}'e bağlı olarak dalgalanmalardan dolayı azaltılır (Nelson, 1988, Nelson ve Seung, 1989).Burada erime eğrilerinin hesaplanması için elastik sabitlerin dağılımını hesaba katmamız gerektiğini belirtmeliyiz. Anizotropik ve tabakalaşmış süperiletkenlerde ek bir dalgalanma-indüklü çekici Van-der-Waals etkileşmesi olup vorteks çizgileri arasında bulunmuştur ve buda Meissner ve Abrikosov örgü fazları arasında çok düşük sıcaklıklarda birinci dereceden bir geçişe neden olabilir (Blatter ve Geshkenbein, 1996: Brandt ve ark., 1996). Büyük alanlarda eğer erime çizgisi,

$$a_{\Delta}(H_{m2}) \approx \frac{\lambda^2}{4 c_{Li}^{\ 2} \wedge_T} \qquad \textbf{(4.31)}$$

olursa $H_{m2}(T)$ 'ye ulaşılır (Brandt, 1989, Houghton ve ark., 1989). $H_{m1}<H<H_{m2}$ için vorteks çizgileri bir katıyı oluştururlar (Şekil 4.9.).

Alternatif olarak direk GL-Hamiltonien'ninden başlayabiliriz ve H_{c2}^{MF} dolaylarındaki dalgalanma düzeltmelerini inceleyebiliriz (Lee ve Shenoy, 1972, Bray, 1974, Thouless, 1975, Ruggeri ve Thouless, 1976, Ruggeri, 1979, Brézin ve ark., 1985, Affleck ve Brézin, 1985, Brézin ve ark., 1990a, Radzihovsky, 1995b). Bir dış alanda bulunan d boyutlu süperiletkendeki dalgalanmalar sıfır alandaki a(d-2) boyutlu sisteminkine benzer ortalama-alan fazından Abrikosov fazına ODLRO ile geçişi $d< d_{cl}^{ODLRO}=4$ boyutlarındaki dalgalanmalar tarafından yok edildiğini söyler (sistemin en yüksek kritik boyutu $d_{cu}^{ODLRO}=6$ olur) (Lee ve Shenoy, 1972). Bu şaşırtıcı sonuç GL-teorisindeki bir vorteks örgüsününki gibi peryodik bir çözümün varolmasından yola çıkarak, $d \le d_{cl}^{ODLRO}$ gibi bir kritik boyutun altında şiddetli faz dalgalanmalarının ODLRO'yu yok ettiklerini bulan bilim adamları tarafından yapılan hesaplamalarla uyum içindedir (Moore, 1989, 1992, Glazman ve Koshelev, 1991a, 1991b, İkea ve ark., 1992).



Şekil 4.9. II. tip süperiletkenlerin (T,H) düzleminde şematik gösterimi. Ortalama-alan teorisinde vorteksler H_{c1}^{MF} ve H_{c2}^{MF} kritik alanları arasında Abrikosov vorteks örgüsünü oluştururlar. Isısal dalgalanmalardan dolayı vorteks örgüsü sadece erime alanları olan H_{m1} ve H_{m2} arasında katıdır ve bu çizgiler boyunca vorteks sıvısına doğru erimeye başlarlar.

Detaylı çalışmalar $d_{cl}^{ODLRO}=4$ gibi düşük kritik boyutların sürüklenme olan sistemlerde ve $d_{cl}^{ODLRO}=3$'ün ise sürüklenme olmayan sistemlerde olduğunu

gösterdi. Daha önceki H_{c2}^{MF}'e yakın değerlerde dalgalanma etkileri üzerine yapılan hesaplamalarda LLL yaklaşımı kullanılmıştır ve genelde sürüklenme ihmal edilmiştir, açıkça görülüyor ki ikisinden dolayı basit bir boyutsal kayma burada etkili olmayacaktır. Nitelik bakımından düşündüğümüzde, ek bir dalgalanma kaynağı olarak kaymanın d_{cl}^{ODLRO}'yu arttırması beklenilir. Benzer bir etki ölçüt camlarda da gözlenmiştir. Nitel olarak d_{cl}^{ODLRO}'nun kayması $k > \lambda^{-1}$ için kayma modülünün şiddetli dağılımını izler. (burada sıkıştırma modülünün ODLRO'nun oluşumu üzerinde bir etkisi olmadığını belirtmeliyiz) (Moore, 1992). Paralel alandaki tabakalı bir süperiletkendeki iki ile boyutsal azalmanın kırılmasıda gösterilmiştir, burada $d_{cl}^{ODLRO}=2.5$ fakat üst kritik boyut $d_{cu}^{ODLRO}=5$ olur ve vorteks örgüsü $d\geq 2$ boyutlarda hala kararlıdır (Radzihovsky ve Balents, 1996).

ODLRO geleneksel olarak ölçütü değişmeyen çift korelasyon fonksiyonunun sıfırlanmayan limiti ile tanımlanır;

$$C_2(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2};\mathbf{\Gamma}) = \langle \mathbf{\Psi}(\mathbf{r}_1)\mathbf{\Psi}^*(\mathbf{r}_2) e^{i(2\pi/\Phi_0)\int_\Gamma d\mathbf{A}} \rangle \qquad \textbf{(4.32)}$$

burada $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|\to\infty$ olur ve $\langle . \rangle$ ısısal dalgalanmalar üzerinden ortalamayı gösterir. $C_2(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2};\mathbf{\Gamma})$'nin kendiside vektör potansiyelinin integre edildiği $\mathbf{r}_1$ ve r_2 arasındaki Γ yoluna bağlıdır. London ölçütünde, (4.32) denklemindeki $\mathbf{e}^{\mathbf{i(2\pi/\Phi_0)\int_\Gamma dA}}$ faz faktörünün tamamen göz ardı edilmesine karşılık gelen ölçüt değişmezliğini koruyarak, C_2'yi yoldan bağımsız yapmak için **A**'nın sadece boylamsal bileşenini muhafaza etmek fikri önerilmiştir (Moore, 1992).

Aslında, şayet $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|\to\infty$ olur ise $C_2(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2};\mathbf{\Gamma})$ için sıfır olmayan asimptotik bir ifade için topolojik bozuklukların dış sınır koşulları ya da (II.tip süperiletkenlerdeki gibi) dış alanlar tarafından sistem içine zorlandığı durumlarda uzun erim düzeni için uygun bir tanım olmayabilir. En kolay olarak bilinen örnek antiperyodik sınır koşulları olan ve domain (bölge) duvarlarını sisteme girmeye zorlayan T_c'nin altındaki Ising mıknatısıdır. Duvar dalgalanmaları böylece magnetik

korelâsyonları bastıracaktır. II. tip süperiletkenlerde ,C_2'nin asimptotik davranışının bir sonucu olarak, ısısal dalgalanmalardan dolayı ODLRO'daki kayıp, düzen parametresinin faz dalgalanmaları $\delta\phi(\mathbf{r})$'nin vorteks-çizgi örgüsünün (kırpılma) bozulmasıyla ilişki içinde olması durumuyla ilgilidir. (Moore, 1992, Ikea ve ark., 1992, O'Neill ve Moore, 1993, Baym, 1995)

$$\delta\phi(\mathbf{k}) = \frac{2\pi \mathrm{i}}{\mathrm{a}^2} \frac{k_x u_y(\mathbf{k}) - k_y u_x(\mathbf{k})}{k^2} \qquad \textbf{(4.33)}$$

Burada Fourier dönüşümü kullandık $\delta\phi(\mathbf{r}) = \phi(\mathbf{r}) - \phi_o(\mathbf{r})$ ve $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ alanları için $\delta\phi(\mathbf{k})$ ve $\mathbf{u}(\mathbf{k})$ kullanılmıştır ve $\mathbf{k} = (k_x, k_y, \mathbf{k}_{\|}).\phi_o(\mathbf{r})$ burada taban durumdaki fazı gösterir. $\nabla^2\phi_v(\mathbf{r}) \neq 0$ sadece vorteks bölgelerinde olduğu zaman (4.33) denklemi (4.19) denklemi ile çelişki içinde olmaz. Denklem (4.33) büyük uzunluklu faz dalgalanmalarının vorteks-çizgi örgüsünün yer değiştirme dalgalanmalarını büyütmesiyle alakalıdır. d=4 boyut altındaki ODLRO'nun yok edilmesi her ne kadar herhangi düzenli bir fazın olmaması anlamına gelmemektedir. Bu (4.23) London yaklaşımından çıkarılabilir: (4.22) denklemi yardımıyla $\mathbf{B}(\mathbf{r})$'yi vortekslerin serbestlik dereceleri cinsinden ifade etmek, tek kalan faz dalgalanmalarda spin-dalgaya benzerler, bunlarda $d \leq 2$ boyutlarda geleneksel uzun erim düzeninin yok edilmesine sebep olurlar. Vorteks örgüsünün enerjisine düşük sıcaklıklarda elastik Hamiltonien (4.24) denklemi sayesinde yaklaşıklık yapılabilir, bunada dislokasyonlardan gelen katkı eklenebilir. d>3'te böyle bir sistem $H_{m1}(T)<H<H_{m2}(T)$ için ötelemeli uzun erim düzeni gösteren bir faza sahiptir (Translational Long-Range Order, TLRO). d=2 boyutta elastik dalgalanmalar, düzeni, korelasyonların güç yasası bozulmasıyla karakterize edilen yarı-TLRO'ya indirgerler. Elastik tanımda, TLRO için ilgili düzen parametresi;

$$\psi_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r}) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{Q}.\mathbf{u}(\mathbf{r})} \qquad \textbf{(4.34)}$$

Abrikosov fazında $\langle \psi_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r}) \rangle \neq 0$ olur. **Q** Abrikosov örgüsünün ters örgü vektörüdür. Bu bakış açısına göre ODLRO'daki bir kaybın fiziksel bir anlamı yoktur. Bu sonuç yapılan birçok sayısal incelemeyle uymaktadır ki burada düzenli faza geçişin iki ve üç boyutta gözlendiği açıkça işaret edilmiştir. Süperakışkan yoğunluğunun çift korelasyon fonksiyonu şu şekilde ele alınmıştır (Hu ve Macdonald, 1993, Kato ve Nagaosa, 1993a);

$$C_4(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = \left\langle |\Psi(r_1)|^2 |\Psi(r_2)|^2 \right\rangle \qquad \textbf{(4.35)}$$

LLL yaklaşımını kullanarak iki grupta d=2'de birinci dereceden erime geçişini işaret eden açık bulgular görülmüştür. Bu çalışmalar üç boyutlu sistemlere genişletilmiştir (Sasik ve Stroud, 1993, 1994a). Bükme modülü şu şekilde ele alınmıştır;

$$\gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \left.\frac{\partial \langle j_\alpha(\mathbf{r}) \rangle}{\partial \mathbf{A}'_\beta(\mathbf{r}')}\right|_{\mathbf{A}'=0} = \frac{c}{4\pi\lambda^2}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\delta_{\alpha\beta} - \frac{1}{cT}\left\langle j_\alpha(\mathbf{r}) j_\beta(\mathbf{r}') \right\rangle_c \qquad \textbf{(4.36)}$$

burada $\mathbf{A}'$ katkı vektör potansiyeli ve **j** akım yoğunluğudur. LLL'de ($\lambda \to \infty$ giderken) vorteks-çizgi örgüsünün oluşumunu işaret eden donma sıcaklığında γ_{zz} hızlı bir artış gözlenmiştir. Vorteks sıvı-katı geçişinin beraberinde uyum fazı için korelasyon uzunluğunda bir sapma getirmeyeceği eş zamanlı olarak bulunmuştur (Sasik ve ark., 1995). Simülasyonda C_2 üstel olarak katı fazda da olmak üzere bozulur (Moore, 1992, Ikea ve ark., 1992, Baym, 1995).

Buradaki bakış açımıza uymasa da söylememiz gerekir ki, ODLRO'daki bir kayıp vorteks örgüsünün varlığını göz ardı edemez. Ayrıca II. tip süperiletkenlerde sonlu sıcaklıklarda karışık bir fazın olmadığı öne sürülmüştür (Moore, 1989, 1992, 1997). Direnç ve magnetizasyon davranışındaki gözlenen etkiler termodinamik sınırlarda yok olacak bir geçiş olayı gibi açıklanır. Bundan başka Monte-Carlo simülasyonunda bulunan daha önce bahsettiğimiz vorteks örgüleri bu simülasyonlarda kullanılan yarı periyodik sınır koşulları tarafından artefakt (elde

yapılarak) olarak üretilmiş kabul edilir. Monte-Carlo simülasyonlarında iki boyutta bir süperiletkeni bir küre yüzeyine yerleştirerek bu etkilerden kaçınmaya çalışılmıştır (Moore ve O'Neill, 1992,1993, Lee ve Moore, 1994). Çalışmalarda vorteks örgüsünde donma geçişi gözlenmemiştir. Sonuç olarak, her ne kadar II. tip süperiletkenlerde karışık fazda sonlu sıcaklıklarda ODLRO olmasa da ve vorteks örgüsünün varlığı hala tartışılıyor olsa da, vorteks örgüsünün varlığıyla alakalı en basit senaryo ODLRO'nun yokluğunda d=4 boyutun altında olur. Sistemin sürekli öteleme değişmezliği Abrikosov örgünün **X** örgü vektörleri tarafından sonlu ötelemelere indirgenir. ODLRO'ya karşın saf sistemlerde TLRO için alçak kritik boyut $d_{Cl}^{TLRO}=2$ olur. Eğer kritik sistem sıfır olmayan bir dış alana genişletilecek olursa (d=3'te) sıfır alan kritik bölgesine göre;

$$\frac{T_c(H)-T}{T_c(H)} \lesssim Gi^{1/3}\left(\frac{H_{c2}^{MF}(T)}{H_{c2}^{MF}(0)}\right)^{2/3} \qquad \textbf{(4.37)}$$

olur fakat, erime çizgisi ile $H_{c2}^{MF}(T)$ arasındaki farkı tanımlayabilmek için hala çok küçüktür (Ikea ve ark., 1989). Abrikosov örgü ve normal faz arasında hala boylamsal süperiletkenlik gösteren bir sıvı faz olabilir (Fiegelman, 1993). Son yapılmış olan simülasyonlarda Abrikosov fazı ve normal faz arasında tek bir geçiş gözlenmiştir. Vorteks-çizgi örgüsü fazında rastgele dağılmış donmuş safsızlıkların etkileri üzerinde duracak olursak, her ne kadar varlıkları tamamen göz ardı edilmese de saf sistemlerdeki bu egzotik fazların varlığını göz ardı edeceğiz. Daha önce bahsedildiği gibi safsızlıkların tamamen uyumsuzluk içinde olduğu farz edilecektir. Kolonsal ve düzlemsel bozukluklar çok farklı bir fiziksel yapıya yol açar, yakınlarda yapılan ve Bose-camı adı verilen bu konuya burada değinmeyeceğiz (Tauber ve Nelson, 1997).

4.12. Düzensizliğin Etkisi

Düzensizliğin sistemi karakterize eden tüm parametrelerin (α, β, m ve **H**) rastgele küçük katkıları olduğu farz edilerek Ginzburg-Landau modeline (4.9)

denklemi dahil edilebilir. Burada rastgele ortalama alan geçiş sıcaklığı T_{c0} olan sistemlerin durumunu ele almayacağız, örneğin;

$$T_{c0} \rightarrow T_{c0} + \delta T_{c0}(\mathbf{r}) \qquad \textbf{(4.38)}$$

ifadesini aşağıdaki denklemde yerine koyacak olursak;

$$\overline{\delta T_{c0}(\mathbf{r})\delta T_{c0}(\mathbf{r}')} = \xi^2 \delta_{\xi}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\delta {T_{c0}}^2 \qquad \textbf{(4.39)}$$

olur ve burada üst çizgi düzensizlik ortalamasıdır ve $\delta_{\xi}(\mathbf{r})$ genişlik ξ'nin δ-fonksiyonudur. Ortalama alan teorisinde T_{c0}'daki bir tesadüfîlik geçiş dışındaki bir duruma karşılık gelir. Yinede daha önce gösterildiği gibi ısısal dalgalanmalar keskin bir faz geçişinin oluşmasına izin verir (Khmelnitskii, 1975). Haris kriterine göre, eğer saf sistemin öz ısısının üssü α_{saf} negatif ise ya da eşdeğer olarak uyum uzunluğunun üssü ν_{saf} , $\nu > 2/d$ şartına uyuyorsa zayıf tesadüfîlik kritik davranışı değiştirmez (Haris, 1974). Eğer üç boyutta XY- modeli için α negatif ise, II. tip süperiletkenler için sıfır alan kritik davranışı dış kritik bölgeler için değişmez olur (Lipa ve ark., 1996). Bu aynı zamanda iç kritik bölgedeki (tersine çevrilmiş) XY-tipi olan saf sistem davranışı durumu içinde uygulanabilir. Buna karşın I. tip süperiletkenler için daha önce gösterildiği gibi yeterince büyük miktarda bir düzensizlik 1. dereceden geçişi 2. dereceden geçişe çevirebilir (Boyanovsky ve Cardy, 1982).

