

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK BÖLÜMÜ

**SÜPER İLETKENLERDE MANYETİK NÜFUZ DERİNLİĞİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tuba ZENGİN

VAN – 2011

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK BÖLÜMÜ

**SÜPER İLETKENLERDE MANTETİK NÜFUZ DERİNLİĞİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN
Tuba ZENGİN

DANIŞMAN
Doç. Dr. Ali İhsan DEMİREL

VAN – 2011

KABUL VE ONAY SAYFASI

..... FIZIK Anabilim Dalı'nda Doç.Dr. Ali İhsan DEMİREL'
in danışmanlığında, Tuba ZENGİN tarafından sunulan "... Süper
..... İletkenlerde Manyetik Nüfuz Derinliği'nin İncelenmesi
....." isimli bu çalışma
"Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği" ve "Fen Bilimleri Enstitüsü
Yönergesi"nin ilgili hükümleri gereğince 21./07/2011 tarihinde aşağıdaki jüri
tarafından oy birliği / oy çokluğu ile başarılı bulunmuş ve Yüksek Lisans tezi
olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Doç. Dr. Ali İhsan Demirel

İmza: 

Üye: Yrd. Doç. Dr. Berke İBATI

İmza: 

Üye: Yrd. Doç. Dr. Ş. Hakkı DENİZLER

İmza: 

Üye:

İmza:

Üye:

İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 24/08/2011 tarih ve 2011/26-III sayılı kararı ile onaylanmıştır.

İmza

Prof. Dr. Dr. Turgut AYGÜN
Enstitü Müdürü

ÖZET

SÜPER İLETKENLERDE MANYETİK NUFUZ DERİNLİĞİNİN İNCELENMESİ

ZENGİN, Tuba

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Ali İhsan DEMİREL

Temmuz. 2011, 87 Sayfa

Bu tez çalışmasında, elementel olmayan II. tip süper iletkenlerde manyetik nüfuz derinliği incelenmiştir. Yüksek sıcaklık süper iletkenler olarak da bilinen II. tip süper iletkenlerin, kritik manyetik alan ve kritik sıcaklığın altındaki düşük sıcaklık değerinde, manyetik nüfuz derinliğini artırıcı bazı özellikler taşıdığı ortaya çıkmıştır. Deneysel çalışmalarda hazırlanmış dikdörtgen, ince film bakır-oksit süper iletkenlerde manyetik nüfuz derinliğinin anizotropik özellikleri göz önünde bulundurularak, nüfuz derinliğinin artış nedenleri ortaya çıkarılmıştır. Deneysel çalışmalarda nüfuz derinliğinin beklenenden daha büyük değerler vermesi; numune sınırlarında oluşan normal akımlara, manyetik ve manyetik olmayan katkılara, dalga çifti çeşitlerine ve yakınlık etkisine bağlılığı görülmüştür. Andreev sınır durumu akımları ve nonlinear Meissner etkisi ayrıca incelenmiştir.

Anahtar kelimeler: Nüfuz derinliği, gap fonksiyonu, eş uyum uzunluğu, Cooper çifti

ABSTRACT

INVESTIGATING OF THE MAGNETIC PENETRATION DEPTH IN SUPERCONDUCTORS

ZENGIN, Tuba

Msc Thesis, Physics Department

Supervisor: Doç. Dr. Ali Ihsan DEMIREL

July, 2011, 87 Sayfa

In this thesis, the magnetic penetration depth in non-elemental superconductors, known as II. type superconductors, have been investigated. Below critical magnetic field and critical temperature, some features which increase the magnetic penetration depth of the high temperature superconductors, called as II. type superconductors, appear. At the experimental studies, considering of the anisotropic properties of the magnetic penetration depth in prepared rectangular shape thin copper-oxide thin film superconductors, the reasons of the increasing of them have been revealed. At the experimental works, the magnetic field penetration depths are obtained larger than the expected that due to normal currents at border of the sample, magnetic and non-magnetic impurities, the type of the wave coupling and the proximity effects. Andreev border condition currents and non-linear Meissner effects have also been investigated.

Key words: Penetration depth, gap function, coherence length, Cooper pair.

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasında, güçlü diamanyetik özellik gösteren ve numuneye özgü belli bir kritik sıcaklık değerinin altında elektriksel direncinin sıfır olduğu süper iletken malzemelerin manyetik nüfuz derinliği incelenmiştir. Süper iletken özellik, elektrik akımının sıradan iletkenlerde dirençten doğan ve ısı olarak yayılan enerji kaybını engelleme olanağı verir ki bu yaklaşık %3 ile %10 arasında bir değerdedir. Binlerce metal alaşımın da birbirlerinden farklı şartlarda süper iletken olabileceği anlaşıldığı andan itibaren, her geçen gün bu maddelere yenileri eklenmektedir. Bugün hala, insanların yaşayabilecekleri şartlarda ve sıcaklıklarda bilinen teknolojik uygulamalarda kullanılabilecek özelliklere sahip süper iletken bir madde bulunmuş değildir. Her şey bir yana böyle bir süper iletken madde bulunduğunda, öncelikle, insanlık tarihinin en önemli enerji tasarrufu imkanı ortaya çıkacaktır. Aynı zamanda özellikle hızlı trenlerin hareketi sırasında, sürtünmeden kaynaklanan enerji kayıpları da büyük ölçüde azalacaktır. Bir katının elektriksel özdirencine birçok etkenin katkısı vardır. Elektronlar, kusursuz bir örgüye kıyasla, bir kristalde bulunan yapısal kusur veya kirlilik değişimlerinden dolayı saçılırlar. Sıcaklık etkisiyle örgü iyonlarındaki titreşimler, fonon, sözde parçacıkların oluşmasına neden olur. 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, çok şaşırtıcı ve ilginç bir olaydır.

Düşük sıcaklık süper iletkenleri olarak da bilinen I. tür süper iletkenler dışında, yüksek sıcaklık süper iletkenleri olarak bilinen, iki farklı kritik manyetik alan değeri arasında süper iletkenlik özelliği üstel olarak kayıp eden II. tür iletkenler de vardır. I. tür süper iletkenlerde kritik sıcaklık ve kritik manyetik alan değerinin üzerinde süper iletkenlik özelliklerini tamamen kayıp etmelerine karşın yüksek sıcaklık süper iletkenlerde üstel azalış görülür. Yapılan deneysel çalışmalar bu üstel azalışın hızı için çeşitli faktörlerin rol oynadığını göstermiştir. 1933 yılında Meissner etkisinin keşfinden sonra çeşitli numuneler de (yarıiletken, manyetik yapılu iletkenler, bakır oksitli alaşımlar, seramik yapılu numuneler) geleneksel süper iletken davranışın aksi bir durumuyla karşılaşılmıştır. Meissner etkisi, numuneye etki eden manyetik alanın,

numunede oluşan süper akımın oluşturduğu ters yöndeki manyetik alan tarafından dışarlanması olayıdır. II. tür süper iletkenlerde Meissner etkisi farklı özellikler gösterir yani maddeye nüfuz eden manyetik alanın karakterinde farklılıklar ortaya çıkmıştır. Bu farklılıkların kaynağının anlaşılması için deneysel çalışmalar yapılmıştır. Numune boyutlarının, manyetik alan yöneliminin (manyetik nüfuz derinliğinin anizotropikliği) kullanılan malzemenin kristal yapısının, süper akım elektronlarının dalga çeşidinin, numunedeki manyetik katkıların ve manyetik olmayan katkıların, sınır durumların da oluşan normal akımların (Yüzey Andreev sınır durumları), sıcaklığın ve manyetik alan şiddetinin farklılığa neden olduğu görülmüştür. Bu tezde, oluşan farklılıkların manyetik nüfuz derinliğini artırdığı ve süperiletkenlik özelliğini azalttığının fiziksel mekanizması üzerinde durulmuştur. İki akışkan modeline göre yapılan hesaplamalar II.tür süper iletkenlerin özellikleri hakkında bilgi sağlamıştır. Düşük kritik sıcaklıkların aksine hazırlanan bazı numunelerde kritik sıcaklık değerinin 164 K olduğu bulunmuştur. Günümüz teknolojisindeki hızlı gelişmeler ile paralel olarak süper iletken çalışmaları da hız kazanmıştır. İlerleyen yıllarda bakır oksit katkılı süper iletkenlerin elektron - holl çiftlenimi üzerinde daha ciddi çalışmalar olacağı bugün yapılan çalışmalar ışığında söylenebilir.

Çalışmalarım boyunca değerli katkıları ile beni yönlendiren kıymetli danışman Hocam Doç. Dr. Ali İhsan DEMİREL ' e, bilgi birikimi ve tecrübesini benimle paylaşan değerli arkadaşım Sevda SARITAŞ' a ve yine yüksek lisans eğitimim süresince bana sağladığı her türlü maddi ve manevi desteğinden dolayı eşim Ali ZENGİN' e sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
TABLolar LİSTESİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
SİMGELER DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ VE LİTERATÜR BİLDİRİŞİ	1
2. MATERYAL VE YÖNTEM	3
2.1. Giriş ve Tarihçe	3
2.2. I. Tip Süper iletkenlerin Bazı Özellikleri	4
2.2.1. Sıfır özdirenç ve metalik özellik	4
2.2.2. Kritik sıcaklık ve manyetik alan	4
2.2.3. Meissner etkisi	8
2.2.4. London denklemi ve manyetik alan nüfuz derinliği	9
2.3. II. Tip Süper iletkenler	13
2.4. Süper iletkenlerde Kalıcı Doğru (DC) Akımlar	15
2.5. Süper İletkenlerin BCS Teorisi	17
2.6. BCS Taban Durumu	20
2.7. II. Tip Süper İletkenlerde Girdaplı Durum	21
2.8. Kritik Alanlar, H_{c1} ve H_{c2} 'nin Tayini	23
2.9. Süper iletkenliğe Geçişin Termodinamik Olarak İncelenmesi	25
2.9.1. Klasik ve yüksek sıcaklık süper iletkenlerin mikro yapı özelliklerine genel bakış	28
2.9.2. Oksitli süper iletkenlerde elektronik yapılar	30
3. BULGULAR	32
3.1. İzotropik London Elektrodinamikleri	32
3.2. Anizotropik Numunede Nüfuz Derinliği	35
3.3. Deneysel Yöntemler	38
3.4. Nüfuz Derinliğinin Kesin Değeri	40
3.5. Nüfuz Derinliği ve Süper İletken Enerji Gap Aralığı	43

3.5.1. Süper Akışkan Yoğunluk İçin Yarıklasik Model	43
3.5.1.1. İzotropik fermi yüzeyi	45
3.5.1.2. Anizotropik fermi yüzeyi ve izotropik gap fonksiyonu	46
3.5.2. Süper iletken enerji aralığı (gap)	47
3.5.3. Birleşmiş (karışmış) gap aralıkları	49
3.5.4. Düşük sıcaklıklar	50
3.5.4.1. s dalga çifti	50
3.5.4.2. d dalga çifti	51
3.5.4.2. p dalga çifti	51
3.6. Düzensizliğin Etkisi ve Nüfuz Derinliğindeki Katkı	53
3.6.1. Manyetik olmayan katkılar	53
3.6.2. Manyetik katkılar	55
3.7. Yüzey Andreev Sınır Durumları	56
3.8. Düğüm Süper İletkenlerinin Bölgesel Olmayan Elektrodinamiği	59
3.9. Lineer Olmayan Meissner Etkisi	60
3.10. Karışmış Durumdaki Ac Nüfuz Derinliği (Küçük Genlikte Lineer Tepki)	63
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	68
KAYNAKLAR	70
ÖZGEÇMİŞ	71

TABLULAR LİSTESİ

	Sayfa
Tablo 2.1. Bazı süper iletkenlerin kritik sıcaklıkları ve $T = 0$ K'de ölçülen kritik manyetik alanları	5
Tablo 2.2. Mutlak sıfırda hesaplanan London nüfuz derinliğinin bazı metaller için değerleri	12
Tablo 3.1. Tek çiftlenim halleri için bazı temsili gap fonksiyonları	48
Tablo 3.2. p-dalga çiftlenim durumu için değişik düşük sıcaklık sabitleri	52

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Kusursuz bir iletken olan metal ile bir süper iletken numuneye ait öz direnç eğrilerinin sıcaklıkla değişimi.	4
Şekil 2.2. Bazı süper iletkenler için kritik sıcaklıkla kritik manyetik alan değişimleri. Bu grafiklerde 0 K civarındaki değerlere ekstrapolasyon metodu kullanılarak ulaşılmaktadır.	6
Şekil 2.3. Kusursuz bir iletkende yüzeysel yük dağılımının iletken içerisindeki elektrik alanını sıfırlayacak şekilde düzenlenmesi.	6
Şekil 2.4. Silindir şeklindeki I. tip bir süper iletken materyalde manyetik alan çizgilerinin kritik sıcaklığa bağlı olarak davranışı. $T > T_c$ 'de bütün manyetik alan çizgileri numune içine tamamen nüfuz eder, $T < T_c$ 'de ise numune üzerinde oluşan yüzey akımları nedeniyle numune içinden geçecek manyetik akı çizgileri tamamen dışarılanırlar.	7
Şekil 2.5. a) Bir kusursuz iletken b) bir süper iletkende değişen sıcaklık durumlarına göre manyetik alan çizgilerinin davranışı.	8
Şekil 2.6. Uygulanan bir dış manyetik alanın bir süper iletkenin içine doğru üstel olarak değişimi. Nüfuz derinliği λ , manyetik alanın e^{-1} değerine düştüğü uzaklık olarak tanımlanır. Saf süper iletkenlerde nüfuz derinliği yaklaşık 500 Å dur.	11
Şekil 2.7. Bir II. tip süper iletkenin kritik manyetik alanının kritik sıcaklığa göre konumu. Buradaki girdaplı hal de süper iletkenlik özelliği taşır, fakat kısmen manyetik akı çizgilerinin nüfuz ettiği kısımlar mevcuttur. Manyetik akıların geçtiği kısımlar normal kısımlar olarak adlandırılırlar.	13
Şekil 2.8. Bir II. tip süper iletkenin manyetik alan çizgilerinin demetler şeklinde ayrılarak belirli kısımlardan geçerek normal bölgeler (vorteksler) oluşturması.	14
Şekil 2.9. (a) I. tip bir süper iletkenin mıknatıslanmanın manyetik alanın uygulanan dış manyetik alana göre değişimi. Bir H_c kritik manyetik alanda mıknatıslanma aniden yok olur. (b) II. tip süper iletkenin $H_{c1} < H_c$ değerinde mıknatıslanma azalmaya başlar ve $H_{c2} > H_c$ değerine kadar devam eder. Karışık durum diye de adlandırılan bu girdaplı durum Şekil 1.8'deki duruma karşılık gelmektedir. Burada mıknatıslanma eğrileri altında kalan alanlar birbirlerine eşittirler.	14
Şekil 2.10. (a) Kritik manyetik alandan sonra (I. tip süper iletkenliğin yok oluşundan sonra) iç alanın değişimi, (b) II. tip süper iletkenin iç alanın kritik alanlar aralığında ve H_{c2} 'den daha büyük değerlerde uygulanan dış alanla değişimi	15

- Şekil 2.11.** Bazı II. tip alaşım süper iletkenler için akım yoğunluğu, sıcaklık ve H_{c2} kritik manyetik alanların birbirlerine göre değişim grafikleri. 16
- Şekil 2.12.** (a) $T > T_c$ ve $H > 0$ iken halkadan manyetik alan çizgileri geçmez ve halkada bir DC akımı oluşur (b) $T_c > T$ ve dış alan $H = 0$ iken bu defa halka etrafında manyetik alan çizgileri oluşur (c) bu halkada dolaşan akım sürekli I akımının dolaştığı eşdeğer RL devresi. Buradaki R halkanın omik direncidir. 16
- Şekil 2.13.** Çok düşük sıcaklıklarda (a) normal bir metalde (b) mutlak sıfırda bir süper iletken (c) mutlak sıcaklık sıfırdan farklı fakat kritik sıcaklığın altında aynı süper iletken durum yoğunluğu ve Fermi enerjisinin konumuna göre işgal edilmiş hallerin dağılımı. 17
- Şekil 2.14.** İki elektron arasında örgü bozulmasından ortaya çıkan çekici etkileşmenin şematik görünümü. İlk elektron pozitif iyonu çekerek denge konumundan içe doğru hareketini sağlar (içi boş daireler). Örneğin bu bozulmuş bölge net bir pozitif yüke sahip olduğundan ikinci elektron için çekici hale gelir. 18
- Şekil 2.15.** Fermi enerjisinin sıfır seviye olarak alınması durumunda bu seviye üzerindeki durum yoğunluğunun detaylı görünümü. 20
- Şekil 2.16.** (a) Kinetik enerjisi E olan bir yörüngenin etkileşmesiz Fermi gazının taban durumunda dolu olma olasılığı (b) BCS taban durumu Fermi durumundan E_g kadar bir enerji aralığıyla ayrılır. 21
- Şekil 2.17.** Bir süper iletken numuneye uygulanan H manyetik alanı ve numunede oluşan vorteks alanları. Şekildeki manyetik alan çizgileri etrafında oluşan normal bölgelerin dışında kalan kısımlar süper iletken haldedirler. 22
- Şekil 2.18.** I. ve II tür süper iletkenlerde normal ve süper iletken bölgelerin arakesitinde manyetik alanın ve enerji aralığı $\Delta(x)$ 'in değişimi. Normal bölgelerde enerji aralığının sıfır olması süper iletkenliğin ortadan kalktığı anlamını taşımaktadır. 22
- Şekil 2.19.** Vorteksli yapıda normal ve süper iletkenlik bölgelerinin süper iletkenlik elektron yoğunluğu, manyetik alan nüfuz derinliği ve eş uyum uzunluklarının değişimi. 23
- Şekil 2.20.** (a) Bir süper iletken Meissner etkisinin tam olduğu durumda iç alan $H_{iç} = 0$ olup mıknatıslanma $M = -H/4\pi$ 'dir (cgs). (b) Uygulanan alan $H = H_c$ olduğunda ki burada süper iletken materyal mıknatısa yeterince yaklaştırılarak sağlanabilir, normal durum süper iletken durumla aynı anda bulunabilir. Bu bileşik durumda serbest enerji yoğunlukları eşittir. $[F_N(T, H) = F_S(T, H_c)]$. 25

- Şekil 2.21.** Manyetik olmayan normal bir metalde F_N serbest enerji yoğunluğu uygulanan H manyetik alanından yaklaşık bağımsız olur. $T < T_c$ sıcaklığında metal sıfır manyetik alanda süper iletken olup $F_S(T,0) < F_N(T, 0)$ dir. Manyetik alan uygulandığında F_S 'deki artış CGS biriminde $H_c^2/8\pi$ olup $F_S(T,H_C) = F_S(T,0) + H_c^2/8\pi$ dir. H değeri kritik H_c değerinden büyükse normal durumdaki serbest enerji yoğunluğu süper iletken duruma kıyasla daha küçüktür. Şekildeki düşey eksenin orijini $F_S(T,0)$ 'da alınmıştır. Bu şekil $T = 0$ 'da U_S ve U_N için de geçerlidir. 27
- Şekil 2.22.** Fonon aracılıklı elektron-elektron etkileşmesinin sembolik olarak gösterilmesi. Burada k_1 ve k_1' gelen elektronun dalga vektörünü, k_2 ve k_2' ise fonondan saçılan elektronun momentumunu temsil etmektedir. 29
- Şekil 2.23.** Kristalde ab düzlemini oluşturan Cu-O atom dizilişleri. 30
- Şekil 3.1.** d-dalga ve s- dalga durumları için tüm sıcaklık aralığında nüfuz derinliğinin yaklaşık fonksiyonel değişimi. 33
- Şekil 3.2.** Deneysel tasarıma uygun (3.9) denklemine göre (a) $w \rightarrow \infty$ iken ortaya çıkan geometrik yapı (b) sonlu w için iletkenlik düzlemine dik alan durumu. Düzlemdeki nüfuz derinliğinin izotropik olduğu farzedilmektedir. 35
- Şekil 3.3.** Nüfuz derinliğinin mutlak değerini ölçmek üzere deneysel şema. Burada yüksek sıcaklık süper iletken düşük sıcaklık süper iletken bir materyal (Al) ile kaplanmaktadır. 43
- Şekil 3.4.** $Pr_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$ (PCCO), $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ (BSCCO) ve $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ (YBCO) kristalleri için nüfuz derinliklerinin mutlak ölçümleri. Negatif başlangıç değerleri saçılmış alüminyumunu temsil etmektedir 43
- Şekil 3.5.** Bir s-dalga süper iletken için hesaplanmış süper akışkan yoğunlukları ve bir d-dalga süper iletkeni. 47
- Şekil 3.6.** s, d ve s+d süper iletkenlik gap aralıklarının sıcaklığa bağlılığı. Bu grafikler eşitlik 3.33 ve 3.34'ten elde edilmişlerdir. 49
- Şekil 3.7.** Aşağıdan yukarıya doğru % 0, 10, 20, 30, 40, 100 karışık $d_{x^2-y^2} + is$ gap için süper akışkan yoğunluğu. Benzer grafikler $d_{x^2-y^2} + id$ için de elde edilir. 49
- Şekil 3.8.** Tek kristal BSCCO-2212 düzleminde London nüfuz derinliği. Ana çerçevede düşük sıcaklık bileşeninin 3.43 eşitliği ile uydurulmuş şeklinde biçimi görülmektedir. İç grafikte tüm sıcaklık aralığındaki süper akışkan yoğunluğu ve bir açık d-dalga ve s-dalga zayıf çiftlenimi sırayla eşitlik (3.27) ve (3.30)'a uygun hesaplanmış BCS teorik grafikleri görülmektedir. 49

- Şekil 3.9.** Uygulanmış farklı manyetik alanlar içinelektron dopingli NCCO süper iletkeninde etkin nüfuz derinliğinin değişimi. Değişim uygun bir T_{min} 'a göre ölçülmektedir. $T < T_{min}$ için verilerin aynı yere düşmesi Nd^{+3} iyonları için 3 kG şiddetindeki alana kadar alandan bağımsızlığa tekabül etmektedir. 54
- Şekil 3.10.** Yüzey Andreev bağ yapılarının orijin şeması. Manyetik alan yüzeye diktir. Yörünge boyunca hareket eden sözde parçacıklar kalın oklarla gösterilen yönde çifte ait potansiyelde işaret değiştirmektedirler (sağda). Yüzey civarında lokalize olup sıfır enerji değerini almaktadır. Diğer durumda (solda) bu etki ortaya çıkmaz. Alttaki panelde ise yüzeydeki haller yoğunluğunun değişimi görülmektedir (Andreev halleri). 57
- Şekil 3.11.** Dört YBaCuO kristalinde λ_{ab} nüfuz derinlikleri. C-ekseni boyunca uygulanan alanlarla ilgili parçacıklar $1/T$ ile artış göstermektedirler. İç grafik $1/T$ ile artan izlerin miktarının [110] yüzeylerine göre değişimini göstermektedir ($g(\theta)$) 57
- Şekil 3.12.** Bir YBaCuO kristalinde ölçülmüş paramanyetik yükselme, $\Delta\lambda(H)$, cosh eşitlik (14.50)'ye uydurmayla grafik elde edilmektedir. 57
- Şekil 3.13.** Bir BSCCO-2212 tek kristalinde Andreev bağ halleri. Grafikler birbirleriyle açıkça karşılatırmak için ofset baskı yapılmıştır. 57
- Şekil 3.14.** Bir poli kristal Nb numunede çivilenmeden akı akış rejimine uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak geçiş. Kesiksiz çizgiler direk alan taramasını temsil etmektedirler 65
- Şekil 3.15.** London nüfuz derinliği, Campbell uzunluğu ve BSCCO-2212 tek kristalinde kritik akım 65
- Şekil 3.16.** BSCCO-2212 tek kristalinde ölçülen histeretik manyetik nüfuz derinliği. 1-2-3 yolu manyetik alanın uygulanıp kaldırıldıktan sonra soğumaya bırakılan numunenin sıfır alan grafiğini temsil eder. 3-4 yolu tersinirdir ve homojen bir akı dağılımını temsil etmektedir. 2-5 yolu 1-2 yolundan sonra sıcaklığın düşürüldüğünde ortaya çıkan değişimi temsil etmektedir. Isıtılmanın üzerinde 5-2-3 yolu takip edilir 66

SİMGELER DİZİNİ

n_s	: Süper elektron yoğunluğu
n	: Kristaldeki toplam elektron yoğunluğu
B	: Manyetik alan şiddeti
λ_L	: London nüfuz derinliği
λ_{ab}	: ab düzleminde manyetik nüfuz derinliği
λ_c	: c ekseninde manyetik nüfuz derinliği
T_C	: Kritik sıcaklık
m_{ii}	: Etkin kütle
Δ	: Boşluk fonksiyonu
H_c	: Kritik manyetik alan şiddeti
H_{c1}	: II. Tür süper iletkenlerde I. Kritik manyetik alan
H_{c2}	: II. Tür süper iletkenlerde II. Kritik manyetik alan
ξ_0	: Eş uyum uzunluğu
ℓ	: Serbest yol
Φ_0	: Manyetik akı
κ	: Termal iletkenlik
\mathcal{X}	: Manyetik doygunluk
\tilde{R}	: Etkin boyut
σ	: İletkenlik
ω	: Frekans
\mathbb{R}	: Prensibal eksen
\mathbb{R}_{ij}	: Simetrik tensör
J_t	: Süper akım yoğunluğu
r	: Küresel taneciğin yarıçapı
$f(r)$: Fermi dağılım fonksiyonu
μ_0	: Boş uzayın manyetik geçirgenliği
μ	: Maddenin manyetik geçirgenliği
M	: Manyetizasyon
E	: Sözde parçacık enerjisi

ε	: Metalin bant enerjisi
k_B	: Boltzman sabiti
c	: Işık hızı
A	: Bölgesel vektör potansiyeli
e	: Elektron yükü
ρ_{ii}	: Akışkan yoğunluğu tensörü
ρ	: Özdirenç
θ_D	: Debye açısı
T^*	: Kesme sıcaklığı
λ_μ	: Normalize olmuş nüfuz derinliği
I	: Gap eksenini
λ_{ABS}	: Andreev sınır durumu manyetik nüfuz derinliği
$N(E)$: Toplam durum yoğunluğu
N_{ABS}	: Andreev sınır durum yoğunluğu
τ	: Durulma zamanı
Γ	: Saçılma parametresi
\bar{v}_s	: Süper akışkan hızı
p_F	: Fermi momentumu
$\delta E_{Q,P}$: Bogoluibov quazi parçacığının enerjisi
λ_c	: Campbell nüfuz derinliği
η	: Girdap vizkozitesi
C_{nm}	: Elastik çap
r_p	: Sıkışma potansiyelinin yarıçapı
ζ_N	: Yakınlık etkisi mesafesi
λ_N	: Normal metalin nüfuz derinliği mesafesi

1. GİRİŞ VE LİTERATÜR BİLDİRİŞİ

Bardeen ve ark. (1957 a), süper iletkenliğin mekanizması ile ilgili olarak temel kavramları kapsamlı olarak BCS teorisi altında ifade ettiler. Daha sonraki süper iletkenlikle ilgili çalışmalarda bu teori esas alınmıştır.

Bardeen ve ark. (1957 b), elektron çiftlerinin birlikte taşınması ve süper akımların ortaya çıkması, bunun yanı sıra normal durum ile süper iletken durum arasındaki enerji geçişini açıkladılar.

London ve ark. (1935), Meissner etkisini açıklayan ilk basit teoriyi ortaya koydular.

Ginzburg ve ark. (1950), London denklemlerini kullanarak süperiletkenlik parametrelerini makroskobik bir teori ile açıkladılar.

Meissner ve Ochsenfeld (1983), manyetik alan dışarlamasının keşfinden hemen sonra kalay ve kurşun çubuk üzerinde manyetik alan nüfuz derinliği ile ilgili karakteristik uzunluk kavramını geliştirdiler.

Lee (1994), ince filmlerde sıcaklığa bağlı nüfuz derinliğinin tam olarak anlaşılması için iki taraflı indüktans tekniğini kullanmışlardır. Bu teknikte filmin her iki tarafına bobinler yerleştirilmiş ve bu bobinlerin empedans değişiminden faydalanarak süperiletken filmin nüfuz derinliği özelliği tanımlanmaya çalışılmıştır.

Brandt ve ark. (1995), manyetik alanla genlikli AC sinyaline karşı genelleştirilmiş kompleks nüfuz derinliğini incelemişlerdir.

Jacops ve ark. (2003), manyetik alanla mümkün olan nüfuz derinliği araştırmasını yaparak vorteks hareketleri üzerinde çalışmışlardır. Bu çalışmalarını YBCO üzerinde yapmışlardır.

Prozorov ve ark. (2003), bazı histeristik olayların varlığını küçük genlikli AC sinyaline karşı incelenmiş ve kritik λ (nüfuz derinliği) uzunluğu ile ilgili analitik incelemeler yapılmıştır.

Oates ve ark. (2004), YBCO filmlerden yapılmış şerit şeklinde rezonans materyallerin mikrodalga ölçümlerini ana modülasyon tekniği ile ölçmüşlerdir. Bu

çalışmada doğrusal olmayan nüfuz derinliğinin d-dalga durumunda incelemeler yapılmış $1/T$ ile ilişkisi gözlemlenmiştir.

Demirel (2004), YBCO ince filmlerde çivilenme mekanizması ve akı hareketini inceleyerek izotropik olmayan kritik manyetik alanların akım yoğunluğu üzerindeki etkilerini incelemiştir.

