

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

Y₂O₃ TABAKALI YBCO TEK KRİSTALİNİN İLETKENLİKTEKİ
DALGALANMA ANALİZİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Şeyda DUMAN

OCAK 2013
TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

Y₂O₃ TABAKALI YBCO TEK KRİSTALİNİN İLETKENLİKTEKİ
DALGALANMA ANALİZİ

Şeyda DUMAN

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 24.12.2012
Tezin Savunma Tarihi : 09.01.2013

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Alev AYDINER

Trabzon 2013

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Şeyda DUMAN tarafından hazırlanan

**Y₂O₃ TABAKALI YBCO TEK KRİSTALİNİN İLETKENLİKTEKİ
DALGALANMA ANALİZİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 25 / 12 / 2012 gün ve 1487 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak kabul edilmiştir.**

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Üye : Prof. Dr. Erhan COŞKUN

Üye : Doç. Dr. Alev AYDINER

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitimim boyunca bana her türlü desteği veren ve her konuda yol gösteren değerli hocam ve danışmanım Sayın Doç. Dr. Alev AYDINER'e saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca her türlü imkanı sağlayan KTÜ Fizik Anabilim Başkanı Sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a teşekkür eder, saygılarımı sunarım.

Yüksek lisans tez çalışmam boyunca ihtiyacım olan tüm bilgileri ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen, manevi olarak her zaman yanımda olan çok değerli arkadaşım Sayın Araş. Gör. Bakiye ÇAKIR'a, yardım ve ilgilerini esirgemeyen Sayın Araş. Gör. Mehmet BAŞOĞLU ile Kübra KARAOĞLU'na ve yanımda olan tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından desteklenen TBAG-1001 "107T751" nolu proje kapsamında sağlanan imkanlardan dolayı TÜBİTAK'a, düşük sıcaklık direnç ölçümlerinin doğrulanması konusunda destek olan İnönü Üniversitesi Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi Müdürü Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI ve ekibine, tuzaklanan alan ölçümleri için bilimsel ve teknolojik destek açısından yardımlarını esirgemeyen "Shibaura Institute of Technology, Japonya"dan başta Prof. Dr. Masato MURAKAMI olmak üzere Dr. Hironori SEKI ve Dr. Atikorn WONGSATANAWARID'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca maddi manevi destekleriyle bu günlere gelmemi sağlayan, çalışmalarım boyunca moral desteklerini hiçbir zaman eksik etmeyen aileme en içten saygı, teşekkür ve minnetlerimi sunarım.

Şeyda DUMAN

Trabzon 2013

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “ Y_2O_3 Tabakalı YBCO Tek Kristalinin İletkenlikteki Dalgalanma Analizi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Alev AYDINER’in sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim.

14/01/2013

Şeyda DUMAN

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	III
TEZ BEYANNAMESİ	IV
İÇİNDEKİLER	V
ÖZET	VII
SUMMARY	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
TABLolar DİZİNİ	X
SEMBOLLER DİZİNİ	XI
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş	1
1.2. Süperiletkenliğe Ait Temel Bilgiler	3
1.2.1. Meissner-Ochsenfeld Etkisi	3
1.2.2. Kritik Sıcaklık	4
1.2.3. Kritik Akım Yoğunluğu	6
1.2.4. Eş Uyum (Koherens) Uzunluğu	6
1.3. Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	7
1.3.1. I. Tür Süperiletkenler	7
1.3.2. II. Tür Süperiletkenler	8
1.3.3. Akı Akışı (Flux Flow) ve Akı Sürüklenmesi (Flux Creep)	11
1.4. Y-Ba-Cu-O Sistemi	11
1.4.1. Y-Ba-Cu-O Sisteminin Faz Diyagramı	11
1.4.2. Y-Ba-Cu-O Sisteminin Kristal Yapısı	12
1.5. Üstten Aşılama Eritme-Büyütme Yöntemi [Top Seed Melt-Growth (TSMG)].	13
1.5.1. Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method)	14
1.5.2. Sıcak Aşılama Yöntemi (Hot Seeding Method)	15
1.6. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı	15
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	18
2.1. Deneysel Çalışma	18