Eğer bir dış alan uygulanırsa durum biraz farklı olacaktır. Yine saf sistemlerdeki ODLRO ile alakalı problemlerden dolayı, daha önce tartıştığımız karışık fazdaki yapısal özelliklerin düzensizliklerinin etkisini öncelikle ele almanın zorlaşacağı görülmüş olur. Abrikosov fazında, düzensizlik daha önce gösterildiği gibi ötelemeli uzun erim düzenini yok eder (Larkin, 1970). Buda bölgesel $T_c(\mathbf{r})$ değerindeki bir tesadüfîlik olayının peşinden vorteksler üzerinde rastgele bir potansiyel etkisine yol açar. Düzensizliğin çift oluşturmasının vorteks yer değiştirmelerindeki sonucunun özel şekli daha sonra verilecektir. Eğer düzensizlik

büyük boyutta sistemlerde **u** yer değiştirmenin büyümesine yol açarsa, düzensizlik ortalamalı düzen parametresi $\overline{\left\langle e^{i\mathbf{Q}.\mathbf{u}}\right\rangle}$ TLRO için sıfırlanır. Yinede aşağıda korelasyon fonksiyonu gösterilecektir;

$$S(\mathbf{Q},\mathbf{r}) = \overline{\left\langle e^{i\mathbf{Q}.[\mathbf{u}(\mathbf{r})-\mathbf{u}(\mathbf{0})]}\right\rangle} \qquad \textbf{(4.40)}$$

ve hala cebirsel bir sapmaya uyabilir buda yapı faktörü Bragg piklerinde görülebilir (Giamarchi ve Le Doussal, 1994, Emig ve ark., 1999). Ayrıca spin-cam teorisiyle benzeşim yaparsak yersel cam korelasyon fonksiyonunu şu şekilde alabiliriz;

$$S_{PG}(\mathbf{Q},\mathbf{r}) = \overline{\left|\left\langle e^{i\mathbf{Q}.[\mathbf{u}(\mathbf{r})-\mathbf{u}(\mathbf{0})]}\right\rangle\right|^2} \qquad \textbf{(4.41)}$$

Buda Abrikosov örgüsünde bazı artık camsı düzenin varlığının başka bir işaretidir (Binder ve Young, 1986). Eğer $S_{PG}(\mathbf{Q},\mathbf{r})$ $|\mathbf{r}| \to \infty$ gibi bir güç yasasından daha hızlı bozulmazsa aşağıda böyle bir sisteme yersel vorteks camı diyeceğiz. T→0 için $S_{PG}(\mathbf{Q},\mathbf{r})$ sıfıra yaklaşır. Sıfırdan farklı sıcaklıklarda (4.40) denklemi taban durum civarında vorteks çizgilerinin ısısal dalgalanmalarının şiddeti ölçer. İki sınırlayıcı durum akla yatkın gibi görünüyor: Eğer düzensizlik vorteks çizgileri üzerine rastgele bir kuvvet şeklinde etki ederse o halde düzeni bozulmuş taban civarındaki ısısal dalgalanmalar saf bir sisteminkiyle aynı olur. Bu durumda (4.40) denklemi d=2 boyutun üstünde sıfır değildir. Çok şiddetli vorteks çizgileri olan zıt durumda dar parabolik potansiyel şeklinde ısısal dalgalanmaya yol açtığı düşünülür ve (4.40) denklemi d<2'de sonlu olabilir. Karışık fazın camsı davranışı için yapısal korelasyon fonksiyonlarının bulunuşu ilerleyen kısımlarda tartışılacaktır.

Camsı davranış hakkında tamamlayıcı bir çalışma yapılmıştır (Fisher, 1989).Başlangıç noktası olarak ODLRO için korelasyon fonksiyonu kullanılmıştır. Açıkca (4.33) ilişkisinden dolayı $\overline{\left\langle \Psi(\mathbf{r})\Psi^*(\mathbf{0})\right\rangle}$, d<4 ve r→∞ için sıfır olacaktır. Spin

camlara benzerlikte faz-uyumlu vorteks-cam düzenine (London ayarı kullanılarak $\nabla .A=0$) korelasyon fonksiyonu dahil edilmiştir:

$$C_{VG} = \overline{\left|\left\langle \Psi(\mathbf{r})\Psi^{*}(\mathbf{0})\right\rangle\right|^{2}} \qquad \textbf{(4.42)}$$

Bu denklemi London sınırlarında değerlendirmek öğretici olur $|\Psi_0|^2 \overline{\left|\left\langle e^{i[\delta\phi(\mathbf{r})-\delta\phi(\mathbf{0})]}\right\rangle\right|^2}$.$\delta\phi(\mathbf{r})$ burada $\phi_0(\mathbf{r})$ taban durum örneği için dalgalanmaları gösterir. Eğer düzensizlik (4.33) denklemine bağlı olarak rastgele güç tipindeyse ısısal dalgalanmalar d=4'ün altında $C_{VG}(\mathbf{r})$'yi yok etmelidir. Diğer taraftan taban durum civarında parabolik potansiyelde ısısal dalgalanmalar için $C_{VG}(\mathbf{r})$ sonlu olmalıdır. LLL yaklaşımına rastgele sıcaklıkta geçiş yapan GL modeli için vorteks cam alınganlığı $\chi_{VG} = \int d^{d} C_{VG}(\mathbf{r})$ hesaplanmıştır (Dorsey ve ark., 1992, Ikea, 1996a, 1996b). Bir ortalama alan hesaplamasında $T_{c2}(H)$ altında olan vorteks-cam geçiş sıcaklığı olan $T_g(H)$ sıcaklığına yaklaşıldığında vorteks-camın 2. dereceden bir geçiş ile duyarlılığının arttığı bulunmuştur. Ortalama alan teorisinde vorteks-cam uyum uzunluğu ξ_{VG} , $\upsilon_{VG}{}^{MF} = 1/2$ ortalama alan üssü ile artar. Bundan dolayı $T_g(H)$'nin altında $|\mathbf{r}| \to \infty$ giderken $C_{VG}(\mathbf{r})$'nin sıfırdan farklı bir limitinin olabileceğini bekleriz. Kritik dalgalanmaları hesaba katarak (buda d=6-ϵ açılımı yardımıyla yapılabilir), modelin bilindik bir sınıfa, Ising spin-cam sınıfına dâhil olduğu bulunur. Ayrıca η=- ϵ/6 olmak üzere dinamik kritik üst z=2(2-η) olarak bulunmuştur. Bilindik ölçüt-cam modelleri için daha önce söylediğimiz gibi burada Ising spin-cam ve vorteks camları arasındaki benzerlik gözlenmiş olmalıdır (Huse ve Seung, 1990). Diğer taraftan daha önce yapılan çalışmaların sonuçları, uygulanan alan d=3 boyutta ise rastgele potansiyeldeki vorteks örgüsünün elastik tanımının bulgularıyla bağdaştırmak çok kolay olmayacaktır (Dorsey ve ark., 1992, Ikea, 1996a, 1996b). Daha sonra tartışacağımız gibi vorteks örgüsü $2<d\leq 4$ durumu için bir camsı faz içerir (Bragg-camı) ve burada $C_{VG}(\mathbf{r})$ korelasyon fonksiyonudur, eğer ϵ=4-d değerinden düşük mertebelerde hesaplanırsa büyük $|\mathbf{r}|$ değerlerinde üstel

olarak sıfır olur. Bu bozulmanın sebebi, farklılaşmış taban durum civarındaki fazların şiddetli ısısal dalgalanmalarında yatar. ϵ' yi düzenlemek için bu faz dalgalanmalarının düzensizliği sadece hafif şekilde bastırılır ve böylece CVG(**r**) üstel olarak bozulmuş olur. Ancak ϵ'deki yüksek mertebeli terimler sonucu hala değiştirilebilirler. Prensipte sıfır olmayan S_{PG}(**Q,r**) ve C_{VG}'ye sahip iki camsı faz olabilir. Şimdilik sadece bir camsı faz varmış gibi ve d=6- ϵ boyutlardaki farklı yaklaşımların kullanımlarından gelen sonuçlar arasındaki uyuşmazlık durumuna benzediğini görüyoruz. Şimdiye kadar düzensizliğin zayıf olduğunu fark ettik. Diğer taraftan ölçüt-camı tanecikli süperiletkenler için verilen tanıma ya da şiddetli düzensizlik gösteren sistemler için verilen tanım modellerine benziyor (Ebner ve Stoud, 1985, John ve Lubensky, 1986). Merkez pozisyonu $\mathbf{r}_i$ her süperiletken tanecik içinde sabit olduğu farz edilen düzen parametreli ϕ_i fazı ile tanımlanır. Hamiltonien ise;

$$H = -J\sum_{\langle ij\rangle}\cos\left(\phi_i - \phi_j - A_{ij} - \lambda_0^{-1}a_{ij}\right) + \frac{1}{2}\sum_{\square}\left(\nabla \wedge a\right)^2 \qquad \textbf{(4.43)}$$

burada $a_{ij}=\int_{r_j}^{r_i}\mathbf{a}(\mathbf{r})d\mathbf{r}$ olur. $\sum_{\langle ij\rangle}$ kübil örgüdeki tüm yakın komşuların toplamıdır. $\sum_{\square}$ ise tüm küçük tabelalar üzerinden toplamdır. **a** ise burada λ_0 perdeleme uzunluğu tarafından sınırlandırılan vektör potansiyelinin dalgalanmalarını gösterir. Dış alanın etkisi gibi tesadüfîlik ile olan işbirliği de 0 ile 2π arasında bir dağılımla rasgele değişkenlerden bağımsız olan Aij'nin içine dâhil olduğu farz edilir. Vorteks-cam ile ölçüt-camlar arasındaki ilişkini detaylı tartışması yapılmıştır (buradaki ifade dış alandaki saf olmayan II. tip bir süperiletkenin camsı fazı olarak anlaşılır) (Blatter ve ark., 1994). (4.43) modeli **H** dış alanın varlığından dolayı bariz bir anizotropi gösteren GL Hamiltonien'inin aksine özellikle izotropiktir. Ayrıca ölçüt-camlarının düzenzizliğinin doğası (4.38) denkleminde olandan tamamen farklıdır. İlki düzen parametresinin fazı yoluyla vortekslere çiftlenirken, daha sonrakiler sadece genlik yoluyla çiftleniler. Sonuç olarak ölçüt camın düzensizliği T_{c0} ın

bölgesel değişimlerinde daha çok vorteksleri bozar. $\lambda_0 \to \infty$ için perdelemenin yokluğunda ölçüt-camı birçok bilim adamı tarafından araştırılmıştır (Fisher ve ark., 1991b, Gingras, 1992, Cieplak ve ark., 1995). İki boyuttayken camsı faza geçiş sadece T=0'da bulunmuştur, bu geçiş üç boyutta sonlu sıcaklıklarda yer alır. Bu geçişte bir ıraksak ölçüt-cam geçişi bulunmuştur;

$$\chi_{GG} = \sum_j C_{GG}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \qquad \textbf{(4.44)}$$

burada C_{GG} (4.42) ile benzerlikle ölçüt-camı korelasyon fonksiyonu gösterir;

$$C_{GG}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \overline{\left|\left\langle e^{i(\phi_i - \phi_j)} \right\rangle\right|^2} \qquad \textbf{(4.45)}$$

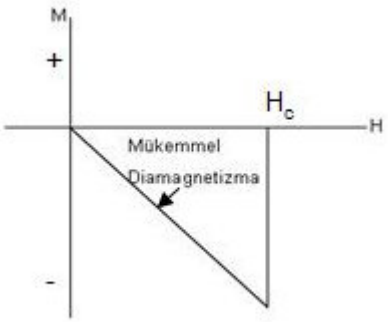
χ_{GG} ıraksaması $|\mathbf{r}| \to \infty$ için $C_{GG}(\mathbf{r})$'nin sıfır olmayan limiti ile olan bir faza geçişi işaret ediyor olabilir. Eğer (4.42)'in vorteks-cam düzeninin tanımı olduğunu farz edersek o zaman ölçüt-cam bir vorteks-cam olacaktır. Sonlu λ_0 durumu ele alınmıştır (Bokil ve Young, 1995, Wengel ve Young, 1997, Kisker ve Rieger, 1998). Perdelemenin üç boyutta ölçüt-cam geçişini yok ettiği ortaya çıkarılmıştır. Daha sonra ölçüt-cam modeline dış alanı arttırarak ve A_{ij} ile ek bir işbirliği olduğunu varsayarak anizotropi etkisi dâhil edilmeye çalışılmıştır (Kawamura, 1999, Kisker ve Rieger, 1999). Sonuç olarak her türlü olasılıkta sonlu olmayan cam geçişi bulunmuştur.

4.13. Süperiletkenlerde Histeresizler

Malzemelerin yarı durgun (60Hz'i içeren) magnetik davranışı, M magnetizasyonunun H uygulanan alana karşı grafiğinin çizilmesiyle temsil edilir. M yalnızca H'nin değerine bağlı olduğunda uygulanan alan başlangıç durumuna dönerken ve hiçbir enerji harcanmazken, malzeme başlangıç magnetik durumuna

geri döner. Uygulamada bakır bu şekilde davranır. Ayrıca, bakırın magnetizasyonu uygulanan tüm magnetik alanlar için genelde sıfırdır. Demir, nikel ve kobalt farklı şekilde davranırlar. Onların magnetizasyonu o andaki magnetik alanın değerine olduğu gibi geçmişlerine de bağlıdır.

Uygulanan magnetik alanın çok kez çevrim sonra, demirin magnetizasyonu her H değeri için M'nin olası iki değeriyle bilindik histeresiz eğrileri şeklinde davranış gösterir. H bir çevrim yaptıktan sonra M başlangıç değerine dönmez, magnetik enerji ısıya dönüşür. Bu dönüşüm tersinmezdir, transformatörlerin soğutma ihtiyacından sorumludur. Eğer M, H'nin tek değerli fonksiyonu olursa H çevrimi tamamladığında malzeme magnetik enerjiyi koruyacak ve harcamayacaktır. Diğer yandan M H'nin tek değerli fonksiyonu olmadığı durumda, H çevrim yaptığında malzeme (demir ya da süperiletken) sıcaklığı artacaktır. Demir mıknatısları büyük bir histeresiz ilmeğine sahip olduğunda "sert" olarak adlandırılır, böylece süperiletkenler de büyük histeresiz ilmeğine sahip olduklarında "sert" olarak adlandırılır.