Fletcher ve ark. (2006), sıcaklığa bağlı London nüfuz derinliğinin ölçümünü, numune-osilatör temel izolasyonu geliştirerek 50 mK'e kadar düşen sıcaklıklarda yapmışlardır.

Kogan ve ark. (2006), etkin eş uyum uzunluğu ve mümkün bölgesel olmayan etkilere bağlı olarak analiz işlemleri ile geri dönüşümlü mıknatıslanma durumları ve bunların κ değerlerine uygulanabilirliğini araştırmışlardır.

Eliashberg (1960), güçlü elektron-fonon etkileşmesine sahip olan süper iletkenlerin mikroskopik teorisi Eliashberg tarafından ortaya konmuştur.

Bucholtz ve ark. (1981), yaygın olmayan süper iletkenler sıfır enerjisinin Andreev sınır hallerini (ABS) yüzeyini ele geçiren akımın varlığına atfetmişlerdir.

Barash ve ark. (2000), teorik olarak süper akışkan yoğunluk için önerilen formülün sadece gap fonksiyonunun tam karesini içerdiğini ispatlamışlardır. Aynı zamanda gap fonksiyonu fazının nüfuz derinliği ölçümlerinden bağımsız olduğu kanaatine varılmıştır.

Carotte (1990), katkıların gap fonksiyonunun değişimden çok fazla etkilendiğini, dolayısıyla süper akışkan yoğunluğunun sıcaklığa tam bağımlılığı fikrine varmıştır.

2. MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Giriş ve Tarihçe

Kaynama sıcaklığı 4,2 K olan helyumun sıvılaştırılmasıyla düşük sıcaklık fiziği üzerindeki çalışmalar ilk defa 1908 yılında başlamıştır. 1911 yılında Hollanda'lı fizikçi Kammeling Onnes ve arkadaşı bazı metallerin düşük sıcaklık iletkenlerini incelerken süper iletkenliği keşfettiler. İlk yapılan ölçümlerde civanın direncinin 4,15 K civarında ölçülemeyecek kadar küçük değerlerde olduğu fakat oda sıcaklığında çok iyi bir iletken olan platinin ise mutlak sıcaklık sıfırda sonlu bir dirence sahip olduğu gözlenmiştir. Maddelerin düşük sıcaklık iletkenlikleri üzerine yaptığı çalışmalar nedeniyle 1913 yılında Onnes'e Nobel Fizik ödülü verilmiştir.

Günümüzde artık bir süper iletken maddenin kritik sıcaklık (T_c) olarak bilinen bir sıcaklık değerinin altında gerçekten sıfır dirence sahip olduğu bilinmektedir. Her süper iletkenin kendine özgü bir kritik sıcaklığı vardır.

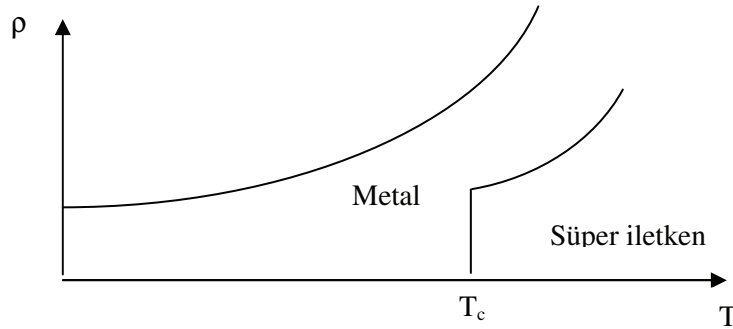
Süper iletkenlerin diğer özelliklerinden manyetik özelliklerinin incelenmesi 1933 yılında W. Hans Meissner ve Robert Ochsenfold tarafından yapılmıştır. Meissner etkisi olarak bilinen bu etkiye göre kritik sıcaklığının altında soğutulan bir süper iletkene manyetik alan uygulandığında, manyetik alanın süper iletkenin içerisine nüfuz edemeyip dışarılandığı gözlenmiştir. Ayrıca kritik bir manyetik alanın üzerinde bir manyetik alanın uygulanmasıyla da süper iletkenliğin kaybedildiği gözlenmiştir. 1935 yılında süper iletkenlikle ilgili temel bir teori London kardeşler tarafından geliştirilmiştir. Fakat süper iletkenliğin esas teorisi 1957 yılında John Bardeen, Leon N. Cooper ve J. Robert Schrieffer tarafından meşhur BCS teorisi ortaya konulmuştur. Bu teorinin ana teması, iki elektron arasında "Cooper Çiftleri" olarak bilinen bağlı bir halin oluşmasıdır. 1962 yılında, 2 mm kalınlığında yalıtkan bir engelle ayrılmış iki süper iletken arasında bu elektron çiftleri tarafından taşınan tünelleme akımının oluşacağı öngörülmüştür ve kısa bir süre sonra da ispatı yapılmıştır. 1986 yılında, J. Georg Bednorz ve Karl Alex Müller, lantanyum (La), baryum (Ba), ve bakırın (Cu) bir oksidinde 30 K'nin üzerinde süper iletkenliğin varlığını rapor ettiler. O zamana kadar bilinen en yüksek kritik sıcaklık (T_c) 23 K idi ve bu değer niobyum ve germanyumun

bir bileşiğine aitti. Bu buluş süper iletkenlikle ilgili çalışmalarda yeni bir adım oluşturdu ve “Yüksek sıcaklık süper iletkenliği” denilen bir dönemin başlamasına yol açtı. Daha yakın zamanlarda 125 K gibi yüksek kritik sıcaklıklara ulaşılan değerlere sahip süper iletken maddeler elde edilmiştir fakat bu malzemelerdeki süper iletkenlik mekanizmasının tamamen anlaşılması henüz mümkün olmamıştır.

2.2. I. Tip Süper iletkenlerin Bazı Özellikleri

2.2.1. Sıfır özdirenç ve metalik özellik

Deneysel ölçümler sonucunda belli bir kritik sıcaklığa kadar süper iletkenlerin sıfır özdirençe sahip oldukları ve bir kritik sıcaklık değerinde ise ani bir değişimle sıfır olmayan bir değere ulaşarak metalik özelliğe sahip oldukları gözlenmiştir. Çok iyi birer iletken olan metallerde ise $T = 0$ değerinde bile sıfırdan farklı bir özdirenç değerinin olduğu gözlenmiştir. Metallerdeki sıfırdan farklı özdirençin nedeni safsızlıklar ve kristal yapıdaki kusurlardır. Ancak saf kristallerde bile oda sıcaklığındaki değerlerin %1'ine kadar düşen sıfırdan farklı özdirenç değerleri görülmektedir. Bir metal ile süper iletken bir materyale ait özdirenç değişimleri Şekil 1’de görüldüğü gibi temsil edilebilir.



Şekil 2.1. Kusursuz bir iletken olan metal ile bir süper iletken numuneye ait özdirenç eğrilerinin sıcaklıkla değişimi.

2.2.2. Kritik sıcaklık ve manyetik alan

1911 yılındaki süper iletkenlik keşfinden sonra, birçok metalin kendine özgü bir T_c sıcaklığında sıfıra giden bir dirence sahip olduğu gözlenmiştir. I. tip olarak bilinen süper iletkenlerin kritik sıcaklıkları aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Bir H manyetik alanında bulunan süper iletkenin T_c kritik sıcaklığı uygulanan dış manyetik alan ile azalmaktadır. I. tip süper iletkenlerle ilgili H- T_c değişim grafiği Şekil 2’de görülmektedir. Manyetik alan kritik bir H_c değerini aştığında, süper iletkenlik ortadan kalkmaktadır ve süper iletken malzeme normal bir dirençli bir iletken haline dönüşmektedir. Kritik manyetik alanın sıcaklıkla değişimi aşağıdaki eşitlikle verilebilmektedir.

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

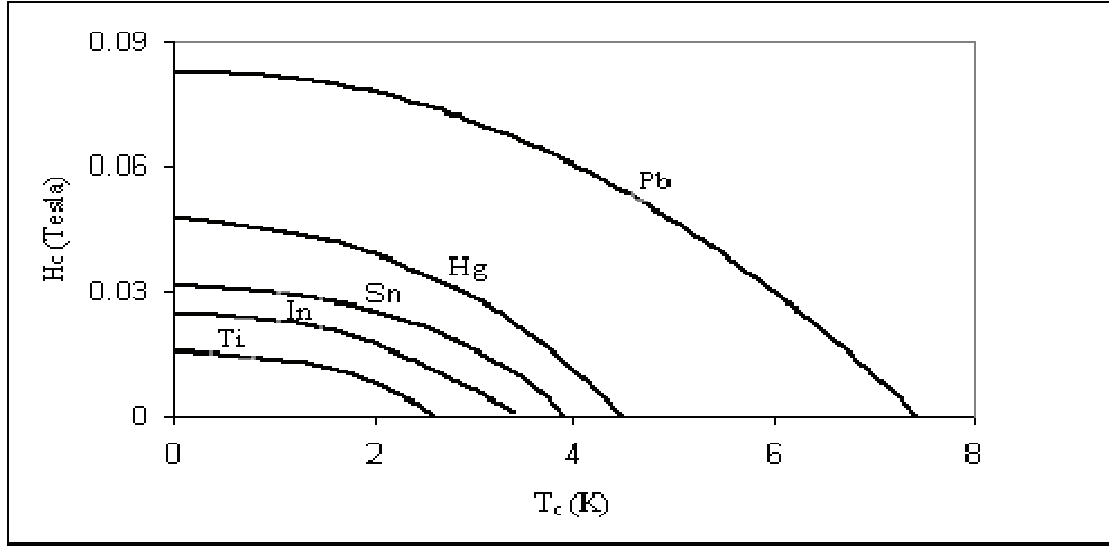
Tablo 2.1. Bazı süper iletkenlerin kritik sıcaklıkları ve $T = 0$ K’de ölçülen kritik manyetik alanları.

Süper iletken	T_c (K)	$H_c(0)$ (Tesla)
Al	1,196	0,0105
Ga	1,083	0,0058
Hg	4,153	0,041
In	3,408	0,0281
Nb	9,26	0,1991
Pb	7,193	0,0803
Sn	3,722	0,0305
Ta	4,47	0,0829
Ti	0,39	0,010
V	5,30	0,1023
W	0,015	0,000115
Zn	0,85	0,0054

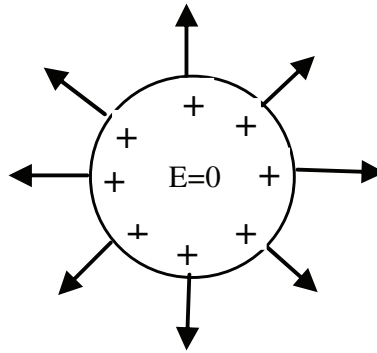
Faraday kanununa göre manyetik akı ve elektrik alan arasındaki ilişki

$$\oint E \cdot ds = -\frac{d\phi}{dt}, \quad \phi = \int B \cdot dA, \quad V = -\oint E \cdot ds = B \frac{dA}{dt} \quad (2.2)$$

formülleri ile verilir. Süper iletkenler dış manyetik alana karşı diyamanyetik özellik gösterirler. Buna göre bir daimi mıknatısa karşılık gösterilen diyamanyetik özellik Meissner etkisi ile açıklanır. Hatırlanacağı gibi iyi bir iletkende yüzey yükleri iç noktadaki statik elektrik alanı (E) dışarı atacak şekilde dağılım gösterirler.



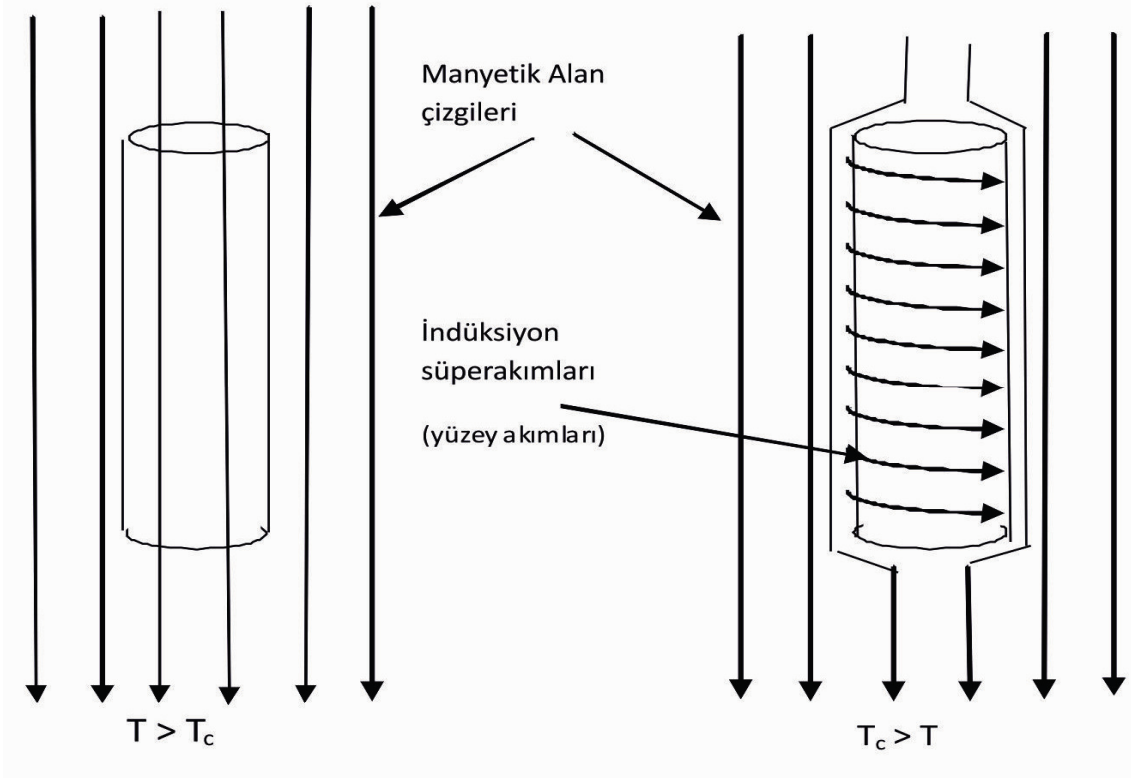
Şekil 2.2. Bazı süper iletkenler için kritik sıcaklıkla kritik manyetik alan değişimleri. Bu grafiklerde 0 K civarındaki değerlere ekstrapolasyon metodu kullanılarak ulaşılmaktadır.



Şekil 2.3. Kusursuz bir iletkende yüzeysel yük dağılımının iletken içerisindeki elektrik alanını sıfırlayacak şekilde düzenlenmesi.

Benzer şekilde bir süper iletkenin iç noktalarındaki manyetik alan da yüzey akımlarının oluşmasıyla dışlanır. Bu hususu göstermek için dış manyetik alana paralel silindir şeklinde I.tip bir süper iletkeni göz önüne alalım. Şekil 4'te görüldüğü gibi $T > T_c$ olduğunu yani alanın numuneye nüfuz ettiğini varsayalım. Sıcaklık düşürülerek $T < T_c$ olması sağlanırsa süper iletkenlik durumuna ulaşılmış olur. Şekilde de gösterildiği

gibi süper iletkenlik halinde manyetik alan süper iletkenin iç noktalarından dışarı atılır. Bu anda süper iletkenin yüzeyinde indüksiyon akımları oluşmuştur. Bu yüzey akımları iç noktalardaki alanı yok etmektedir. Eğer dış manyetik alan kaldırılırsa indüksiyon akımları da yok olur.



Şekil 2.4. Silindirik şeklindeki I. tip bir süper iletken materyalde manyetik alan çizgilerinin kritik sıcaklığa bağlı olarak davranışı. $T > T_c$ 'de bütün manyetik alan çizgileri numune içine tamamen nüfuz eder, $T < T_c$ 'de ise numune üzerinde oluşan yüzey akımları nedeniyle numune içinden geçecek manyetik akı çizgileri tamamen dışarlanırlar.

Yukarıdaki şekildeki gibi süper iletken halinde I. tip durum için öz direnç $\rho = 0$ 'a karşılık gelmektedir ve bu anda iç manyetik alan da sıfırdır bu durum ise temelde bir diyamanyetik özelliği sergilemektedir. Süper iletken halde kritik değer altındaki manyetik alanlarda I. tip süper iletken içine herhangi bir manyetik alan nüfuzu olamaz. Fakat yüzey akımları mevcut olur. Neticede I. tip süper iletkenler mükemmel bir diyamanyetik gibi davranırlar. Uygulanan alan kritik alanı aştığında ise süper iletken numune normal hale döner ve ani bir şekilde manyetik akı çizgilerinin tamamı içine nüfuz eder.

2.2.3. Meissner etkisi

Eğer T_c kritik sıcaklığın altında bir süper iletkene manyetik alan uygulanırsa manyetik alan süper iletkenin yüzeyinde bir yüzey akımı indüklemektedir. Burada manyetik alanın soğutmadan önce veya sonra uygulanmaya başlanması önemli değildir.

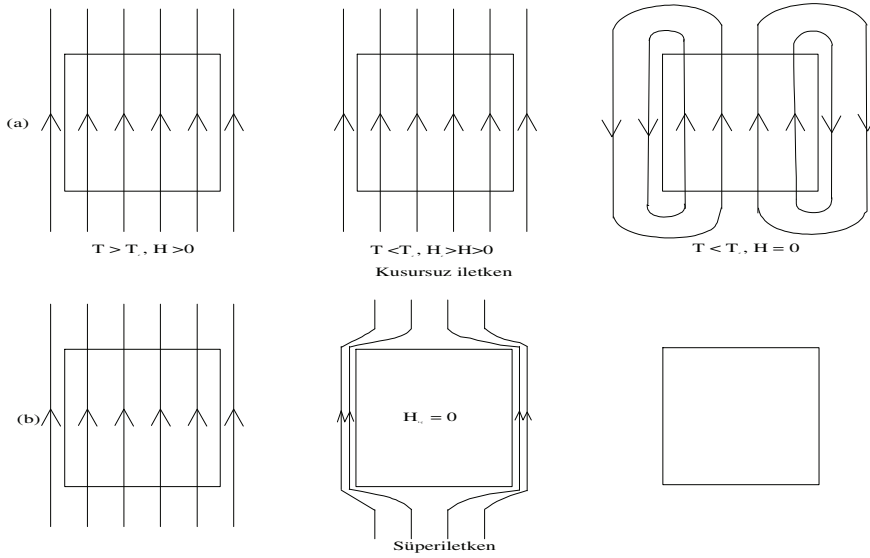
Meissner etkisine göre süper iletken malzeme içerisindeki ala

$$B = H + 4\pi M \quad (2.3)$$

eşitliği ile verilir (M : mıknatıslanma). Bu eşitlikte süper iletkenin alınganlığıyla (duygunluğu) ilgili olarak kusursuz diyamanyetikliği ($H_{iç} = 0$ iken),

$$\chi = \frac{M}{H}, \quad \chi = -\frac{1}{4\pi} = -\frac{1}{\mu_0}, \quad (2.4)$$

dir. Elektromanyetik indüksiyon kanunlarına göre, manyetik alandaki bir değişiklik uygulanan manyetik alana karşı koyacak şekilde metalin yüzeyinde bir indüksiyon akımı oluşturur. Normal bir metalde bu akım kısa sürede sıfıra gider, fakat süper iletkende akım kalıcıdır ve dış alana karşı koyacak şekilde bir manyetik alan üretir. Bunun anlamı süper iletkenin içinde manyetik alan sıfırdır, yani dış manyetik alan indüksiyon akımının oluşturduğu ters manyetik alan tarafından tamamen yok edilmiştir. Neticede süper iletken içerisinden manyetik alan çizgileri geçememiş olur.



Şekil 2.5. a) Bir kusursuz iletkende b) bir süper iletkende değişen sıcaklık durumlarına göre manyetik alan çizgilerinin davranışı.

Klasik elektromanyetizmayı ve süper iletkenin öz direncinin sıfır olduğunu kullanarak Meissner olayını açıklayabiliriz. Bununla birlikte, farklı bir senaryoyu göz önüne alalım. Kritik sıcaklık T_c 'de süper iletken olan bir metal numunemiz olduğunu düşünelim (manyetik alan yok) ve 0 K 'de kritik manyetik H_c olsun. Başlangıçta numuneyi T_c sıcaklığının üzerinde bir H manyetik alanının içine yerleştirelim (H_c 'den büyük bir manyetik alan) yukarıdaki şekildeki gibi alan çizgileri metal içine nüfuz ederler. Bu şartlar altında numunenin normal bir metal gibi davrandığını söyleyebiliriz. Manyetik alanı sabit tutarak sıcaklığı düşürürsek numune süper iletkenlik özelliğine geçiş yapacak ve manyetik alan çizgilerini numune içinden dışarı itecektir. Halbuki manyetik alan şiddetinde bir değişiklik yoktur ve numunede indüklenmiş herhangi bir akım yoktur. Bu durumu açıklamak klasik fiziği kullanarak yapmak mümkün değildir, dolayısıyla süper iletkenin manyetik alanın itilmesini süper iletkenin ilave bir özelliği olarak açıklamak gerekir. Böylece, süper iletkenin iki bağımsız özelliğinin olduğunu söyleyebiliriz: Sıfır öz direnç ve Meissner olayı.

2.2.4. London denklemleri ve manyetik alan nüfuz derinliği

1935 yılında "London" kardeşler bu olaylarla ilgili açıklamalar yaparak kendi adlarıyla anılan ünlü denklemleri elde ettiler. Bu kavrama göre süper iletken içinde iki türlü akım mevcut olmaktadır. Bunlar normal iletkenlik elektronları akışkanı (N/V) ve süper iletkenlik elektronları akışkanı (N_s/V) yoğunluklarıyla verilmektedir. Mutlak sıcaklık $T = 0\text{ K}$ de $N_s(T) = N$ değerine ulaşmaktadır. Normal iletkenlik elektronları normal dirence sahip iken süper iletkenlik elektronları sıfır öz dirence sahiptirler. Böylece bir E elektrik alan uygulandığında sadece süper iletkenlik elektronları akacak ve normal iletkenlik elektronları duruyormuş gibi davranacaklardır. Elektron hareketiyle ilgili olarak aşağıdaki eşitliği yazabiliriz.

$$m \frac{dv}{dt} = -eE \quad (2.5)$$

(2.5) eşitliğinde elektron hızını sürüklenme hızı v_s 'yi alırsak akım yoğunluğunu

$$J = -nev_s = \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2 E}{m} t \quad (2.6)$$

olarak elde ederiz. Bu eşitliğin diferansiyelini

$$dJ = \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2 E}{m} dt \quad (2.7)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu diferansiyel denklemden de akım yoğunluğunun zamana göre türevini

$$\frac{dJ}{dt} = \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2 E}{m} \quad (2.8)$$

buluruz. (7) eşitliğinin her iki tarafının rotasyonunu alırsak;

$$\frac{d}{dt} (\vec{\nabla} \times \vec{J}) = \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2}{m} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \quad (2.9)$$

olur. Buradaki elektrik alanın rotasyoneli ile ilgili Maxwell denklemini

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{dH}{dt} \quad (2.10)$$

olarak yukarıdaki eşitlikte yerine yazarsak (9) eşitliğini yeniden aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$\frac{d}{dt} \left[(\vec{\nabla} \times \vec{J}) + \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2}{mc} \vec{H} \right] = 0 \quad (2.11)$$

Bu sonuçlar geneldir ve elektron yoğunluğu (Ns/V) olan her metal için uygulanabilir niteliktedir.

Şimdi de London denklemini manyetik alan nüfuz derinliği cinsinden yazmaya çalışalım. Yine Maxwell denklemlerinden

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (2.12)$$

eşitliğini kullanarak sonuca gitmeye çalışalım. Bu eşitliğin her iki tarafının rotasyonunu alalım

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \frac{4\pi}{c} (\vec{\nabla} \times \vec{J}) \quad (2.13)$$

olur. Bu eşitlikte gerekli açınımlar yapılırsa;

$$-\nabla^2 \vec{H} + \nabla(\nabla, \vec{H})_{\text{dış}} \stackrel{\wedge}{=} \frac{4\pi}{c} (\vec{\nabla} \times \vec{J}) \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2}{mc} \vec{H} \quad (2.14)$$

olur. Bu eşitlikte sol taraftaki ikinci terim sıfırdır dolayısıyla bu eşitliği yeniden

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{N_s}{V} \right) \frac{e^2}{mc} \vec{H} \quad (2.15)$$

olarak elde ederiz.

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{\lambda^2} \vec{H} \quad (2.16)$$

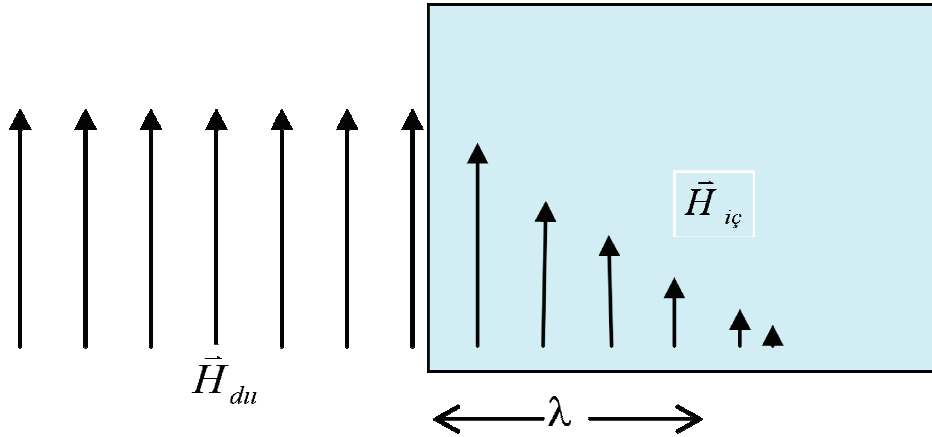
olarak (15) eşitliğini yeniden

$$\frac{H}{\lambda^2} = \frac{4\pi}{c^2} \left(\frac{N_s e^2}{Vm} \right) H \quad (2.17)$$

olur. Bu eşitlikten de nüfuz derinliği λ ile ilgili olarak

$$\lambda = \lambda_L = \sqrt{\frac{c^2 Vm}{4\pi N_s e^2}} \quad (2.18)$$

London nüfuz derinliği ifadesi elde edilir.



Şekil 2.6. Uygulanan bir dış manyetik alanın bir süper iletkenden içe doğru üstel olarak değişimi. Nüfuz derinliği λ , manyetik alanın e^{-1} değerine düştüğü uzaklık olarak tanımlanır. Saf süper iletkenlerde nüfuz derinliği yaklaşık 500 \AA dur.

Denklem (2.13) Meissner etkisinin bir ifadesidir, çüki uzayda düzgün olan çözümi yoktur, yani süper iletken içinde düzgün manyetik alan oluşmaz; bu denklemin $H_{\text{dış}} = 0$ hariç $H(r) = H = \text{sabit}$ şeklinde çözümi yoktur. Düzgün çözümler için $\nabla^2 H_{\text{dış}} = 0$ her yerde sıfır olduğu halde $H_{\text{dış}}/\lambda_L^2$ 'nin sıfır olabilmesi için $H = 0$ olmalıdır. Ayrıca Denklem (2.12), $H = 0$ olan her yerde akım yoğunluğu J 'nin sıfır olacağını doğrulamaktadır. Aşağıdaki şekilde düzgün bir dış manyetik alanın süper iletkenin dışından içeriye doğru nasıl değiştiğini göstermektedir.

Dış yüzeyden içeri doğru gidildikçe saf süper iletken durumunda manyetik alan ancak üstel sönümlü bir şekilde değişir. Şekil 1.6'daki süper iletken numune için x ekseninin pozitif tarafında yarı sonsuz durumu göz önüne aldığımızda sınırdaki alan $H(0)$ ise Denk. (16)'nın çözümleri olmak üzere içerideki alan

$$H(x) = H(0)e^{(-x/\lambda_L)} \quad (2.19)$$

olur. Bu örnekte manyetik alanın sınır düzlemine paralel olduğu varsayılmıştır. Burada λ_L manyetik alanın süper iletken içine girebilme derinliğinin bir ölçüsüdür ve London nüfuz derinliği adı verilir. Aşağıdaki tabloda bazı metallere ait London nüfuz derinlikleri verilmiştir.

Tablo 2.2 Mutlak sıfırda hesaplanan London nüfuz derinliğinin bazı metaller için değerleri

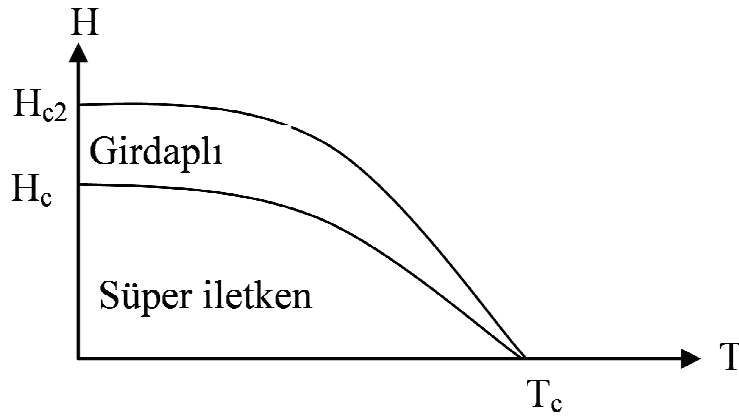
Metal	London Nüfuz Derinliği (10^{-6}cm)
Sn	3,4
Al	1,6
Pb	3,7
Cd	11
Nb	3,9

Bu arada ince filmler için de λ_L değerleri hakkında bir şey söylemek gerekirse, bunlar için durum bir hayli farklıdır. Çünkü film kalınlığı λ_L yanında çok küçük olabileceği için film içerisinde yaklaşık olarak manyetik alan düzgün kalabilir ve böylece Meissner etkisi bunlar için tam oluşamaz.