2.1.1.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} Bileşiğinin Hazırlanması	18
2.1.2.	Yapısal Analiz	21
2.1.2.1.	X-Işınları Kırınım Analizi (XRD)	21
2.1.3.	Fiziksel Analiz	21
2.1.3.1.	Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümü	21
2.1.3.2.	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümü	21
2.1.3.3.	Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümü	22
2.2.	Sayısal Çalışma	22
2.2.1.	Aktivasyon Enerjisi	22
2.2.2.	İletkenlikteki Dalgalanma [Fluctuation Induced Conductivity (FIC)]	23
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA	27
3.1.	Deneysel Çalışma	27
3.1.1.	Y123 Örneğinin X-ışını Kırınım Desenleri	27
3.1.2.	Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümü	28
3.1.3.	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümü	30
3.1.4.	Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümleri	32
3.2.	Sayısal Çalışma	33
3.2.1.	Aktivasyon Enerjisi	33
3.2.2.	İletkenlikteki Dalgalanma [Fluctuation Induced Conductivity (FIC)] Analizi .	35
4.	SONUÇLAR	39
5.	ÖNERİLER	40
6.	KAYNAKLAR	41

ÖZGEÇMİŞ

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Y₂O₃ TABAKALI YBCO TEK KRİSTALİNİN İLETKENLİKTEKİ DALGALANMA
ANALİZİ

Şeyda DUMAN

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Alev AYDINER
2013, 46 Sayfa

Bu çalışmada, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda 107T751 nolu TÜBİTAK (1001) projesi kapsamında Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method) kullanılarak üretilen Y123 örneği kullanıldı. Y123 örneğinin karakteristiği, yapısal (XRD), elektriksel (R-T) ve manyetizasyon (M-H) ölçümleri yapılarak incelendi. Kritik akım yoğunlukları klasik Bean modeli kullanılarak hesaplandı. Bu ölçümler sonucunda Y123 örneğinin tek kristal olduğu, hesaplanan aktivasyon enerjisi ve kritik akım yoğunluğu değerlerinden de manyetik alana karşı dayanıklı bir yapısı olduğu görüldü. Örneğin teknolojiye kullanılabilişliğinin incelenmesi için iletkenlikteki dalgalanma analizi yapıldı. Dalgalanma analizinde kritik üslerin teorik değerlerle uyumlu, böylece örneğin süperiletkenliğinin iyi olduğu ve Y123 örneğinde 3D dalgalanma rejiminin baskın olduğu görüldü. Örneğin *c*-ekseni koherens uzunluğu ($\xi_c(0)$) büyük, anizotropisinin az olması süperiletkenlik özelliklerinin gelişmesine neden olur. Ayrıca dalgalanmaların azalmasına ve süperiletken malzemenin teknolojiye daha etkin kullanımına imkan sağlayacağı anlaşıldı.

Anahtar Kelimeler: Y₂O₃ tabakası, Soğuk aşılama yöntemi, Tek kristal Y123, Aktivasyon enerjisi, İletkenlikteki dalgalanma.

MsC. Thesis

SUMMARY

FLUCTUATION INDUCED CONDUCTIVITY ANALYSIS OF Y_2O_3 LAYERED YBCO
SINGLE CRYSTAL

Şeyda DUMAN

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Assoc. Prof. Alev AYDINER
2013, 46 Pages

In this study, the Y123 sample prepared by cold seeding method at Karadeniz Technical University, Science Faculty, the Research Laboratory of Solid State Physics, in the scope of the TÜBİTAK (1001) Project named 107T751 was analyzed. Superconducting properties of the Y123 were carried out by using structural (XRD), electrical (R-T) and magnetization (M-H) measurements. Critical current density was calculated by extended Bean model. According to the results, Y123 is a single crystal and resistant to applied magnetic field compatible with activation energy and critical current density calculations. Fluctuation induced conductivity analysis was performed to investigate availability of the sample in technology. The analysis showed that critical exponents were in agreement with theoretical values, thus it was seen that superconducting properties of the sample was good and 3D fluctuation was dominant. Because of large c -axis coherence length ($\xi_c(0)$) and small anisotropy superconducting properties will be getting better. Furthermore the fluctuations are reduced and it was understood that the effective availability of the sample in technology will be possible.