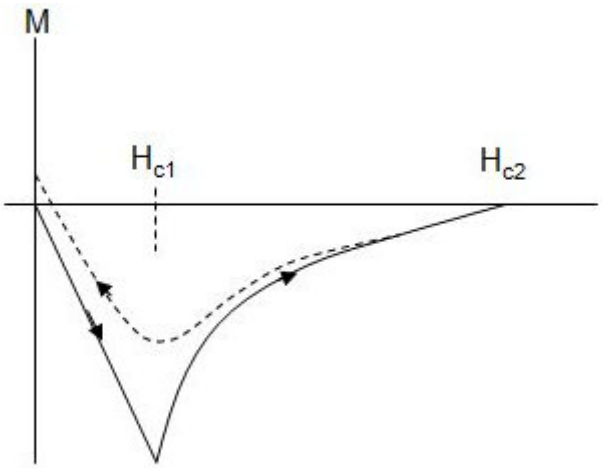
Şekil 4.10. I. tip süperiletken için magnetizasyon davranışı

Süperiletkenlerde, histeresiz (tersinmezlikle birlikte gelen) akı çivilemesinden doğar. Akı çivilemesi olmadığı zaman süperiletkenin magnetik davranışı mükemmel bir şekilde tersinirdir. Şekil 4.10.'da gösterildiği gibi bu I.tip süperiletkenler için olan bir durumdur. Akı çivilemesinin olmadığı ideal II. tip süperiletkendeki davranışta yine B,H ve M ile (bunlardan biriyle ilişkilidir) birlikte tersinirdir. Şekil 4.11'e

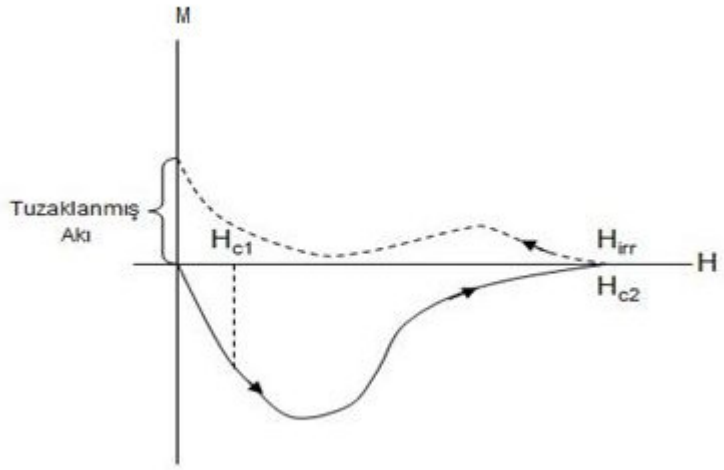
bakacak olursak uygulanan magnetik alan H sıfırdan H_{c2} değerine artırılırsa ve sonra azaltılırsa çizgi H'nin azalışını şeklinde geri döner.

Bununla birlikte hiçbir gerçek malzeme ideal eğride olduğu gibi aynen geri dönmez. Yapısal kusurlar ya da kimyasal kirlilikler akı çizgilerinin kristal içerisinde serbest bir şekilde hareket etmesini önler, bu durum "çivileme" olarak adlandırılır. 1960'larda niobyum bileşikleri kristal kusurları bölgesinde akı çizgilerini çivilemek için iyi bilinirdi. Malzeme mühendislerinin pratik hedefi, yüksek magnetik alanlar altında yüksek akımların akmasına izin vermek için mümkün olduğunca çok çivileme bölgeleri ilave etmekti.

Çivileme olayını daha iyi anlamak için Farnell ve arkadaşları çivilemeyi kasıtlı şekilde minimize eden özel kurşun-indiyum alaşımlarını çalışarak (aşırı yumuşak bir süperiletken) farklı bir yoldan gittiler. Yapabileceklerinin en iyisi Şekil 4.11.'de gösterildiği gibidir. H'nin H_{c2}'ye kadar artması, yukarı yoldan kademeli bir şekilde sapan H'ye karşılık gelen M'nin azalan H yolu ile H_{c1} yakınlarında uyuşmazlığı çok büyük olur. Kalıcı mıknatısa benzeyen küçük bir artık magnetizasyona M neden olan bir miktar akı tuzaklanmış olur.



Şekil 4.11. Hemen hemen çivileme içermeyen kanonik II.tip magnetizasyon davranışı. Akı çivilemesinden dolayı, magnetizasyonun dönüş yolu (H alanı H_{c2}'ye yükseltilip tekrar azaltıldığında) alttaki yoldan farklı olur.



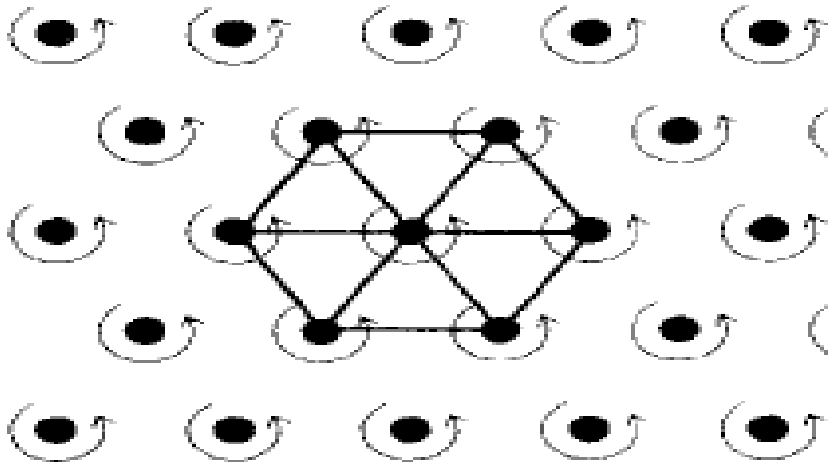
Şekil 4.12. Gerçeğe uygun II.tip çivileme içeren histeresiz. Çok büyük akı çivilemelerine sahip olan II. tip süperiletkenlerde J_c'nin büyük olmasına izin verirler. Bunlarda magnetizasyon diyagramındaki dönüş yolunun alttaki yoldan anlamlı ölçüde sapmasını sağlar. Tersinmezliğin başladığı alan H_{irr} hemen hemen H_{c2} ile aynıdır.

1970'lerde, J.E.Evetts bu şartın, faz sınırlarında özellikle de yüzeylerde çivilemeye atfedildiğini gösterdi. Böylece, bazı akı çivilemeleri pratik olarak II. tip süperiletkenlerde kaçınılmaz olmuştur ve büyük miktarda çivileme çoğu pratik uygulamalar için istenilir olmuştur.

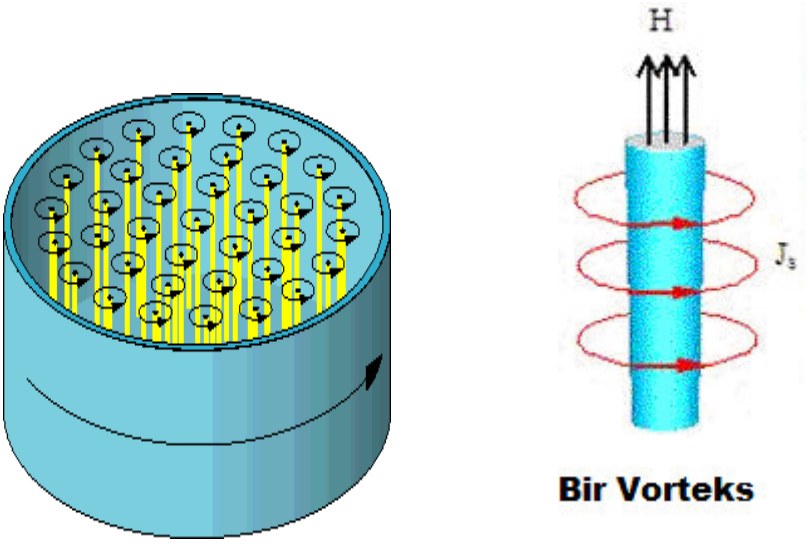
Gerçeğe daha uygun II. tip bir süperiletken, Şekil 4.12.'de çizilen taslaktaki gibi daha karmaşık bir magnetik geçmişe sahiptir. Başlangıçta, H magnetik alanı H_{c1}'den geçerken M magnetizasyonunda ani bir değişme olmaz. M'nin H'ye karşı lineerlikten sapması sadece diamagnetizma durumunun daha fazla mükemmel kalamadığını ve bir miktar akının malzemeye girdiğini gösterir. Sonuçta H'nin artışı yoğun bir akı girişine yol açar, M azalır ve H_{c2}'de akı girişi tamamlanır, $\mathbf{B}=\mu_0 H$ olup malzeme normale döner. Süperiletken durumda, akının çoğu süperiletken içinde çivilenir. H azaltıldığında **B** yükseltilmiş kalır ve böylece $\mathbf{B}=\mu_o(H+M)$ 'dir. H'deki daha sonraki azalışa, H=0'da malzemedeki akı tuzaklanmasından kaynaklanan ve B'yi sonlu bir değere götüren M'deki bir değişim eşlik eder. Bu sürekli manyetizma sıcaklık değiştirilene kadar korunacaktır.

4.14. Abrikosov Girdapları

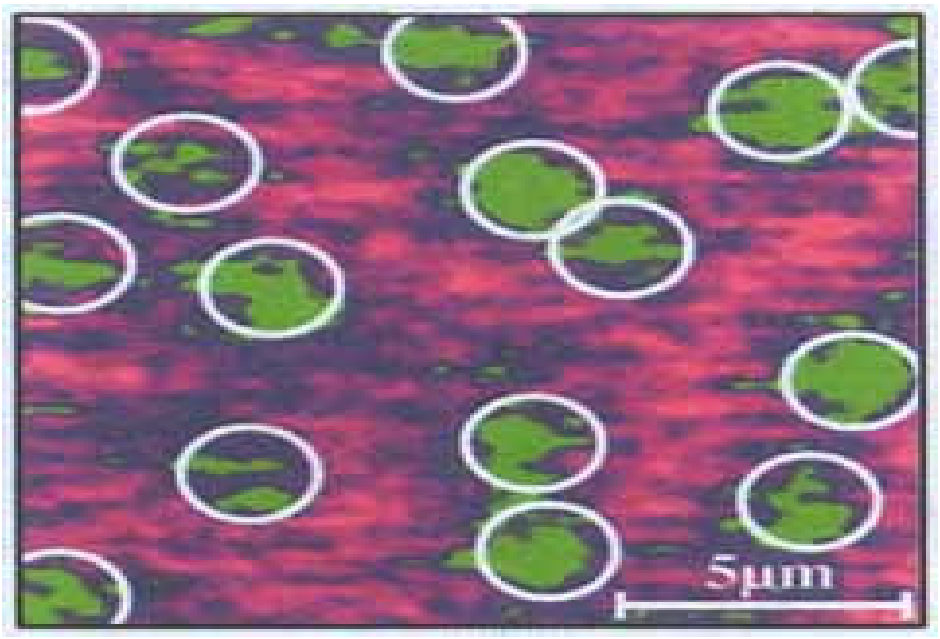
Abrikosov girdap durumunda çeşitli konumlarda oluşan süperiletkenlik fazlarının lineer kombinasyon şeklinde bulunacağını önerdi. Girdap durumunda dış magnetik alan süperiletkene akı kuantumları gibi nüfuz eder. Her bir girdap Ø akı kuantumu taşımaktadır. Her bir girdap normal durumda olan çekirdeğe sahip olup dış magnetik alan boyunca yönelmiştir. Normal silindirin dışında süper akımlar akar. Bu süper akımların kuşattığı normal silindirin ekseni boyunca yönelir ve dış alana eşit magnetik alan oluştururlar. Şekil 4.13.-4.17. Abrikosov vortekslerinin gösterimine bazı örnekler içermektedir.



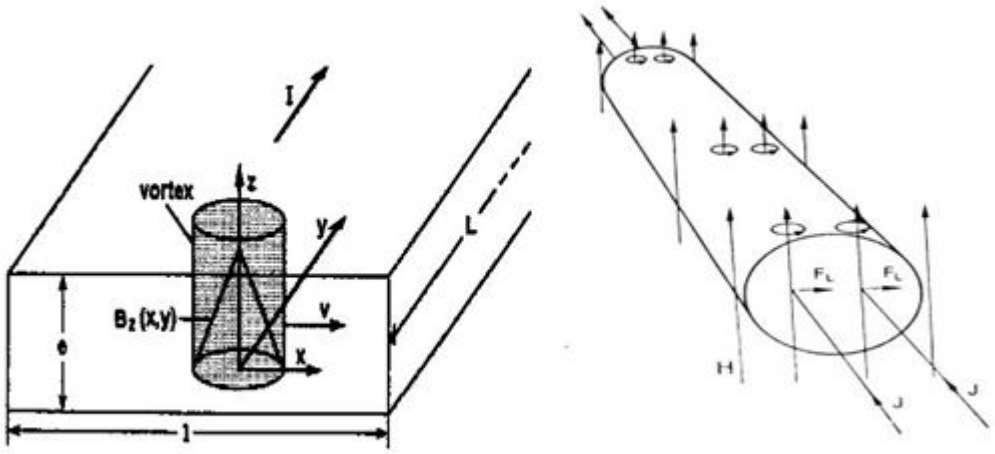
Şekil 4.13. Abrikosov örgü (Vorteksler)



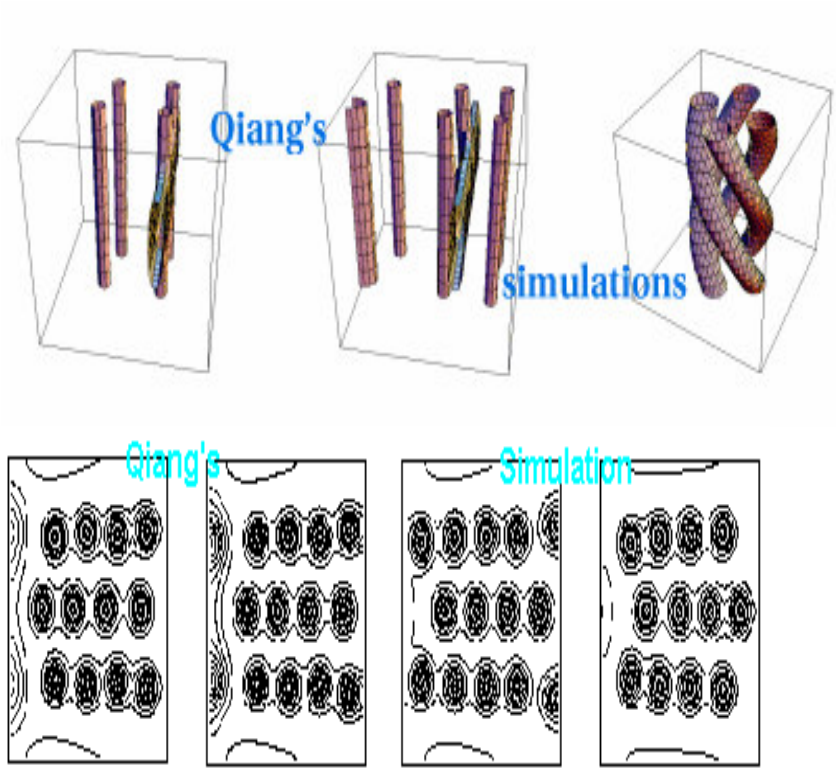
Şekil 4.14. II. tip Süperiletkenlerde Vortekslerin Şematik Gösterimi



Şekil 4.15. Vortekslerin MFM (Magnetic Force Microscopy) ile elde edilen görünümü