2.3. II. Tip Süper iletkenler

1950'lerde II. tip süper iletkenler olarak bilinen bir başka süper iletken grubu keşfedilmiştir. Bu tür malzemelerin H_{c1} ve H_{c2} olmak üzere iki kritik manyetik alana sahip oldukları gözlenmiştir. Buradaki küçük kritik alan H_{c1} I. tip süper iletkenlerdeki H_c kritik alan değerinden küçüktür fakat H_{c2} , H_c 'den oldukça büyük değerlerde olabilir.

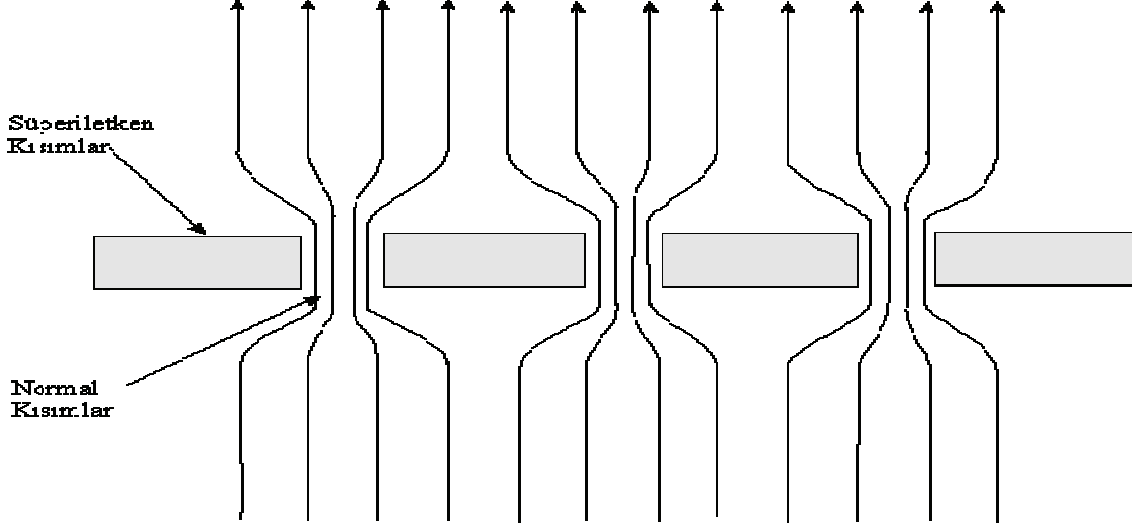
I. tip süper iletkenlerde olduğu gibi bir kritik değerde manyetik alan tamamen numune içine nüfuz etmez, H_{c1} 'den itibaren başlayan nüfuz süreci azalarak H_{c2} 'ye kadar devam eder ve bu noktada son bularak süper iletkenlik özellik tamamen kaybolur. H_{c1} ve H_{c2} arasındaki aralığa girdaplı hal (vorteksli hal) denir. Bir diğer adıyla karışık durum da denir. Girdaplı halde malzeme sıfır dirence sahip olabilir ve manyetik akı çizgileri kısmen nüfuz edebilir. H_{c1} 'den itibaren bu girdaplı hallerin başlangıcı meydana gelir. Aşağıdaki şekilde sıcaklığa karşı kritik manyetik alan değerlerinin konumu görülmektedir.



Şekil 2.7. Bir II. tip süper iletkende kritik manyetik alanların kritik sıcaklığa göre konumu. Buradaki girdaplı hal de süper iletkenlik özellik taşır, fakat kısmen manyetik akı çizgilerinin nüfuz ettiği kısımlar mevcuttur. Manyetik akıların geçtiği kısımlar normal kısımlar olarak adlandırılırlar.

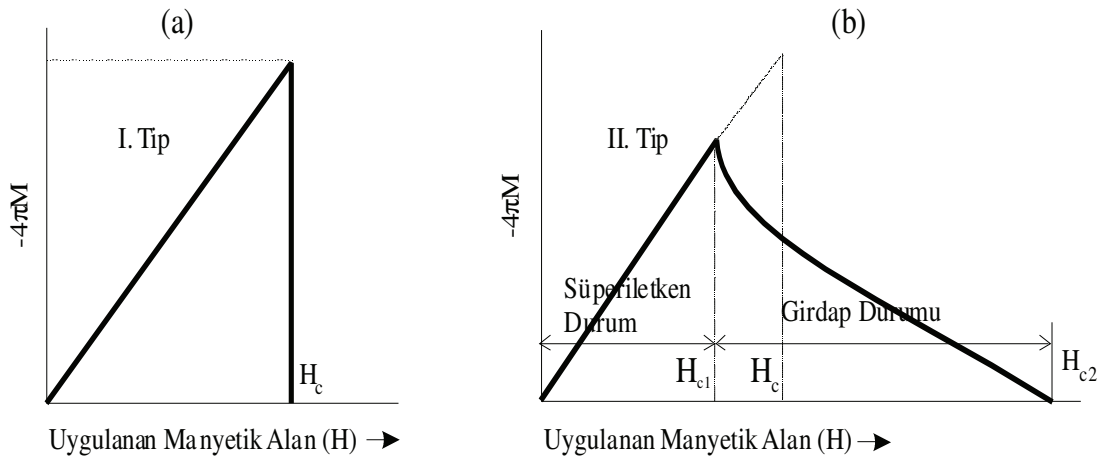
II. tip bir süper iletkende manyetik akıların numuneyi delip geçerken yoğunlaşarak belirli noktalarda geçiş bölgeleri oluşturduğu aşağıdaki şekildeki gibi resmedilebilir. Bu manyetik akı çizgilerinin geçtiği kısımlar normal bölgeleri, yani süper iletkenliğin yok edildiği bölgeleri temsil ederken manyetik alan çizgilerinin geçmediği kısımlar süper iletkenlik kısımları temsil ederler. Dış manyetik alan arttıkça

manyetik akı delme bölgeleri de gittikçe artar ve H_{c2} değerine ulaşıldığında artık numunenin tamamından manyetik akı çizgileri herhangi bir sapmaya uğramadan geçmiştir ve numunenin süper iletkenlik özelliği tamamen kaybolur.



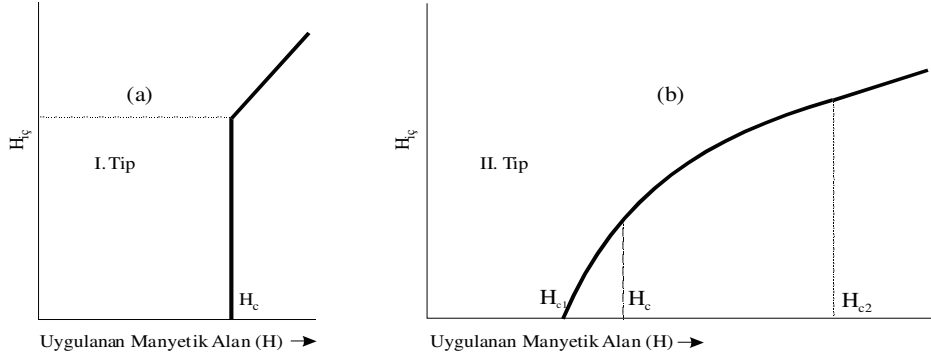
Şekil 2.8. Bir II. tip süper iletkende manyetik alan çizgilerinin demetler şeklinde ayrılarak belirli kısımlardan geçerek normal bölgeler (vorteksler) oluşturması.

Kritik manyetik alanlara karşı mıknatıslanma durumlarına göz attığımızda bu iki tip süper iletken arasındaki önemli manyetik alan duygunluğu (diyamanyetik) farkını anlayabiliriz.



Şekil 2.9. (a) I. tip bir süper iletkende mıknatıslanmanın manyetik uygulanan dış manyetik alana göre değişimi. Bir H_c kritik manyetik alanda mıknatıslanma aniden yok olur. (b) II. tip süper iletkende mıknatıslanma $H_{c1} < H_c$ değerinde mıknatıslanma azalmaya başlar ve $H_{c2} > H_c$ değerine kadar devam eder. Karışık durum diye de adlandırılan bu girdaplı durum Şekil 1.8'deki duruma karşılık gelmektedir. Burada mıknatıslanma eğrileri altında kalan alanlar birbirlerine eşittirler.

Süper iletkenlerde mıknatıslanmanın sona ermesinden sonra I. tipte iç alan değişimi ani bir şekilde dış alana bağlı olarak doğrusal olarak artmaktadır. II. tipte ise H_{c1} - H_{c2} aralığında üstel olarak artar $H > H_{c2}$ 'den sonra ise tıpkı I. tiptekiler gibi doğrusal artış meydana gelir. Bu durumlar aşağıdaki şekilde açıkça görülmektedir.



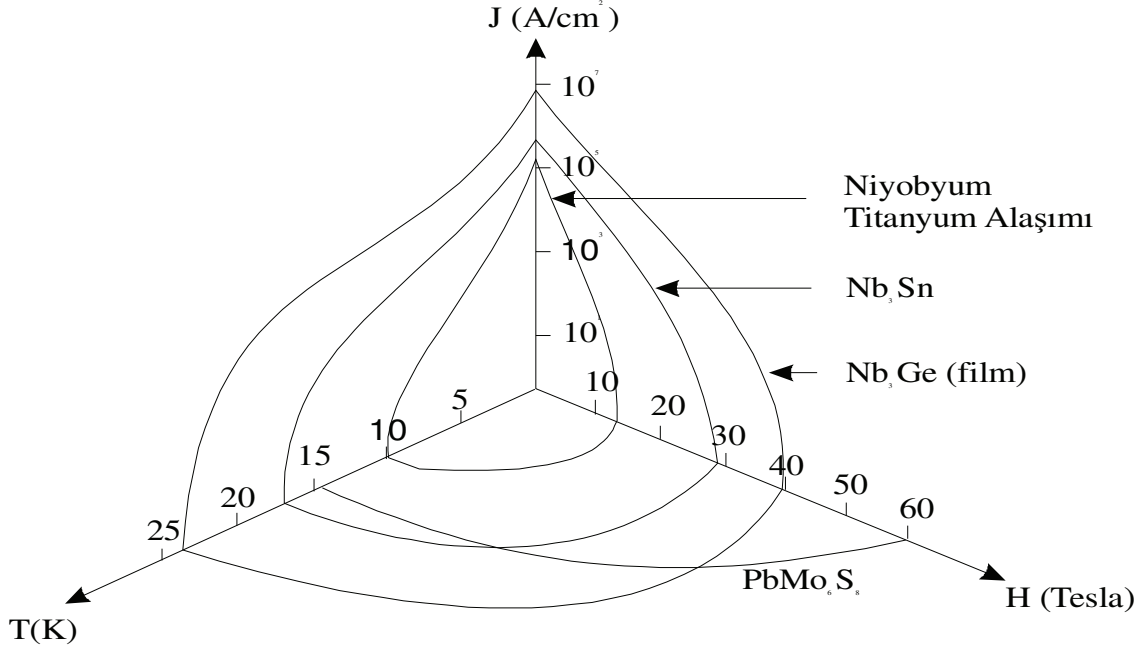
Şekil 2.10. (a) Kritik manyetik alandan sonra (I. tip. süper iletkenliğin yok oluşundan sonra) iç alanın değişimi, (b) II. tip süper iletken için iç alanın kritik alanlar aralığında ve H_{c2} 'den daha büyük değerlerde uygulanan dış alanla değişimi.

II. tip süper iletkenler kullanılarak elektromıknatısla yapılabilir, çünkü bunlarda geniş bir kritik manyetik alanlar aralığı mevcuttur. H_{c1} ve H_{c2} aralığında herhangi bir yerde süper iletkenlik özelliğinin var olması kullanım alanını genişletmektedir. Bazı süper iletken malzemeler için akım yoğunluğu (J), sıcaklık (K) ve manyetik alan arasındaki üçlü değişken eksenlerine göre değişim grafikleri aşağıdaki şekilde gibidir.

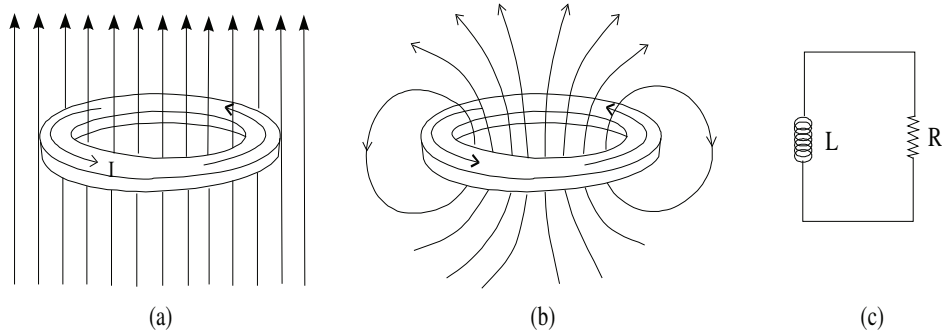
2.4. Süper iletkenlerde Kalıcı Doğru (DC) Akımlar

Kritik sıcaklık altında bir süper iletkenin doğru akıma (DC) karşı gösterdiği direnç sıfırdır. Herhangi bir voltaj (gerilim) uygulanmadan akım geçmeye devam eder. Böyle akımlara kalıcı akımlar denir. Kalıcı akımların kökenini anlamak için aşağıdaki şekilde verilen süper iletken halkadaki durumu göz önüne alalım. $T > T_c$ iken yani normal halde iken bir H manyetik alanı içine halkayı koyalım. Daha sonra süper iletkenlik durumu hasıl oluncaya kadar sıcaklığı düşürerek soğutalım. Önceden de bildiğimiz gibi halkada indüklenen süperakımın oluşturduğu manyetik alan halka dışındaki manyetik akı çizgilerini dışarlamaktadır. Bununla beraber iç kısımdaki akı çizgileri geçmeye devam eder. Yine şekilden de görüldüğü gibi sıcaklığı değiştirmeksizin dış alan kaldırıldığında bile halka içindeki tuzaklanan akımın geçmeye

devam eder. Bu defa da halkanın etrafında oluşan manyetik alan çizgileri halkadaki tuzaklanmış sürekli akımdan kaynaklanmaktadır. Böylece halka dışında da tuzaklanmış bir manyetik alan oluşmuş olur. Halkanın direnci sıfır ise halka içindeki akım ve dolayısıyla halka etrafındaki manyetik alan da sonsuza kadar kalıcı olur.



Şekil 2.11. Bazı II. tip alaşım süper iletkenler için akım yoğunluğu, sıcaklık ve H_{c2} kritik manyetik alanların birbirlerine göre değişim grafikleri.



Şekil 2.12. (a) $T > T_c$ ve $H > 0$ iken halkadan manyetik alan çizgileri geçmez ve halkada bir DC akımı oluşur (b) $T_c > T$ ve dış alan $H = 0$ iken bu defa halka etrafında manyetik alan çizgileri oluşur (c) bu halkada dolaşan akım sürekli I akımının dolaştığı eşdeğer RL devresi. Buradaki R halkanın omik direncidir.

Halkanın RL eşdeğerinde akan sürekli akımla ilgili olarak zamana bağlı aşağıdaki eşitliği yazabiliriz.

$$I(t) = I(0)e^{-t/\tau_{RL}} \quad (2.20)$$

burada τ_{RL} , RL devresindeki durulma zamanıdır. Bu durulma zamanıyla ilgili olarak sınır şartlarıyla ilgili olarak $\lim_{R \rightarrow 0} \tau_{RL} \rightarrow \infty$ iken

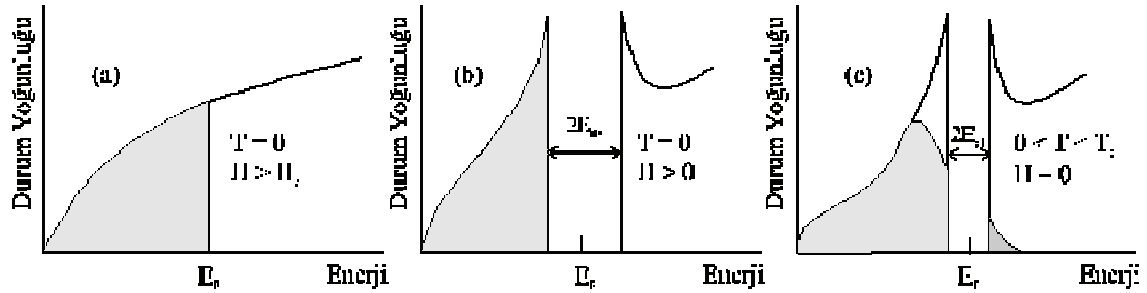
$$\tau_{RL} = \frac{1}{R} \quad (2.21)$$

eşitliği yazılabilir. Eşitlikten de anlaşılacağı üzere durulma zamanı sonsuza giderken ancak akım için $I = 0$ yazılabilir.

2.5. Süper İletkenlerin BCS Teorisi

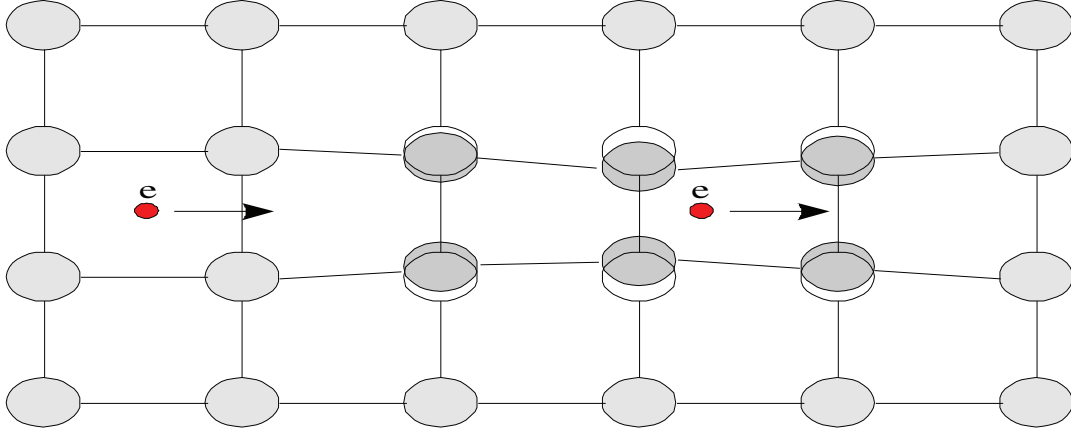
1957'de Bardeen, Cooper ve Schrieffer'in (BCS) ortaya koyduğu teorinin ana hatları aşağıdaki maddeler halinde özetlenebilir.

1. Elektronlar arasındaki bir etkileşme uyarılmış taban durumuna yol açar. Kritik alan, ısısal özellikler ve elektromanyetik özelliklerin büyük bir bölümü bu enerji aralığının birer sonucudurlar (bazı özel durumlar hariç).



Şekil 2.13. Çok düşük sıcaklıklarda (a) normal bir metalde (b) mutlak sıfırda bir süper iletkende (c) mutlak sıcaklık sıfırdan farklı fakat kritik sıcaklığın altında aynı süper iletkende durum yoğunluğu ve Fermi enerjisinin konumuna göre işgal edilmiş hallerin dağılımı.

2. Elektron – örgü – elektron etkileşmesi gözlenen büyüklükte bir enerji aralığına yol açar. Bu dolaylı etkileşme bir elektronun örgüyle etkileşip onu deforme etmesi ve ikinci bir elektronun bu örgü deformasyonunu görüp enerjisini azaltacak şekilde durumunu yeniden düzenlemesiyle oluşur. Buna göre iki elektron örgü deformasyonu aracılığıyla etkileşirler.



Şekil 2.14. İki elektron arasında örgü bozulmasından ortaya çıkan çekici etkileşmenin şematik görünümü. İlk elektron pozitif iyonu çekerek denge konumundan içe doğru hareketini sağlar (içi boş daireler). Örneğin bu bozulmuş bölge net bir pozitif yüke sahip olduğundan ikinci elektron için çekici hale gelir.

3. Manyetik alan nüfuz derinliği ve eş uyum uzunluğu (daha sonraki kısımlarda detaylı olarak değinilecek) BCS teorisinin doğal sonuçları olarak ortaya çıkarlar. London denklemi uzayda yavaş değişen manyetik alanlar için elde edilir. Süper iletkenliğin en temel olayı olan Meissner etkisi doğal bir şekilde elde edilir.

4. Süper iletken bir halka içerisindeki manyetik akı kuantumlanmış olur ve buna neden olan etkin yük değeri e değil $2e$ 'dir. BCS taban durumu elektron çiftleri tarafından oluşturulduğu için $2e$ çift yükü bu teorinin bir sonucudur.

5. Bir element veya alaşım için geçiş sıcaklığı temelde esasında şu iki büyüklüğe bağlıdır: a) Bir spin durumu için Fermi düzeyindeki $N(E_F)$ elektron yörüngeleri yoğunluğu, b) Elektron örgü etkileşmesi U ki, bu elektrik özdirencinden hesaplanabilir. Çünkü oda sıcaklığında özdirenç, elektron-fonon etkileşmesinin bir ölçüsüdür. $UN(E_F) \ll 1$ için BCS teorisinin önerdiği kritik sıcaklık

$$T_c = 1,14\vartheta_D e^{-1/UN(E_F)} \quad (3.22)$$

olup burada Debye sıcaklığı ϑ_D dir ve U çekici etkileşmedir. Bu bağıntı merteye olarak deneysel değerlere uyar. Burada görünürde bir çelişki vardır. Oda sıcaklığında özdirenç ne kadar büyükse U da o kadar büyük olur ve bu da, metalin soğutulduğunda süper iletken olma olasılığının artması anlamına gelir.

İkinci sıra düzen fazı için geçiş sıcaklığıyla ilgili olarak yukarıdaki eşitlikle ilgili

$$k_B T_c = 1,14 \hbar \omega_c e^{-1/UN(E_F)} \quad (3.23)$$

bağıntısını yazabiliriz. Buradaki fonon kesme enerjisi $\hbar \omega_c$ Debye enerjisi $\hbar \omega_D$ ile ilgilidir. Buradaki Debye frekansı ω_D atomik kütle M ile orantılıdır, ki buna **izotop etkisi** de denir ($\omega_D \propto M^{-1/2}$). Doğal olarak teorinin izahı bu şekilde olup 1950 yılında Frölich tarafından önerilmişti ve civa üzerine yapılan deneylerde kusursuz bir uyum ortaya koymuştu.

E_F civarındaki müsaadeli haller arasındaki gap aralığı ile ilgili olarak BCS sonuçlarına göre $k_B T_c$ mertebesindeki değerini aşağıdaki gibi yazmak mümkündür.

$$2\Delta(0) = \frac{\hbar \omega_c}{\sinh[1/UN(E_F)]} \approx 4\hbar \omega_c e^{-1/UN(E_F)} \quad (3.24)$$

Şekil 3.1'de durum yoğunlukları ile ilgili durum abartılı da olsa şematik olarak görülmektedir. Diğer taraftan, Fermi enerjisi durum yoğunluğu $D(E_F)$ kullanılmasına göre Fermi enerjisi skalası sıfır alınabilir. $E > \Delta$ ve $E < -\Delta$ durumları için geliştirilmiş süper iletkenlik durum yoğunluğu ifadesi

$$N_s(E) = N(0) \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \quad (3.25)$$

olarak elde edilir. Gap enerji aralığında müsaade edilmiş haller yoğunluğu sıfırdır. Buna göre gap aralığı sınırlarında $E = \pm\Delta$ olur. Pozitif enerji durumuna göre çizilen değişim grafiği Şekil 3.3'te görülmektedir. Ayrıca not etmek gerekir ki, toplam haller sayısı etkileşmelerle değişmemektedir. Normalde gap aralığında bulunan haller etkileşmelerle dışarıya itilmektedirler. Böylece yukarıdaki son iki eşitliğe göre $T = 0$ 'daki süper iletkenlik haller sayısı T_c 'nin hemen altındaki hallere göre çok fazladır.

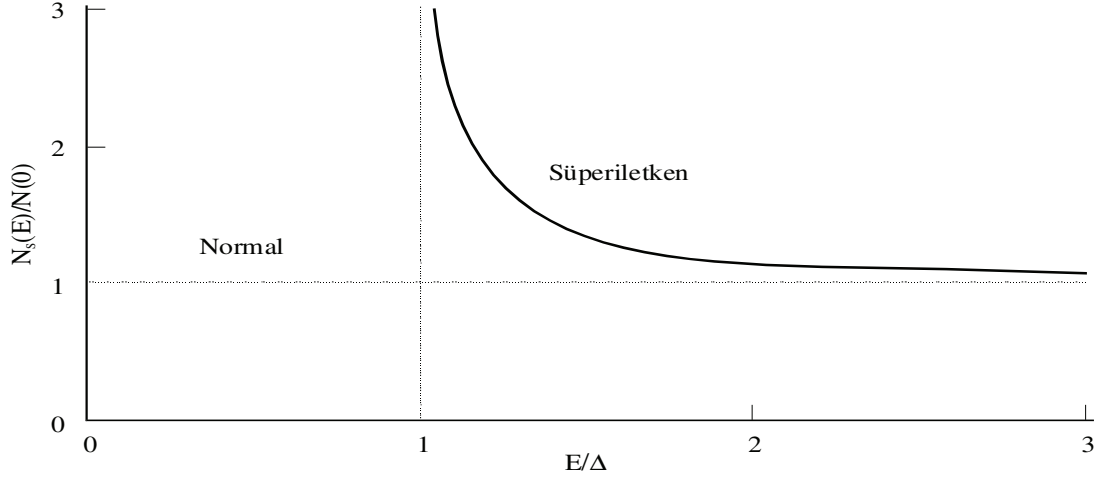
Termal enerji $k_B T_c$ ve $2\Delta(0)$ aynı formda olduklarından bunların oranı elektron haller yoğunluğu oranından bağımsızdır ve elektron-fonon matris elemanı aşağıdaki sonucu vermektedir.

$$2\Delta(0)/k_B T_c = 3,52 \quad (3.26)$$

Tablo 3.1 bazı elementel süper iletkenler için deneysel değerleri göstermektedir ve bu tabloya göre 3,5 oranına yakın değerler birçok bileşik süper iletkenler için elde edilmektedir.

Gap enerjisini sıcaklığa bağlı olarak çözebiliriz. Yine bazı elementel süper iletkenlere göre gap enerji aralıklarının indirgenmiş sıcaklığa göre grafiği Şekil 3.4'te görülmektedir. Sıcaklığa bağlı gap enerji aralığı aşağıdaki formülle ifade edilebilir.

$$\Delta(T) = \Delta(0)(1 - T/T_c)^{1/2} \quad (3.27)$$



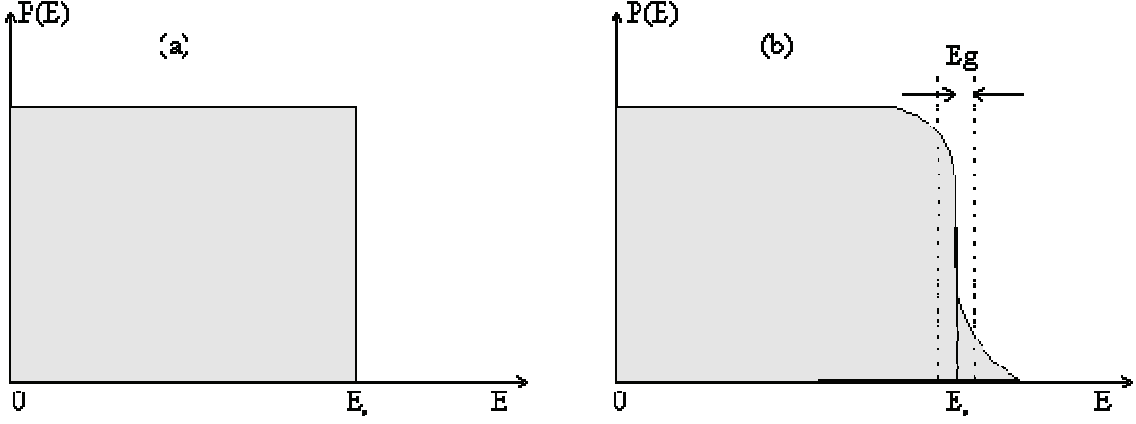
Şekil 2.15. Fermi enerjisinin sıfır seviye olarak alınması durumunda bu seviye üzerindeki durum yoğunluğunun detaylı görünümü.

2.6. BCS Taban Durumu

Etkileşmesiz elektronların Fermi gazında taban durumu en düşük dolu yörüngelerin oluşturduğu Fermi denizidir. Bu durum istenildiği kadar küçük enerjili uyarılmalara izin verir. Örneğin, Fermi düzeyindeki bir elektronu hemen üstündeki bir boş yörüngeye uyarabiliriz. BCS teorisine göre elektronlar arasında uygun bir çekici etkileşme varsa yeni taban durumu süper iletken olur ve en düşük uyarılmış durumla bunun arasında sonlu bir E_g enerji aralığı oluşur.