Key Words: Y_2O_3 layer, Cold seeding method, Single crystal Y123, Activation energy, Fluctuation induced conductivity.

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. Onnes'in deneyindeki civa için direncin sıcaklıkla değişimi	1
Şekil 1.2. Süperiletken bir malzemeden manyetik alanın dışarılanması	4
Şekil 1.3. Süperiletken ve normal metalin öz dirençlerinin sıcaklıkla değişimi.....	4
Şekil 1.4. Saf metal ile alaşımlar ve seramik süperiletken örnekleri için süperiletkenlik geçişi	5
Şekil 1.5. I. tür süperiletkenler için mıknatıslanma eğrisi	8
Şekil 1.6. II. tür süperiletkenler için, kritik alanların sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi.....	8
Şekil 1.7. II. tür süperiletkenler için mıknatıslanmanın uygulanan alanda değişimi...	9
Şekil 1.8. Karışık haldeki II. tür süperiletkenin şematik çizimi.....	10
Şekil 1.9. YBCO ikili faz diyagramı.....	12
Şekil 1.10. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ bileşiğinin kristal yapısı	13
Şekil 2.1. Kalsinasyon ısıl işlem şeması	19
Şekil 2.2. Eritme ısıl işlem şeması	19
Şekil 2.3. Kristal büyütme işleminin ısıl işlem şeması	20
Şekil 2.4. Oksijen tavlama işleminin ısıl işlem şeması.....	20
Şekil 3.1. Y123 örneğine ait X-ışını kırınım desenleri	27
Şekil 3.2. Y123 örneğinin farklı manyetik alanlardaki öz direnç-sıcaklık değişimi	28
Şekil 3.3. Y123 örneğinin dp/dT türevinin sıcaklıkla değişimi	29
Şekil 3.4. Y123 örneğinin 5, 40 ve 77 K'deki manyetizasyon eğrileri	30
Şekil 3.5. Y123 örneğinin kritik akım yoğunluğunun uygulanan manyetik alanla değişimi.....	31
Şekil 3.6. Y123 örneğine ait tuzaklanan manyetik alan dağılımı	32
Şekil 3.7. Y123 örneğine ait $ln\rho(T)$ değerlerinin $1/T$ 'ye göre değişimi	33
Şekil 3.8. Aktivasyon enerjisinin manyetik alan bağımlılığı	34
Şekil 3.9. Sıfır manyetik alandaki öz direncin ve dp/dT 'nin sıcaklığa göre değişimi...	35
Şekil 3.10. $ln(\Delta\sigma)$ 'nın $ln(\epsilon)$ 'ye karşı değişimi	36

TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. II. tür süperiletkenler için $T = 0$ K'de ölçülen üst kritik manyetik alan değerleri.....	10
Tablo 2.1. Başlangıç kompozisyonu hazırlamasında kullanılan toz bileşikler ve miktarları.....	18
Tablo 3.1. $T_{c,başlangıç}$, $T_{c,sıfır}$ ve T_c^{mf} 'nin değişen manyetik alanlardaki değerleri	29
Tablo 3.2. Y123 örneğinin 0, 1, 2, 3 ve 4 T manyetik alan altında ve 5, 40 ve 77 K'deki kritik akım yoğunlukları	32
Tablo 3.3. Aktivasyon enerji değerleri.....	34
Tablo 3.4. Y123 için yapılan dalgalanma analizi sonuçları.....	36