Şekil 4.16. Vortekslere etkiyen kuvvet

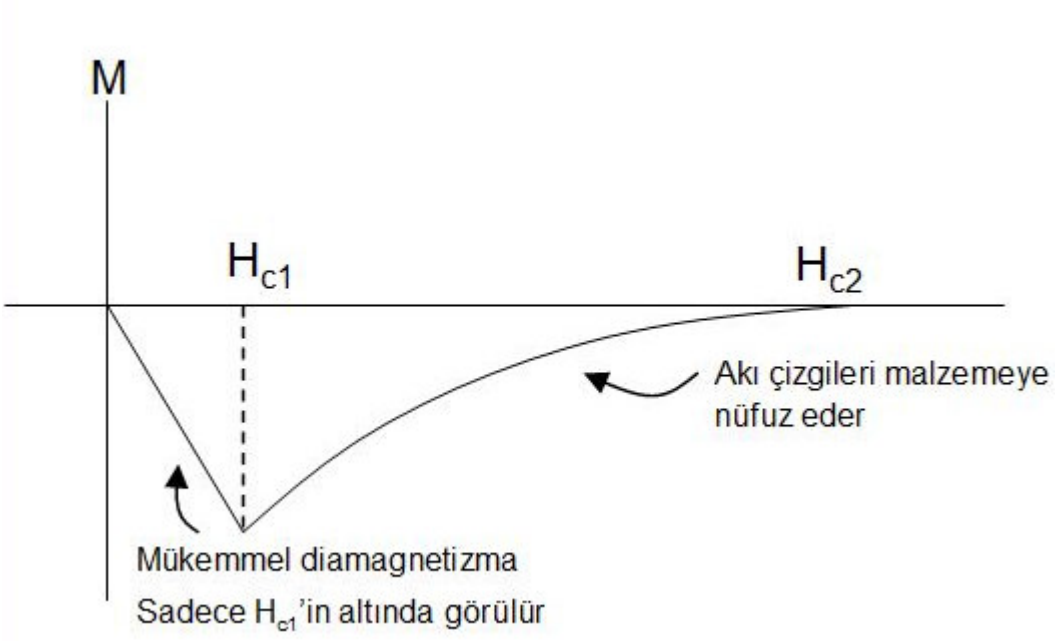


Şekil 4.17. Vorteks Tüpleri ve Akımın Oluşturduğu Vorteks hareketleri

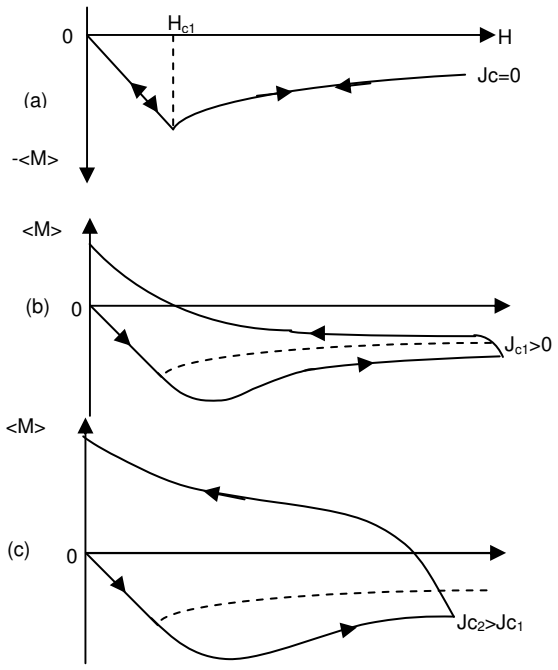
4.15. M-H Eğrisinin yorumlanması

II.tip süperiletkenlerde Meissner olayı kısmen geçerliliğini kaybeder.Uygulanan alan,alt kritik alan Hc1 değerinde iken magnetik akı malzemeye nüfuz etmeye başlar. Üst kritik alan Hc2 değerine kadar artarak nüfuz etmeye devam eder ve bu değere ulaşıldığında malzeme normal hale geçer (Şekil 4.18).

İdeal durumda Hc1'de M bir pik yaparak en düşük değerine ulaşır. Fakat akı çizgileri nufuz etmeye başladığında M'de azalır. Artık H ile M'in Meissner olayını gerçekleştirmelerinden yani birbirlerini tamamen yok etmesinden söz edilemez ve süperiletken malzeme içinde B sonlu bir değere sahip olur.



Şekil 4.18. II. tip süperiletkenler için karakteristik M-H eğrisi



Şekil 4.19. M-H Eğrileri

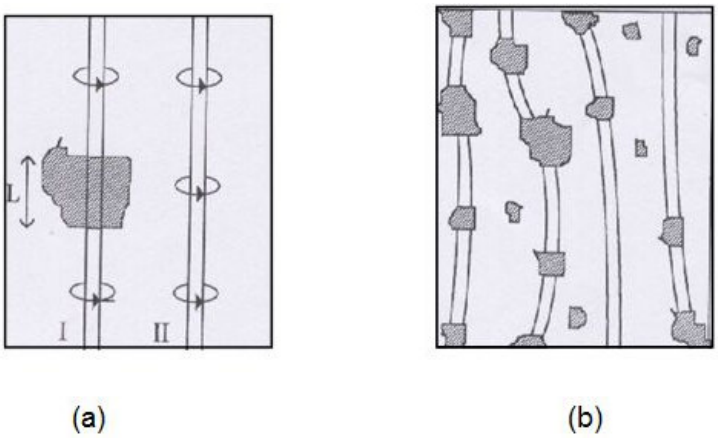
4.16. Pinning (Çivileme) Merkezleri

Eğer girdap durumunda olan II. tip süperiletkene girdaplara dik yönde akım uygulanırsa, girdapları Lorentz kuvveti etkileyecektir. Süperiletken tam homojen, kusursuz olunca çok küçük Lorentz kuvveti bile girdapları harekete geçirecektir. Bu ise $Ø_o$ akı kuantumuna sahip girdapların hareketi demektir. Faraday'ın elektromagnetik indüksiyon yasasına göre E elektrik alanı oluşacaktır. Bu ise akı girdaplarının normal halde olan çekirdeğindeki elektronların hareketine ve dolayısıyla E.J enerji kaybına neden olacaktır. **F=JxB**, E=dØ/dt.

Homojen olmayan II. tip süperiletkenlerde (tanecik eklemi, dislokasyon duvarları, vs.) girdaplar bu tür kusurlarda çivilenecektir. Böyle kusurlar çivileme (pinning) merkezleri oluşturur. Fakat bunların boyutları (ξ=vorteks boyutu) eşuyum uzunluğundan daha büyük olamamalıdır. Böyle olunca girdapların hareketi için belli değerde akıya ihtiyaç olacaktır. Akının oluşturduğu Lorentz kuvveti girdapların çivileme merkezinden kopmasına neden olur. Girdaba uygulanan Lorentz kuvveti pinning kuvvetinden büyük olunca girdap hareket eder. Neticede düzenli bir girdap

örgüsü yerine akı yoğunluğu gradyantını oluşturan bir girdap dağılımı söz konusu olur. Girdapların çivileme merkezlerinden kopmaya başladığı akım yoğunluğu II. tip süperiletkenlerin kritik akım yoğunluğu Jc olarak belirlenir.

Akı tüplerinin oluşumu belirli bir büyüklükte enerji gerektirir. Bu enerji, akım halkasında kendiliğinden ortaya çıkar, yani her bir akı tüpü etrafında dolanan bir akım söz konusudur. Magnetik alan numuneye girmeye başladıktan sonra, bu her biri $Ø_o$ akı kuantumu taşıyan n tane akı tüpü oluşturacağı anlamına gelir ve her akı tüpünün birim uzunluk başına bir enerjisi vardır. Akı tüplerinin kısa olması daha az enerji gerektireceğinde, akı tüpü normal bölgeden geçtikten sonra, süperiletken faz içerisindeki akı tüpü uzunluğu azalacağından enerjisi de düşer. Buradan da anlaşılacağı gibi pinning etkileri normal bölgede yoğunlaşır. Şekil 4.20'den de görüleceği gibi, I konumundaki akı tüpünün enerjisi II konumundaki akı tüpünün enerjisine göre daha azdır. Bu enerji farklılığı I konumundaki akı tüpünün II konumuna doğru itilmesine neden olur.



Şekil 4.20. Akı tüplerinin hareketi

Genel olarak akı tüpleri pinning merkezleri ile beraber düşünüldüğünde, enerji olarak daha uygun konumları tecih edeceklerdir. Akı tüplerinin eğilerek yollarına devam etmeleri sonucu tüp uzunluğunun artacağı düşünülse bile, akı tüpü bu yol boyunca çok sayıda normal bölgeden geçeceği için söz konusu yol tercih sebebidir. Örgü kusurları gibi diğer pinning merkezleri benzer mantık çerçevesinde anlaşılabilir. Akı tüpü içerisindeki Cooper çiftlerinin yoğunluğu tüpün dışındaki süperiletken bölgeye

göre daha az olacağından tüp içerisindeki bölge göreli olarak normal bölgeye daha yakındır. Malzeme içerisindeki her homojensizlik süperiletkenlik için elverişsiz bölgeler oluşturacağından, bu tür bölgelerin bir pinning merkezi olarak dikkate alınması gerekmektedir.

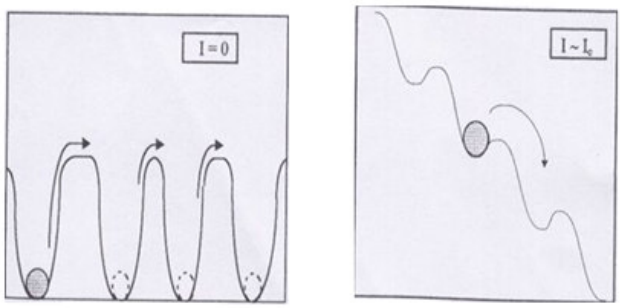
Vorteks Pinning (girdap çivilenmesi) Arttıkça:

- Girdapların hareketinden ileri gelen enerji kaybı azalır.
- Kritik akım yoğunluğu artar.
- Magnetizasyon histeresizi genişler ve kalıcı (remnant) magnetizasyon artar. Magnet yapımında önemli bir özelliktir.
- Magnetler ise parçacık hızlandırıcılarında ve Magnetik Rezonans Görüntülemede (MRI) kullanılmaktadır.
- Tersinmezlik alanı H_{irr} artar.

4.17. Akı Tüplerinin Sürüklenmesi (Flux Creep)

Bir pinning merkezi potansiyel çukuru gibi düşünülebilir. Bu durumda akı çizgileri bir küre gibi çukurun en uygun konumunda bulunacaktır. Pinning merkezlerinin potansiyel çukurları olarak gösterimi akı sürüklenmesi olayını anlamamıza yardımcı olur. Akı çizgilerinin konumlarını değiştirmek için potansiyel engelini aşacak bir kuvvet gereklidir. Bir akı çizgisinin aynı pinning enerjisine sahip çok sayıda potansiyel çukurundaki hareketini düşünelim. Bir akım iletimi kurulduğunda Lorentz kuvveti sayesinde akı çizgileri bir potansiyel çukurundan diğerine geçecektir. Akı sürüklenmesi olarak bilinen bu hareket, transport akımı I'nın kritik akım Ic'ye yaklaşık eşit olması durumunda söz konusudur. Transport akımının kritik akımdan çok küçük olduğu durumda, akı çizgilerinin pinning merkezlerinden uzaklaşması için sadece Lorentz kuvveti yeterli olmayacaktır. Lorentz kuvveti pinning kuvvetinden küçük olsa bile ısısal enerjiden gelen katkılar ile akı çizgilerinin hareketi sağlanabilir.

Lorentz kuvvetleri ve ısısal enerjiler pinning enerjisinden daha küçük ise, vorteks hareketi azdır ve süperiletken malzemenin direnci son derece küçüktür. Vorteks-vorteks kuvvetleri daima etkin olduğundan atlama olayı vortekslerin bir kümesi şeklinde olabilir. Dış alan veya akımdan kaynaklanan akı sürüklenmesi olayı magnetik veya direnç ölçümleri ile belirlenebilir.



Şekil 4.21. Vortekslerin hareketi

4.18. BSCCO süperiletkenlerde magnetik akı sıçramaları

Akı sıçramaları, geleneksel II. tip süperiletkenlerde ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde özel bir ilgi konusudur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerde akı sıçraması araştırmaları, malzemelerin karışık durumdaki vorteks mekanizmasının zorluğunu açıklığa kavuşturmakta yardımcı olur. Uygun koşullar altında süperiletkenin kritik durumu, küçük bir sıcaklık ya da dış alan dalgalanması tarafından başlatılan gürültülü bir sürece götürülerek, kararsız hale gelebilir. Bu sürece süperiletken hacim içine ani bir delik açılması ve malzemenin sıcaklığının artması eşlik eder. Burada perdeleme akımı ciddi manada azaltılacaktır beklide sıfıra düşecektir ve bu uygulamaların bakış açısına göre akı sıçramaları süperiletkeni normal duruma geçiren bir problemdir. Ayrıca magnetodirenç ölçümlerinden de görülebileceği gibi akı sıçramaları malzemenin boyutlarında da ani değişiklikler yaratacaktır.

1960'lı yılların sonunda Swartz, Bean ve Wipf tarafından akı sıçramaları için temel bir teori geliştirilmiştir. Teorik incelemeler, numune için ısısal yayılma gücü

(D_t) ve magnetik yayılma gücü (D_m) arasındaki ilişkiye bağlı olan adiyabatik koşulların sağlandığını kabul eder. Akı sıçramaları magnetik akının numune içinde yayılmasıyla alakalıdır. Magnetik akının yayılma zamanı τ_m magnetik yayılma gücü ile ters orantılıdır $\tau_{m\sim} 1/ D_m$. Benzer şekilde ısısal yayılma zamanı τ_t ısısal yayılma gücü ile ters orantılıdır $\tau_{t\sim} 1/ D_t$. Eğer ısısal yayılma zamanı sürecin karakteristik zamanından ciddi anlamda uzun ise sürecin koşulları yerel olarak adiyabatiktir denir. Akı sıçraması durumunda bu koşullar şu şekilde sağlanır, $\tau_t \gg \tau_m$ ya da $D_t \ll D_m$. Küçük bir ΔT_1 ısısal dalgalanması J_c'de bir azalmaya sebep olur ve buda süperiletkenin perdeleme akımını azaltır ve böylece bir kısım magnetik akının numuneye nüfuz etmesine izin verir. Fazladan gelen akı ısı yayılmasına sebep olur buda süperiletkenin sıcaklığında ΔT_2 kadar bir artışa neden olur. Akı sıçraması için gerekli sıcaklık ve magnetik alan aralığı şu iki parametreyle belirlenir:

i) İlki B_{fj1} kararsızlık alanıdır. Adiyabatik yaklaşımda sonsuz bir levhada (sıfır magnetik alanda soğuttuktan sonra) birinci akı sıçraması için kararsızlık alanı şu ifade ile verilir;

$$B_{fj1} = \sqrt{\frac{2\mu_0 c J_c}{-dJ_c / dT}} \qquad \textbf{(4.46)}$$

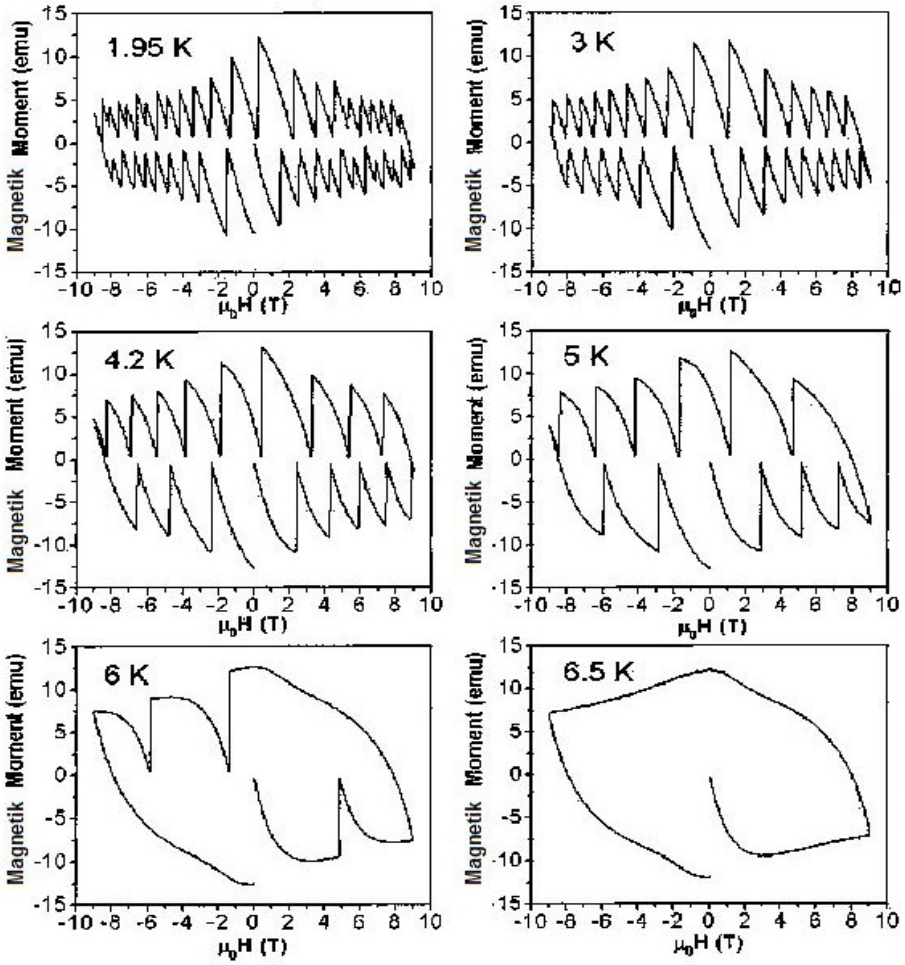
burada c özısı, J_c kritik akım yoğunluğu, μ_0 ve T ise sırasıyla vakumun magnetik geçirgenliği ve sıcaklığıdır. Bu teoride J_c'nin magnetik alandan bağımsız olduğunu düşünülür ve B_{fj1} (sıfır magnetik alanda soğuttuktan sonra) ölçülür. Yeterince düşük sıcaklıklarda J_c ve B_{fj1} sıcaklıkla beraber artar. Bazı yüksek sıcaklıklarda $B_{fj1}(T)$ eğrisi bir maksimuma ulaşır ve T_c sıfıra düşer çünkü J_c artık sıfır olmuştur ve süperiletken durumdan normal duruma geçilmiştir.

ii) İkinci parametre ise kritik boyuttur. Numunenin şekline, dış alana karşı yönelimine ve B_{fj1} ile tam nüfuz etme alanı B^* arasındaki ilişkiye bağlıdır. Sonsuz uzunlukta levha ve sonsuz silindir numuneler için, dış alan yüzeye paralel iken kritik

boyutun rolünü numune çapı üstlenir. B^* tam nüfuz alanı numunenin şekline, alan içinde yönelimine ve J_c'ye bağımlılığına bağlıdır.