BCS taban durumunun özelliği aşağıdaki şekilde gibidir. İkinci şekilde gösterilen taban durumunda E_F enerjili Fermi düzeyinin üst tarafındaki tek-elektron durumlarının da katkısı vardır. İlk bakışta BCS taban durumunun Fermi denizinden daha yüksek olduğu sanılabilir. Gerçekten de (a) ile (b) karşılaştırılırsa BCS durumu daha yüksek kinetik enerjiye sahiptir. Ancak BCS durumunun şekilde gösterilmeyen çekici potansiyel enerjisi toplam enerjiyi Fermi durumuna göre daha aşağıya çeker. Etkileşmesiz bir Fermi gazında $T = 0$ 'da Fermi seviyesindeki enerji seviyelerinin tamamı dolmuş olur. Fakat yine aynı sıcaklık durumunda etkileşmeli durumda BCS

enerji seviyesi E_g kadar Fermi seviyesinin üzerine çıkar. Bu durumlar aşağıdaki şekillerde görülmektedir.



Şekil 2.16. (a) Kinetik enerjisi E olan bir yörünge için etkileşimsiz Fermi gazının taban durumunda dolu olma olasılığı (b) BCS taban durumu Fermi durumundan E_g kadar bir enerji aralığıyla ayrılır.

Çok elektron sisteminin BCS taban durumu dolu tek parçacık durumları cinsinden ifade edilmek istenirse E_F civarındaki durumların doluluk olasılığı sonlu bir sıcaklıktaki Fermi-Dirac dağılımına

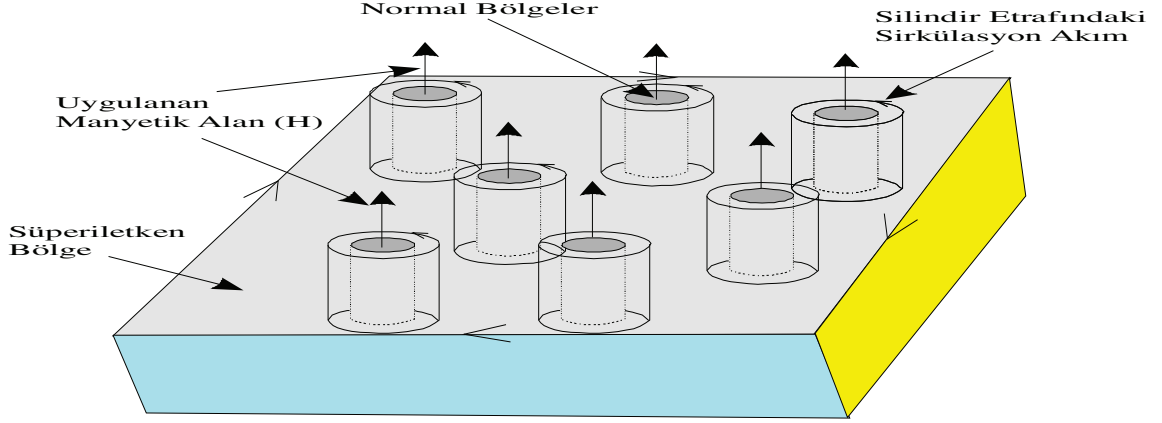
$$F(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \quad (2.28)$$

benzer şekilde olur.

BCS taban durumunun esas özelliği tek parçacık durumlarının çiftler halinde dolmalarıdır. Dalga vektörü \vec{k} ve spini yukarı olan bir durum dolu ise, dalga vektörü $-\vec{k}$ ve spini aşağı olan durum da doludur. Bu çiftlere Cooper çiftleri denir. Çiftlerin toplam spini sıfır olduğundan bozonların birçok özelliklerine sahiptirler.

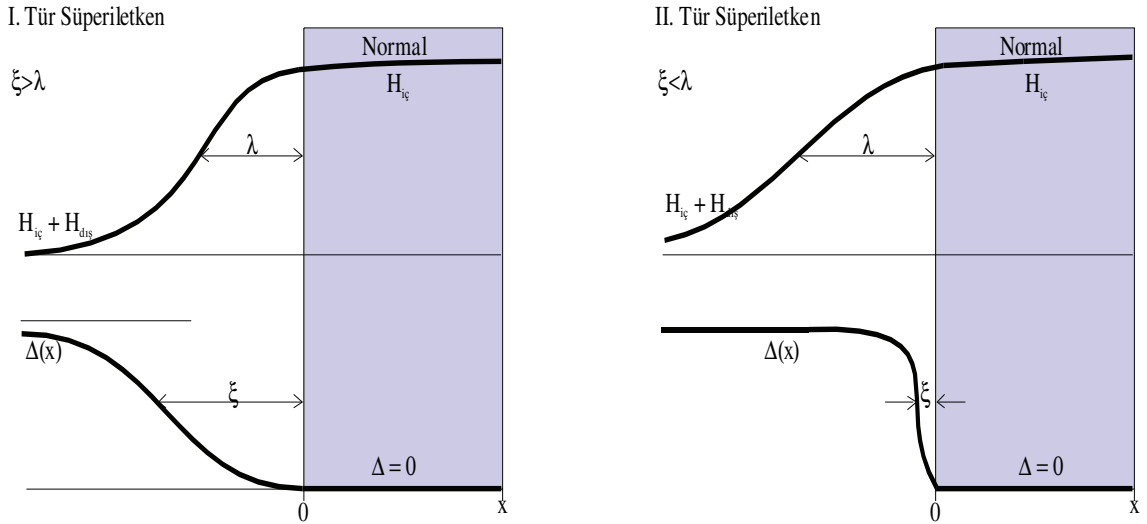
2.7. II. Tip Süper İletkenlerde Girdaplı Durum

Manyetik alandaki bir süper iletken içinde ince demetler veya levhalar halinde normal bölgeler ve süper iletken bölgeler oluşur. Böyle bileşik bir duruma girdap durumu denir. Aşağıdaki şekilde bir süper iletkeni delip geçen manyetik alan demetlerinin (vortekslerin) makroskopik görünümü verilmektedir.



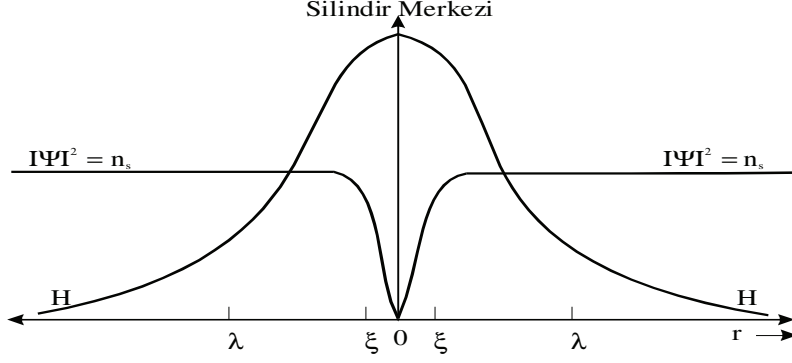
Şekil 2.17. Bir süper iletken numuneye uygulanan H manyetik alanı ve numunede oluşan vorteks alanları. Şekildeki manyetik alan çizgileri etrafında oluşan normal bölgelerin dışında kalan kısımlar süper iletken haldedirler.

Yukarıda verilen şekilde manyetik alan çizgileri (silindirik kısımlar) normal bölgeleri aralarındaki kısımlar ise süper iletken kısımları temsil etmektedirler. Süper iletken ve normal kısımlar arasındaki manyetik alan eş uyum uzunluğu (ξ) ve nüfuz derinliği (λ) niceliklerinin birbirlerine göre değişim durumları aşağıdaki şekilde verilmektedir.



Şekil 2.18. I. ve II tür süper iletkenlerde normal ve süper iletken bölgelerin arakesitinde manyetik alanın ve enerji aralığı $\Delta(x)$ 'in değişimi. Normal bölgelerde enerji aralığının sıfır olması süper iletkenliğin ortadan kalktığı anlamını taşımaktadır.

Şekil 2.18'te silindir şeklinde görülen manyetik alan bölgelerinde ve bu silindirlerin dışında kalan süper iletkenlik bölgelerindeki elektron yoğunluğu (n_s), manyetik alanın normal ve süper iletken bölgelere göre değişimi, eş uyum uzunluğu (ξ) ve manyetik alan nüfuz derinliği (λ) iki boyutlu bir diyagram olarak görülmektedir.



Şekil 2.19. Vorteksli yapıda normal ve süper iletkenlik bölgelerinin süper iletkenlik elektron yoğunluğu, manyetik alan nüfuz derinliği ve eş uyum uzunluklarının değişimi.

2.8. Kritik Alanlar, H_{c1} ve H_{c2} 'nin Tayini

Manyetik alan artırıldığında girdap durumu oluşmasının kriterini inceleyelim. H_{c1} derinliği λ 'dan tayin edilebilir. Uygulanan manyetik alan H_{c1} değerine ulaştığında fluksoid içindeki normal merkezde de manyetik alan bu değerde olacaktır.

Normal merkezdeki alan onu çevreleyen süper iletken bölgeye λ kadar bir derinliğe kadar girebilecektir. Buna göre, merkezlerinden birindeki akı miktarı

$$\Phi = \pi\lambda^2 H_{c1} \quad (2.29)$$

olur ve bu değer (3.14) eşitliğiyle verilen $\Phi_0 = 2 \times 10^{-7} \text{ G.cm}^2$ veya $2 \times 10^{-15} \text{ T.m}^2$ değeriyle tanımlanan Φ_0 akı kuantumuna eşit olmalıdır. Buradan da

$$H_{c1} \cong \Phi_0 / \pi\lambda^2 \quad (2.30)$$

bulunur. Bu bir fluksodin oluşması için gerekli kritik manyetik alan değeridir. H_{c2} değerinde fluksoidler, süper iletkenlik durumun korunabileceği en son duruma uygun olarak paketlenmiş olurlar. Diğer bir deyişle eş uyum uzunluğunun elverdiği kadar yoğun olurlar. Dış alan, sadece fluksoid örgüsü ölçeğinde küçük değişimler hariç, numuneye düzgün bir şekilde girer. Her merkez $\pi\xi^2 H_{c2}$ mertebesinde bir akı taşır ve bu da Φ_0 ile kuantumlanmıştır. Buna göre

$$H_{c2} \cong \Phi_0 / \pi \xi^2 \quad (2.31)$$

bağıntısı üst kritik alanı verir. λ / ξ oranı ne kadar büyük ise H_{c2} 'nin H_{c1} 'e oranı o kadar büyük olur.

Şimdi bu iki kritik alan ile süper iletken durumun dengedeki enerji yoğunluğu $H_c^2 / 8\pi$ 'nin bir ölçüsü olan termodinamik kritik alan H_c arasında bir ilişki kurmak gerekir. II. tür bir süper iletken H_c 'yi ancak kalorimetri yöntemiyle denge enerjisini ölçerek dolaylı bir şekilde bulabiliriz. H_{c1} değerini H_c cinsinden bulmak için mutlak sıfırda ve katkılı limit olan $\xi < \lambda$ 'daki girdap durumunun dengesine bakmalıyız. Bu durumda $\kappa > 1$ olur ve eş uyum uzunluğu nüfuz derinliğine kıyasla küçük olur.

Girdap durumunda bir fluksoidin denge enerjisini, ortalama bir H manyetik alanı taşıyan normal bir silindir için hesaplayalım. Silindirin yarıçapı normal ve süper iletken durumlar arasındaki duvarın kalınlığı olan eş uyum mertebesinde olur. Saf süper iletken durum referans alınırsa normal merkezin birim uzunluktaki enerjisi, dengedeki enerjisi yoğunluğu ile merkezin alanı çarpımına eşittir.

$$f_{merkez} \cong \frac{1}{8\pi} H_c^2 \pi \xi^2 \quad (2.32)$$

Ancak, uygulanan H alanının merkezi çevreleyen süper iletken bölgeye girişi nedeniyle manyetik enerjide de bir azalma olur.

$$f_{man} = -\frac{1}{8\pi} H^2 \pi \lambda^2 \quad (2.33)$$

manyetik enerji azalmasıdır. Bir fluksoid için bu iki terimin katkısı

$$f = f_{merkez} + f_{man} \cong \frac{1}{8} (H_c^2 \xi^2 - H^2 \lambda^2) \quad (2.33)$$

olur. Enerji için $f < 0$ ise normal merkez kararlıdır. Kararlı bir fluksoid için eşik alanı $f = 0$ 'da olur ve H yerine H_{c1} yazılırsa

$$H_{c1} / H \cong \xi / \lambda \quad (2.34)$$

bulunur. Bu değer eşik alanı pozitif yüzey enerjili bölge ile negatif yüzey enerjili bölgeyi ayıran değerdir. Yukarıdaki eşitliklerden

$$(H_{c1} H_{c2})^{1/2} \approx H_c \quad (2.35)$$

ve diğer kritik alan bulunur.

$$H_{c2} \approx (\lambda/\xi)H_c = \kappa H_c \quad (2.36)$$

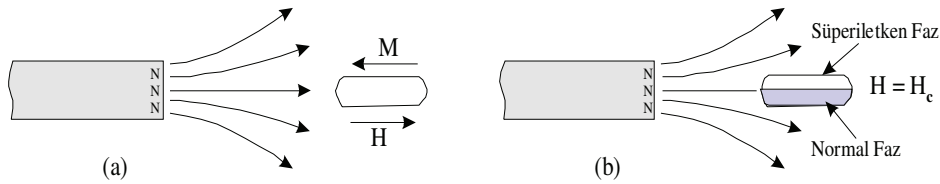
olur.

2.9. Süper iletkenliğe Geçişin Termodinamik Olarak İncelenmesi

Süper iletkenlik olayının teorik açıklaması için birçok farklı yol kullanılmıştır. Bazı sonuçlara doğrudan termodinamik metotlarla ulaşılmaktadır. Bir kısım önemli sonuçlar London denklemi ve Ginzburg-Landau denklemleri gibi temel denklemlerle elde edilebilmektedir. Önceki bölümde de görüldüğü gibi BCS tarafından önerilen teoriler ve Josephson ve Anderson tarafından elde edilen dalga fonksiyonları süper iletkenlik olayının kavranmasına önemli katkılarda bulunmaktadırlar.

Normal ve süper iletkenlik durumları arasındaki termodinamik geçiş tıpkı sıvı ve gaz fazlar arasındaki geçiş gibi, tersinir bir olaydır. O halde bu geçişe termodinamik yasaları uygulayıp normal ve süper iletkenlik fazları arasındaki entropi farkını, kritik manyetik alan $H_c(T)$ eğrisi cinsinden ifade edebiliriz. Bu yol, sıvı-gaz fazları arasındaki doyuran buhar basıncı denkleminde benzer bir yöntemdir.

Kritik alan açısından bir süper iletkendeki termodinamik değişimi inceleyelim. Önce, I. tip bir süper iletken alıp Meissner etkisinin tam olduğunu, yani süper iletken içindeki manyetik alanı $H_{iç} = 0$ olduğunu varsayalım. Görüleceği üzere, kritik H_c alanı, sabit sıcaklıkta normal ve süper iletken fazlar arasındaki serbest enerji farkının bir ölçüsü olacaktır. Buradaki H_c normal hacimli bir süper iletken malzemenin kritik alan değeridir. II. tür bir süper iletken için H_{c1} kritik alan değeri dengedeki serbest enerji için gerekli termodinamik kritik alan değeridir.



Şekil 2.20. (a) Bir süper iletkende Meissner etkisinin tam olduğu durumda iç alan $H_{iç} = 0$ olup mıknatıslanma $M = -H/4\pi$ 'dir (cgs). (b) Uygulanan alan $H = H_c$ olduğunda, ki burada süper iletken materyal mıknatısa yeterince yaklaştırılarak sağlanabilir, normal durum süper iletken durumla aynı anda bulunabilir. Bu bileşik durumda serbest enerji yoğunlukları eşittir. $[F_N(T, H) = F_S(T, H_c)]$.

Normal ve süper iletkenlik durumları arasındaki denge enerjileri farkı kalorimetri veya manyetik metotlarla ölçülebilir. Kalorimetri yönteminde ısı sığası sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, normal iletken için ve süper iletken için (yani H_c 'den daha büyük manyetik alanda) ölçülür. Isı sığaları arasındaki farktan giderek serbest enerji farkları bulunur ve fark süper iletken durumun dengedeki serbest enerjisi olur.

Manyetik yöntemde dengedeki serbest enerji, sabit sıcaklıkta süper iletken durumu yok eden dış manyetik alan değerinden bulunur. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi sonsuzdaki, yani manyetik alanın sıfır olduğu yerdeki, bir süper iletkeni kalıcı bir mıknatısın manyetik alanındaki bir \vec{r} konumuna getirmekle, süper iletkenin birim hacmi başına yapılan iş

$$W = - \int_0^H \vec{M} \cdot d\vec{H} \quad (2.37)$$

olur. Bu iş manyetik alanın enerjisi için harcanır. Bu süreç ile ilgili termodinamik özdeşliği

$$dF = -M \cdot dH \quad (2.38)$$

olarak yazmak mümkündür. Süper iletkendeki \vec{M} manyetizasyonu denklem (4.1)'de olduğu gibi \vec{H} 'ye bağlı ise yukarıdaki diferansiyeli süper iletkeninki için

$$dF_s = \frac{1}{4\pi} H dH \quad (2.39)$$

olur. Buna göre manyetik alanın sıfır olduğu bir yerden manyetik alanın H olduğu bir yere getirildiğinde, süper iletkenin serbest enerji yoğunluğundaki artış aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$F_s(H) - F_s(0) = H^2 / 8\pi \quad (2.40)$$

Şimdi manyetik olmayan bir metal göz önüne alalım. Bir metalin normal durumdaki manyetik alınganlığı ihmal edilirse $M = 0$ olur ve bu da normal metalin enerji uygulamasının alandan bağımsız olduğunu söyler. Aslında bu varsayım I. tip süper iletkenler için uygundur. II. tip süper iletkenlerde yüksek manyetik alanlarda iletkenlik elektronlarının spin paramanyetizmasındaki değişme normal fazın enerjisini büyük ölçüde azaltır. Tümünde olmasa da, bazı II. tip süper iletkenlerde bu etki üst kritik alanı sınırlar. Kritik alan değerinde normal durumla ilgili olarak

$$F_N(H_c) = F_N(0) \quad (2.41)$$

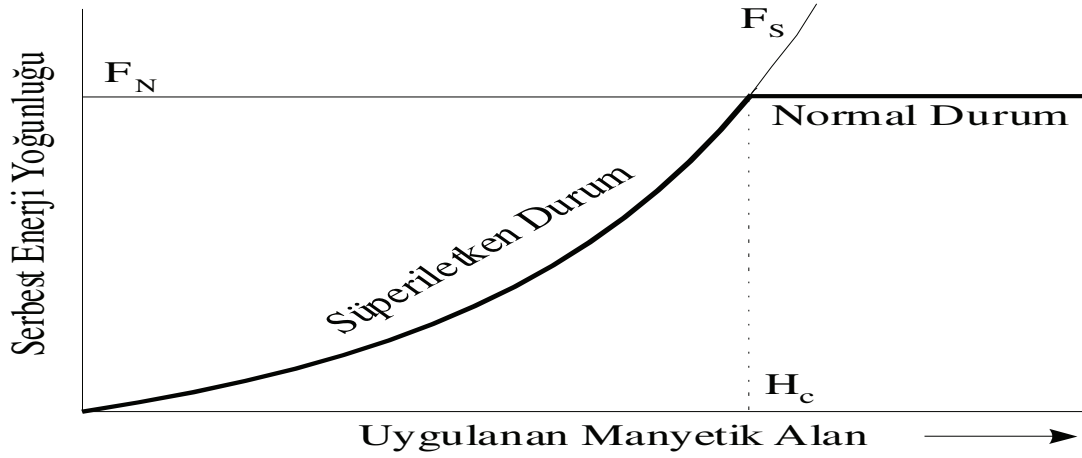
olur. Buradaki son iki eşitlikten elde edilen sonuçlar kullanılarak mutlak sıfırdaki süper iletken durumun dengedeki serbest enerjisi bulunabilir. Uygulanan manyetik alanın H_c kritik değerinde normal ve süper iletken durumların enerjileri aynı olmalıdır.

$$F_N(H) = F_S(H) = F_S(0) + H_c^2 / 8\pi \quad (2.42)$$

Uygulanan alan kritik alana eşitse numune her iki durumda da kararlıdır. Denklem (4.5)'ten çıkan sonuç

$$\Delta F \equiv F_N(0) - F_S(0) = H_c^2 / 8\pi \quad (2.43)$$

olur. Burada ΔF süper iletken durumun dengedeki serbest enerji yoğunluğudur. Örneğin alüminyum için H_c değeri 105 gauss olduğunda $\Delta F = (105)^2/8\pi = 439 \text{ erg/cm}^3$ bulunur ve bu kalorimetri ölçümlerinden bulunan 430 erg/cm^3 değeriyle mükemmel bir uyum içindedir. Aşağıdaki şekilde normal ve süper iletken durumların serbest enerji değişimleri görülmektedir.



Şekil 2.21. Manyetik olmayan normal bir metalde F_N serbest enerji yoğunluğu uygulanan H manyetik alanından yaklaşık bağımsız olur. $T < T_c$ sıcaklığında metal sıfır manyetik alanda süper iletken olup $F_S(T,0) < F_N(T, 0)$ dir. Manyetik alan uygulandığında F_S 'deki artış CGS biriminde $H_c^2/8\pi$ olup $F_S(T,H_c) = F_S(T,0) + H_c^2/8\pi$ dir. H değeri kritik H_c değerinden büyükse normal durumdaki serbest enerji yoğunluğu süper iletken duruma kıyasla daha küçüktür. Şekildeki düşey eksenin orijini $F_S(T,0)$ 'da alınmıştır. Bu şekil $T = 0$ 'da U_S ve U_N için de geçerlidir.

Sonlu bir sıcaklıkta normal ve süper iletken durumların dengesi,

$$F = U - TS \quad (2.45)$$

serbest enerjilerini eşit kılan manyetik alan değerinde olur. Şekil 4.2'de her iki fazın serbest enerjileri manyetik alanın fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Geçiş sıcaklığında dF/dT eğimleri aynı olduğundan T_c sıcaklığında gizli ısı yoktur.

2.9.1. Klasik ve yüksek sıcaklık süper iletkenlerin mikro yapı özelliklerine genel bakış

1986 yılından önce süper iletkenlerdeki faz değişimi için rekor kritik sıcaklık Nb₃Ge için $T_c \approx 23,2$ K idi ve bunun iki veya daha fazla farklı metalik alaşımlarda artabileceği düşünüldü ve bunun neden böyle olabileceği geliştirilen bazı teorilerle izah edilmeye çalışıldı. BCS teorisinin yorumundan hareketle, $N(E)$ durum yoğunluğu olmak üzere, elektronlar için bir spin yöneliminin enerjisi E ise enerjinin E ile $E + dE$ aralığındaki duruma uygun olarak geçiş sıcaklığıyla ilgili

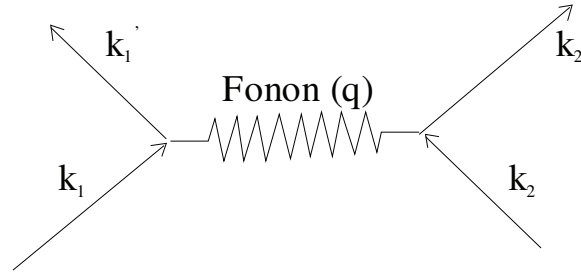
$$k_B T_c = 1,14 \hbar \omega_c e^{-1/N(E_F)U_0} \quad (2.46)$$

açıklandı. Burada $N(E_F)$ Fermi enerjisine bağlı normal hal elektron yoğunluğu, $\hbar \omega_c$ Debye enerjisine ($\hbar \omega_D$) göre kesme enerjisi, ki bunun için de $(\omega_D \alpha M^{1/2})$ dir (M burada atomik kütle temsil eder ve **izotop etkisi** olarak adlandırılır). U_0 ise parçacıklar arası Coulomb etkileşme enerjisini temsil etmektedir.

Sonra 1986'da iki Avrupa'lı bilim adamı ünlü olağanüstü bir buluş yaptılar. Daha yüksek T_c değerlerinin elde edilmesi noktasında **Jahn-Teller etkisinin** elektron-fonon çiftlenim parametresini artırabileceğini açıkladılar. Konu üzerinde yoğun çalışma yıllarından sonra bilim adamları düşünüldüğünün de üzerinde süper iletkenler üzerinde yeni bir yaklaşımı keşfettiler. J. Georg Bednorz ve K. Alex Müller bir bakır sınıfında (Cu oksitleri) 30 K'in üzerinde bir kritik sıcaklığın üzerine çıkmayı başardılar. Bu süper iletken materyal La₂CuO₄ idi, ki bu bileşikte bazı La⁺³ iyonlarının yerini Ba⁺², Sr⁺² veya Ca⁺² iyonlarının alabileceği anlaşıldı. Sr katkılı materyal genellikle (La_{2-x}Sr_x)CuO₄ olarak yazılmaktadır. Bu kristal yapıda bazı La atomlarının yerini Sr atomları almıştır. Örneğin bunun anlaşılması için şöyle düşünelim; diyelim ki bir birim yapıda 100 tane kristal yapı var ve kristal yapılardan 95 tanesinde La₂CuO₄ kristali varken 5 tanesinde de La atomlarından birisinin yeri Sr atomu tarafından doldurulmuştur. Bu durumda $x = 0,05$ olmaktadır. Gerek La₂CuO₄ gerekse (La_{2-x}Sr_x)CuO₄ yapılarında aynı iyon dengesi korunmaktadır. Bu örneğe göre kristal bileşiğinin yazılımını La_{1,95}Sr_{0,05}CuO₄ şeklinde ifade etmek mümkündür. Normalde yalıtkan olan La₂CuO₄'de Sr katkısıyla satranç tahtası şeklinde sonsuz ve periyodik dizilim olarak devam edip giden Cu-O düzlemlerinde küçük bir bozunma ile orthorhombik yapıya dönüşüm vardır ve süper

iletkenlik bu yapıda ortaya çıkarak 30 K değerindeki kritik sıcaklık değerine ulaşılmaktadır.

$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ kristalinde elde edilen 30 K civarındaki kritik sıcaklık değerinden sonra **perovskit** yapıdaki oksit kristaller yeni süper iletkenlerin elde edilebileceği fikrini körükledi ve hemen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) kristalinde 93 K değerinde kritik sıcaklık elde edildi. Daha sonra bu gelişmeleri Bi-Sr-Ca-Cu-O kristali için 110 K, Tl-Ba-Ca-Cu-O kristali için 125 K ve en kusursuz YBCO kristal yapısını teşkil eden YBa_2CuO_8 kristali için 80 K kritik sıcaklık değerleri elde edilmiştir. 1986 yılından sonra elde edilen bakır oksitli süper iletkenlere **yüksek sıcaklık süper iletkenleri**, bundan öncekilere ise **geleneksel süper iletkenler** denir. Geleneksel süper iletkenlerde BCS teorisinin sonucu olarak elektronlar arasındaki kuvvetli çiftlenme olayı (Cooper çifti) elektron-fonon etkileşmesi sonucunda oluşmaktadır (fonon aracılıklı etkileşme). Bu etkileşme şekli temsili olarak Şekil 5.1'de görülmektedir. Sadece BCS teorisi ile ve Debye enerjisi mertebesinde sağlanabilen fonon enerjisi ile süper iletkenin T_c sıcaklığını hesaplamak mümkün gibi gözükmemektedir.



Şekil 2.22. Fonon aracılıklı elektron-elektron etkileşmesinin sembolik olarak gösterilmesi. Burada k_1 ve k_1' gelen elektronun dalga vektörünü, k_2 ve k_2' ise fonondan saçılan elektronun momentumunu temsil etmektedir.

Yukarıdaki şekle göre gelen ve saçılan elektronun dalga vektörleri k_1 , k_1' , k_2 ve k_2' ve fonon dalga vektörü q ile ilgili olarak aşağıdaki eşitlikleri yazmak mümkündür.

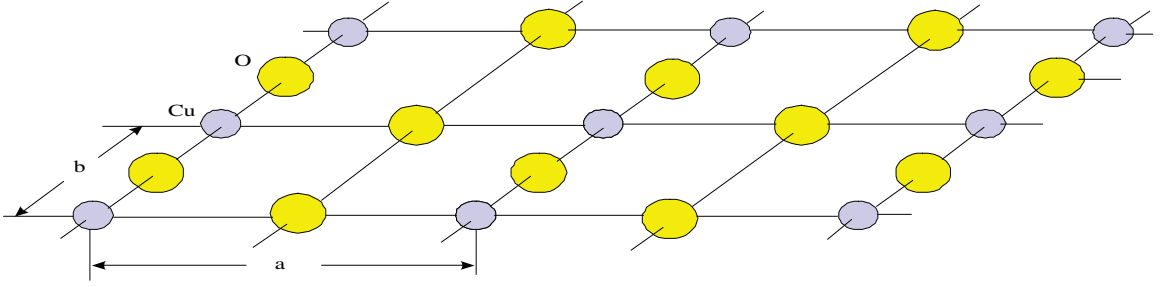
$$k_1 = k_1' + q, \quad k_2 + q = k_2', \quad k_1 + k_2 = k_1' + k_2' \quad (2.47)$$

Gelen elektronun enerjisi ε_k ise örgüden saçıldığında $\hbar\omega_q$ fonon enerjisi yayar ve bu yayılan fonon enerjisi diğer elektrona $\varepsilon_{k'}$ enerjisi aktarır. Böylece bu e-e etkileşmesiyle ilgili olarak

$$V_{kk'q} = |W_q| \frac{\hbar\omega_q}{(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'})^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (2.48)$$

efektif etkileşmesi verilmektedir. Burada $q = k' - k$ ve W_q elektron-fonon matris elemanlarıdır. Saçılma esnasında enerjinin korunumuna göre $\hbar\omega_q = \varepsilon_k - \varepsilon_{k'}$ olmalıdır. Öte yandan etkileşme çok kısa bir Δt zaman aralığında olduğundan parçacığın ΔE enerjisindeki belirsizlik ortaya çıkar. Belirsizlik ilkesine göre $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ olması gerektiğinden yukarıdaki (2.48) eşitliği anlaşılabilir (oran sonsuza gitmeyeceğinden). Bir çekim etkileşmesi fonon enerjisinin $\hbar\omega_q > |\varepsilon_k - \varepsilon_{k'}|$ olması durumunda gerçekleşir.