SEMBOLLER DİZİNİ

a, b, c	: Örgü parametreleri
A_x	: Dalgalanma genliği
\mathbf{B}	: Manyetik indüksiyon
d	: Düzlemler arası mesafe
e	: Elektronik yük
\mathbf{H}	: Manyetik alan
\mathbf{H}_0	: Dış manyetik alan
\mathbf{H}_c	: Kritik manyetik alan
\mathbf{H}_{c1}	: Alt kritik alan
\mathbf{H}_{c2}	: Üst kritik alan
\hbar	: Planck sabiti
\mathbf{J}	: Akım yoğunluğu
\mathbf{J}_c	: Kritik akım yoğunluğu
\mathbf{J}_H	: Perdeleme akımı
\mathbf{J}_i	: İletim akımı
k_B	: Boltzman sabiti
l	: Ortalama serbest yol
\mathbf{M}	: Miknatıslanma
ΔM	: Manyetizasyon eğrisinin genişliği
T	: Sıcaklık
T_c	: Kritik sıcaklık
T_c^{mf}	: Ortalama alan kritik sıcaklığı
T_G	: Ginzburg sıcaklığı
T_{LD}	: Çapraz geçiş sıcaklığı
ΔT	: Sıcaklık farkı
U	: Aktivasyon enerjisi
V_f	: Cooper çiftlerinin sürati
δ	: Deri derinliği
ε	: İndirgenmiş sıcaklık

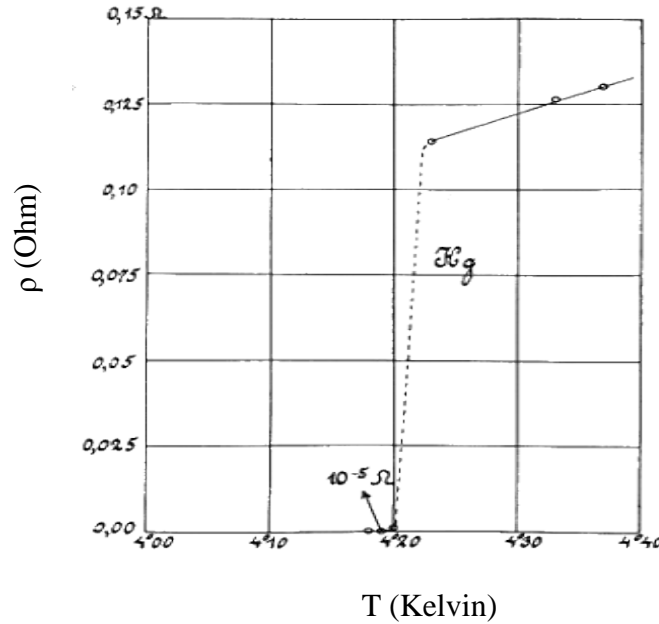
- λ : Kritik üs
- λ_{3D} : 3D dalgalanması kritik üssü
- λ_{2D} : 3D dalgalanması kritik üssü
- λ_{cr1} : Kritik bölge 1. Kritik üssü
- λ_{cr2} : Kritik bölge 2. Kritik üssü
- $\lambda(T)$: Ginzburg-Landau girme derinliği
- μ_0 : Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı
- ξ_0 : Etkin koherens uzunluğu
- $\xi_c(0)$: Sıfır sıcaklığındaki c -ekseni koherens uzunluğu
- ρ : Özdirenç
- ρ_0 : Maksimum özdirenç
- ρ_n : Normal durum özdirenci
- $\Delta\sigma$: İletkenlikteki dalgalanma
- $\Delta\sigma^{AL}$: Aslamasov-Larkin katkısı
- $\Delta\sigma^{MT}$: Maki-Thompson katkısı
- $\Delta\sigma_{LD}$: Lawrance-Doniach dalgalanması
- χ : Manyetik alınganlık

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

1900'lü yılların başından beri popülaritesini hiç kaybetmemiş çalışma alanlarından biri de süperiletkenliktir. Süperiletkenlik ilk olarak Hollandalı fizikçi, Heike Kammerlingh Onnes tarafından 1911 yılında keşfedildi. 10 Temmuz 1908 tarihinde, helyumu 4 K'in altına kadar soğutarak sıvılaştırmayı başardı. Onnes o gün sadece birkaç mililitre sıvı helyum üretebildi, ancak bu, daha önce ulaşılamaz olan sıcaklık bölgelerindeki keşifler için yeni başlangıç oldu. Sıvı helyum, diğer malzemelerin mutlak sıfıra yakın, akla gelebilecek en düşük sıcaklığa kadar soğumasını sağladı. Mutlak sıfır, malzeme enerjisinin mümkün olduğunca küçük hale geldiği sıcaklıktır (URL-1, 2012).