Sonsuz levha ya da silindir durumu için $J_c(B)$=sabit (Bean modeli) olduğu düşünülerek $B^* = \mu_0 J_c d$ ifadesi ile B^* hesaplanmıştır (d yarıçaptır). Yeterince alçak sıcaklıklarda B_{fjl} sıcaklıkla artarken B^* azalır. Örneğin belli bir T_1 sıcaklığında $B^*(T_1) = B_{fjl}(T_1)$ olur ve yüksek sıcaklıklarda $B^* < B_{fjl}$ dir. $J_c(B)$=sabit olduğu düşünülerek kritik çap $\Phi_{crit} = 2d_{crit}$, $B^*(T_1) = \mu_0 J_c(T_1) d_{crit}$ ifadesinden elde edilebilir. Kritik çaptan daha küçük çapa sahip olan numunelerde ise herhangi bir sıcaklık ya da alan değerinde akı sıçraması olmaz. Ancak J_c magnetik alana bağlı olunca durum karmaşıklaşır. Başlangıç magnetizasyon eğrilerinde, akı sıçraması olmaması durumunda bile, dış magnetik alan ters çevrildiğinde oluşan bazı akı sıçramaları vardır (solitary jump). J_c kritik akım yoğunluğu magnetik alanın sürekli bir fonksiyonu değilse ("fishtail" ya da "butterfly" etkisi) uygun şartlar altında "island jump" sıçramasıda bulunabilir. Bunların tamamı numunenin içinde bulunduğu magnetik alan profilinin J_c'nin magnetik alana bağımlılığı kaynaklı değişimlerinden ileri gelir. Süper iletken numunenin çapı azaltılarak akı sıçramalarından kaçınılabilir (tel üretim metodu). Yüksek sıcaklık süperilektenlerin de (HTS) kritik boyut olduğu için sadece yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olan tek kristal ya da iyi tabakalı polikristal numuneler çalışılmıştır. Seramikler örnek teşkil edebilir, çünkü boyutları tanecik boyutlarıyla sınırlıdır ve küçüktürler. Akı sıçramalarının $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ve çok tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ sistemi gibi HTS'lerde birçok çalışması yapılmıştır.

Şimdi c-yönelimli, tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ örneklerinin 0.006 ve 0.2 T/dak magnetik alan tarama hızı aralığında magnetik akı sıçrama durumunu inceleyelim.



Şekil 4.22. 4.2×2.2×0.2mm^3'te alınan magnetizasyon histeresiz eğrileridir. 1.9-6.5^{o}K sıcaklık aralığında tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunesi gösterilmiştir. c-ekseni dış magnetik alana paraleldir ve magnetik alan tarama hızı 0.3T/dak dır.

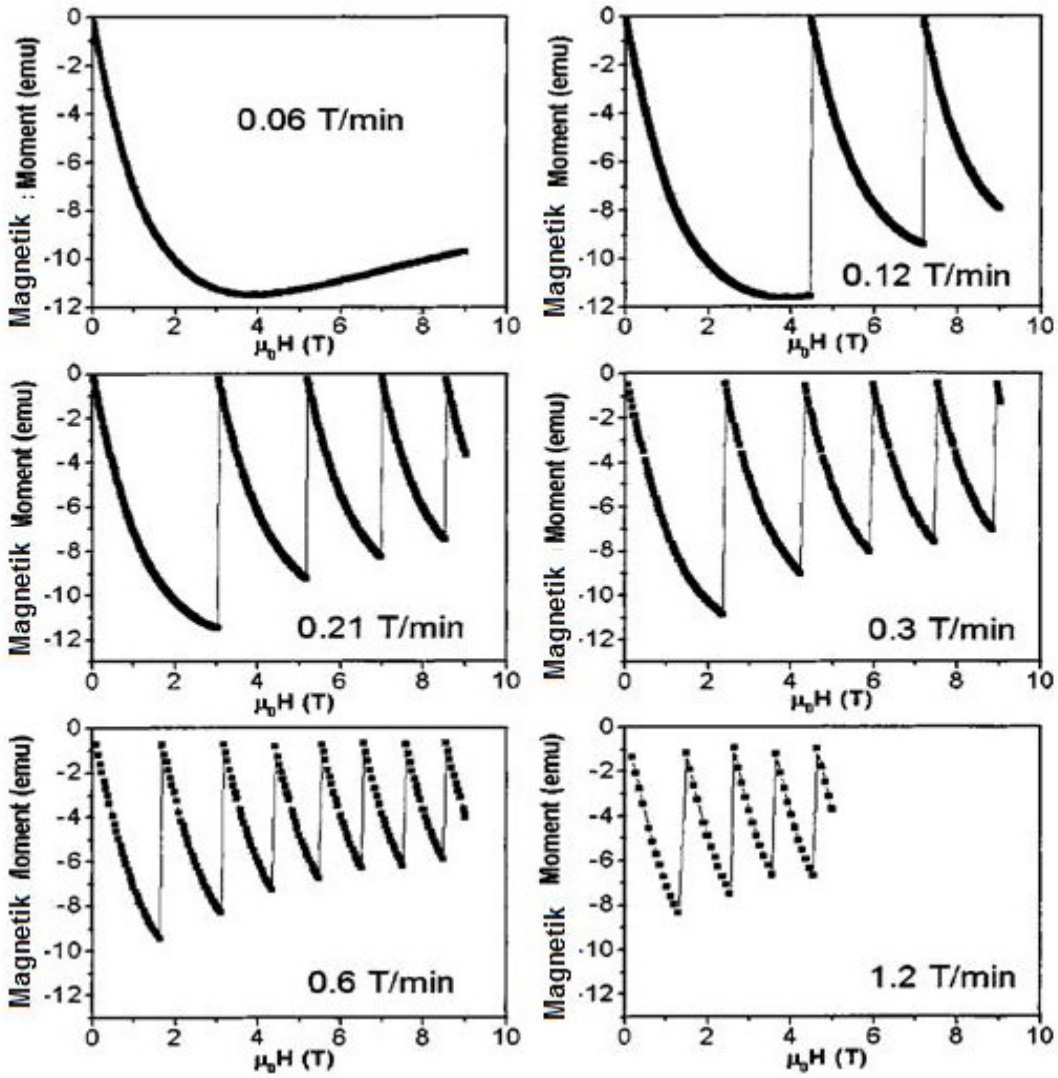
Şekil 4.22. tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunesi için c-eksenine paralel dış alan içinde magnetizasyon histeresiz eğrilerini gösterir. Tüm bu ölçümler sıfır magnetik alanda numune soğutulduktan sonra ve 1.9-6.5^{o}K arası sıcaklıkta elde edilmiştir. Dış magnetik alan 0'dan 9 Tesla'ya kadar tarandıktan sonra tekrar 0Tesla değerine gelinir. Magnetik akı sıçramaları 1.95- 6^{o}K sıcaklık aralığında gözlenmiştir ve 6.5^{o}K 'de akı sıçraması olduğuna dair hiçbir delil yoktur. Şekil 4.22'de görüldüğü gibi akı sıçraması sayısı sıcaklığın artmasıyla azalmaktadır. Sıcaklığın artması ilk sıçramadaki alan değeri B_{fjl}'i ve ardışık sıçramalar arası uzaklığı da arttırır.

$3\,^{o}K$ üstü sıcaklıklarda gözlenen tüm akı sıçramaları tamdır; bir sıçrama sırasında numune magnetizasyonu sıfıra düşmektedir. Ayrıca Şekil 4.22.'den akı sıçramaları üzerinde magnetik geçmişin etkilerini de görmekteyiz. Bu etki daha çok $6\,^{o}K$ gibi yüksek sıcaklıklardaki histeresizlerde görülür. Burada, magnetizasyon 0'dan 9T'ya giderken M(H) eğrisinin ilk çeyreğinde sadece bir tek akı sıçramasının olduğu görülür. İkinci çeyrekte ise alan 9T'dan 0T'ya azalırken akı sıçraması gözlenmez ve son olarak üçüncü çeyrekte ise alan 0T'dan -9T'ya azalırken iki akı sıçraması olduğu görülmektedir. Şekil 4.22. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunesinin gösterdiği magnetizasyon sıçrama davranışı tipik olarak ısısal olarak harekete geçirilmiş II. tip süperiletkenler içindir. B_{fjl}'nin sıcaklık arttıkça artması akı sıçramasının adiyabatik teorisiyle ilgilidir (Şekil 4.25.).

Deneysel sonuçlar gözlemlenen tüm akı sıçramalarının $3\,^{o}K$'den büyük sıcaklıklar için tam olduklarını gösterir. Buda sıçrama sırasında açığa çıkan enerjinin süperiletkeni dirençli duruma götürmek için yeterli olduğunu işaret eder. Bu enerji numune sıcaklığını kritik akım yoğunluğu J_c'yi sıfır yapabilecek bir değere kadar arttırmaya yeterlidir. Yüksek sıcaklık süperiletken durumunda J_c'yi sıfır yapmak için numuneyi T_c'nin üzerine ısıtmak şart değildir ama vorteks erime sıcaklığı üzerine ısıtılırsa yeterli olacaktır (burada vortekslerin çivilemeleri yok olurlar). Bir sıçrama sırasında sıcaklığın artması, sıçrama esnasında açığa çıkan enerji miktarına ve numunenin öz ısısına bağlıdır. Alçak sıcaklıklarda yüksek sıcaklıklara göre süperiletkeni dirençli duruma geçirmek için daha fazla enerjiye ihtiyaç duyulur. $1.95\,^{o}K$'de ardışık sıçramalar arasındaki magnetik alan aralığı yüksek sıcaklıklardakinden daha azdır. Böylece $1.95\,^{o}K$'de ardışık sıçramalar arasında süperiletkende depolanan magnetik enerji yüksek sıcaklıklardakinden daha azdır. Bu magnetik enerji süperiletkeni dirençli duruma geçirmek içi yeterli olmayabilir. Bunda dolayı $1.95\,^{o}K$'de görülen sıçramaların bazıları için Şekil 4.22. de görüldüğü gibi numunenin magnetizasyonu sıfıra düşmemiştir, tam sıçrama olmamıştır. Artan magnetik alanla J_c azalırsa ilk akı sıçramasının üçüncü çeyrekte görülür. Böylece M(H)'ın bu çeyreği akı sıçraması gözlemlerine göre en az kararlı olanıdır. Farklı sıcaklıklarda magnetik histeresiz eğrilerinin karşılaştırılması, sıcaklık azalmasıyla akı

sıçramaları M(H)'ın ilk çeyreğinde ve ikinci çeyreğin sonunda oluşmaya başladığı görülür. Bundan dolayı M(H)'ın ikinci çeyreği akı sıçraması oluşumu açısından en kararlı olanıdır.

Deneysel sonuçların adiyabatik teori öngörüleriyle karşılaştırılması için $4.2^{o}K$'de B_{fj1} değeri hesaplanmıştır. Buda öz ısının ve J_c'nin sıcaklık bağımlılığı hesaplamasını gerektirir. Magnetik histeresiz eğrileri bazında J_c'nin ve kritik durumun kararlılığının tespit edilmesi süperiletken numunede perdeleme akımlarının dağılımına önemli ölçüde bağlıdır. Bu sorun J_c'yi birkaç genlik mertebesinde azaltarak zayıf bağlar gibi hareket eden tanecik sınırlarına sahip olan polikristal yapıda HTS'ler için çok önemlidir. Ancak polikristal numunelerin yapısı Jc'yi sınırlandırmak için çok önemlidir. Eğer polikristal numune iyi dizilmiş tanecik kümelerinden oluşmuş ise büyük bir akım zayıf bağları geçerek bitişik tanecikler arası maddesel ortam tarafından yönü değiştirilir. Bu olay "brick wall" modelidir ve genellikle Ag/BiPbSrCaCuO şeritler gibi polikristal yapılarına rağmen yüksek J_c değerlerine sahip olan ince film numunelerde görülür. Benzer uygulama dış alan c-eksenine paralel olacak şekilde uygulanırsa perdeleme akımları ab düzlemi tanecikleri içinden akarlar ve zayıf bağlar bypass edecek büyük alanlara sahiptirler.

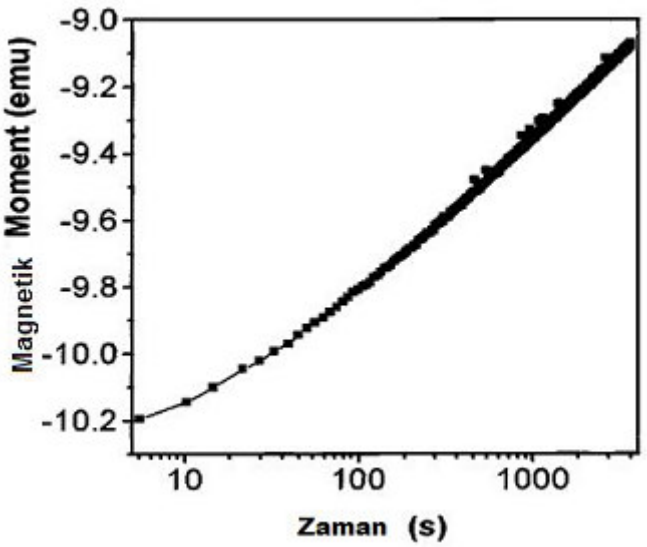


Şekil 4.23. 4.2°K sıcaklıkta akı sıçramasının dış alan tarama hızına karşı bağımlılığı gösterilmiştir. Ölçümler sıfır alandaki numuneyi soğuttuktan sonra alınmıştır ve tarama hızları sırasıyla 0.12, 0.21, 0.3, 0.6, 1.2T/dak dır. Numunenin c-ekseni dış alana paraleldir.