Kristal yapıda sadece bakır-oksit (Cu-O) düzlemini temsil eden atomların dizilişi aşağıdaki şekilde gibidir. Her bakır atomu dört tane oksijen atomu tarafından bir kare düzleminde çevrilmiştir. Yüksek sıcaklık süper iletken kristal yapılarında bu düzlemler ab düzlemlerini oluştururlar ve düzlemlere c eksenine dik durmaktadır.



Şekil 2.23. Kristalde ab düzlemini oluşturan Cu-O atom dizilişleri.

2.9.2. Oksitli süper iletkenlerde elektronik yapılar

Yakın zamanlarda keşfedilen yüksek sıcaklık süper iletkenlerin ve bizmutlu süper iletkenlerin mekanizmalarını açıklığa kavuşturmak için bunların normal hal elektronik yapılarını anlamak gerekmektedir, çünkü süper iletkenlik hal normal haldeki elektronik yapıda $k_B T_c$ enerji ölçeğinde zayıf etkileşmeler boyunca hafifçe bir değişim gerçekleştirilerek elde edilmektedir. Kuvvetli etkileşmelerle tanımlanan normal hal elektronik yapı esasında süper iletkenlik halde de korunmaktadır.

BaPb_{1-x}Bi_xO₃ (BPBO, $T_c = 12$ K), süper iletken bileşiğinde dar bir katkı bileşeni aralığında süper iletkenlik hali oluşmaktadır ($x = 0,25$) ki bu aralıkta BaBiO₃'te oluşan

yük yoğunluk dalgalanması (YYD) nedeniyle enerji aralığı Pb katkısıyla bozulmakta ve metalik yapıya dönüşüm gerçekleşmektedir. Daha sonraki zamanlarda elde edilen yüksek sıcaklık süper iletkenlerinden $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ kristalinde de benzer durumun ortaya çıktığı anlaşılmıştır.

Öte yandan, bakır oksitli süper iletkenler iki değerlikli bakırlı bileşiklerin katılmasıyla elde edilmektedir, örneğin La_2CuO_4 güçlü elektronik etkileşme nedeniyle iletkenlik bandında yarı dolu pozisyonda bir enerji aralığının oluşması bu kristal yapıya yarı iletkenlik özellik kazandırmaktadır. Yine bu sistemde yarı iletken-metal geçişinin olduğu dar bir aralıkta yüksek sıcaklık süper iletkenlik (YSSİ) özellik ortaya çıkmaktadır. Yarı iletkenliğin orijini bizmutlu ve bakır oksitli bileşiklerde farklı olmasına rağmen bu benzerlik dikkat çekicidir. Dahası, bu iki grup materyaldeki enerji aralıklarının orijinleri geleneksel olmayan, tipik bir yarı iletkendekinden farklı tarzdadırlar.

Bu kısa özetle söylemek mümkündür ki geleneksel olmayan enerji aralığı (gap) oluşum mekanizması ortaya çıkmaktadır ve doping ile metalik yapıya dönüşen bir bozunma mevcuttur. Süper iletkenlik ise bu dönüşüm aralığında görülmektedir.

3. BULGULAR

3.1. İzotropik London Elektrodinamikleri

Bir süperiletken içine manyetik alanın nüfuzu için karakteristik bir uzunluk kavramı 1933 yılında W. Meissner ve R. Oshensfeld tarafından, kurşun ve kalaydan manyetik alanın atılması keşfinden hemen sonra kanıtlandı. 1933 yılında C. S. Gorter ve H. Casimir süper iletkenliğin iki akışkan modelini tanıttı (ki buna GC formu denir.). Gorter ve Casimir; özgül ısı, kritik alan bilgileri analizi ve süperiletken elektronların yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı için deneysel bir form önermek istediler.

$n_s = n (1 - t^4)$ burada $t = T/T_c$ ve n toplam iletken elektronların yoğunluğudur. 1935 yılında da F. ve H. London bir özgün model tanıttılar;

$$\lambda_L^2 \Delta B - B = 0 \quad (3.1)$$

ki süper iletken içinde B manyetik alan denklemini sağlıyor. Burada ki λ_L London nüfuz derinliği olarak bilinir ve bir malzemeye bağlı karakteristik uzunluk ölçümü

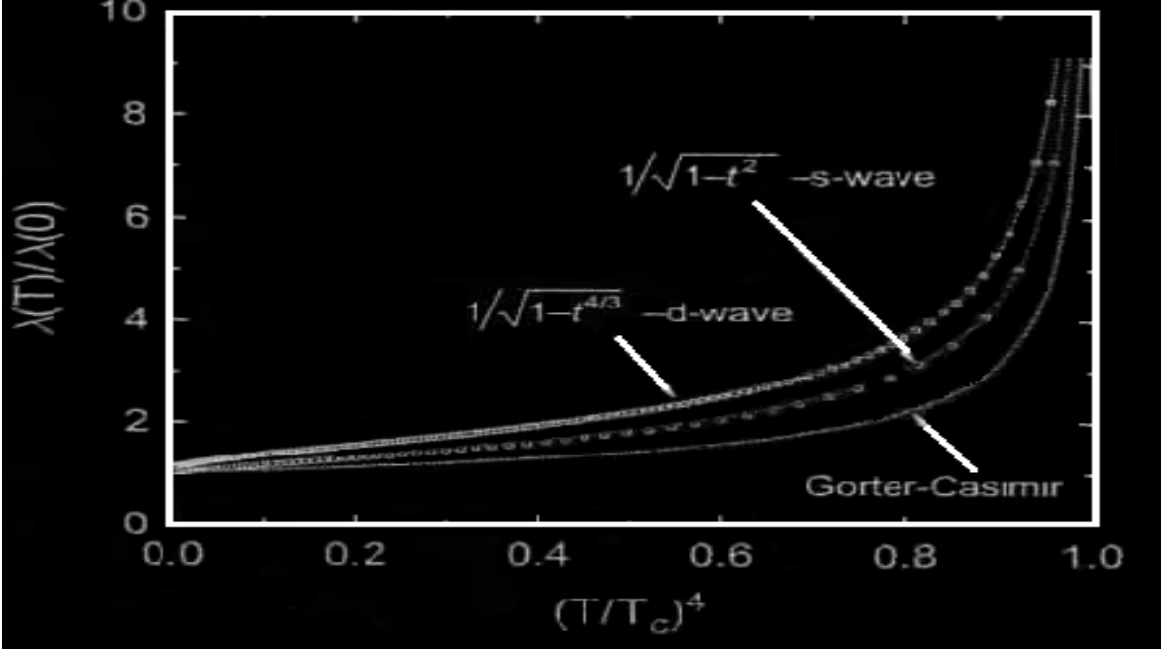
$$\lambda_L^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \quad (3.2)$$

denklemini ile verilir. Süper iletken elektron yoğunluğu için GC formu ile birleşen bu tanım, sıcaklığa bağlı bir nüfuz derinliği ile sonuçlanır.

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1-t^4}} \quad (3.3)$$

(3.3) denklemini mikroskobik olmayan bir gereğe (özellikle) sahip olduğu halde düşük sıcaklıklarda; $\lambda(T) \approx \lambda(0) \left(1 + \frac{t^4}{2}\right)$ şeklini alır. Sayısal olarak

$\lambda(t) \sim t^4$ düşük enerji durumunun pratik olarak $\lambda(t) \sim e^{-\Delta/T}$ üstel davranıştan ayırt edilemediği bu durum, 20 yılı aşkın bir süre sonra J.Bardeen, L. N. Cooper ve J. R. Schrieffer'in mikroskobik BCS teorisinden elde edildi. İhtiyaç duyulan birçok değişik sıcaklık üzerinde $\lambda(t)$ için basit yaklaşımlarda GC formülü yaygın olarak kullanılır.



Şekil 3.1. d-dalga ve s- dalga durumları için tüm sıcaklık aralığında nüfuz derinliğinin yaklaşık fonksiyonel değişimi.

Ancak, Şekil 3.1 de görüldüğü gibi GC yaklaşımı bir-iki faktörü sebebiyle görülen nüfuz derinliği değerini daha az gösterir. Daha uygun ölçüm sonuçları için birçok başarılı teşebbüs GC yaklaşımını genelleştirmiştir (Lewis, 1956). (3.3) denkleminde pratik sonuçlar elde etmek ve hem s-dalgası hem de d-dalgası düzen parametresinin simetrisi için bütün BCS denklemlerini çözdük ve bir sonraki yaklaşımı bulduk.

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1-t^2}} \quad \text{-s dalgası} \quad (3.4)$$

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1-t^{4/3}}} \quad \text{-d dalgası}$$

Şekil (3.1), (3.4) denkleminin bir ifadesidir. Parametreler ileride göreceğimiz (3.28), (3.30) ve yukarıda verilen (3.4) denkleminde hesaplanır. GC davranışı denklem (3.3)'de ayrıca görülür. Belirtmek gerekir ki; (3.4) denklemleri Şekil 3.1 de görüldüğü gibi bütün sıcaklık dizisi içerisinde oldukça iyi bir yaklaşım olmasına rağmen düşük sıcaklıklar için uygun değildir. (3.37) denklemi (3.40) denklemi yerine kullanılmalıdır. Gerçekte tüm düşük sıcaklık alanı ($T/T_c \leq 0,35$) ki bu alan bazı çok ciddi testler için boş düğümlerin varlığını sergileyebilmekteyken Şekil 3.1 de bu durum görülmez. s-

dalgasının sıcaklık davranışı için en iyi yaklaşımının kritik alanın deneysel formu ile bağdaşıyor olması görülen ilginç bir durumdur. $H_c = H_c(0) (1-t^4)$ yolu ile

$$H_{c1} = \frac{H_c}{\sqrt{2\kappa}} \quad \lambda = \sqrt{\Phi_0 \ln(\kappa) / 4\pi H_{c1}} \sim 1/\sqrt{1-t^2} \text{ denklemleri elde edilir. Sıcaklık}$$

sıfıra giderken ($T \rightarrow 0$) süper iletkenlik içine bütün elektronların katılıp katılmadığı sorusu nüfuz derinliği ölçümlerinden çok önceydi. Bu konu ile ilgili saf metal üzerindeki deneyler tahmin edilenden daha büyük değerler vermiştir ki bu da bazı elektronların normal kaldığını gösterir. London elektrodinamiğinin bölgesel olmayan şeklinin (versiyonunun) daha önce genelleştirilmiş Ohm yasasına benzer olduğunu ilk öneren kişi Pippard'dır (1953). Eğer mikroskobik BCS eş uyum uzunluğu $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0$, (3.2) ile tanımlanan London nüfuz derinliğinden büyük olursa, onun uzunluğunun üzerinde vektör potansiyeli indüklenmesinden dolayı bir süper iletkenin tepkisi manyetik alanı azaltmak yönünde olur ve buna bağlı olarak etkin manyetik nüfuz (Tip) hali içinde $a=0,65$ 'tir. Var olan katkı içinde etkin eş uyum uzunluğu tanıtılır.

$$\xi^{-1} = \xi_0^{-1} + \ell^{-1} \quad (3.6)$$

Burada ℓ serbest yoldur. Bu durumda, etkin nüfuz derinliği ;

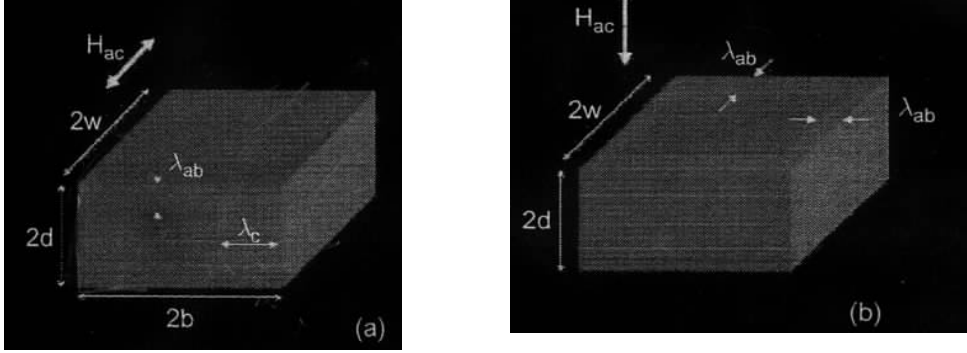
$$\lambda_{eff} = \lambda_L \sqrt{1 + \frac{\xi_0}{\ell}} \quad (3.7)$$

denklemleri ile belirlenir.

Bütün elementel olmayan süper iletkenler II. tip oldukları için Pippard modeli bizim tartışmamıza uygulanamaz ve bu noktada London elektrodinamiğini ($\lambda/\xi \gg 1$) aldığımızı farz edeceğiz. YBaCuO gibi bir bakır oksit süperiletkeni $\lambda/\xi \approx 100$ değerine sahiptir, böylece düşük sıcaklıklarda bile London sınırları kolayca uygulanabilir. Belirtelim ki ayrıca düğüm yönleri boyunca eşuyum uzunluğundaki farklanmalardan dolayı yaygın olmayan süperiletkenlerde bölgesel olmayan farklı bir tip ortaya çıkabilir (Kosztin ve Legget,1997).

3.2. Anizotropik Numunede Nüfuz Derinliği

Aslında yaygın olmayan süperiletkenin güçlü anizotropik olması, temel elektromanyetik parametrelerin belirlenmesinde birçok zorluk ortaya çıkarıyor. En basit şekilde iki farklı nüfuz derinliğinin varlığını düşünürüz bunlar λ_{ab} ve λ_c dir . Geometrik Şekil (3.2a) da bu nüfuz derinlikleri görülmektedir.



Şekil 3.2. Deneysel tasarıma uygun (3.9) denklemine göre (a) $w \rightarrow \infty$ iken ortaya çıkan geometrik yapı (b) sonlu w için iletkenlik düzlemine dik alan durumu. Düzlemdeki nüfuz derinliğinin izotropik olduğu farzedilmektedir.

Bir maddenin sabit xy düzlemi içinde ters dalı z yönüne sonsuza dek uzanır. Numune $2d$ kalınlığına $2b$ enine ve $w \rightarrow \infty$ uzunluğuna sahiptir. Bir manyetik alan z eksenine yönünde uygulanırsa böylece diamanyetik düzeltme var olmaz. Bakır oksit ile basit bir karşılaştırma için c eksenine boyunca y yönü, x ve z eksenleri ile aynı a ve b eksenlerini alırız. Süperiletken yoğunluk tensörünün belli eksen boyunca uzanmış koordinat eksen seçimine sahip oluruz.

$$\lambda_{ii}^2 \Delta j_i = j_i \quad (3.8)$$

Burada düşünülen durum için süper akımlar x ve y yönleri içinde akar. Görüldüğü gibi bir plan dâhilinde taban ve tavan yüzeylerinden nüfuz eden x ekseninde süper iletken akımları bir λ_{ab} mesafesi kadar akar. Sağ ve sol köşelerden nüfuz eden y yönünü takip eden c eksen süper akımı bir λ_c mesafesi kadar akar. Denklem (3.8) ve Maxwell denklemlerinin kullanılmasından dolayı, manyetik alan için genelleştirilmiş London denklemi doğrudan elde edilir (Ginzburg , 1952 ; Kogan 1981 ; Mansky ve ark. 1994).

$$\lambda_c^2 \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} = B_z \quad (3.9)$$

Alan için bu denklem nüfuz derinliğinin parçalarını birleştirir ve akımlar için (3.8) denkleminde daha dolaylı bir açıklamaya sahiptir. Bu durum için bütün sınır değerleri problemleri Mansky ve arkadaşları tarafından çözüldü (1994).

Onlar bir duygunluk saptadılar;

$$-4\pi\chi = 1 - \frac{\lambda_{ab}}{d} \tanh\left(\frac{d}{\lambda_{ab}}\right) - 2\lambda_c b^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tanh(b_n / \lambda_c)}{k_n^2 b_n^3} \quad (3.10)$$

Burada $k_n = \pi(1/n+n)$ ve $b = b\sqrt{(1 + (k_n \lambda_{ab}/d)^2)}$ dir. Not edilmelidir ki (3.10) denklemi Mansky ve arkadaşlarının 1994'te yayınlamış oldukları denklemin farklı bir formudur. Pratikte toplam $n = 50$ yeterlidir. Kolayca gösterebiliriz ki sınır halleri için denklem (3.10) doğru sonuçlar verir. Örneğin; eğer $\lambda_{ab} \ll d$; $\lambda_c \ll b$ ise umulduğu gibi $b_n \approx b$ ve $\sum_{n=0}^{\infty} k_n^{-2} = 1/2$, $-4\pi\chi = 1 - \lambda_{ab}/d \tanh(d/\lambda_{ab}) - \lambda_c/b \tanh(b/\lambda_c)$ elde edilir.

Daha sık anizotropik düzlemde nispeten λ_{ab} zayıftır (süper akım x ve y boyunca λ_{ab} nüfuz derinliğiyle), oysaki λ_c oldukça büyüktür. Organik süperiletkenlerde örneğin $\lambda_c \approx 100 \lambda_{ab}$. Bu durumda, tipiklik için kristal boyutları bir $\lambda_c/d \gg \lambda_{ab}/b$ 'ye sahiptir ve denklem (14.9)'daki duygunluk üzerinde λ_c tarafından hakimiyet kurulur.

Düzlemler arası nüfuz derinliği kendi halinde oldukça dirençli olmasına rağmen, düzlemler arası taşıma mekanizmasının çok az anlaşılır özellik ihtiva etmesinden dolayı, düzlemler arası nüfuz derinliği, düzlem içindekine göre yorumu açısından daha karmaşıktır (Radtke ve ark 1996, Hirzfeld ve ark 1997, Scechy ve ark 2004).

Yüksekçe anizotropik materyallerde λ_{ab} 'yi ölçmek için, oldukça ince numuneler bulmalı, ($\lambda_c/d \ll \lambda_{ab}/b$), ya da süper akımları iletkenlik düzleminde sınırlandırılmalıdır. Sonraki yaklaşım, Şekil (3.2(b))'deki geometrik gösterim ile normal düzlemde manyetik alan gerektirir.

Bu durumda, büyük demanyetizasyon etkisi oluşur ve London denkleminin kapalı olmayan çözümü meydana gelir. Tam anlamıyla bir demanyetik faktör sadece elipsoid maddeler için tanımlanabilir, fakat gerçek numuneler içinde bir etkin

demagnetik faktör tanımlanabilir. Demanyetik geometri içindeki nüfuz derinliğini normalize etmeye yarayan etkin madde boyutunu belirlemek daha da zor bir problemdir. Bu problemin yarı analitik çözümü Prozorov ve arkadaşları tarafından diskler ve kalın dilimler için bulundu. Bu hassasiyet (duygunluk) (3.11) denklemi ile verilir.

$$-4\pi\chi = \frac{1}{1-N} \left[1 - \frac{\lambda}{R} \tan\left(\frac{R}{\lambda}\right) \right] \quad (3.11)$$

Burada \hat{R} etkin boyut ve N demagnetik faktörüdür. 2d kalınlığındaki ve yarıçapı w olan bir disk için, bir manyetik alan bu diskin alanına doğru dikey uygulanır (d boyunca).

$$\hat{R} \approx \frac{w}{2 \left\{ 1 + \left[1 + \left(\frac{2d}{w} \right)^2 \right] \arctan\left(\frac{w}{2d} \right) - \frac{2d}{w} \right\}} \quad (3.12)$$

Bu ince sınırdaki, $d \ll w$, $\hat{R} \approx 0,2w$. Bu mıknatıslanmama için düzeltme terimi (3.13)'deki açıklama ile verilir.

$$\frac{1}{1-N} \approx 1 + \frac{w}{2d} \quad (3.13)$$

\hat{R}/λ terimi, sadece d, w ve her ne sebeptense $\hat{R}=w/2$ için tam olan bir yaklaşımdır.

Bir sonsuz uzunluktaki silindir için London denklemi, Bessel fonksiyonunun birinci çeşit $I_1(\hat{R}/\lambda)/I_0(\hat{R}/\lambda)$ yarıçapının uyumluluğunu verir. Ancak, bu mesafeler sadece T_c (kritik sıcaklık)'ye çok yakın yerlerde önemlidir (daha da spesifik olan $\lambda \gg 0,4 w$) ve sonuçları bile bundan oldukça yakındır. $\hat{R}/\lambda \gg 1$ 'de düşük sıcaklıklarda hiperbolik faktör özellikle tektir ve bu yüzden konu ile ilgili değildir. Denklem (3.12) ve (3.13) denklemleri dörtgen kalın dilimlerdeki etkin boyutlar uygulayabilmektedir.

$$\tilde{w} = \frac{db}{b + 2d/3} \quad (3.14)$$

(3.14) denklemi, (3.11) denklemine göre (3.10) denkleminin izotropik formu içinde (3.10) denkleminin çözümlerine uygun olarak elde edildi. Denklem doğrudan bir genellemesi, bu adlandırıcıdaki 2/3 faktörü olmaksızın benzer bir açıklama ile

sonuçlanacaktı. (3.14) denklemi, (3.12) denklemi tarafından tanımlanan disk için değil de bir dikkörtgen dilimi için elde edildiğinden dolayı daha doğrudur.

Yeterince büyük kristallerin olmadığı durumlarda nüfuz derinliği ölçümleri daha çok tanecikli yapılar üzerinden yapılır. Tanecik yarıçapı r olan küresel yapıdaki tanecikler kullanılarak çok daha makul sonuçlar elde edilmiş olabilir.

$$-4\pi\chi_{\text{Küresel}} = \frac{3}{2} \left(1 - \frac{3\lambda}{r} \coth\left(\frac{r}{\lambda}\right) + \frac{3\lambda^2}{r^2} \right) \quad (3.15)$$

Bu denklem $\lambda \gg r$ gibi küçük tanecikler için özellikle kullanışlıdır. Daha doğru bir ölçüm için, tanecik hacim dağılımı üzerinden denklem (3.15)'in ortalaması alınabilir (Waldram ve ark., 1994, Porch ve ark., 1993).

$$-4\pi\langle\chi\rangle = \frac{\int_0^{\infty} r^3 f(r) \chi(r) dr}{\int_0^{\infty} r^3 f(r) dr} \quad (3.16)$$

Sıklıkla bu durumda olduğu gibi, eğer λ anizotropik ise karmaşık yönelimli tanecikler büyük manyetik alanda, alana uygun yönelirler (Manzano ve ark., 2002).

3.3. Deneysel Yöntemler

Birçok deneysel teknik, nüfuz derinliği ölçümü için geliştirildi. Var olan diğer teknikler arasında (Hao ve Clem 1991) birinci kritik alan, alternatif akım alınganlığı, mikro dalga oyuk karışıklığı, tünel-diyot osilatör, iki taraflı indüksiyon, kinetik indüksiyon, müon- spin durulması, tanecik sınır Josephson taşıması, kızılötesi spektroskopisi, elektro paramanyetik rezonans ve nötron kırınımı, eletromanyetik ve termodinamik niceliklerden çeşitli dolaylı tahminlere kadarki teknikleri tersinir mıknatıslanma olarak adlandırmalıyız. Bu tekniklerin tanımları ve çeşitleri (ki tersinir mıknatıslanma ölçüm şekillerinin çeşitleri çok azdır) ayrı bir inceleme gerektirmektedir. Bazı oldukça çok yönlü ve hassas tekniklerden olan frekans-alan ölçümleri kullanılır. Mikrodalga frekanslarında bu, oyuk-karışıklık tekniği olarak adlandırılır. Radyo frekanslarında bu oyuk-karışıklık tekniği bir tünel diyot tarafından self-rezonans LC devre kullanılarak geliştirildi (Carrigron ve ark. 1999b, 2001, Prozorov ve ark. 2000a, 2000b). Mikrodalga yaklaşımı içinde (Hardy ve ark.,1998, Jacobs, 1995 #218, Mao, 1995 #260) kendi fazındayken çok yüksek kalite oyuk faktörü belirgin biçimde kullanılır ve kare şekline çevirme tepkisi ölçülür. Tünel diyot yöntemi içinde, belirgin

biçimde bakır yüzeyinin düzeninin bir Q'su için oyuk basit bir indüktördür. Bobin LC depo devresinin bir parçasını şekillendirir ki LC depo devresi bir negatif direnç tünel diyot ile self rezonans için kullanılır. Tünel diyot osilatörler daha önceleri düşük sıcaklık fiziğinde kullanıldı fakat daha yüksek çözünme ölçümleri için bu yaklaşımın potansiyeli ilk olarak Van de Grift tarafından gösterildi. Bobin içine bir süper iletken numune yerleştirdiğimizde nüfuz derinliğini değiştiririz ya da daha doğru ifadeyle onun rf manyetik hassasiyeti, indüktans ve bu yüzden osilatör frekansının değiştiği sonucu çıkar. Dikkatle birkaç saniye içinde 10^{-9} çözünme frekansı elde edilebildi. Modern süper iletken kaynağın mm altı büyüklüğü bölünmüş karakterteristikleri için, bu çözüm λ 'nın 0.5 \AA ve daha küçük boyutlarındaki değişimini açıklar. Numune sıcaklığı değişimini osilatörden izole etmek için numune, safir altın parmak sıcaklığı (Sridhar ve ark., 1989) ile ilişkilendirilir ki onun da sıcaklığı 350 mK'den 100 K'e kadarki sıcaklıktan bağımsız olarak değiştirebilir. Altın safir safhası, osilatör tepkisini kalibre etmek ve arka plana bağlı sıcaklığı ve alanı belirlemek için bu safhaya taşınabilir. (Carrington ve ark. , 1999b) Hafif fermiyon süper iletkenleri UPt_3 içinde geleneksel olmayan süper iletkenliği göstermek için Signore ve arkadaşlarının bir tünel diyot osilatörü kullandıklarından bahsedebiliriz. Numune/osilatör ısı izolasyonu sağlayan çok yakın zamanındaki değişimler $\lambda(T)$ 'nin 50 mK altındaki ölçümü için geliştirilmiştir (Chia ve ark., 2003; Bonalde ve ark., 2000a; 2005; Fletcher ve ark. , 2006).

Bir dış manyetik alan numuneye uygulanabildiğinden dolayı rezonatörün iletkenliğinin gerekli olmayışı tünel diyot yönteminin bir büyük avantajıdır. Bu özellik Jacobs ve ark. (1995) tarafından girdap hareketinin çalışmak ve manyetik alan ile YBCO'nun nüfuz derinliği içindeki muhtemel değişiklikleri incelemek için daha önceleri işlenmiştir. Tünel diyot osilatörleri ile uygun dizayn edilmiş bobinler çok büyük ve nabız şeklinde atan manyetik alanlar içinde kullanılmaktadır (Coffey ve ark., 2000). LC bileşeninin nispeten düşük kalite faktörü demek; bu AC uyarı alanının çok küçük ($\sim 20 \text{ mOe}$) alınabileceği ve bu yüzden herhangi önemli bir yolda numunelerin uyarılamayacağı demektir. T_c kritik sıcaklığına çok yakın olmadıkça, ki bu sıcaklık iletken numunenin hayali bir parçasıdır ve bu yüzden nüfuz derinliği tepkiyi kontrol eder. Osilatör yaklaşımı büyük çözümler sunar fakat bu dağıtıcı parçaların tepkilerine direkt ulaşımına sahip değildir, bir oyuk kullanımı ya da iki taraflı indüktans tekniği ile mümkündür.

3.4. Nüfuz Derinliğinin Kesin Değeri

$\lambda(0)$, (3.2) denkleminin açık sınırları içinde basit teori ile verilen sıfır sıcaklığı için tahmin edilen manyetik nüfuz derinliğinin kesin değeri bir süper iletkenin önemli parametrelerinden biridir fakat denklem (3.25) ile verilen etkin elektron kütlelerinin (band yapısı ile belirlenir) kullanılması gerektiği ortaya çıkmıştır. Not etmek ilginçtir ki; açık sınır ifadeleri için ki $\lambda(0)$ herhangi süper iletken parametreleri içermemektedir ve bu yüzden Uemura skalası (toplam süper akışkan yoğunluğuna $\sim \lambda(0)^{-2}$, karşın geçiş sıcaklığı T_c) adlandırılmasında beklenmemektedir. Diğer bir taraftan, karmaşık sınırlar içinde süper akışkan yoğunluğu ve denklem (3.7) deki $\frac{1}{\lambda_{eff}^2}$ ile doğru orantılıdır.

$$\frac{1}{\lambda_{eff}} \approx \frac{1}{\lambda_L^2} \frac{\ell}{\xi_0} \alpha \Delta(0) \alpha T_c \quad (3.17)$$

Böylece Uemura skalasının sadece katkı sınırlar içinde geçerli olduğu ortaya çıkar. Genel olarak, örneğin; denklem (3.11) kullanılarak λ 'nın bir fonksiyonu olarak beklenen madde hassasiyeti ölçümleri ile $\lambda(0)$ belirlenebilir ve daha sonra rezonatörden numune taşındığı için ölçüm sonuçları değişir. Ancak sadece denklem (3.11) bir yaklaşımdır ve çoğu durumlar için $\lambda/\bar{R} \ll 1$ dir. Dahası daha önemli faktör tam anlamıyla ölçülememektedir. Bu yüzden $\lambda/\bar{R}=1$ iken bir sonlu nüfuz derinliği ile mükemmel dia manyetik numunenin ($\lambda/\bar{R}=0$) keyfi şekli arasında bir farklandırma yapmak mümkün değildir. Çok yüksek anizotropik materyaller için düzlemler arası nüfuz derinliği 100 μ m büyüklüğünde olabilir ki bu durumda bu metot ile bir yaklaşık değer direkt olarak belirlenebilir (Carrington ve ark. , 1999a). Toz numuneler için ki onlar tanecik boyut dağılımı olarak bilinir, denklem (3.15) daha önce tartışıldığı gibi tüm λ 'nın elde edilmesinde kullanılabilir (Panagopoulos ve ark. , 1997). İnce filmler için geometri iyi kontrol edildiğinden dolayı ayrıca tüm $\lambda(T)$ 'yi belirlemek olanaklıdır. Tipik nitelikte, herhangi iki uçtan daha uzak, filmin karşı kenarı üzerinde kullanma ve düzeltme bobinlerle iki taraflı indüktans tekniği kullanılarak bu yapılabilir (Fiory ve ark. , 1988; Lee ve ark., 1994).