1911 yılında, Onnes aşırı düşük sıcaklıklarda malzemelerin elektriksel özelliklerini incelemeye başladı. Oda sıcaklığının altına soğutulduğunda metallerin direncinin düştüğü bilinen, ancak sıcaklık 0 K'e çok yakın olduğunda direncin yaklaşacağı sınır değer bilinmediği yıllardı. Onnes 4,2 K'in altındaki bir sıcaklıkta cıvanın dc öz direncinin sıfıra düştüğünü buldu (Şekil 1.1).



Şekil 1.1. Onnes'in deneyindeki cıva için direncin sıcaklıkla değişimi (URL-2, 2012).

Onnes'e göre, civa olağanüstü elektriksel özellikleri nedeniyle süperiletkenlik durumu denebilecek yeni bir durum haline geçmiştir. Kamerlingh Onnes bu yeni keşfedilen durumu, süperiletkenlik olarak adlandırdı ve bu yeni buluşuyla 1913'te Nobel Ödülüne layık görüldü (Poole vd., 2007).

Maddenin aşırı düşük sıcaklıklarda nasıl davrandığı 1933 yılında keşfedildi. Alman araştırmacılar Walther Meissner ve Robert Ochsenfeld bir süperiletken malzemenin bir manyetik alanı dışarıladığını keşfettiler. Bir iletken ile hareket eden bir mıknatıs, iletkende akım indükler. Bu, elektrik jeneratörünün çalıştığı ilkedir. Fakat bir süperiletkende indüklenen akımlar süperiletken malzeme içine nüfuz eden alanı, mıknatısı itecek şekilde dışarılar. Bu olgu, güçlü diamıknatıslanma olarak bilinir ve "Meissner etkisi" olarak anılır. Meissner etkisi o kadar güçlüdür ki, bir mıknatıs bir süperiletken üzerinde tamamen havada kalabilir (URL-3, 2012).

1957 yılında bilim adamları süperiletkenlerin sırlarını çözmeye başladı. Illinois Üniversitesi'nde John Bardeen, Leon Cooper ve Robert Schrieffer süperiletkenlerde yük taşıyıcılarının Cooper çiftleri adı verilen zıt momentumlu elektron çiftleri oluşmasına dayanan bir teori geliştirdiler. Bu teori BCS teorisi olarak bilinir.

1986 yılında Georg Bednorz ve Alex Müller, perovskite denilen metal oksit bileşikleri üzerinde yüzlerce deney yaptılar. Lantanyum, baryum, bakır ve oksijen ile çalışırken 35 K'de süperiletkenliğe dair bulgular buldular. İlk yapılan bu oksit seramiğin kimyasal formülü $La_{2-x}Ba_xCuO$ idi. 1987'de Chu ve arkadaşları lantanyumu itriyum ile yer değiştirdiler ve 90 K'de süperiletken olduğunu buldular. Bu malzeme daha yüksek sıcaklıklarda süperiletken olduğu için "Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri" olarak adlandırılır. Daha sonraki yıllarda ise 110 K kritik sıcaklığa sahip $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ bulundu (URL-1, 2012; Rose ve Rhoderick, 1980). Bunu, Hermann ve Sheng'in $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ sisteminde süperiletkenliği bulmaları takip etti (URL-4, 2012). 2001 yılında Japon araştırmacılar tarafından 39 K kritik sıcaklığa sahip MgB_2 süperiletkeni bulundu. Demir tabanlı süperiletkenler ise ilk olarak 2006 yılında gözlendi (URL-3, 2012). Yapılan son çalışmalarla şimdiye kadar en yüksek kritik sıcaklığa sahip $(Tl_4Ba)Ba_2Mg_2Cu_7O_{13+}$ malzemesinin 258 K civarında süperiletkenlik özelliği gösterdiği bulundu (URL-5, 2012).

1.2. Süperiletkenliğe Ait Temel Bilgiler

1.2.1. Meissner-Ochsenfeld Etkisi

Süperiletkenlik durumunda sıfır dirence ek olarak, tüm süperiletkenler mükemmel diamıknatıstır. Bu özellik ilk olarak 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından keşfedildi ve sıfır dirence sahip diğer mükemmel iletkenlerden süperiletkenleri ayırdılar.