Akı sıçramasının magnetik alan tarama hızına bağlılığı Şekil 4.23.'de gösterilmiştir. Bu ölçümler M(H) eğrisinin ilk çeyreğinde yapılmıştır. Artan tarama hızı ile 0-9T'ya kadar olan dış alan aralığında B_{fjl} azalırken gözlenen akı sıçraması sayısı artar (Şekil 4.23). Elde edilen en düşük tarama hızı 0.06T/dak'da ve 4.2°K sıcaklıkta numunede akı sıçraması gözlenmemiştir. Gözlenmiş olan akı sıçramaları

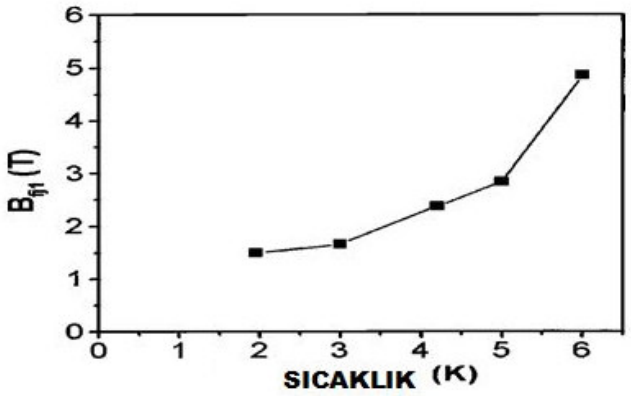
deneysel iki nokta arasındakinden daha kısa bir zaman aralığında oluşmuşlardır. Ardışık deneysel noktalar arasındaki minimum zaman aralığı ise 5s ile sınırlıdır.

Akı sürüklenmesinin akı sıçraması üzerindeki etkilerini incelemek için numunenin magnetik durulmasına bakalım. Numune 0T'dayken 4.2 °K'e kadar soğutulmuştur ve bu esnada magnetik alan 0.3T/dak hızla 0T'dan 2T'ya arttırılmıştır.



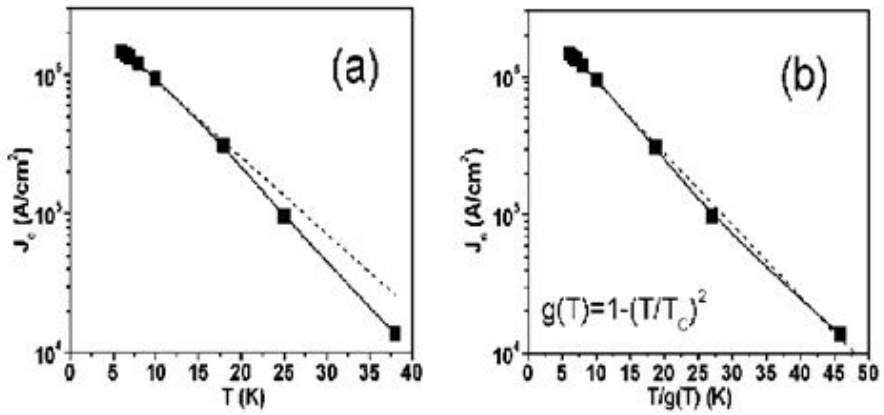
Şekil 4.24. 4.2°K'de ve 2T magnetik alanda magnetik momentin durulması gösterilmiştir. Numune ilk önce sıfır magnetik alanda soğutulmuş daha sonra 0.3T/dak hızıyla alan 2T'ya kadar arttırılmıştır.

Magnetik momentin durulması yaklaşık olarak zamanla logaritmiktir. Bir saat sonra ilk duruma göre yaklaşık olarak %10 kadar bir magnetik moment azalışı gözlenmiştir.



Şekil 4.25. B_{fjl} 'nin sıcaklığa bağlılığı (Şekil 4.22. deki verilere dayanılarak)

Akı sıçraması ilk olarak 6 °K 'nin altındaki sıcaklıklarda görüldüğü için J_c'nin sıcaklık bağımlılığı sadece 6 °K üstü sıcaklıklarda hesaplanmıştır. Şekil 4.25. 6 °K - 38 °K arasındaki sonuçları gösterir.



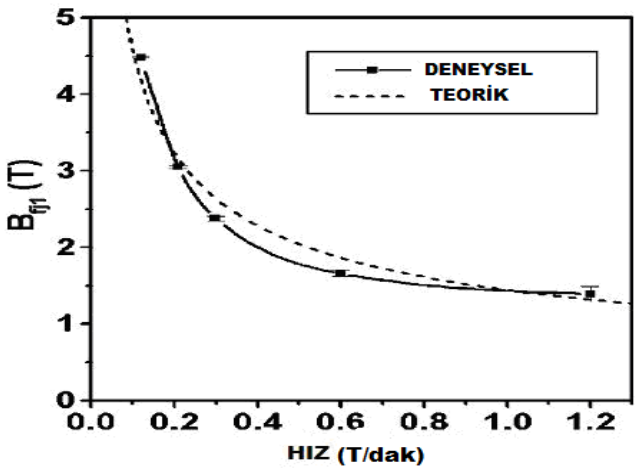
Şekil 4.26.a.-b. (a) Sıfır dış alan için logaritmik ölçekte ab düzlemine paralel yönde kritik akım yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı. Veriler numunenin c-eksenine paralel uygulanan dış alanda yapılan magnetizasyon histeresiz ölçümlerine dayanılarak elde edilmiştir. **(b)** Normalize edilmiş T/g(T) skalasında aynı veridir, burada $g(T)=1-(T/T_c)^2$ ve $T_c=92$ °K dir. Noktalı çizgiler $J_c(T^*)=J_{c0}\exp(-T/T_0)$ formülüne uyumu gösterir.

Şekil 4.26.'te görüldüğü gibi sıfır dış alanda ve 6 °K 'de kritik akım yoğunlukları $10^6 A/cm^2$ mertebesinde bulunmuştur. Bu değerler

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ sisteminde görülen üst J_c limiti ile uyum içindedir. Bu durumda muhtemelen çivileme merkezleri gibi davranan birçok yapısal bozuklukların varlığıyla bağlantılıdır. Sıfır alanda J_c'nin sıcaklığa bağımlılığı kabaca üsteldir. Ancak tüm deneysel sonuçlar için tek bir formül türetmek zordur (Şekil 4.26.(a)).

Zayıf çivilemeli süperiletkenler de J_c'nin sıcaklığa ve magnetik alana üstel olarak bağımlılığı akı sürüklenmesinden dolayı beklenmektedir. Bu parametrelerin sıcaklığa bağımlılıklarını hesaba katmak için sıcaklık ekseni $g(T)=1-(T/T_c)^2$ ile tekrardan ölçeklendirilmiştir (Şekil 4.26.(b)). Bu fonksiyon Ginzburg-Landau teorisi ile uyumludur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerde g(T) fonksiyonunun $g(T) = 1 - \left(\frac{T}{T_{irr}} \right)$ şeklinde olduğu kabul edilir, burada T_{irr} tersinmezlik sıcaklığıdır. Sıfır dış alanda $T_{irr}=T_c$ olduğu kabul edilir. Şekil 4.26(b).'ten görüldüğü gibi deneysel veriler üstel formül $J_c(T^*) = J_{c0} e^{\left(-T^*/T_0\right)}$ kullanılarak iyi bir uyum içinde elde edilmiştir, burada $T^* = \frac{T}{g(T)}$, $J_{c0} = 3\times10^6 \, A/cm^2$ ve $T_0=8.4\,^oK$ dir.

Numunenin ilk sıçramada neden daha durgun olduğunu anlamak için iki olay ele alınmalıdır. Öncelikle basitçe adiyabatik koşulların sağlanmadığını düşünelim. Eğer durum bu şekilde olursa akı sıçramasını deneysel koşulların etkilemesini bekleriz. İkinci olasılık ise akı sürüklenmesidir. Her iki olasılıkta akı sıçramasının alan tarama hızına bağımlılığı demektir. Tarama hızının azaltılması süperiletken numuneyi akı sıçramasına karşı dengede tuttuğu anlamına gelir, böylece B_{fj1} 'in gözlenmiş olan değeri adiyabatik teori tarafından öngörülenden daha yüksek olacaktır.



Şekil 4.27. 4.2 °K de B_{fj1} 'nin alan tarama hızına bağımlılığı gösterilmiştir. (Şekil 4.23. verilerine dayanılarak elde edilmiştir). Kalın çizgi deneysel verileri gösterirken noktalı çizgi teori ile uyumu gösterir.

Şekil 4.27.'de ilk sıçrama alanı B_{fj1} 'nin tarama hızına bağımlılığı gösterilmiştir. Tarama hızı azaldıkça B_{fj1} değeri hızlıca artar ve 0.12T/dak hızla 4.5T gibi bir değere yaklaşır. Yüksek tarama hızlarında B_{fj1} 'nin doyuma (satürasyon) ulaştığı görülmektedir. Satürasyon da B_{fj1} 'nin kesin değeri belirlenememiştir ve sistemde ulaşılabilen en yüksek tarama hızı 1.2T/dak dır. Birkaç kere adiyabatik teorinin öngörülerinden fazla olmasına rağmen burada 1T civarı olduğu kabul edilir. B_{fj1} 'nin tarama hızına bu şekilde bağımlılığı diğer HTS sistemlerde de gözlenmiştir. Burada adiyabatik koşulların sağlanıp sağlanmadığını kontrol etmek için D_t ısısal ve D_m magnetik yayılma gücü arasındaki ilişki tespit edilmelidir. $D_t \sim \kappa/c$ ve $D_m \sim \rho/\mu_0$ formüllerinden yararlanarak bu parametreler hesaplanır ve κ ısısal geçirgenlik, ρ öz direnç, c öz ısıdır. Bu parametrelerin $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ sisteminde hesaplanması çeşitli sebeplerden dolayı zordur. Sistemin transport özellikleri son derece anizotropiktir (yönden bağımsızdır).

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ sisteminin c-ekseni boyunca ısısal geçirgenliğinin deneysel değerini elde etmek oldukça zordur. Buna karşın bu değeri ve ısısal yayılma gücü değeri ab düzlemlerindekinden önemli derecede küçük olarak beklenmektedir buda malzemenin düzlemsel doğasından dolayıdır. Magnetik dağılma gücünün

süperiletkenlerde hesaplanması zordur. Süperiletken olmayan maddelerde magnetik dağılma gücü katsayısı dirençle orantılıdır. Normal durum direnci $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ için son derece anizotropiktir. Düzlem içi direnç ρ_{ab} sıcaklık ile lineer şekilde değişirken $\frac{d\rho_{ab}}{dt} = 0.46\,\mu\Omega cm/K$, ρ_c beş genlik mertebesi daha yüksek değere sahiptir. İncelediğimiz bu sistemde akı cepheleri ab düzlemlerine paralel yönde hareket ederler. Böylece magnetik yayılma gücü için ρ_{ab} 'nin hesaplanması uygun olur. T_c'nin altında ρ_{ab} 'nin sıcaklığa lineer olarak bağımlı olduğu kabul edilerek $\rho_{ab}(4.2^oK) \approx 1.9\times10^{-8}\,\Omega m$ için normal durum yayılma gücü $D_m^{ab-normal}(4.2^oK) = 1.5\times10^{-2}\,m^2/s$ olur. Magnetik yayılma gücünün bu değeri düzlem içi ısısal dağılma gücünden bir genlik mertebesi daha fazladır. Numune normal durumda değil de süperiletken karışık durumda ise akı akma direnci $\rho_f = \rho_n(B/B_{c2})$ ifadesinden hesaplanmalıdır (burada ρ_n normal durumun direnci, süperiletkenin B_{c2} üst kritik alanıdır). Bu ifadelere ve magnetizasyon eğrilerine dayanarak ilk akı sıçraması görünmeden önce $\rho_f \sim \frac{1}{30}\rho_n$ sonucu elde edilmiştir ve buda $D_m^{ab}(4.2^oK) \approx 5\times10^{-4}\,m^2/s$ verir. Magnetik yayılma gücünün bu değeri düzlemindeki ısısal yayılma gücü ile aynı genlik mertebesindedir. Böylece 4.2^oK'de adiyabatik şartlar sağlanmamış olabilir ve buda bu sıcaklıkta numunenin akı sıçramasına karşı geliştirilmiş durgunluğunun bir sebebi olabilir. Yine bu sistemde ısı alışveriş koşullarının da akı sıçraması üzerinde etkileri olması beklenir. Burada ele alınan numunenin düz yüzeyi ab düzlemlerine paralel olan ince bir yuvarlak olduğu unutulmamalıdır. Böyle bir şekil ab düzlemi içinde transport ile ısı alışverişini en aza indirir ve c-ekseni boyunca ısı taraması ab düzlemininkinden daha düşük olur. Diğer taraftan sadece akı akış direnci bazında magnetik yayılma gücü hesaplanması sorgulanabilir. Akı sürüklenmesi $D_m \ll D_t$ olmasına ve yerel ısı alışveriş koşullarının son derece adiyabatik olmasına neden olur. Akı sürüklenmesi olayı numuneyi akı sıçramasına karşı durgun hale getirebilir $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ kristalleri akı sürüklenmesinin neden olduğu şiddetli magnetik durulma ile karakterize edilirler.

Alçak sıcaklıklarda ve oldukça küçük zaman aralığında bu magnetik durulma zaman içinde logaritmik davranış gösterir. Benzer magnetik durulma davranışı incelenen numunede gözlemlenmiştir (Şekil 4.24.). Şiddetli akı sıçraması ve magnetik durulma ile karakterize edilen başka bir sistem ise $La_{1-x}Sr_xCuO_4$'tür. Benzer şekilde akı sıçramasını magnetik alan tarama hızının şiddetli bir şekilde etkilediği başka bir sistemde $La_{1.86}Sr_{0.14}CuO_4$'tür (Mc Henry ve ark., 1992). Akı sürüklemesinin varlığı bir dış magnetik alan taraması esnasında süperiletken numunedeki akı görünümünü değiştirir. Akı sürüklenmesi varken, küçük bir dış magnetik alan dalgalanması sebepli ısı dağılımı akı sürüklenmesinin olmadığı durumdakine göre oldukça küçüktür. Bu olaylar kritik durumun durgunluk koşullarını etkilerler. Sonuç olarak ta B_{fjl}'de teoride beklenene göre bir artış olur. Akı sürüklenmesi olayı süperiletken numuneyi akı sıçramasına karşı tamamen durgunlaştırır böylece magnetik alan değişimlerinin hızı azalır.

Akı sürüklenmesinin akı sıçraması üzerindeki etkileri teorik olarak incelenmiştir (Mints, 1996). Perdeleme akım yoğunluğunun (dış alan değişimlerinden indüklenen) elektrik alana logaritmik bağımlı olduğu kabul edilir böylece ısısal şartlar son derece non-adiyabatik kabul edilir ($\tau_t \ll \tau_m$ yada $D_t \gg D_m$). Sonuç olarak B_{fjl}'nin tahmin edilen değerleri ciddi anlamda ısı transfer katsayısına bağlıdır. Bean modelini göz önüne alırsak ($J_c(B)$=sabit) bu teori $B_{fjl} \sim (dH_e/dt)^{-1/2}$ olacağını söyler, burada dH_e/dt dış magnetik alan tarama hızıdır. Bu formülün deneysel verilerle uyumluluğu Şekil 4.27.'de gösterilmiştir. Deneysel ve uyumluluk eğrilerinin karşılaştırılması $B_{fjl} \approx 1T$ civarında yüksek tarama hızlarında deneysel eğri satürasyona giderken formül sıfıra yaklaşması gerektiğini öngörür. J_c'nin magnetik alan ile azalışını hesaba katmak B_{fjl}'nin artan $\frac{dH_e}{dt}$ hızı ile azalışını yavaşlatır. Ancak teorik eğri sadece yeterince yüksek tarama hızlarında sıfıra yaklaşır. Teorik formül ile deneysel verilerin daha iyi karşılaştırılabilmesi için yüksek tarama hızlarının araştırılması gereklidir.