Yüzeyin ölçümleri kullanılarak $\lambda(0)$ 'ı belirlemek $Z_s = R_s + iX_s$ 'dir. Söylendiği sıraya göre, frekans içindeki değişmeler ve bir mikrodalga oyuğunun kalite faktörü X_s

ve R_s ile doğrudan bağlantılıdır. Normal durumlarda, numune δ kabuk derinliğine sahiptir, DC iletkenliği σ_{DC} ve $X_s = R_s = 1/\delta\sigma_{DC}$ 'dir. Süper iletkenlik durumunda $X_s = \omega\mu_0\lambda$ olur. Bu yüzden $X_s(T=0)/R_s(T=T_c^+) = 2\lambda(0)/\delta$ 'dir. Şimdi X_s içindeki değişimin ölçümleri ile ki bu T_c kritik sıcaklığının üzerinden $T = 0$ 'a kadarki soğutma, mikrodalga'nın dağılımı hakkındaki bilinenlere bağlı $\lambda(0)$ 'ı bulmak mümkündür (Mao ve ark., 1995).

Müon spin dönüşü (μ SR) $\lambda(0)$ 'ın belirlenmesinde geniş bir şekilde kullanılır (Sonier ve ark., 2000). Bu metot gerçekte, $\lambda(0)$ ile bağlantılanan bir girdap etrafında alan dağılımından kaynaklanan ikincil manyetik momentleri ölçmektedir.

Nüfuz derinliğini elde etmekte, girdap kafesi için bir model kadar müonların yerinin bilinmesi de gereklidir. Alan dağılımı uygulanan alan üzerinde önemli bir yola bağlıdır böylece $H = 0$ durumunda, güvenilir $\lambda(0)$ tahmin için genel bir sonuç çıkarmayı gerektirir. Sınırlardaki girdap çivilenmeleri ihmal edilir. Karışık haller içindeki süper iletkenlerin mıknatıslanması nüfuz derinliğinin çok iyi tanımlanmış fonksiyonudur. Girdap öz etkileri uygun düzeltmeler, Hao ve Clem (1991) termodinamik mıknatıslanmasının (3.18) denklemleri ile verildiğini gösterdiler.

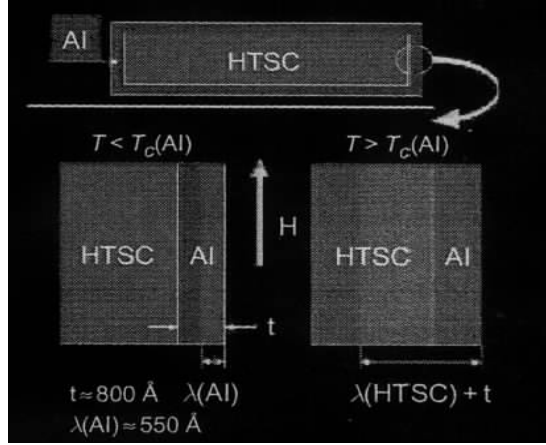
$$M = -\frac{\phi_0}{32\pi^2\lambda^2} \ln\left(\frac{\eta H_c^2}{H}\right) \quad (3.18)$$

Deneysellikte, alanın bir yeri bulunursa ki burada M tersinirdir, daha sonra (3.15)'in doğruluğu kabul edilebilir ve nüfuz derinliği elde edilebilir. Zor olan, sadece çok temiz sistemlerin tersinir davranışlarının yeterince büyük bir aralığı göstermemesidir. Gösteriyor olsalar bile H içinde bu sıklıkla logaritmik değildir. Anlam kazanan böyle sapmalar, eş uyum uzunluğu ve mümkün bölgesel olmayan etkilerin alana bağlı analizini içerir. Çeşitli büyüklükteki κ süper iletkenlerine uygulanabilen tersinir mıknatıslanmanın genel analizi genellikle gelişme içindedir (Kogan ve ark., 2006). Kızılaltı yansıtma ölçümleri bile $\lambda(T=0)$ 'ı tanımlamada kullanılabilir. İzotropluk bir sorun olduğu zaman bu metot kullanışlıdır, bu yüzden μ SR ya da tersinir manyetizasyon gibi teknikler iletken düzlem içinde her iki yönelimi ortalar. Tepkileri a ve b eksenleri boyunca akımlar için farklılıklar oluşturduğu bu yerdeki konular önemlidir.

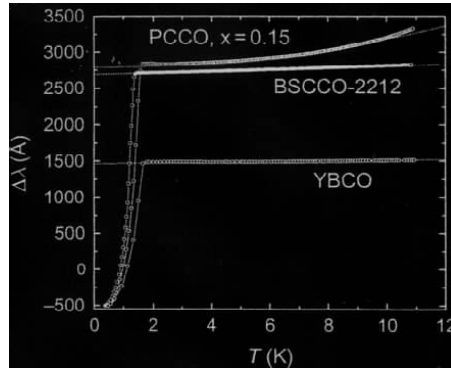
$\lambda(\omega) = 4\pi\omega\sigma(\omega)/c^2$ nüfuz derinliğine bağlı frekans ve iletkenlik bu yansımalarından elde edilir. $\omega = 0$ 'ın çok üzerinde bilgi başlangıcından dolayı ya geri kalmış genel bir sonuç bulunmalı ya da $\omega = 0$ 'da $\lambda(T=0)$ 'ı elde etmek için bir toplam kuralın argümanı kullanılmalıdır (Basov ve ark., 1995). Ama başka bir teknik ki bu teknikte, bir daha düşük T_c sıcaklığına sahip bir materyalle kaplandığında yeterince hassas bir duygunluk ve nüfuz derinliği ölçer geliştirilebilir (özellikle Al). Bu teknik ev yapımı manyetik ölçer SQUID (Gross-Altag ve ark., 1991) ve tünel diyot rezonatör (Prozorov ve ark., 2000b) ile kullanılmaktadır. Eğer film kalınlığı onun normal durumdaki kabuk derinliğinden küçük ise $T_c(\text{Al})$ sıcaklığının üzerinde rezonatör sadece çalışma altındaki numuneyi görür. Soğutma $T_c(\text{Al})$ altındayken alüminyum film numuneden dış alanı uzaklaştırır. Bu şekil (3.3) de görülmektedir. Sadece $T_c(\text{Al})$ 'nin üzerindeki sıcaklık için $T_c(\text{Al})$ da rezonatör frekans değişimleri, kaplanmış numunenin toplam nüfuz derinliğini içerir ve (3.19) yolu ile elde edilmesini sağlar.

Burada $\Delta\lambda$, Al tabakanın geçiş sıcaklığı üzerindeki sıcaklığı tarafından frekans değişimleri ölçülür. Şekil (3.4) başka teknikler tarafından ayrıca elde edilmiş kesin değerler için üç farklı süperiletkene uygulanmış tekniği gösterir. Sonuçlar, YBaCuO ve BSCCO için literatür değerleri ile oldukça iyi uyum içindedir ve PCCO elektron-katkı süperiletkenleri için yeni tahminler sunar. Bu tekniğin bir engeli, kaplı numune metalik filminin nüfuz derinliğinin bilinmesini gerektirmesidir. Hacim (boyut) numuneleri için $\lambda(\text{Al})$ oldukça iyi bilinmesine rağmen esas itibariyle ince film içinde farklılığın oluşması kesinlikle mümkündür. Farklı yöntemlerle değerlerin belirlenmesinde geniş farklılıklar olabilir. CeCO_{1.5} ağır fermiyon süperiletkeni içinde örneğin; μSR den kaynaklanan $\lambda(0)$ değerlerinin empedans ölçüm yüzeylerinden elde edilmiş olanlardan esas itibariyle farklı olduğu bulunmuştur (Özcan ve ark., 2003). Her yöntem onun özelliğine sahipken hiçbiri tamamıyla uymamaktadır. $\lambda(0)$ 'ı doğru ölçmek için teknikten bağımsız model tamamıyla doğru çıkmamıştır.

$$\lambda(\text{HTSC}) = \lambda(\text{Al}) + \frac{\Delta\lambda - t}{1 - \exp(-t/\lambda(\text{Al}))} \quad (3.19)$$



Şekil 3.3. Nüfuz derinliğinin mutlak değerini ölçmek üzere deneysel şema. Burada yüksek sıcaklık süper iletken düşük sıcaklık süper iletken bir materyal (Al) ile kaplanmaktadır.



Şekil 3.4. $\text{Pr}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_{4-y}$ (PCCO), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ (BSCCO) ve $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) kristalleri için nüfuz derinliklerinin mutlak ölçümleri. Negatif başlangıç değerleri saçılmış alüminyum temsil etmektedir (Prozorov ve ark. 2000b).

3.5. Nüfuz Derinliği ve Süper İletken Enerji Gap Aralığı

3.5.1. Süper Akışkan Yoğunluk İçin Yarıklasik Model

Bu konuda B.S Chandrasekhar ve D. Einzel (1993) tarafından verilen nüfuz derinliği için yarıklasik modelin ana sonuçları kısaca açıklanacaktır (Ayrıca bak Annett ve ark., 1991). Verilmiş bir Fermi yüzeyi ve bir gap fonksiyonu yaklaşımı nüfuz derinliğinin bütün üç uzaysal parçasının hesaplanması için genel bir yöntem sunar. Bu sadece uyumlu elektronik taşımayı sınırlandırır ve saçılma etkilerini içermez. London

yaklaşımı süper akım $J(r)$ bir tensör eşitliği boyunca, bölgesel vektör potansiyeli $A(r)$ ile ilişkilendirilir.

$$J = -\mathfrak{R}A \quad (3.20)$$

Simetrik tenzör tepkisi de (3.21) ile verilir.

$$\mathfrak{R}_{ij} = \frac{e^2}{4\pi^3 \hbar c} \oint dS_K \left[\frac{v_F^i v_F^j}{|v_F|} \times \left(1 + 2 \int_{\Delta(K)}^{\infty} \frac{\partial f(E)}{\partial E} \frac{N(E)}{N(0)} dE \right) \right] \quad (3.21)$$

Burada f Fermi fonksiyonudur ve $E = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ kuazi parçacık enerjisidir. (Normal metalin band enerjisi ε Fermi düzeyinden hesaplanır.) $N(E)/N(0) = E/\sqrt{E^2 - \Delta(K)^2}$ onun normal durum içindeki Fermi düzeyi üzerindeki değeri için normalize edilmiş durumun yoğunluğudur v_F^i ve v_F^j Fermi hızının parçalarıdır. $\Delta(k, T)$ için süperiletken boşluğa bağlı k ve Fermi hızı ile Fermi yüzeyinin ortalaması alınır. Belirtelim ki sıklıkla Fermi yüzeyi ortalaması sadece denklem (3.21) içindeki integral üzerinde kullanılır. Eğer Fermi yüzeyi küresel değil ise bu durum süperakışkan yoğunluğun hesaplanmasında önemli sapmalara neden olabilir. London, bölgesel termodinamikler içinde bir $J(r)$ değerine sahiptir.

$$j(r) = \frac{c}{4\pi} \frac{A(r)}{\lambda_{ii}} \quad (3.22)$$

Kullanılan bir koordinat sistemi \mathfrak{R} 'nin bağıl eksenini ile tanımlanırsa nüfuz derinliği bileşenlerle temsil edilir.

$$\lambda_{ii}^2 = \frac{c}{4\pi \mathfrak{R}_{ii}} \quad (3.23)$$

Süper akışkan yoğunluk (3.24) ile verilir,

$$n_{ii}(T) = \frac{cm_{ii}}{e^2} \mathfrak{R}_{ii}(T) \quad (3.24)$$

ve buradaki etkin kütle m_{ii} ise (3.25) ile tanımlanır.

$$m_{ii} = \frac{e^2 n}{c \mathfrak{R}_{ii}(T)} \quad (3.25)$$

(3.25) denklemi durum yoğunluğu kadar Fermi yüzeyinin ayrıntılarına da bağlıdır. Örneğin; farz edeceğimiz bir küresel Fermi yüzeyi toplam elektron yoğunluğunu verir.

$$n_{ii}(T \rightarrow 0) = n = k_F^3 / 3\pi^2 \text{ normalize edilen süper akışkan yoğunluk ifadesi (3.26)}$$

ile verilir.

$$\rho_{ii}(T) = \frac{n_{ii}(T)}{n} = \frac{\mathfrak{R}_{ii}(0)}{\mathfrak{R}_{ii}(T)} = \left(\frac{\Delta_{ii}(0)}{\Delta_{ii}(T)} \right)^2 \quad (3.26)$$

Denklem (3.21) nüfuz derinliğinin deneysel ölçümleri ile mikroskopik süperiletkenlik durumu arasındaki bağlantıyı sunar. Daha fazla hesaplama olmaksızın bu formüller çok önemli bir noktayı gösterir ki bu açık sınırlarda $\lambda(T=0)$ dır. Gap fonksiyonu bağlantısız, basit bant yapısı özelliği taşır. Yeterince güçlü seçilme ile süperiletkenler için bu durum değiştirilmelidir. Gap fonksiyonunun önemi sıfır sıcaklığında aşikar olmaktadır ki bu sıcaklıkta paramanyetik akım ve var olan sözde parçacıkların üretimi olanaklıdır. (3.21) ve (3.26) 'nın birkaç önemli yaklaşımı düşünülmelidir.

3.5.1.1. İzotropik fermi yüzeyi

(2D) silindirik Fermi yüzeyi durumu bakıroksit süper iletkenleri ile ilişkilidir.

$$\rho_{bb}^{aa} = 1 - \frac{1}{2\pi T} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\cos^2(\varphi)}{\sin^2(\varphi)} \right) \times \int_0^\infty \cosh^{-2} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T, \varphi)}}{2T} \right) d\varepsilon d\varphi \quad (3.27)$$

Burada $\Delta(\varphi)$ açığa bağlı gap fonksiyonudur. Bir 3D (üç boyutlu) küresel Fermi yüzeyi anizotropik boşluk için denklem (3.21) ve denklem (3.26), (3.28) ve (3.29) 'a dönüşmektedir.

$$\rho_{bb}^{aa} = 1 - \frac{1}{4\pi T} \int_0^1 (1 - z^2) \int_0^{2\pi} \left(\frac{\cos^2(\varphi)}{\sin^2(\varphi)} \right) \times \int_0^\infty \cosh^{-2} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T, \theta, \varphi)}}{2T} \right) d\varepsilon d\varphi dz \quad (3.28)$$

ve

$$\rho_c = 1 - \frac{3}{2\pi T} \int_0^1 z^2 \int_0^{2\pi} \cos^2(\varphi) \times \int_0^\infty \cosh^{-2} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T, \theta, \varphi)}}{2T} \right) d\varepsilon d\varphi dz \quad (3.29)$$

Burada $\mathbf{z} = \cos(\theta)$ dır. İzotropik s dalga çifti için 2D ve 3D ifadelerinin ikisi de (3.30) ile verilir.

$$\rho_{bb}^{aa} = 1 - \frac{1}{2T} \int_0^\infty \cosh^{-2} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}}{2T} \right) d\varepsilon \quad (3.30)$$

3.5.1.2. Anizotropik fermi yüzeyi ve izotropik gap fonksiyonu

Bu durum, yüksek anizotropik Fermi yüzeyi ve oldukça çoklu bant yapısına sahip süper iletken durumlar için oldukça kullanışlıdır. $k = 1.2$ ile indislenmiş iki farklı bant üzerinde iki farklı boşluk düşünün. Eğer Δ^k , k dalga vektörüne bağlı değilse, o, denklem (3.21) içindeki integralden çıkarılabilir. Denklem (3.31) kullanılarak,

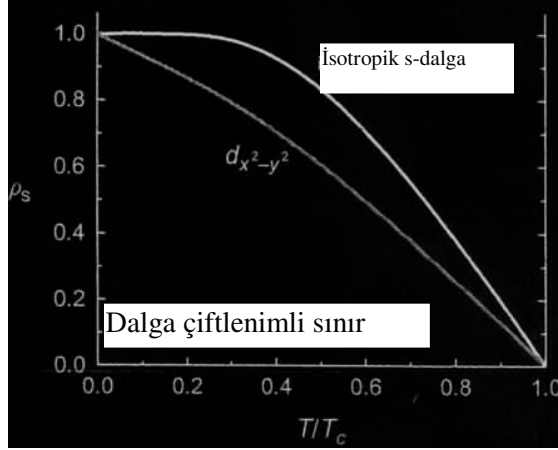
$$x_{ii}^1 = \frac{x_{ii}^1}{x_{ii}^1 + x_{ii}^2}, \quad x_{ii}^k = \int \frac{(v_{ii}^k)^2}{v_F^k} dS^k \quad (3.31)$$

buradan (3.32) 'yi elde ederiz.

$$\rho_{ii}(T) = x_{ii} \rho_1(T) + (1 - x_{ii}) \rho_2(T) \quad (3.32)$$

Ki burada α -model olarak adlandırılan (Bonquet ve ark.,2001) durum, denklem (3.30)' dan bireysel bant için hesaplanmış bireysel süper akışkan yoğunluk ile bağlantılıdır.

Bu ifadeyi, iki farklı boşluğun bulunduğu MgB_2 'de nüfuz derinliği modeli için başarıyla kullanıldı (Fletcher ve ark.,2005). Bir anizotropik ya da nodal boşluk ve yüksek anizotropik Fermi yüzeyinin keyfi durumu için, (3.21) denkleminin bütün versiyonları (şekilleri) çözümlenmektedir.



Şekil 3.5. Bir s-dalga süper iletken için hesaplanmış süper akışkan yoğunlukları ve bir d-dalga süper iletkeni.

3.5.2. Süper iletken enerji aralığı (gap)

(3.21) ve (3.26) denklemlerinden fiziksel olarak anlamlı sonuçlar elde edilmesi için, süperiletkenlik gap aralığının sıcaklığa bağlılığı hesaplanmalıdır. Gap fonksiyonun kendi içeriği, gap simetrisine ve Fermi yüzeyinin özelliklerine bağlıdır.

$$\int_0^{\hbar\theta_D} \left\{ \frac{\tanh\left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}g^2(k)}{2T}\right) - \tanh\left(\frac{\varepsilon}{2T_c}\right)}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}g^2(k) - \varepsilon} \right\} g^2(k) d\varepsilon = 0 \quad (3.33)$$

Burada $g(k)$ süperiletkenlik gap aralığının bir birim büyüklükte açılma bağımlılığını gösterir. Hem yeni keşfedilmiş hem de bakır oksitlerle bağlı (ilişkili), $g(k)$ için birkaç farklı boşluk fonksiyonunu özetler. Basitlik için, biz sadece tekli çiftlenmiş durumlarla boşluk fonksiyonunun bağlantısını ele alacağız. Bu nüfuz derinliği ölçümleri üçlü çiftleşme için bir ipucudur, p dalga çifti ağır fermiyon süper iletkenlerde (Gross ve ark.,1986, Gross Alltag ve ark.,1991) ve SrRuO₄'de (Bonalde ve ark. 2000b) çok önemlidir (dikkate değerdir). Tekli ve üçlü durumlarda düzen parametresi simetrisi temsilcisinin kapsamlı bir tartışması için Joynt ve Taillerfer'in (Joynt, 2002) makalesine bakılmalıdır.

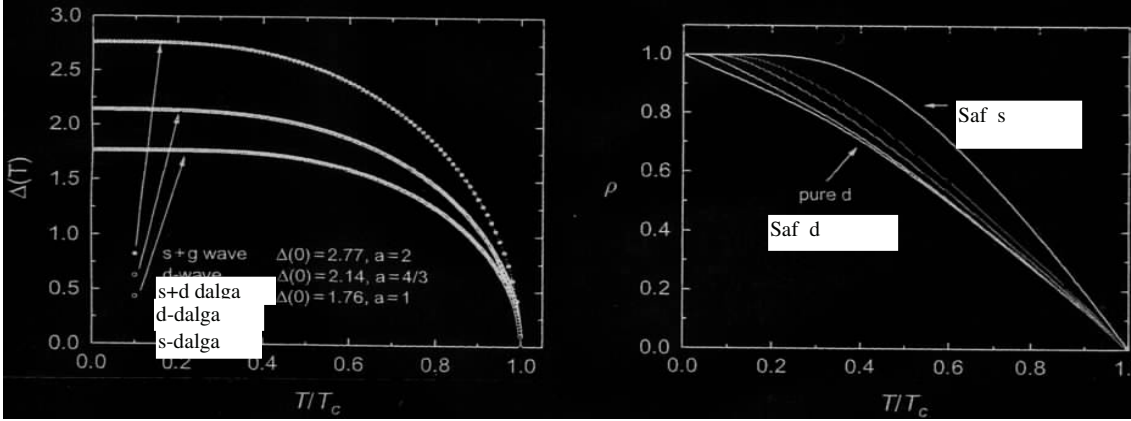
Tablo 3.1. Tek çiftlenim halleri için bazı temsili gap fonksiyonları

G	Notasyon
1	İzotropik s-dalga
$\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon \cos^2(\theta)}}$	Küresel anizotropik s-dalga
$\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon - \cos(4\varphi)}$	Abrikosov'un anizotropik s-dalgası
$\frac{1 - \sin^4(\theta) \cos(4\varphi)}{2}$	s + g çiftlenimi
$\frac{1 + \varepsilon \cos(6\varphi) }{1 - \varepsilon}$	Anizotropik 6 katlı s-dalga
$\cos(2\varphi)$	$d_{x^2-y^2}$ (Yüksek sıcaklık bakır okstler)
$\sin(2\varphi)$	d_{xy}
$\frac{\cos(2\varphi)}{\sqrt{1 - \varepsilon \cos^2(\theta)}}$	Anizotropik d-dalga

Eliashberg denklemi için güçlü çiftlerin ürettiği ek karmaşıklık çözümlenmelidir. Bu çözüm için (Carbotte ve ark. 1990) makalesinde bir öneri bulunabilir. Basit tahminler için, bir yaklaşım şekli (formu) kullanılabilir. Çok kullanışlı bir ifade (Gross ve ark., 1990) tarafından verilir,

$$\Delta(T) = \Delta(0) \tanh \left(\left(\frac{\pi}{\Delta(0)} \sqrt{\alpha \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)} \right) \right) \quad (3.34)$$

Burada $\Delta(0)$, sıfır sıcaklığında gap aralığıdır ve α bir parametredir, her ikisi de şekil (3.6)'da gösterildiği gibi denklem (3.33)'den her dalga simetrisi çifti için belirlenebilir. Şekil (3.6)'da görüldüğü gibi. Denklem (3.34), boşluk eşitliğinin kesin bir çözümü için, çok iyi bir yaklaşım sunar. Bu örnekte s dalga çifti, s+g dalga çifti ve d dalga çifti için çözümler elde edildi. Katı (sürekli) çizgiler, denklem (3.34) 'de uygun nümerik sonuçlardır. İzotropik s dalgası süper iletkenler için $\Delta(0) = 1.76T_c$, $\alpha = 1$ sadece d dalga durumu için $\Delta(0) = 2.14T_c$, $\alpha = \frac{4}{3}$ ve bir s+g dalga durumu için $\Delta(0) = 2.77T_c$, $\alpha = 2$ dir.

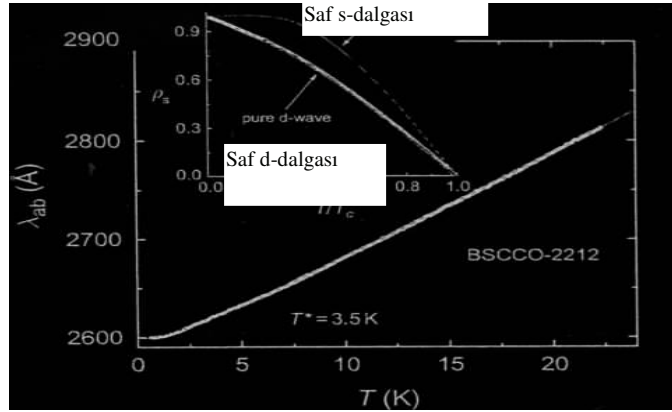


Şekil 3.6. s, d ve s+d süper iletkenlik gap aralıklarının sıcaklığa bağlılığı. Bu grafikler eşitlik 3.33 ve 3.34'ten elde edilmişlerdir.

Şekil 3.7. Aşağıdan yukarıya doğru % 0, 10, 20, 30, 40, 100 karışık $d_{x^2-y^2} + is$ gap için süper akışkan yoğunluğu. Benzer

3.5.3. Birleşmiş (karışmış) gap aralıkları

Süper iletkenliğin çeşitli bileşiklerde kompleks bir yapıda olabileceği önerildi. Teorik olarak, yüksek T_c sıcaklıklı bakır oksit içinde, ortorombik kusurlardan dolayı böyle bir olasılık önerildi. $d_{x^2-y^2} + is$ ve $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ tiplerinin karıştığı önerildi. Akım deneylerinin (tecrübelerinin) bu tahmini desteklemediği görülür. Örneğin süper akım yoğunluğunun oluşması için bir saf d dalgasından bir saf s dalgasına gap aralığı şekil 3.7 'de görülmektedir.



Şekil 3.8. Tek kristal BSCCO-2212 düzleminde London nüfuz derinliği. Ana çerçevede düşük sıcaklık bileşeninin 3.43 eşitliği ile uydurulmuş şeklinde biçimi görülmektedir. İç grafikte tüm sıcaklık aralığındaki süper akışkan yoğunluğu ve bir açık d-dalgası ve s-dalgası çiftlenimi sırayla eşitlik (3.27) ve (3.30)'a uygun hesaplanmış BCS teorik grafikleri görülmektedir.

3.5.4. Düşük sıcaklıklar

Şekil (3.6) 'nın gösterdiği gibi yaygın olmayan çiftlenim durumu için bile gap fonksiyonu, bazı sıcaklık değişimi altında sabitliğe çok yakındır, esasen $\frac{T}{T_c}$. Sadece bu sınırlarda sıcaklığa bağlı nüfuz derinliği için çiftlenim durumu hakkında bir genelleme yapılabilir. Şekil(3.6)'da görüldüğü gibi daha düşük sıcaklıklarda nüfuz derinliği sabitlenir ama daha yüksek sıcaklıklarda, sıcaklığa bağlı nüfuz derinliğinin kendisi göz ardı edilemez. Bu, model-bağımlı olduğu için daha yüksek sıcaklıklarda, sıcaklığa bağlı nüfuz derinliği, çift durumlar için güvenilir bir rehber değildir. Düşük sıcaklık sınırları içinde, maddeler daha basittir. $\Delta\lambda = \lambda(T) - \lambda(0)$ tanımı için denklem (3.26) seri açılımı denklem (3.35) gibi yazılabilir.

$$\rho = \left(1 + \frac{\Delta\lambda(T)}{\lambda(0)}\right)^{-2} \approx 1 - 2\frac{\Delta\lambda(T)}{\lambda(0)} \quad (3.35)$$

3.5.4.1. s dalga çifti

$\rho = 0$ için, düşük sıcaklık sınırları içinde standart BCS sonucunu elde ederiz. (Abrikosov,1988)

$$\rho \approx 1 - \sqrt{\frac{2\pi\Delta_0}{T}} e^{\left(-\frac{\Delta(0)}{T}\right)} \quad (3.36)$$

Nüfuz derinliği ile aynı ; $\frac{\Delta\lambda}{\lambda(0)} \approx \frac{(1-\rho)}{2}$, (3.37) denklemi ile verilir.

$$\frac{\Delta\lambda(T)}{\lambda(0)} \approx \sqrt{\frac{\pi\Delta_0}{2T}} e^{\left(-\frac{\Delta(0)}{T}\right)} \quad (3.37)$$

Üstel olarak $\frac{\Delta\lambda}{\lambda(0)}$ 'nın küçük değeri, denklem (3.35)' in lineer bir yaklaşımına uygundur ve bu alan içindeki λ ve ρ 'nun sıcaklığa bağlılığına sahip olduğunu gösterir. Ancak, düğümler ile bir gap fonksiyonu λ için çok daha hızlı sıcaklıkla değişir. (3.35) 'deki daha yüksek düzeydeki terimler λ ve ρ için hızlıca T ye bağlı değişikliklere neden olabilirler, gap sıcaklıkla değişmezse bile. Daha sonra daha temel nicelikler belirlenmeli, ρ , $\lambda(0)$ 'ın belirlenmesi için bir ek olarak kullanılmalıdır.