Bir mükemmel iletken sıfır manyetik alanda soğutulursa ve daha sonra manyetik alan uygulanırsa süperiletken içine uygulanan dış manyetik alanı tamamen engelleyen külçe örnek içinde M mıknatıslanması yaratan bir yüzey akımı indüklenir. Bu yüzey akımı yüzeyden itibaren bir δ deri derinliği içinde mevcuttur. Düşük sıcaklıkta alanı kaldırmak, örnek içinde

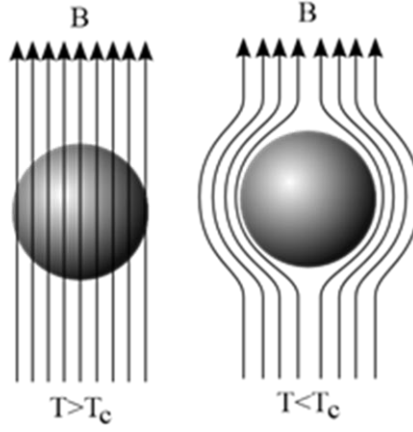
$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (1.1)$$

manyetik indüksiyonu bulunduran yüzey akımlarının sıfıra düşmesine neden olur. Diğer taraftan mükemmel bir iletken manyetik alanda soğutulduğunda manyetik alan örneğe nüfuz etmeye devam eder. Eğer manyetik alan daha sonra düşük sıcaklıkta ortadan kaldırılırsa daha öncekine benzer şekilde örneğin içinde

$$\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} \quad (1.2)$$

manyetik indüksiyonu bulunduran bir yüzey akımı yaratılır.

Benzer şekilde bir süperiletken sıfır manyetik alanda soğutulursa ve alan $T < T_c$ 'de uygulanırsa Ginzburg-Landau girme derinliği $\lambda(T)$ içinde var olan süperakım örnek içinde manyetik alanı tamamen yok edecek şekilde bir mıknatıslanma yaratır. Düşük sıcaklıkta manyetik alanı kaldırmak aynı şekilde süperakımların yok olmasına neden olur. Bu da örnek içinde herhangi bir manyetik akı ile sonuçlanmaz. Diğer taraftan yeterince zayıf bir manyetik alan $T > T_c$ 'de süperiletkene uygulandığında ve örnek T_c 'nin altında soğutulduğunda süperakım tekrar uygulanan manyetik alanı yok eden mıknatıslanmaya neden olur (Şekil 1.2). Eğer uygulanan alan kaldırılırsa süperiletken içindeki \mathbf{B} sıfır kalır. Bu işlemin sonucuna "Meissner-Ochsenfeld etkisi" denir.

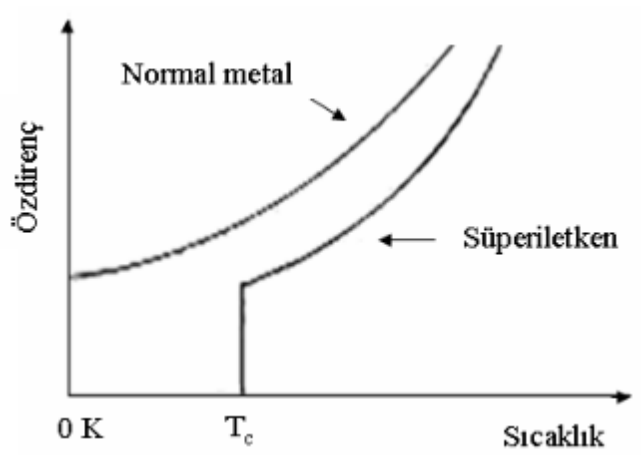


Şekil 1.2. Süperiletken bir malzemenin manyetik alanın dışarılanması (URL-6, 2012).

Meissner durumunda makroskobik manyetik indüksiyon B kaybolur. Bu durumda süperiletken -1 'e eşit bir $\chi = M/H$ manyetik alınganlığa sahip bir mükemmel diamagnetiktir (Klemm, 2012).