Magnetizasyonu yok edilmesinin (demagnetizasyon) akı sıçraması üzerindeki etkisini tartışalım. İncelenen numune ince yuvarlaktır ve dış alan yüzeyine dik şekildedir. Bu etkilerin akı kararsızlığı üzerinde şiddetli etkilerinin olması beklenir. Magnetik bir malzeme üzerinde demagnetizasyon etkisini incelemenin en kolay yolu bir "D" demagnetizasyon çarpanı belirlemektir. Süperiletkenlerin durumunda bu çarpan genelde ilk magnetizasyon eğrisinden hesaplanır. Bu değer $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ için $D \approx 0.8$ olarak hesaplanmıştır. Yinede süper iletken malzemelerde D'nin uygulanması makroskobik perdeleme akımlarından dolayı tam olarak uygun değildir. Magnetik alanın kendi bileşeni kayda değer şekilde süperiletken numunede bu akımların dağıtımını etkiler. Bu olay geleneksel ve yüksek sıcaklık süper iletkenlerde birçok deney ile doğrulanmıştır. Deneyler dış alan numuneye dik olmak üzere, geleneksel ince süper iletken disk filmlerde ya da ince tek kristallerde magneto-optik ya da Hall probe teknikleriyle yapılmıştır. Şimdiye kadar sıfır olmayan demagnetizasyon çarpanına sahip olan süperiletkenlerde perdeleme akım dağıtımı ve magnetik alan dağıtımı problemlerini çözmek amaçlı birçok çalışma yapılmıştır. Çoğu durumda bu problem analitik olarak çözülememiş ve sayısal hesaplamalar gerekmiştir. Ancak magnetik alan ve perdeleme akımları dağıtımı sorunu büyük demagnetizasyon çarpanlı süperiletkenler için analitik olarak çözülebilmiştir.

Şimdide demagnetizasyon çarpanı büyük olan numunelerdeki yapılmış olan akı sıçraması çalışmalarına bakacak olursak. Bahsedilen duruma göre sonsuz uzun ve ince şeridin yüzeyine dik olan dış alan içinde bu alanın bir fonksiyonu olarak magnetizasyonu şu şekilde verilir;

$$M = -\frac{1}{2} J_c a \tanh\left(\pi \frac{\mu_0 H_e}{B^{**}}\right) \qquad \textbf{(4.47)}$$

burada H_e dış alan, J_c kritik akım yoğunluğu, a numunenin yarı genişliği, $B^{**} = \mu_0 J_c d^*$ ve d^* numunenin kalınlığıdır. Bu model $d^* \ll a$ olduğunu ve $J_c(B)$=sabit olduğunu kabul eder. (4.47) ifadesine dayanarak sonsuz uzun ve ince

şeridin magnetizasyonunun hiçbir zaman doyuma ulaşmadığı yorumuna varılabilir. Model şeridin merkezinin çok büyük magnetik alanlar içinde bile tamamen perdelendiğini kabul eder. Böylece tam nüfuz etme kavramı ve aynı şekilde sıfır demagnetizasyon çarpanı durumu kullanılamaz. Ancak tamamen nüfuz etme alanının şerit durumu için genişletilmesi B^{**} parametresi tarafından üstlenilir. Burada d^{**} numunenin kalınlığıdır, numune dış alana paralel yöndeyken ölçülen boyuttur. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunesi için $d \approx 0.2mm$ bulunmuştur ve bu değer numune boyutlarından oldukça küçüktür. J_c kullanılarak $B^{**}(2^oK) \simeq 5T$ ve $B^{**}(6^oK) \simeq 3.5T$ değerleri hesaplanmıştır. Bu değerler tabiki deneysel B_{fjl}'nin maksimum değerlerine bağlı olarak bulunmuşlardır. Böylece çok ince numune durumunda, tek kristallerde ya da $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ sisteminin tabakalı numunelerinde yüzeye dik olan dış alan içinde, akı sıçraması bakış açısına göre kritik boyutun rolünü numune kalınlığı üstlenmiştir.

Özetleyecek olursak, akı sıçrama olayı dış magnetik alan c-eksenine paralel olan ince tabakalı $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunelerde sistematik olarak çalışılmıştır. Deneysel olarak gözlenmiş olan kararsızlık alanlarının değerleri şiddetli şekilde dış magnetik alan tarama hızına bağlıdır. Numune ve dış çevresi arasındaki akı sürüklenmesi ve ısı alışverişi şartları sayısal analizlerde hesaba katılmak zorundadır. Yüzeylerine dik dış alandaki ince numuneler için kritik boyutun rolü akı sıçraması bakış açısına göre kendi kalınlıkları tarafından üstlenilmiştir. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ tek kristalleri için söylenilen akı sıçramalarından kaçınmak için gereklilikler şunlardır:

i) Numune kalınlığı ortaya çıkan alan şiddeti ve sıcaklıklarda J_c $10^6 A/cm^2$ mertebesindeyken kritik boyuttan (0.1mm) daha küçük olmalıdır.

ii) Magnetik tarama hızı akı sürüklenmesinin dengeleme etkisini etkin şekilde gerçekleştirmesine ve numune ve dış çevre arasındaki ısı alışverişinin etkin şekilde gerçekleşmesine izin verecek ölçüde düşük olmalıdır.

Bugüne kadar $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ sisteminde gerçekleştirilmiş olan birçok deney SQUID yardımıyla çok ince numunelerde (0.1mm mertebesinde) ve çok düşük

tarama hızlarında gerçekleştirilmiştir. Bu deneylerde akı sıçraması görülmemesi tabiki şaşırtıcı değildir.

Yüksek sıcaklık $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ süperiletken numunelerinde birçok problem cevapsız kalmıştır. Var olan çalışmalarda dış alan içinde numunenin yönelimi, ab düzlemleri dış alana paralel olduğunda akı sıçraması için bir kanıt görülmemiştir. Bu şekilde sistemin akı sıçramalarına göre şiddetli anizotropi gösterdiğini söyleyebiliriz. Magnetik alana paralel yöneliminde ab düzlemlerinde akı sıçramalarının yokluğunun sebebi, ab düzlemlerindeki J_c ile karşılaştırılacak olursa c yönünde akan indirgenmiş bir J_c olabilir. Bu etkiyi daha detaylı incelemek için c-ekseni yönünde daha ince olan daha kaliteli tek kristaller gereklidir ve şuan için elde edilmeleri imkânsızdır. Ayrıca şiddetli akı sürüklenmesinin karakterize ettiği numunede yerel adiyabatik koşulların $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ numunesinde nasıl yerine getirildiği açıklığa kavuşmamıştır. Akı sıçramalarındaki akı sürüklenmesi olayının daha anlaşılır açıklamaları için hala gelişmekte olan çalışmalar yapılmaktadır.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin uygulanan bir dış alanın fonksiyonu olarak magnetizasyon ölçüm sonuçları analitik olarak ta değerlendirilebilir. Analitik formülasyon, Bean' ın kritik durum modelinden faydalanılarak sağlanır. Bunun için süperiletken malzemenin M-H yani histeresiz eğrilerinden yararlanılır. Bu modelde kritik manyetik alan H_{c1} oldukça önemlidir.

Son yıllarda Bean'nin kritik durum modeli HT_c süperiletkenler de elde edilmiş olan deneysel sonuçların yorumlanmasıyla oldukça geniş açılımlar göstermiştir. Kristallerden oluştuğu düşünülen çok kristal bir süperiletken için H_o dış bir magnetik alan ise oluşan ortalama magnetizasyon şu şekilde gösterilir.

$$\overline{M} = \int_0^{\pi/2} M(\gamma)\sin\gamma d\gamma \qquad \textbf{(5.1)}$$

Burada $M(\gamma)$ **C**x**H** olarak yönelmiş olan taneciklere ait magnetizasyondur. γ açısındaki taneciklere ait birinci kritik magnetik alana bağımlı magnetik alan ise

$$H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^{c}(1+\chi\sin^2\gamma)^{-1/2} \qquad \textbf{(5.2)}$$

şeklindedir. Burada H_{c1}^{c} dış magnetik alan boyunca taneciklerin yönelmiş olan birinci kritik magnetik alandır ve χ anizotropi parametresidir.

H_0 alanına göre γ açısında yönelmiş tek kristal için kritik durum eşitliği sağlanır;

$$\frac{dB}{dr} = \frac{4\pi}{c} j_c \qquad \textbf{(5.3)}$$

Burada B yerel magnetik indüksiyon ve Jc kritik akım yoğunluğudur. Sınır şartları içinde sınırda denge durumundaki magnetik indüksiyon

$$B(r) = B_{eq}(H_0) \tag{5.4}$$

olup $B_{eq}(H_0)$ için bir yaklaşım kullanırsak

$$\begin{cases} B_{eq}(H_0) = 0, & H_0 < H_{c1}(\gamma) \\ B_{eq}(H_0) = H_0 - H_s, & H_0 > H_{c1}(\gamma) \end{cases} \tag{5.5}$$

Burada

$$H_s \equiv H_{c1} - H_b \tag{5.6}$$

H_b birinci kritik magnetik alana

$$H_b = aH_{c1}(\gamma), \quad 0 < a < 1 \tag{5.7}$$

şeklinde bağlıdır. (5.4) eşitliğinde (5.5) eşitliğindeki sınır şartı dikkate alınarak aşağıdaki denklem elde edilir.

$$B(R) = H_0 - H_s \tag{5.8}$$

ve (5.3) denkleminin (5.8) eşitliği dikkate alınarak çözümü yapılırsa;

$$B(r) = H_0 - H_s + (4\pi / c) j_c (r - R) \tag{5.9}$$

elde edilir. Böylece γ açısında yönelmiş tanecik magnetizasyonu şu şekiklde verilir;

$$4\pi M(\gamma) = \langle B(\gamma) \rangle - H_0 \tag{5.10}$$

Ortalama çok kristal magnetizasyonunu göstermek için (5.10) eşitliğindeki M, dış magnetik alanın farklı değerleri için artan alanla birlikte aşağıda belirtilen farklı değerleri verir, $0 \le H_0 \le H_{c1}^{ab}$ için

$$4\pi\overline{M} = K\left\{-\frac{1}{3}\Omega - aH_{c1}^{ab}\mathrm{X}\arcsin\frac{1}{\mathrm{X}} - H_0\right\} \qquad \textbf{(5.11)}$$

burada $\left(\frac{\chi+1}{\chi}\right)^{1/2} \equiv \mathrm{X}$, $\frac{4\pi}{c} j_C R \equiv \Omega$ şeklindedir.

$H_{c1}^{ab} \le H_0 \le H_{c1}^{c}$ için;

$$\begin{aligned} 4\pi\overline{M} = K\Bigg\{&\left(-\frac{1}{3}\Omega - H_0\right)\left(1-g(x)\right) + \frac{1}{3}\Omega\, g(x) \\ &\left(1-a\right)H_{c1}^{ab}\mathrm{X}\arcsin\left(\frac{1}{\mathrm{X}}\cos\arcsin g_1(x)\right) - \\ &aH_{c1}^{ab}\mathrm{X}\left\{\arcsin\frac{1}{\mathrm{X}} - \arcsin\left[\frac{1}{\mathrm{X}}\cos\arcsin g_1(x)\right]\right\} \end{aligned} \qquad \textbf{(5.12)}$$

$$\left[1-\frac{1}{\chi}\left(1+\chi\right)\left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_0}\right)^2 - 1\right]^{1/2} \equiv g(x) \qquad \textbf{(5.13)}$$

$$\left[\frac{1}{\chi}\left(1+\chi\right)\left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_0}\right)^2 - 1\right]^{1/2} \equiv g_1(x) \qquad \textbf{(5.14)}$$

$H_{c1}^{\ c} \le H_0 \le H_{0max}$ için,

$$4\pi\bar{M} = K\left\{-\frac{1}{3}\Omega - (1-a)H_{c1}^{\ ab} X \arcsin\frac{1}{X}\right\} \quad \textbf{(5.15)}$$

Öte yandan azalan magnetik alan için $\bar{H}_0 \le H_0 \le H_{0\max}$ halinde

$$4\pi\bar{M} = K\left(1-\frac{H_{0\max}-H_0}{2\Omega}\right)\left(\frac{1}{3}H_{0\max} - \frac{2}{3}\Omega - \frac{1}{3}H_0\right)$$
$$-K\left\{(1-a)H_{c1}^{ab} X \arcsin\frac{1}{X} + \frac{1}{3}\Omega\right\} \quad \textbf{(5.16)}$$

$$4\pi\bar{M} = K\left\{\left(\frac{1}{3}\Omega - H_0\right)(1-g(x)) + \frac{1}{3}\Omega\ g(x)\right.$$

$$+aH_{c1}^{ab}\ X\left\{\arcsin\ \frac{1}{X} - \arcsin\ \left[\frac{1}{X}\cos\ \arcsin\ g_1(x)\right]\right\}$$
$$-(1-a)\,X\ H_{c1}^{ab}\arcsin\left\{\left[\frac{1}{X}\cos\arcsin g_1(x)\right]\right\} \quad \textbf{(5.17)}$$

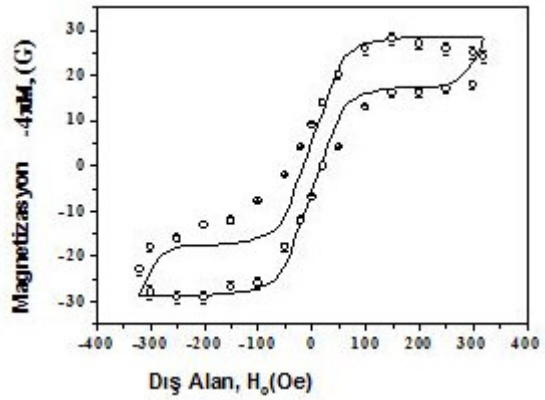
$0 \le H_0 \le H_{c1}^{\ ab}$ için;

$$4\pi\bar{M} = K\left\{\frac{1}{3}\Omega + aH_{c1}^{ab}\ X\arcsin\ \frac{1}{X}\nu H_0\right\} \quad \textbf{(5.18)}$$

burada

$$\bar{H}_0 = H_{0\,max} - 2\Omega \qquad \textbf{(5.19)}$$

Yukarıdaki ifadelerde H_{c1}^{ab} dış magnetik alana göre dik olarak yönlendirilmiş taneciklerin birinci kritik magnetik alanıdır. K katsayısı ise Meissner etkisinin mükemmel olmayan davranışını temsil eden bir sayıdır ve $4\pi M/H_0$ olarak gösterilir.



Şekil 5.1. Magnetizasyonun uygulanan dış magnetik alana bağımlılığının deneysel verisi sembollerle gösterilendir ve kalın çizgi ise teorik hesaplama sonucu elde edilen veridir.

5.2. Öneriler

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin vorteks mekanizmasının bu konuda bugüne kadar yapılan deneysel ve kuramsal yapılan çalışmaların ışığı altında incelendiği bu çalışma ileriki zamanlarda elde edilecek olan deneysel teorik sonuçların anlaşılmasına ve teknolojik uygulamalarına ışık tuntacaktır. Yukarıda bahsedilen teorik hesaplamanın deneysel ölçümlerde kullanılan malzemenin fiziksel özellikleri de dikkate alınarak yapılması durumunda histeresiz eğrilerinin deneysel sonuçlarıyla kıyaslanması ve buradan yola çıkılarak kritik akım yoğunluğu hesaplamalarının yapılması mümkün olacaktır. Bu kıyaslama deneysel sonuçların teorik uyumuna ve teorinin doğruluğuna yönelik bir çalışma olacaktır.

KAYNAKLAR

ABRIKOSOV,A.A., 1957. Magnetic Properties Of Superconductors Of The Second Group.Sov . Phys. JETP ,5(6):1174-1182.

ADIGÜZEL, H.İ., 1995. Doktora Tezi, İnönü Üniversitesi.

AKSAN, M.A., YAKINCI, M. E., and BALCI, Y., 2000. Supercond.Sci. Technol.,13:955-963.

ASADA, Y., MAEDA, H., and OGAVA, K., 1988. Jpn. J. Appl. Phys., 27 (L665).

AVRAHAM,N.,KHAYKOVİCH,B.,MYASOEDOV,Y.,PAPPAPORT,M., SHTRİKMAN,H.,FELDMAN,D.E.,ZELDOV,E.,TAMEGAİ,T.,KES,P.H., Lİ,M.,KONCZYKOWSKİ,M., and VAN DER BEEK,K.,2002.First-Order Disorder-Driven Transition and Inverse Melting Of The Vortex Lattice. Physica C, 369(1):36-44.