3.5.4.2. d dalga çifti

Boğumlu (düğümlü) bir gap fonksiyonu için ρ hem boşluk topolojisine (örneğin nokta düğümler ya da çizgi düğümler) hem de düğüm yanında ayrıntılı fonksiyonel davranışlara bağlıdır (Gross ve ark.,1986) Genel olarak, bir çok boşluk fonksiyonu yüksek T_c sıcaklıklı bakır oksitleri tanımladığına inanılan d dalga çiftinin simetrisine uygundur. $\Delta = \Delta(0)\cos(2\phi)$ formu (şekli) yaygın kullanılır, denklem (3.38) 'e yol açar.

$$\rho = 1 - \frac{2\ln 2}{\Delta(0)} T \quad (3.38)$$

Bir diğer olanaklı seçenek, bir iki parametrelili boşluk fonksiyonudur ki o, düğümlerin yakınında, düğümleri açıyla lineer olarak değiştirir ve daha büyük açılar için sabittir;

$$|\Delta(\phi)| = \begin{cases} \alpha\Delta(0)\phi & 0 \leq \phi \leq \alpha^{-1} \\ \Delta(0) & \alpha^{-1} \leq \phi \leq \frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (3.39)$$

Burada $\alpha = \Delta^{-1}(0) d \frac{|\Delta(\phi)|}{d\phi|_{\phi=\phi_{\text{düğüm}}}}$ (Xu ve ark., 1995). Bu yöntem denklem (3.40)

neden olur;

$$\frac{\Delta\lambda(T)}{\lambda(0)} \approx \frac{2\ln 2}{d|d\phi|_{\phi=\phi_{\text{düğüm}}}} T = \frac{2\ln 2}{\alpha\Delta(0)} T \quad (3.40)$$

Eğer $\Delta = \Delta(0)\cos(2\phi)$ kullanılırsa, denklem (3.40), yaygın olarak kullanılan (3.38) denklemine indirgenir. Aynı durumda durum yoğunluğu enerjiye indirgendiği gibi, T nin lineer bağılılığı, durum yoğunluğunun (düğüm yakınında) lineer çeşitliliğinden kaynaklanır. $N(E) \approx E$. Düşük sıcaklık ölçümlerinin önemi, diğer ayrıntılardan bağımsız, boşluk fonksiyonun topolojik özelliklerine direkt ulaşmaktır.

3.5.4.2. p dalga çifti

p dalga ve f dalga durumları, Cooper çifti dalga fonksiyonunun bir simetrik spin parçası ile üçlü eş durumlardır. Bu yüzden, böyle eş durumun herhangi bir açıklaması, üçlü eşleşmenin deneysel ipuçlarını içermelidir. NMR Knight değişimi değişmez kalır. Üçlü durum eşleşme ailesine son katılan SrRuO₄ süper iletkenidir UPt_3 ve UBe_{13} üçlü eşleşme durumuna eklenen örneklerdir. p dalga eşleşme için manyetik nüfuz

derinliğinin analizi (çözümlemesi) oldukça zordur çünkü bu durumda gap fonksiyonu (3.41) ile verilir ve orada I gap eksenidir.

$$\Delta(k, T) = \Delta(T) f(k, T) \quad (3.41)$$

Elektromanyetik tepki, vektör potansiyelinin iki taraflı yönelimine ve boşluk eksenine bağlıdır ve ek olarak kristal yüzeyleri bakımından kristografik eksenin yönelimine de bağlıdır. Bu durumun deneysel ayrıntıları ve teorik çalışmaları (Gross ve ark., 1986) ve (Gross Alltag ve ark., 1991) tarafından sunuldu. Ardından düşük sıcaklık asimtotları çeşitli durumlar için saptandı.

$$\rho_{\parallel, \perp} = 1 - \alpha \left(\frac{\tau}{\Delta(0)} \right)^{2\mu_{\parallel, \perp}} \quad (3.42)$$

Süper iletken yoğunluk tenzörü I gap eksenine paralel ve dik olan iki öz değere sahiptir. Bu durumu not edelim ki akım artık her zaman vektör potansiyeline paralel değildir. Bir p dalga süper iletkeni içindeki durum Tablo (3.2)'de özetlenir. Tabloda listelenmiş bütün düşük sıcaklık asimtotları deneysel olarak gözlemlenebilir.

Tablo 3.2. p-dalga çiftlenim durumu için değişik düşük sıcaklık sabitleri

	Yönelim	A	N
Eksensel $f(k,1)= kx $ (iki nokta düğümleri)	\parallel	π^2	2
	\perp	$\frac{7\pi^4}{15}$	4
Açısal $f(k,1) = k \cdot 1$ (ekvatorial çizgi düğümü)	\parallel	$\frac{27\pi\zeta(3)}{4}$	3
	\perp	$\frac{3\pi \ln 2}{2}$	1

3.6. Düzensizliğin Etkisi ve Nüfuz Derinliğindeki Katkı

3.6.1. Manyetik olmayan katkılar

Çizgi düğümleri ile bir gap fonksiyonu için beklenen lineer T'ye bağlılık yerine daha önceki bakır oksit süper iletkenlerin bazı kristallerde ve ince filmlerde nüfuz derinliği ölçümlerinin T^2 'ye bağlılığı görülmüştür. Problemin kendi çözümü katkılılık saçılmasıyla bulundu (Hirschfeld ve Goldenfeld,1983; Preosti ve ark.,1994) .

Gösterilmiştir ki bu rezonans saçılması $E = 0$ yakınında bile sözde parçacık durumunun bir sıfır olmayan yoğunluğuna neden olur. Sırasıyla bu durumlar, T^* bir kesme sıcaklığının altında nüfuz derinliğinin bir T^2 çeşitliliğine yol açarlar. Tam sınırının göz önünde tutulmasının nedeni, gözlemlenemeyen T_c kritik sıcaklığının hızlı baskısının sebep olacağı Born sınırı içindeki saçılmanın, gösterimidir. Lineer ve ikinci dereceli rejimler arasındaki kullanışlı bir ek Hirschfeld ve Goldenfeld (1993) tarafından önerildi.

$$\lambda(T) = \tilde{\lambda}(0) + a \frac{T^2}{T+T^*} \quad (3.43)$$

Burada $\tilde{\lambda}(0)$, T=0 da $\lambda(T)$ 'nin lineer alanın genel bir sonucu tarafından elde edilmiş etkin nüfuz derinliğidir. Kesme sıcaklığı $k_B T^* \cong 0.83 \sqrt{\Gamma \Delta(0)}$ ile verilir ki burada $\Gamma = \frac{n n_f}{\pi N(0)}$ saçılma oranı parametresidir. n_f katkı yoğunluğu, n elektron yoğunluğu ve $N(0)$ Fermi seviyesinin yoğunluğudur. $T^* \cong 0.01 T_c$ yüksek kaliteli YBC için bir esas (tipik) değerdir. Katkılar ayrıca T=0 da nüfuz derinliğini değiştirir $\frac{\tilde{\lambda}(0)}{\lambda(0)} = 1 + 0.79 \sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta(0)}}$ Farz edelim, d boşluk dalgası bir zayıf bağlı BCS sonucu için $\frac{\Delta(0)}{k_B T_c} \cong 2.14$, bir çalışmada

$$\Gamma = \frac{k_B (T^*)^2}{1.47 T_c} \quad (3.44)$$

elde edilmiştir. Sıfır sıcaklığı nüfuz derinliğinin değişimi (3.45) ile verilir.

$$\frac{\tilde{\lambda}(0)}{\lambda(0)} = 1 + 0.95 \frac{T^*}{\lambda(0)} = 1 + 0.44 \frac{T^*}{T_c} \quad (3.45)$$

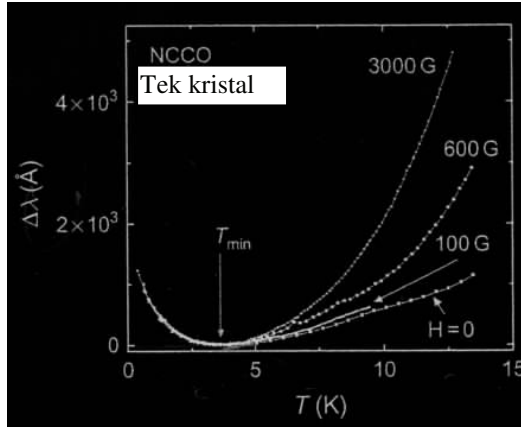
Ki bu temiz kristaller (katkısız kristaller) için oldukça küçüktür. Bu katkılı (kirli) d dalga modeli çalışma boyunca hem tek kristaller içinde hem de YBaCuO'nun ince filmlerinde bulundu (Bonn ve ark.,1994; Lee ve ark., 1994). Daha katkılı numunelerde katkının baskın olduğu rejim, düşük sıcaklık alanının esas oranlarında olabilmektedir. Bu durumda,

$$\lambda(T) - \tilde{\lambda}(T) = c_2 T^2 \quad (3.46)$$

burada

$$c_2 = 0.8 \frac{\lambda(0)}{\Delta(0)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{1}{2}}} \quad (3.47)$$

Bu ifade, bölgesel olmayan düzeltmelerden ortaya çıkan 2. dereceden sıcaklığa bağımlılık için katkıların etkisini karşılaştırdığımız zaman, kullanışlı olacaktır.



Şekil 3.9. Uygulanmış farklı manyetik alanlar içinelektron dopingli NCCO süper iletkeninde etkin nüfuz derinliğinin değişimi. Değişim uygun bir T_{min} 'a göre ölçülmektedir. $T < T_{min}$ için verilerin aynı yere düşmesi Nd^{+3} iyonları için 3 kG şiddetindeki alana kadar alandan bağımsızlığa tekabül etmektedir.

Şekil (3.8) bir BSCCO-2212 kristali içinde manyetik nüfuz derinliğinin sıcaklığa bağımlılığını gösterir. $T_c \cong 92 K$ iken kesme katkısı $T^* = 3.5 K$ de ortaya çıkar. T_c sıcaklığından yüksek bütün sıcaklık değişimleri üzerinde çizilen grafik ve nüfuz derinliği bilgilerinden normalize edilmiş süper akışkan yoğunluğu Şekil (3.8)'in üzerindeki küçük şekilde gösterilir. Katı (sürekli) çizgiler, denklem (3.27)'deki temiz d dalgası ve denklem (3.30)'daki temiz s dalgası için süper akışkan yoğunluk hesaplamalarıdır. Bunun d dalga bükümü (kavisi) ile uyduğu açıktır.

3.6.2. Manyetik katkılar

Cooper çiftlerini kıran manyetik katkıların kabiliyeti, bütün süper iletken özellikler üzerinde derin etkilere yol açar. İlk olarak Abrikosov-Gorkov tarafından hesaplanan geçiş sıcaklığının baskısı çok tanındıktır. Yaygın olmayan süper iletkenler için bunun genellemesi, bu çalışmanın kapsamı dışındadır. $\mu \gg 1$ iken ki hassasiyet (duygunluk) değişimine rağmen manyetik katkılar ayrıca nüfuz derinliği üzerinde etkilidir. Maxwell denklemleri ve yapıcı $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ bağıntısı ile ikinci London denklemi; $4\pi \lambda^2 \mathbf{J} = -c \mathbf{B}$ birleşirken biz, normal metal içindeki kabuk derinliği değişiminin benzeri, normalize olmuş nüfuz derinliğini $\lambda_\mu = \frac{\lambda}{\sqrt{\mu}}$ elde ederiz. Burada λ manyetik katkılar olmaksızın London nüfuz derinliğidir ve λ_μ değişen manyetik alan ya da oyuğun rezonans frekans değişimi, denklem (3.22) deki bir μ faktör ekine sahip olmaya sebep olan bir enerji içerir, daha sonra (3.48) oluşur.

$$-4\pi\chi = \frac{1}{1-N} \left[1 - \frac{\mu\lambda_\mu}{\tilde{R}} \tanh\left(\frac{\tilde{R}}{\lambda_\mu}\right) \right] \quad (3.48)$$

$\lambda \rightarrow \infty$ iken parantez içindeki terim $1 - \mu$ 'ye indirgendiği için \tanh fonksiyonun argümanı içindeki μ nün ekstra faktörü olmaz (yok olur). Düşük sıcaklıklarda \tanh faktörü tek olur ve etkin nüfuz derinliği ölçümü (3.49) denklemi ile verilir

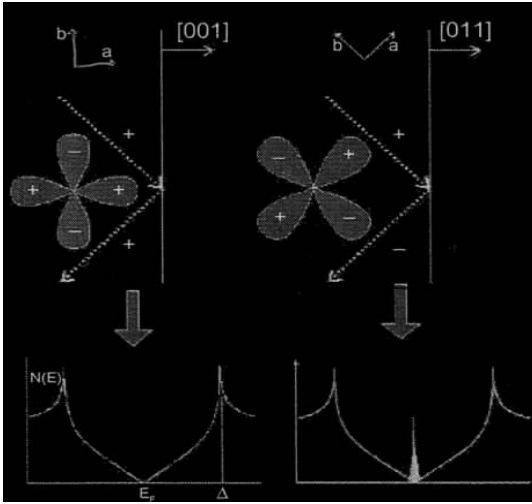
$$\lambda_{eff} = \sqrt{\lambda\mu} \quad (3.49)$$

Düşük sıcaklıklarda paramanyetik katkılar $\mu \approx T^{-1}$ 'e neden olur ve bu yüzden λ_{eff} minimumdadır. Denklem (3.49)'daki manyetik alan ve süperiletken oransal karşılaştırılması, elektron-katkılı bakıroksit içindeki çift durumun belirlenmesinde önemli rol oynar. $Nd_{2-x}Ce_xO_{4-y}$ (NCCO) 'nın daha önceki nüfuz derinliği ölçümleri 4.2 K' ne uzanırdı ki orası, tesadüfen, $\lambda_{eff}(T)$ 'nin minimum olmasına sebep olan karşılaştırmalı sıcaklığa bağlılığın ifadesi, (3.49) denklemdir. s dalga çifti için beklenildiği gibi doyum noktasını gösteren bilgiyi bu sağlar. Copeer (1996) $\lambda(T)$ için paramanyetik etkinin bir olanaklı güç kural bağımlılığının engellenebileceğini ilk ortaya çıkaran kişidir.

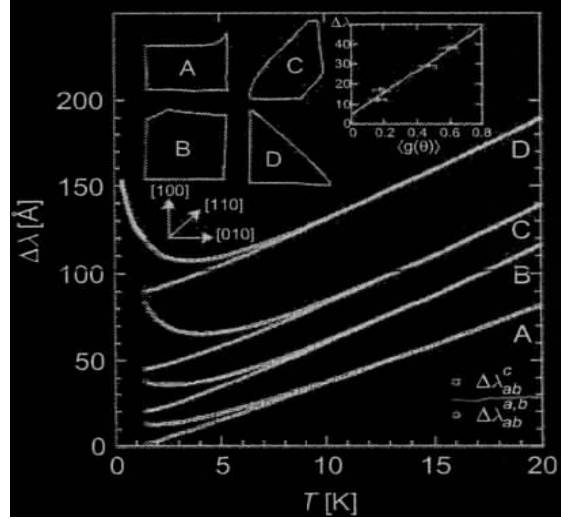
Şekil (3.9), c eksenine paralel yönelmiş birkaç farklı manyetik alanda NCCO tek kristalinde $\Delta\lambda_{eff}(T, B) = \lambda_{eff}(T, B) - \lambda_{eff}(T_{min}, B)$ 'nin ölçüldüğünü gösterir. Nd^{+3} iyonlarının geçirgenliğinden dolayı bir düşük sıcaklık çevirmesidir. Şekil (3.9) aslında kavisler (bükümler) birlikte T_{min} sıcaklığının altına çöker bu o demektir ki geçirgenlik alandan bağımsızdır. Alan burada görünenin üzerinde bir değere yükseltildiğinde spin sistemi daha çok polarize olacak ve geçirgenlik azalacaktır. T_{min} 'nin altındaki sıcaklıktan bağımsız alan, bir $\lambda(T_{min})$ 'daki çevirmeyi Andreev sınır durum yüzeyinden dolayı bir aynı görünen çevirmeden ve paramanyetik iyonlardan farklanmasına yardımcı olacaktır. Daha sonra tartıştığımız gibi nispeten basit alanlar sınır durumlarından çevirmeyi dindirecektir. Gözlemlenilen nüfuz derinliği üzerindeki manyetik katkıların (karışıklıkların) görünür en basit sonuçlarına odaklanmaktayız. Katkılar boşluk fonksiyonun değişimi ile çok daha derin etkilenecektir, bu yüzden süper akışkan yoğunluğunun sıcaklığa tam bağımlılığına sahip olacaktır (Carbotte, 1990).

3.7. Yüzey Andreev Sınır Durumları

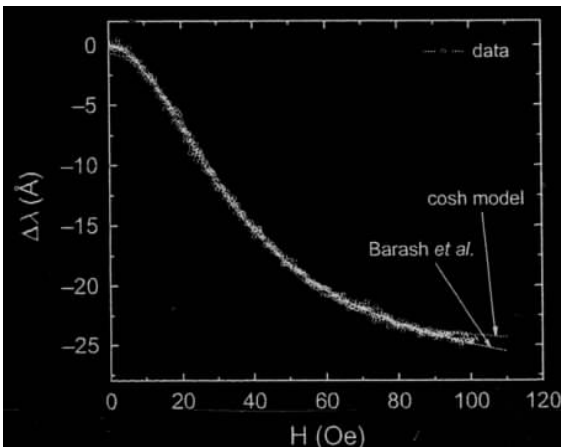
Süper akışkan yoğunluğu için önceleri verilen formül sadece gap fonksiyonun tam karesini içeriyor. Böyle iken, çoğu zaman boşluk fonksiyonun fazı için nüfuz derinliği ölçümlerinin duyarsız olduğuna inanılırdı. Ancak (Barash ve ark. 2000) teorik ve (Prusseit ve ark. 1999), (Carrington ve ark. 2001) deneysel çalışmalarından görüldüğü gibi bu doğru değil. Yaygın olmayan süper iletkenler sıfır enerjisinin Andreev sınır halleri (ABS) yüzeyini ele geçiren akımın varlığını destekliyor. (Bucholtz ve Zwicknagl, 1981). Bu haller (durumlar) d dalgası düzen parametresinde işaret değişiminin direkt sonuçlarıdır. (Hu, 1994). ab düzlemsel tünellemede yaygın biçimde gözlemlenen sıfır temelli kondüktör tepe (uç) noktasında genellikle bu durumlarla birleştirilir. (Aprili ve ark., 1999).



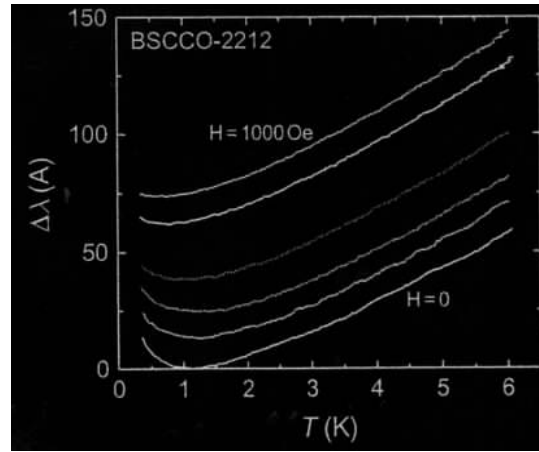
Şekil 3.10. Yüzev Andreev bağ yapılarının orijin şeması. Manyetik alan yüzeye diktir. Yörünge boyunca hareket eden sözde parçacıklar kalın oklarla gösterilen yönde çifte ait potansiyelde işaret değiştirmektedirler (sağda). Yüzev civarında lokalize olup sıfır enerji değerini almaktadır. Diğer durumda (solda) bu etki ortaya çıkmaz. Altta panelde ise yüzeydeki haller yoğunluğunun değişimi görülmektedir (Andreev halleri). (Charles P. ve ark. 2007)



Şekil 3.11. Dört YBaCuO kristalinde λ_{ab} nüfuz derinlikleri. C-ekseni boyunca uygulanan alanlarla ilgili parçacıklar $1/T$ ile artış göstermektedirler. İç grafik $1/T$ ile artan izlerin miktarının [110] yüzeylerine göre değişimini göstermektedir ($g(\theta)$). (Charles P. ve ark. 2007)



Şekil 3.12. Bir YBaCuO kristalinde ölçülmüş paramanyetik yükselme, $\Delta\lambda(H)$, cosh eşitlik (14.50)'ye uydurmayla grafik elde edilmektedir (Baras ve ark., 2000).



Şekil 3.13. Bir BSCCO-2212 tek kristalinde Andreev bağ halleri. Grafikler birbirleriyle açıkça karşılatırmak için ofset baskı yapılmıştır.

Şekil (3.10)'da görüldüğü gibi $d_{x^2+y^2}$ simetrisi için, düğüm yönelimlerinin numune yüzeyine dik olduğu yerdeki bir $[110]$ yönelimi için bu etki maksimumdur. Okların başlarıyla gösterilen bir sözde parçacık anizotropik yörünge boyunca hareketi bir negatif çift potansiyel etki hisseder. Yansımadan sonra bu tür pozitif çift potansiyel etki içine hareket eder. Bu süreç, yüzeyin az uyumlu uzunluğu içine yerleştirilen sıfır enerji durumlarına yol açar ve yüzeye paralel akım taşır. Böyle iken daha yaygın olan (100) yönelimi için bu etki yoktur. Andreev sınır durumları numunenin (110) köşesi boyunca akan koruyucu (önleyici) akımları sevk ederken, c eksenini boyunca yönelen manyetik alan tarafından nüfuz derinliği ölçümlerinde gözlemlenir. Sınır durumlar, akım taşıyan durumların $N_{ABS}(E) \approx \delta(E)$ (toplam) tüm yoğunluğun bir tek parçasını katar. Denklem (3.21) in içine sokulduğunda bu nüfuz derinliği için $\Delta\lambda_{ABS} \propto 1/T$ olacak şekilde bir paramanyetik katkı ile sonuçlanır. Bu diverjans terimi, düğüm sözde (quaz i) parçacıklarından $T_m \propto T_c \sqrt{\xi_0 / \lambda_0}$ sıcaklığında nüfuz derinliği içinde bir minimuma sebep olan T sıcaklığa lineer bağlılık ile yarışır. YBaCuO için $T_{min} \approx 10 K$ de bir numunenin bütün köşeleri (110) yönelimine sahiptir. Şekil (3.11) 'de gösterilen etki, $[110]$ yüzeyinin farklı miktarları ile dört YBaCuO kristallerinde ölçüldü. AC manyetik alanın her bir durumunda, ilk olarak $(\lambda_{a,b}^E)$ ile gösterilir) iletkenlik düzlemi daha sonra $(\lambda_{a,b}^E)$ ile gösterilen) c-eksenine paralel yönlendirilir. İlk önce düğüm sözde parçacıkların bilinen lineer çeşitliliğinin karakteristiğini gösterir, ikinci olarak sınır durumlarında $\frac{1}{T}$ çevirmesini gösterir. Tek sınır durumu, $[110]$ yüzeyinin en büyük miktarı numune gösterimi için en büyüktür. Saçılma katkısı sıfır enerji tepesini (ucunu) sınırlandırır ve paramanyetik çevirimi azaltır. Tek sınır durumunun bir diğer ciddi özelliği, uygulanan bir DC manyetik alanında bunun hızla gözden kayıp olmasıdır. Sadece söylenebilir ki nüfuz derinliğinin alana bağlılığının sonucun $N(E) \propto \delta(E - \frac{e}{c} v_F A)$ Doppler alanı sıfır enerji durumunu değiştirir (bak denklem 3.21).

$$\Delta\lambda_{ABS}(T, H) \approx \frac{1}{T \cosh^2\left(\frac{H}{H(T)}\right)} \quad (3.50)$$

Burada $\tilde{H} \approx H_c \frac{T}{T_c}$ dir ve H_c termodinamik kritik alandır. Şekil (3.12) $\frac{1}{T}$ çeviriminin alana bağıllığını gösterir. Hem, ayrıca gösterilen Barash ve arkadaşları modelinin tamamına hem de tek parçacık yörünge modeline uyar. Oldukça iyi uyumludur. Oldukça belirgin olan bu sıcaklıkta, yönelime ve alana bağıllıklar paramanyetik çevirmeden ve daha önce tartıştığımız manyetik katkılardan, sınır durumları nedeniyle işaretini farklandırır. Sınır durum etkisi kalıtımlı duyarlı fazdır ve bir işaret değişimi olmaksızın bir düğüm düzen parametresinden ayrılabilir, örneğin, bir s dalga durumu. Bu Andreev sınır durumları ayrıca diğer süperiletkenlerde gözlemlenmektedir. Henüz tanımlanan, dindirme etkisi gösterilen manyetik alanın birkaç farklı değeri için BSCCO-2212 tek kristaldeki etki Şekil (3.13)' de görülmektedir.

3.8. Düğüm Süper İletkenlerinin Bölgesel Olmayan Elektrodinamiği

Burada inceleme altındaki süper iletken esas itibariyle $\lambda \gg \xi$ sınırındaki şiddetli 2 tip olduğu için önemli olan nüfuz derinliğinin bölgesel olmayan düzeltmesi beklenmeyecektir. Konztin ve Leggett (1997) açıkladılar ki BCS eş uyum uzunluğu ($\xi = v_F / \pi \Delta$) $\Delta \rightarrow 0$ giderken biçim itibariyle düğüm yönelimleri boyunca değiştiğinden dolayı düğüm yakınlarında $\xi > \lambda$ ya sahip olabilir ve bu yüzden bölgesel olmayan nüfuz derinliği düzeltmeleri oluşabilir. Bu temiz d dalga süper iletkenleri için tahmin edilir ki lineer sıcaklık bağıllığı T_{NLOC}^* sıcaklığı altındaki bir ikinci dereceli bağıllığa geçiş olacaktır.

$$\lambda(T) - \lambda(0) = \frac{\lambda(0) \ln 2}{T_c T_{NLOC}^*} T^2 \quad (3.51)$$

$$T_{NLOC}^* = \frac{\Delta(0) \xi(0)}{\lambda(0)} \quad (3.52)$$

$T_c = 90 K$ ile YBaCuO için bu $T_{NLOC}^* = 3K$ verir. Bölgesel olmayan düzeltme, daha önceden tartıştığımız saçılma katsayısının etkisine çok fazla benzemektedir (saçılma senaryosunda $\lambda(0)$ ayrıca normalize edildiğinden, beklenen değişme sadece %1 civarında).

Saçılma katkısının T^* kesme sıcaklığı tipik YBaCuO veya $BSCO$ 'da T_{NLOC}^* ile düzen olarak aynı olduğundan dolayı iki süreci ayırt etmek zor olacaktır. Ancak, iki süreç katkı etkisinden farklı, tahmin edilen bölgesel olmayış numunenin sınırlarına ve manyetik alanın yönelimine bağlıdır. İletkenlik düzleminde yatan (uzanan) vektör potansiyelinin dalga vektörü tanımlaması uzaysal çeşitliliğin temini için manyetik alan c eksenine paralel (H || c) olma özelliğine sahip olmalıdır. Sr_2RuO_4 üzerindeki son nüfuz derinliği ölçümleri (Bonald ve ark. 2000a) ve $CeCoIn_5$ (Chia ve ark. 2003) bu mekanizma için deneysel ipuçları sağlıyor gibi görünür.