BALCI,Y.,CEYLAN, M., and YAKINCI M. E., 2001. II. Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, 10: 52-55.

_____,1997. Doktora Tezi, Fırat Üniversitesi.

BARBOUX,P.,BAGLEY,B.G., GREENE,L.H.,MCKINNON,W.,R.,HULL,G.W., 1988. Crystal Structure and Physical Properties of the Superconducting Phase $Bi_4(Sr.Ca)_6Cu_4O_{16+n}$ Oxides. Physical Review B,.37:9382.

BAUERNFEIND,L.,PAPAGEORGIOU,T.P., and BRAUN,H.F.,2003.Critical State Models For A Granular Ferromagnetic Superconductor.PhysicaC,329 (333):1336-1337.

BEDNORZ, J. G., MULLER, K.A., 1986.Possible High Tc Superconductivity in The Ba-La-Cu-O System. Zeitschrift Für Physik B, 64:189.

BRICENO, G., and ZETLL, A., 1989.Tunneling Spectrscopy in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$: Is the Energy Gap Anisotropic ?. Solid State Communications, 70:1055.

CAVA,R.J., BATLOGG, B., CEN, C.H., RIETMAN, E.A., ZAHURAK, S.M., WERDER,D.,1987.Phys. Rev. Lett.,58:408.

COŞKUN, A., EKİCİBİL, A., ÖZÇELİK B., and KIYMAÇ, K., 2005.Chinese Journal of Physics ,42(1).

COŞKUN A., 2002.Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi.

_____, 2004.Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi.

_____, EKİCİBİL, A., ÖZÇELİK, B., 2002. Chin.Phys.Lett, 9(12):1863.

_____, EKİCİBİL, A., ÖZÇELİK, B., KIYMAÇ, K., 2004.Chin.Phys.Lett, 21(10) :2041.

CHEN,D.X.,SANCHEZ,A.,NOGUES,J., and MUÑOZ,J.S.,1990.Bean's, Kim's, and Exponential Critical-State Models For High-T_c Superconductors. Phys.Rev.B,41 :13.

CHU,C.W.,GAO, L., CHEN, F., HUANG, Z.J., MENG, R.L., 1993.Nature, 365:233.

COHEN,M.L., 1964.Superconductivity In Many –Valey Semiconductors and Semimetals. Physical Review A,134:511-521.

ÇELEBİ, S., 1999,.Physica C, 316:251-256.

ÇOLAKOĞLU, K., 1996. Serway 3.Palme Yayıncılık,Ankara,341s.

DÄUMLING,M.,TRISCONE,G., and FLÜKİGER,R.,1993.Critical Currents In $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ Powder.Physica C,214(3-4):403-407.

DENİZ,C.,TEPE, M., ABUKAY, D., 2001.II. Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, 23:106-108.

DERELİ, T., 1995.Türk Fizik Vakfı, (7): 28-32.

DERSCH,H., and BLATTER,G.,1988.New Critical-State Model For Critical Currents In Ceramic High-T_c Superconductors.Phys.Rev.B,38(16).

DEWHURST,C.,D.,CARDWELL,D.A., and DOYLE,R.A.,1996.Determination of The Onset Of Bulk Pinning and The Low-Temperature-Irreversibility Line In $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Physical Review B,53(21).

EKİCİBİL A., 2002.Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi.

_____, 2005. Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi.

_____., ÇOŞKUN, A., ÖZÇELİK, B., and KIYMAÇ, K., 2004.Modern Physics Letters B, 18(28- 29):1467-1478.

_____., ÇOŞKUN, A., ÖZÇELİK, B., and KIYMAÇ, K., 2005.Modern Physics Letters B,19(6): 331-340.

_____., ÇOŞKUN, A., ÖZÇELİK, B., and KIYMAÇ, K., 2005.Journal of Low Temperature Physics,140(112).

EKİCİBİL,A.,COŞKUN,A.,ÖZÇELİK,B., and KIYMAÇ,K.,2005.The Magnetic And Eletrical Properties Of Rare-Earth Sm^{3+} Substituted $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_{2-x}Sm_xCu_3O_{12}$ System. Modern Physics Letters B,19(6).

ENGLER E.M., NAZZAL,A.L.,SAVOY,R., PARKIN,S.S.,P LEE,V.Y., 1988. $T1Ca_{n-1}Ba_2Cu_nO_{2n+3}$ (n=1,2,3) A New Class Of Crystal Structure Exhibiting Volume Superconductivity at up to Congruent to 110 K. Physical Review Letters 61:750.

FEİGEL'MAN, M.V., GESHKENBEİN, V. B., LARKİN, A. I., and VİNOKUR, V., M., 1989.Phys. Rev. Lett., 63:2303.

FEİGEL'MAN, M. V., and VİNOKUR, V.M., 1990.Phys. Rev. B, 41, 8986.

FİSHER,M.P.A., 1989.Phys. Rev. Lett., 62:1415.

FUKUTOMI,M., MEADE,H., TANAKA, Y., and TASANO, A., 1988.A New High-Tc Oxide Superconductor Without a Rare-Earth Element. Japanese Journal of Applied Physics, 4(L209).

GOFFMAN,M.F.,HERBSOMMER,J.A., and DE LACRUZ,F.,1998. Vortex Phase Diagram of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$:c-Axis Superconducting Correlation in The Different Vortex Phases, Physical Review B,57(6).

GUL, I. H., REHMAN, M.A., ALİ, M., MAQSOOD, A., 2005.Physica C, 432:71-80.

GYORGY, E.M., MATTHEISS,L.F., JOHNSON, D.W., 1988. Superconductivity Above 20 K in the Ba – K – Bi – O System. Physical Review B, 37:3745.

HAKEN,B.T.,ECK,H.J.N.V., and KATE,H..H.J.,T.,2000.A New Experimental Method to Determine The Local Critical Current Density in High-Temperature Superconducting Tapes.Physica C,334:163-167.

HEIN, R. A. 1986.Ac Magnetic Susceptibility ,Meissner Effect, And Bulk Superconductivity. Physical Review B,33:7539-7549.

HOLCZER,K., KLEIN,O., HUANG, S.M., KANER,R .B., FU,K.J., WHETTEN, HOOK, J.R., and HALL, H.E., 1999. Katıhal Fiziği.

HUA,L., and QIAO,G.,2000.The Effect Of Ultimate MgO Doping On Flux Properties of Bi-2223/Ag Superconducting Tapes.Chemistry for Suitable Development,8:89-92.

JORGENSEN,J.D., MITCHELL, A.W., RICHARDS, D.R., 1988. Synthesis, Structure and Superconductivity In The $Ba_{1-x}K_xBiO_{3-y}$. Nature,333:836.

KANDYEL, E., 2003.Journal of Physics and Chemistry of Solids, 64(5):731-739.

KASE, J., TOGANO, K., KUMAKURA, H., DİETDERİCH, D. R., IRISAMA, N., MORİMOTO, J., and MAEDA, H., 1990.Jpn. J. Appl. Phys.,29(L1096).

KHAYKOVİCH,B.,FUCHS,D.T.,TEİTELBAUM,K.,MYASOEDOV,Y. ZELDOV,E.,TAMEGAİ,T.,OOİ,S.,KONCZYKOWSKİ,M.,DOYLE,R.A. and RYCROFT,S.,F.,W.,R.,2000.Current-İnduced Decoupling Of Vortices İn $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$,Physica B,1(284-288):685-686.

_____,1996.Vortex-Lattice Phase Transitions In $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, Crystals With Different Oxygen Sctoichiometry,Physical Review Letters,76:(14).

KHAN,M.,N., KAYANİ, A.,N., and HAQ.A.,U., 1997.Physica C 282-287:869-870.

KITTEL, C., 1996. Katıhal Fiziğine Giriş,(çev.B. Karaoğlu),Bilgi Tek Yayıncılık,İstanbul,434s.

KITAWAZA, K., TAGAKI, H., UCHIDA, S., and TANAKA, S., 1987. Japanase Journal of Applied Physics, 26:L123.

KOÇAN, M., ŞAKİROĞLU.,S., KOCABAŞ, K., ERCAN, İ., 2001, II. Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, 14:67-71.

KUKUSHKIN,S.A.,OSIPOV,A.V., and OVID'KO,I.A.,2000.Critical current density in polycrystalline high-T_c superconductors with disordered tilt boundaries. Mater.Phys.Mech.,1:49-53.

KUMAGAI,K., 1987 .Evidence of Successive Magnetic Transition in $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-n}$RQ Studies of La-139. Journal of the Physical Society Of Japan, 56:3028.

KUMAR,G.R., and CHADDAH,P.,1989. Extension of Bean's model for high-T_c superconductors.Phys.Rev.B,39(7).

LANDAU,L.D., LIFSHITZ,E.M., 1969.Fluid Mechanics, Pergamon Pres,Oxford,503p.

LONDON,F., and LONDON ,H., 1935.Proc.Rroy.Soc.London, A149,72.

LONG,N.J.,2008.Model For the Angular Dependence Of Critical Currents in Technical Superconductors.Supercond.Sci.Technol,21(025007).

MAEDA, H., and TANAKA, Y., 1988. Jpn. J. Appl. Phys. Lett., 4(L209).

MAPLE, M.P., DALICHAOUCH, Y., FERREIRA,J.M., HAKE,R.R., LEE,B.W., 1987. Physica B,148:155.

MAZAKI, H., and ISHIDA, T.,1987. Jap. Jour. Applied Physics,26.

MEMON, A., and TANNER, D.B., 2004, İnternational Journal of Infrared and Milimeter Waves, 25 (10).

MITCHELL, G. W., HERVIEV, M., BOREL, M. M., GRANDIN, A., DESLANDES, F., PROVOST, J., VE RAVEAV, B., 1981, Z. Phys, B68, 421-423.

MONİER,D. and FRUCHTER,L.,1998,Thermal-to-quantum crossover of the flux-line Dynamics $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$.Physical Review B,58(14).

MOODENBAUGH,A.R., SUENAGA,M., LEWIS,L.H., COX,D.E., RUPICH,M.W., RILEY,G.N.,LI,Q.,and PARRELLA,R.,2002.Superconducting critical current densities and synchrotron X-ray diffraction measurements of $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$/Ag composites.Physica C,377:67-74.

MOZELSKY, R., MILLER,R.C., HEIN, R.A., GIBSON, J. W., HULM, J.K. 1964. Superconductivity in Germanium Telluride.Phys.Rev.Letters.

NABİALEK, A., NİEWECZAS, M., DABKOWSKİ, A., CASTELLAN, J., and GAULİN B.D., 2003. Magnetic Flux Jump in Textured $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Physical Review B, 67(24518).

NAKAMURA,Y., KIMURA,T., YAKAMICHI, Y., WATANABE, I., PENNEY, T., SHAFER, M.W., and OlSON, B.L., 1987.Correlation of Tc With Hole Concentration in $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$ Superconductors. Physical Review B, 36:4047.

NANDA KİSHORE, K., SATYAVATHİ, S., HARİ BABU, V., and PENA, O., 1996, Metarials Science and Engineering,B38, 267-271.

NATTERMANN, T., 1990, Phys. Rev. Lett., 64, 2454.

NATTERMANN, T., and SCHEİDL,S.,2007.Vortex-Glass Phases In Type-II Superconductors. Adv. Phys., 49:607.

NEZİR, S.,ÇELEBİ, S., ALTUNBAŞ, M., 2000.Journal of Alloys and Compounds, 302:235-238.

ORUNCAK B., 1998.Yüksek Lisans Tezi, Fırat Üniversitesi.

ÖZOĞUL Ö., 1997.Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi.

PUTILIN, S. N., ANTIPOV, E. V., CHMAISSEM, O., VE MANEZIO, M., 1993. Nature, 362:226-228.

RADHİKA,D.A., SESHU, V.B., PATANJALİ. P.V., PİNTO, R.,KUMART, H.H., and MALİK. S.K., 2000. Supercond. Sci. Techonol.,13:935-939

RADZYNER,Y.,SHAULOV,A., and YESBURN,Y.,2002.Unified Order-Disorder Vortex Phase Transition in High-T_c Superconductors.Physical Review B,65(100513(R)).

ROSE-INNES,A.,C., and RHODERICK,E.,H.,1978,Introduction To Superconductivity,Pergamon Press Ltd.,Germany,233 p.

SARRAO, J.L., ANDRADE, M.C., HERMANN, J., HAN,S.H., FISK,Z., CAVA,R.J., 1994. Physica C,229:65.

SATYAVATHİ, S., NANDA KİSHORE, K., HARİ BABU, V., and PENA, O., 1996.Supercond. Sci. Techonol., 9:93-98.

SEKKİNA, M.M.A., El-DALY, H. A., and ELSABAWY, K. M., 2004, Supercond. Sci. Techonol. 17, 93-97.

SHEAHEN, T., P., 1994. Introduction to High-Temperature Superconductivity. Plenum Pres,New York, 580p.

SHI,D.,WANG,Z.,SENGUPTA,S.,and SMITH,M.,1993.Critical Current Density, Irreversibility Line, and Flux Creep Activation Energy in Silver-Sheathed $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ Superconducting Tapes.IEEE Transactions on Applied Superconductivity,3(1).

SİNGH, S., 1998.Physica C, 294:249-256.

SUZUKI, M., ODA, M., HIDAKA, Y., ENOMOTO, Y., and MURAKAMI, T., 1987.Anisotropic Properties of Superconducting Single-Crystal $(La_{2-x}Sr_x)2CuO_4$.Japanese Journal Of Applied Physics, 26(L337).

TARASCON, M. J., and LE PAGE, Y., 1988. Phys. Rev. B, 37- 38.

TAŞAR M.F., 1996, Yüksek Lisans Tezi, Fırat Üniversitesi.

TILLEY, D. R., and TILLEY, J., 1986, Superfluidity and Supercunductivity, University of Sussex Press,Sussex,429p.

VAN DER BEEK,C.J.,COLSON,S.,INDENBOM,M.V., and KONCZYKOWSKİ,M.,2000.Supercooling of The Disordered Vortex lattice In $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ .Physical Review Letters,84(18).

WAGNER,G.R.,TALVACCHIO,J.,and PANSON,A.J.,1988.Critical Currents of 85K Bi-Sr-Ca-Cu-O.Material Letters,6(11-12):390-392.

XİONG,Q., GUAN., W.Y., HOR P.H.,and CHU, C.W., 1992. Chinese Journal of Physics, 30(6).

XU,M.,SHI,D., and FOX,R.F.,1990.Generalized Critical-State Model For Hard Superconductors.Phys.Rev.B,42(16).

YANMAZ, E., MUTLU, I.H., NEZİR, S., ALTUNBAŞ, M., 1996.Journal of Alloys and Compounds, 239:142-146.

YILMAZLAR , M. ve YANMAZ, E., 2001, II Ulusal Yüksek Süperiletkenler Sempozyumu, 20:91-96.

_____, 2002.Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi.

ZHANG,L.,LIU,J.Z.,and SHELTON,R.N.,1998.Critical Current Density of Four-CuO_2-Layer $TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11+\delta}$ Single Crystals.Supercond.Sci.Technol., 11:1045-1048.

ZHANG,Y.J.,QİN,M.,J. and ONG,C.K.,2001,Vortex Dynamics of $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ Silver-Sheated Tape by Ac Succeptibility Measurements,Physica C,356:6-52.

ZHAO,Z.,W.,Lİ,S.L.,WEN,H.,H. and Lİ,X.G.,2003,Dimensional Crossover of Dynamics Induced by Gd Substitution on Bi2212 Single Crystals.Physica C, 391:169-177.

ÖZGEÇMİŞ

7 Aralık 1984 yılında Düziçi/Osmaniye'de doğdum. Orta ve lise eğitimimi Belçika'nın Liège kentinde Athenée Royal de Montegnée 'de tamamladım. 2001–2006 yılları arasında 19 Mayıs Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans eğitimimi ve 2002–2007 yılları arasında Anadolu Üniversitesi İktisat Fakültesi Kamu Yönetimi Bölümünde ikinci lisans eğitimimi tamamladım. Eylül 2006'da Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans eğitimime başladım.