3.9. Linear Olmayan Meissner Etkisi

Bir süper akışkan hız alanı \vec{v}_s nin varlığında Bogoliubov quazi parçacığının enerjisi $\delta E_{Q,P} = \vec{v}_s \cdot \vec{p}_F$ ile değiştirilir, \vec{p}_F Fermi momentumudur. Bu etki bazen Doppler değişimi olarak adlandırılır. Sözde parçacıkların \vec{v}_s ile hareketi, enerji yükseltılarak değiştirilir buna rağmen bu harekete karşı \vec{v}_s düşerek değiştirilir. $T > 0$ için sözde parçacıkların karşı-hareketi artmış nüfusu Meissner perdelemesini azaltan bir paramanyetik akım meydana getirir (teşkil eder). En sonunda λ 'nın sıcaklığa bağlılığı bu gerçekten kaynaklanır. \vec{v}_s nin yükseltilmesi iki şey oluşturur. Birincisi termal nüfus farkı için daha yüksek düzen düzeltmesi daha önemli olur ve ikincisi, çift kırma etkileri gapların kendisini azaltır. Bir sonlu boşluk enerjisi ile süper iletken Fermi yüzeyi üzerindeki her yerde, süper akım, $\vec{J}_s = e\rho v_s \left(1 - \alpha(T) \left(\frac{v_s}{v_c}\right)^2\right)$, \vec{v}_s de ikinci dereceli terim bir düzelme ister. v_c 'ye hacimsel (boyut) kritik hızdır. \vec{v}_s , uygulanan manyetik alan H ile orantılı olduğundan, bu lineer olmayış, bir alana bağlı nüfuz derinliği ile sonuçlanır.

$$\frac{1}{\lambda(T,H)} = \frac{1}{\lambda(T)} \left[1 - \frac{3\alpha(T)}{4} \left(\frac{H}{H_0(T)} \right)^2 \right] \quad (3.53)$$

$H_0(T)$ termodinamik kritik alanın mertebesindedir. Düşük sıcaklıklarda parametre $\alpha(T) \approx \exp\left(\frac{-\Delta(0)}{T}\right)$ dir (Xu ve ark, 1995). Doppler değişiminin, sonlu bir gap enerjisi ile uyumlu olması gerektiği için $T = 0$ sıcaklığında sözde parçacık nüfusu (sayısı) etkilenmez. Nüfuz derinliğinin kendisi üstel olarak yok edildiği için düzeltmeye bağlı alan oldukça küçüktür. Bir geleneksel (yaygın) 1.tip süper iletkeninde bu etkiyi

gösteren bazı teşebbüsler, aradaki durumlarda ortaya çıkan çok büyük alana bağlılığı da hesaba katmalıdır. 1992’de, Yip ve Souls teorik olarak, bu durumun bir d dalga süper iletkeninde oldukça farklı olacağını gösterdiler. Gap fonksiyonundaki düğümlerin varlığı, Doppler değişimi $|\delta E_{Q,P}| \gg k_B T$ olduğu sürece, keyfi düşük sıcaklıklarda sözde parçacıkların nüfusunu (sayısını) değiştirebilir. Aslında, $T = 0$ ’daki bu etki en güçlü tahmindir ve yönelime bağlı \vec{v}_s , düğüm yönelimleri ile bağlantılıdır. $T = 0$ ’daki bir d dalga durumu için, çizgisel olmayan durum, $\vec{j}_s = e\rho v_s \left(1 - \frac{v_s}{v_0}\right)$ akım hız bağıntısının bir analitik olmayan düzelmesine sebep olur. $T = 0$ ’da bir d dalga çiftinin durumu için, sonuç;

$$\frac{1}{\lambda(T=0,H)} = \frac{1}{\lambda(0)} \left[1 - \frac{2H}{3H_0} \right] \quad \text{H paralel düğüm} \quad (3.54)$$

$$\frac{1}{\lambda(T=0,H)} = \frac{1}{\lambda(0)} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2H}{3H_0} \right] \quad \text{H anti paralel düğüm}$$

dir. $H_0 = \frac{3\phi_0}{\pi^2 \lambda \zeta}$ termodinamik kritik alanın mertebesindedir. Bu iddianın büyük cezpediciliği, hem düğümlerin varlığını hem de Fermi yüzeyine yerleştiğini kanıtlamanın mümkün olmasında yatmaktadır. Yip ve Souls, gözlenebilen olayı tanımlamak için lineer olmayan Meissner etkisi (NLME) terimini (türettiler) (uygun bir tasarı geliştirdiler) uydurdular. Bir tasarı olarak, bu terim sözde parçacık popülasyonunun değişen indüklenmesinden kaynaklanır ve gapın kendi üzerinde indüklenmiş–alan çift kırma etkilerini içermez. NLME, sözde parçacık enerjisine ve $|\Delta E|$ ’e bağlı olduğu için, düğümlerin bir incelenmesidir, fakat o düzen parametresinin fazı için kalıtsal duyarlı değildir. Bu, kendi varlığı için, düzen parametresinin değişen bir işarete bağlı, yüzey Andreev sınır hallerinin durumu ile zıttır.

Dikkate değer deneysel çabalara rağmen, tanımlanması oldukça zor olan NLME ispatlanmaktadır. İlk olarak, λ için bir lineer düzeltmeyi ayrıca verebilen girdap hareketi katkılarından kaçınmak için H, daha küçük kritik alanda daha küçük olmalıdır (girdap akımlarının ortaya çıkmaması için manyetik alan daha küçük alınmalıdır). Kullanılan $YBaCuO$ için bir örnek $\frac{H_{G1}}{H_0} \approx 0.1$ dir. Bu sınırlandırma ile, λ içindeki maksimum değişim 10-15 angıstron düzeyindedir, böylece bu etki aslında küçüktür. İkinci olarak, saçılma katkısı birlik sınırı NLME’yi hızlıca yok ettiği tahmin edilir, böylece T^* kesmesi katkı

sıcaklığı üzerinde bir T sıcaklığı gerekir. Daha iyi $YBaCuO$ için $T^* \approx 1K$ 'dir. Üçüncü olarak, $T = 0$ 'da alana bağlılık maksimumdur ve $\delta E_{Q,P} \ll k_B T$ olduğunda hızlıca düşmektedir. $YBaCuO$ için, bu eşitsizlik, 3-4 K sıcaklığı için etkinin gösterimi sınırlandırılır, $H = H_{c1}$ 'de bile, mümkün olan maksimum alan budur. Daha yüksek sıcaklıklar için alana bağlılık iki dereceli ve küçük olur. Sıcaklık ve alana lineer bağlılığın azalışı ancak bir d dalga durumu için NLME'nin farklı bir özelliğidir. Bu nokta, etkinin tanımlanması için önceki birçok teşebbüste göz ardı edildi. Herhangi bir durumda, bu çeşitli haller (şartlar), NLME'nin gözlenebilirliği üzerine oldukça sıkı zorlamalar getirir. Birkaç farklı deneye girişildi. (üstlenildi). İlk önce, kristalin manyetik momentinden dolayı nüfuz derinliğinin anizotropik tahmini üzerine odaklandı (Bhattacharya ve ark. 1999; Zutic ve Vals 1998). Bir $YBaCuO$ numunesi bir eksen etrafında döndürüldü ve düğüm anizotropisinin tek göstericisinin açısal bağlılığı içindeki harmonikler için araştırıldı. Bunlar anizotropliği gözlemler fakat tahmin edilen miktarın çok altındaki ikinci sınıf deneyler, çok daha küçük ac ölçüm alanı üzerinde aşırı yüklenmiş bir dc manyetik alanı içindeki nüfuz derinliği ölçümlerinin bir lineer alana bağlılığı Maeda ve Hanaguri (1998) tarafından rapor edildi. Fakat sıcaklığa bağlılık sorunundan bahsetmediler. Sonraki ölçümlerde (Carrington ve ark. 1999b; Bidinosti ve ark. 1999) tarafından H alanına lineer bir bağlılık rapor ettiler (açıkladılar), fakat sıcaklık ve madde yönelimi ile ilgili teori tamamıyla tekler (çiftlenmemiş elektronlar) üzerineydi. Campbell nüfuz derinliği boyunca vorteks hareketi, kolaylıkla alana lineer bağlılığa sebebiyet verebilir. NLME'nin tersine, ancak alana bağlılıktan gelen vorteks hareketi daha zayıf bağlı olmalarından dolayı, sıcaklık ile artar (Carrington ve ark. 1999b). NLME'yi gözleme kabiliyetsizliği Yip Souls orijinal yorumunun tekrar denenmesine ve etkinin saptanması için birkaç başka öneriye sebep olur. Li ve arkadaşları (1998) gösterdi ki eğer, vektör potansiyeli \vec{q} dalga vektörü ile uzaysallığı değiştirir ise, daha önceki tanımlamalarla benzer olan bölgesel olmayan etkiler, her ne zaman $\vec{v}_s \cdot \vec{q} \neq 0$ iken ki NLME'ye baskı uygular. (Örneğin iletkenlik düzlemleri için alan normalle yönlendirildiği zaman bu oluşacaktır). Bu baskı $H < H_{c1}$ alanı için oluşur ki bu alan gözlenmeyen etkiyi başarılı bir şekilde ifade eder. (Li ve ark. 1998). Ancak, bölgesel olmayan etkilerin diğer alan yönelimleri için bu oluşmamalıdır. Deneyler, bilgilerimizi ve birkaç yönelimdeki tespitleri ortaya çıkarıyor, bu bölgesel

olmayan etkileri açık bir şekilde tanımlamıyor. Yazarlar tarafından kullanılmış tünel diyot yöntemi, NLME için araştırma, orijinal bir şekilde geliştirildi. Birkaç farklı holl ve elektron- katkı bakır oksitlerdeki ve daha önce tartıştığımız bakır oksitlerdeki NLME için düzenli olarak araştırma yaparız. $\lambda(T)$ boyunca bütün bu materyaller düğüm sözde parçacıkları için açık ipucu gösterir.

Hepsi alan ile $\Delta\lambda(T,H) \approx \beta(T)H$ bir lineer çeşitlilik gösterir. Buna rağmen, bütün durumlarda, çok küçük $0e$ (orstot) kadar küçük alan uygulamasında bile girdap hareketi için sıcaklık ile çeşitli $\beta(T)$ davranışı beklendi. Dahm ve Scalapino (1999), d dalga durumu tanımı için v^2 olarak değişen süper akım için analitik düzeltme kullanmayı önerdiler. $\frac{H^2}{T}$ olarak değişen λ 'daki değişmelere sebep olan bu terimler, saçılma katkıları tarafından açık olarak daha az etkilendiler ve daha geniş sıcaklık değişimleri üzerinde gösterilebilindiler. Lineer H ile (Yip ve Souls ,1992) analitik olmayan düzeltmeler olarak, ikinci derece düzeltmeler $T = 0$ sıcaklığında en büyüktür ve bu yüzden onları bir s dalga süper iletkenindeki lineer olmayan etkilerden değişik olanlarıdır. Lineer olmayan nüfuz derinliği, harmonik üretime ve ses perdeleri arası değişim frekans üretimine sebep olur. Son zamanlarda, ses perdeleri arası değişim ölçümleri $YBaCuO$ filmlerinde yapılmış bir grup mikro dalga rezonatörler üzerinde gösterildi. Birçok film, bir d dalga durumundaki lineer olmayan nüfuz derinliği için tahmin edilen $\frac{1}{T}$ çevirmesini gösterir (Oates ve ark.2004). Bu deneyler, bir d dalga süper iletkeni için tahmin edilen lineer olmayıştaki düşük sıcaklık yüklemesini göstermede bir ilktir. Ancak, bu etki, analitik olmayışta farklıdır. Lineer H davranışı ilk olarak Yip ve Souls tarafından tahmin edildi.

3.10. Karışık Durumdaki Ac Nüfuz Derinliği (Küçük Genlikte Lineer Tepki)

Abrikosov vorteksleri var olduğunda, toplam nüfuz derinliği vortekslerin hareketinden dolayı yeni katkılar gerektirir. Genelde bu, -girdap nüfuz derinliği- terimi alana, frekansa, sıcaklığa, yönelime ve sıkıştırma gerginliğine bağlanabilir. Girdap hareketi karışık bir konudur ve biz sadece nüfuz derinliği ölçümlerine dair yönüne değineceğiz. Girdap hareketi için basit bir model, girdap vizkozitesiyle orantılı sönümlü, iyi sıkıştırma potansiyelinin eğriliğiyle orantılı bir düzenleme (yenileme)

kuvveti ile bir sönmüş harmonik osilatör olarak yerleşik olmayan yer değiştirme \vec{u} vektörü ve AC Lorentz kuvvetinden türeyen terimi işler. Girdap kütleyle orantılı bu durgun terim genelde ihmal edilir. Bu model, ki o artırılan frekans olarak akım akışı için sıkışık akı hareketinden bir kesimi gösterir. Bu ilk olarak Gittleman ve Rosenblum (1966) tarafından geliştirildi. Süper iletken yüksek sıcaklığının gelişiminden dolayı, H-T faz diyagramının yeni fazları (halleri) üzerine büyük bir ilgi odaklandı. Özellikle, çok yaygın olarak inanılır ki, diyagramın bir esas parçası üzerinde girdap kafesi eritilir ya da en azından çok zayıflatılır. Böylece vorteksler kolaylıkla kaldırılabilir. Çok daha yüksek sıcaklıklar, ki bakır oksit süper iletkenlerde oluşur, ısısız olarak akı akışına yardım edilebilir. Nüfuz derinliği üzerindeki bu sürecin etkisi ilk olarak Coffey ve Clem (1991,1991,1992) ve Brandt (1991) tarafından analiz edildi. Bir iyi özeti (Brandt 1995) de verildi. Küçük genlikli AC tepkisi durumunda bir genelleştirilmiş karmaşık nüfuz derinliği (3.55) ile verilir.

$$\lambda^2 = \bar{\lambda}_L + \frac{B^2}{4\pi} \left(\frac{\alpha_L}{1 - \frac{i}{\omega\tau}} + i\omega\eta \right)^{-1} \approx \lambda_L^2 + \lambda_E^2 \frac{1 - \frac{i}{\omega\tau}}{1 + i\omega\tau_0} \quad (3.55)$$

Ki burada son ifade, sıcaklık aktifliğinden gelen büyük bir engel için $u \gg k_B T$ den elde edilir. Denklem (3.55)'de $\bar{\lambda}_L$ alana bağlı London nüfuz derinliğidir (bak denklem 3.56). Burada λ_E Campbell uzunluğudur (aşağıda tartışılmıştır).

$\tau = B^2 / (\rho_{TAFF} \alpha_L) \cong \tau_0 \exp(U / k_B T)$, durulma zamanı olup $\tau_0 = \frac{\eta}{\lambda_L} = \frac{B^2}{(\rho_{FF} \lambda_L)}$ olarak,

bir akı akışı için durulma zamanıdır. Sıcaklığın katkıda bulunduğu akı akışına karşı

öz direnç $\rho_{FF} = \frac{B^2}{\eta} = \frac{\rho_{FL}}{H_{c2}}$ dir ve buradan da $\rho_{TAFF} = \rho_{FF} \exp\left(\frac{U}{k_B T}\right)$ olur. Girdap

vizkozitesi ise $\eta = \frac{BH_{c2}^2}{\rho_{FL}}$ olur. Çok güçlü çivlenme durumunda, süper iletken, Meissner

durumundaki gibi davranır, fakat tekrar normalize edilmiş nüfuz derinliği;

$$\bar{\lambda}_L = \frac{\lambda_L}{\sqrt{1 - \frac{B}{B_{c2}}}} \quad (3.56)$$

ile verilir (Çift kırmadan dolayı, daha önceden tartıştığımız gibi alana bağımlık yaygındır.). Campbell uzunluğu denklem(3.57) ile verilir.

$$\lambda_E^2 = \frac{\rho_{FL}}{\lambda_L} \quad (3.57)$$

Ki burada λ_L Labusch parametresidir (Not edelim ki, biz hacim başına sıkışma (ilişme) kuvvetini kullanırız, girdap uzunluğu başına değil.).

$$\alpha_L = \frac{j_c B}{c r_p} \quad (3.58)$$

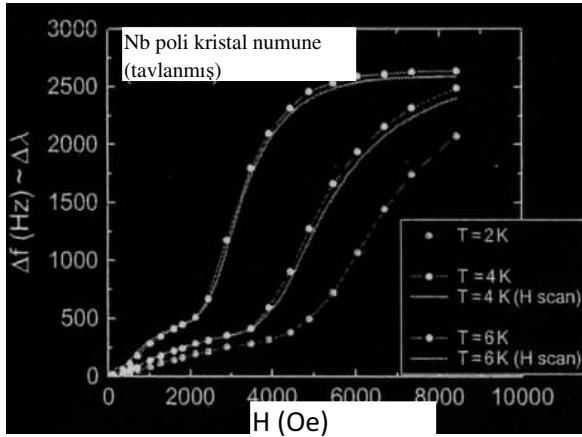
Ki burada r_p , girdabın dengeden çıkarıldığı zaman ki maksimum çivilenme gücü tarafından belirlenmiş sıkışma potansiyelinin yarıçapıdır ve C_{11} elastik çaplar- C_{11} (sıkıştırılmalı çaplar) ile ilgilidir (bağlantılıdır). Alan yüzeye paralel olduğu durum için ya da C_{44} (eğrilik çapları) manyetik alan yüzeye dik olduğu durum içindir. Her iki çap B^2 ile orantılıdır ve bu yüzden;

$$\lambda_G^2 = \frac{B^2}{4\pi\lambda_L} \propto \frac{B}{J_c} \quad (3.59)$$

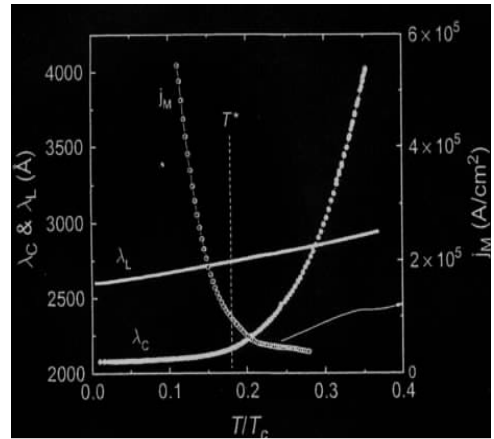
Düşük frekanslarda ve çok yüksek olmayan sıcaklık ve AC alanda, tepki faz içindedir. Etkin nüfuz derinliği denklem (3.60) ile verilir,

$$\lambda^2 = \lambda_L^2 + \lambda_G^2 \quad (3.60)$$

Düşük sıcaklıklarda zayıf çivilenme için, Campbell katkısı hızlı bir şekilde London derinliğine hakim olur ve sonuçta $\lambda(B) \propto \sqrt{B}$ olur.

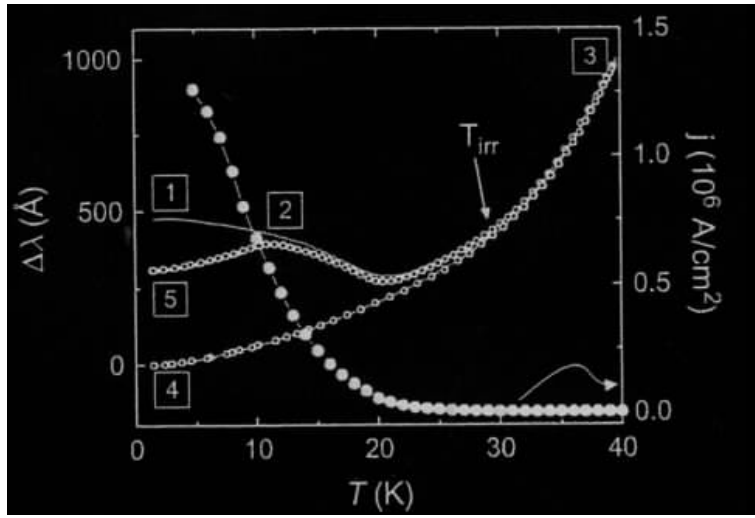


Şekil 3.14. Bir poli kristal Nb numunede çivilenmeden akı akış rejimine uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak geçiş. Kesiksiz çizgiler direk alan taramasını temsil etmektedirler.



Şekil 3.15. London nüfuz derinliği, Campbell uzunluğu ve BSCCO-2212 tek kristalinde kritik akım.

Şekil (3.14) basınç altında olmayan bir Nb poli kristal numunenin tipik davranışını gösterir. Akı akısı rejimi için bir kesim, hem sıcaklık (farklı DC alanlarda) hem de manyetik alan (farklı sıcaklıklarda) ölçümlerinde görülür. İki sebep için bu bilgileri sunarız. İlk olarak, eğer birinin dikkat ettiği şey çift olma durumu ve bunun meydana getirdiği (NLME ve sınır durumu vb.) çeşitli manyetik alan etkileri ise, bu girdap hareketinin etkileri sistematik hataların önemli bir kaynağı olabilir ve etkiler anlaşılabilir. Diğer bir taraftan, eğer girdap ilgiye odaklı ise, nüfuz derinliği ölçümleri, zaman penceresi (çerçevesi) frekans tarafından uygun hale getirildiğinden dolayı, sürüklenme etkisi olmadan, doğru kritik akıma ulaşmak için kullanışlı bir alet sunar.



Şekil 3.16. BSCCO-2212 tek kristalinde ölçülen histeretik manyetik nüfuz derinliği. 1-2-3 yolu manyetik alanın uygulanıp kaldırıldıktan sonra soğumaya bırakılan numunenin sıfır alan grafiğini temsil eder. 3-4 yolu tersinirdir ve homojen bir akı dağılımını temsil etmektedir. 2-5 yolu 1-2 yolundan sonra sıcaklığın düşürüldüğünde ortaya çıkan değişimi temsil etmektedir. Isıtılmanın üzerinde 5-2-3 yolu takip edilir (Prozov ve ark.,2003).

Şekil (3.15) London ve Campbell nüfuz derinlikleri kadar BSCCO-2212 tek kristalinde kritik akım çıkarılmasını da gösterir. T^* sıcaklığı güçlü ve zayıf sıkıştırma rejimleri arasında bir kesimi temsil eder. DC manyetik alanı (bir AC uyarma alanı üzerinde aşırı yüklenmiş) tarafından üretilen girdap çivilenmesinden dolayı bir büyük statik eğim durumunda, Labusch parametresi, iyi çivilenmedeki girdap durumunun tarafını tutan Bean perdeleme akımına bağlı olur. İlk olarak düzeltmeyi gerekli kılar daha sonra $a(j) = a_0 \sqrt{\frac{1-j}{j_c}}$ 'yi verir ve;

$$\lambda_c^2 = \frac{E^2}{4\pi a \sqrt{1 - \frac{I}{I_c}}} \quad (3.61)$$

dir. Burada küçük bir genlikli AC tepkisi ile gözlenen birçok gözlenebilir heyecanlı olayı açıklar. (Prozov ve ark.,2003)

Şekil (3.16), bir tek kristal BSCCO-2212’de gözlemlenen bir histerik tepkiyi gösterir. Sıfır alanındaki soğutmadan sonra ve DC manyetik alanının uygulanışı, bir büyük Bean akımı, artan nüfuz derinliğine sebep olur; denklem (3.61) göre. (1-2-3) ısıtmaları, bu homojen olmayan girdap dağılımları (ve Bean akımları) taşır ve soğutmanın yerine 3-4 kavislerini izler. Eğer tekrar edilirse (manyetik alan kesilmeksizin), kavis hem ısıtmada hem de soğutmada 3-4 takip edecektir. Isıtma (1-2) kesildiğinde ki ve numune aşağı soğutulduğunda ki tersinir davranışların bir başka açıklamasıdır. Bu tepki 2-5 parçasını takip eder ki orada Bean akımı yükseltilir, fakat – donmuş- 5 de ısıtmada kavis 5-2-3’ü takip eder. Büyük daireler, λ ’nın gözden kayıp olmasının histerik tepkisinin olduğu durumdaki keskin tam delikler (yarıklar), kritik akım yoğunluğunu gösterir.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bakır oksitli yüksek sıcaklık süper iletkenliği (cuprates) üzerinde yapılan geniş çaplı araştırmalarda süper iletken materyalin karakteristiğini yapmak için manyetik alan uygulamalarının çok önemli bir yeri vardır. Bilindiği gibi ikinci tip süper iletkenlerde manyetik alanın süper iletken materyal içine nüfuz etme derinliği λ Cooper çiftlerinin oluşumunda maksimum aralığı temsil eden ve eş uyum uzunluğu olarak adlandırılan ξ uzunluğundan çok büyüktür. Birinci tip süper iletkenler ile yüksek sıcaklık süper iletkenleri olarak bilinen bakır oksitli süper iletkenler arasındaki en büyük farklardan biri bu iki uzunluk arasındaki orantı farkıdır. Örneğin birinci tipteki süper iletkenlerde $\lambda/\xi > 1$, ikinci tiplerde ise $\lambda/\xi < 1$ 'dir.

Bu karakteristik uzunlukların ölçümü ve süper iletken materyalin sınıflandırılması için değişik ölçüm metotları geliştirilmiştir. Örneğin bu çalışmada sözü edilen tünel diyotlu titreşken ile ölçüm metodunda bazı önemli avantajlar vardır. Film veya bulk (hacimli) süper iletken numuneye herhangi bir fiziksel temas yapılmadan sadece indüksiyon metodu kullanmak numune üzerinde oluşabilecek muhtemel hasarları önlemektedir. Birkaç on yıldır kullanılan bu ölçüm sisteminde süper iletkenin manyetik alan duygunluğu ve nüfuz derinliği ölçülebilmektedir. Bu özel belirleme tekniğinde bir LC devresinin geliştirilmiş bir frekans uyum ve rezonans hali vardır. Bu metotta seri bir LC rezonans devresinde bir çift bobin algılayıcılar olarak kullanılırken bir üçüncü bobin içerisinde süper iletken numune, uçları da bir mika kondansatör birleştirilmiş şekilde bu iki bobin arasına yerleştirilir. Daha sonra sıcaklık arttıkça kritik sıcaklık civarında numunenin içinde bulunduğu bobinin dış alana tepkisi değişmeye başlar, empedans değişimi meydana gelir. Böylece süper iletkenine ait bir parametre (T_c) belirlenmiş olur.

Eş uyum uzunluğu ξ 'nin çok küçük olmasından dolayı CuO_2 düzlemlerine dik doğrultuda bazen süper iletkenlik özellikler iki boyutlu hale gelir. Süper iletkenliğin mekanizması ile ilgili bu önemli bilgi süper iletkenin düzen parametresi Δ hakkında önemli ip uçları verir. BCS teorisine göre $2\Delta(T = 0 \text{ K})/k_B T_c = 3,5$ dir ve bazı değişik nicelikler, λ da dahil, düşük sıcaklıklarda ısısal olarak aktiflenmiş olup sıcaklığa

bağlıdırlar. Öte yandan değişik çift kırma etkileri bu değeri değiştirir ve eğer çift etkileşmeleri kuvvetli bir şekilde anizotropik iseler λ bir güç faktörüyle değişken hale gelir. Süper iletkenlik düzen parametresinin özelliklerini detaylı bir şekilde ortaya koymak için bu konuda birçok teknik geliştirilmiştir. Öbür taraftan yüksek sıcaklık süper iletkenleri için güçlü analiz yapabilecek teknikler bazı durumlarda klasik süper iletkenler için kullanışsız olmaktadır. Tünelleme metodu ile elde edilen verilerin enerji gap aralığını tayin etmede bazı çelişkili yorumlara yol açabileceği söylenebilir.

Hibrid orbitaller yönünden bakıldığında bakır oksitli yüksek sıcaklık süper iletkenlerinin çoğu s-dalga tipine sahiptir. Süper iletken materyallerde tüm manyetik özelliklerin temellerini oluşturan bu hibrid yapıların analizini yapmak üzere kurulan deney sistemlerde isabetli bir metot seçmelidir. Birçok teknik içinde radyo frekans aralığında çalışan LC rezonans devresi, en yüksek dereceden çözünürlüğüyle ve karalı çalışmasıyla, yüksek sıcaklık bakır oksitli süper iletkenlik halinin sıcaklık bağımlı genlik ve düzen parametresinin ölçülmesinde en iyi metot gibi görünüyor (Fiory ve ark. 1988). Hatta düşük sıcaklıklara doğru gidildiğinde bu teknikle bile bazı yetersizlikler görülebilmektedir.

Bu çalışmada görülmüştür ki, deneysel çalışmalar YBCO, BSCO gibi yüksek sıcaklık süper iletkenleri üzerinde yoğunlaştırılmıştır ve elektriksel iletkenlikteki yönelime bağlılık oldukça zayıftır ve üç boyutta da anizotropik olarak bakılabilir.

KAYNAKLAR

- Barash, Y.S., Kalenkov, M.S., Kurkijarvi, J., 2000, *Phys. Rev. B* 62, 6665.
- Bardeen, J., Cooper, L.N., Schrieffer, J.R., 1957a, *Phys. Rev.* 108, 1175.
- Bardeen, J., Cooper, L.N., Schrieffer, J.R., 1957b, *Phys. Rev.* 106, 162.
- Brandt, E.H., 1995, *Rep. On Prog. In Phys.* 58, 1465.
- Bucholtz, L. J., Zwicky, G., 1981, *Phys. Rev. B* 23, 5788
- Carbotte, J.P., 1990, *Rev. Mod. Phys.* 62, 1027
- Charles P., P., Horacio A. F., Richard J. C, Rusla P., Superconductivity, Academic Pres, Second Edition, 2007 Netherland.
- Demirel, A.İ., 2004, *International Journal of Modern Physics B* Vol.18, No.7.pp.999.
- Eliashberg, G.M., Zh., 1960, *Eksp. Teor. Fiz.* 38, 966
- Fiory A. T., Hebard A. F., Mankiewich P. M., Howard R. E., *Phys. Rev. Lett.* 61, 1988 pp 1419.
- Ginzburg, V. L., Landau, L., "Theory of superconductivity" *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20: 1064(1950).
- Fletcher, R. B., Carrington, A., Piener, P., Rodiere, P., Brison, J.P., Prozorov, R., Olheiser, T., Gianetta, R.W., 2006. *Cond.Matt.*
- Jacops, T., Sridhar, S., Li, Q., Gu, G.D., Koshizuka, N., 1995. *Phys. Rev. Lett.* 754516.
- Lee, J.Y., Popet, K.M., Lemberger, T.R., Foltyn, S.R., Wu, X., 1994 *Phys. Rev. B* 50, 3337
- London, H., London, F., "The electromagnetic Equations of the Superconductors" *Proceeding of the Royal Society* A149: 71 (1935).
- Meissner, W., Ochsenfeld R. 1933. (english translation by A.M. Forrest) *Eur. J. Phys.* 4, 117.
- Oates, D.E., Pork, S.H., Koren, G., 2004 *Phys. Rev. Lett.* 93, 197001.
- Prozorov, E. H., Snezinko, A., He, T., Cava, R.J., 2003 *Phys. Rev. B* 60, 180502.
- Prozorov, R., Kogan, V. G., Vanette, M. D., Bud'ko, S.L., Confield, P.C., 2007, *Phys. Rev. B* 76, 094520
- Superconductors" *Proceeding of the Royal Society* A149: 71 (1935)

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Van' da doğdu. İlk ve orta öğrenimini aynı şehirde tamamladı. 2004 yılında Van Kazım Karabekir Lisesinden mezun oldu. 2004-2005 yılında Van Yüzüncü Yıl Üniversitesi'nde başladığı lisans eğitimi 2008 yılında tamamladı. Herhangi bir kurumda çalışmamaktadır.