1.2.2. Kritik Sıcaklık

Bir süperiletkende direncin yok olduğu sıcaklığa süperiletkenlik geçiş sıcaklığı veya kritik sıcaklık denir ve T_c olarak ifade edilir. Bu sıcaklık her metal için farklıdır (Şekil 1.3).



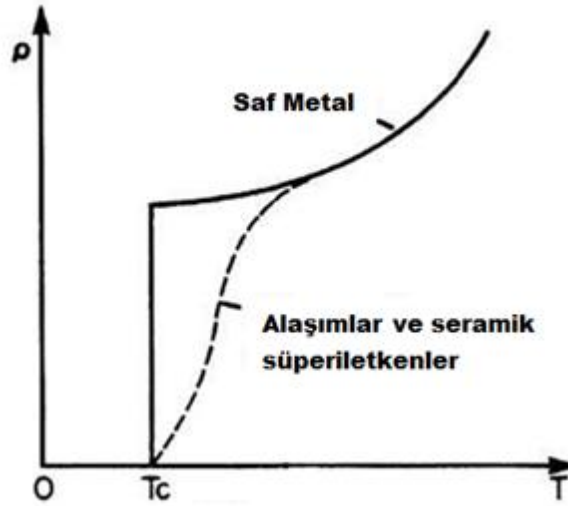
Şekil 1.3. Süperiletken ve normal metalin öz dirençlerinin sıcaklıkla değişimi (URL-7, 2012).

Manyetik safsızlıklar, düşük kritik sıcaklık değerlerine neden olurken, kritik sıcaklık genellikle küçük miktarlardaki safsızlıklara duyarlıdır. Tüm saf metaller süperiletken

olarak bulunmazlar. Örneğin bakır, demir ve sodyum şimdiye kadar ulaşılmış en düşük sıcaklıkta süperiletkenlik göstermezler. Elbette, düşük sıcaklıklardaki deneyler yeni süperiletkenleri ortaya çıkarabilir, fakat tüm metallerin mutlak sıfırda bile süperiletkenlik gösterebilmeleri için bir neden yoktur. Her ne kadar süperiletkenlik ender rastlanan bir olgu olsa da, metalik elementlerin yaklaşık olarak yarısının süperiletken oldukları bilinir ve ek olarak alaşımların büyük bir kısmı süperiletkendir. Bir alaşım, süperiletken olmayan iki metalden oluşsa bile alaşımların süperiletken olması mümkündür (örneğin Bi-Pb).

Niyobyum yüksek kritik sıcaklığa (9,3 K) sahip metalik bir elementtir. Fakat bazı alaşımlar ve metalik bileşikler daha yüksek sıcaklıkların üzerinde bile süperiletken olarak kalabilirler. Örneğin Nb_3Ge yaklaşık olarak 23 K kritik sıcaklığına sahiptir. Yüksek kritik sıcaklığa sahip bu alaşımlar süperiletkenliğin mühendislik uygulamalarında büyük öneme sahiptir.

Soğuma sırasında süperiletkenlik durumuna geçiş, eğer örnek safsa ve fiziksel olarak mükemmelse oldukça keskin olabilir. Örneğin, iyi bir galyum örneğinde geçiş 10^{-5} K sıcaklık aralığı içinde meydana gelmektedir. Eğer örnek kirli ise veya dağılmış kristal yapısına sahipse geçiş önemli ölçüde genişleyebilir. Şekil 1.4, saf metal ile alaşımlar ve seramik süperiletken örnekleri için süperiletkenliğe geçişi gösterir (Rose ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.4. Saf metal ile alaşımlar ve seramik süperiletken örnekleri için süperiletkenlik geçişi (URL-8, 2012).

1.2.3. Kritik Akım Yoğunluğu

Süperiletkenlik konusunda yapılan çalışmalarda süperiletken boyunca geçirilen akım miktarının bir üst limiti olduğu keşfedildi. Bu akım miktarı kritik akım olarak tanımlanır. Başka bir deyişle kritik akım, verilen bazı sıcaklık ve manyetik alanlarda süperiletkenlik sergileyen bir süperiletken boyunca akan maksimum akımdır.

Genellikle süperiletkenin yüzeyinden akan akıma iki katkı vardır. Örneğin; bir pil gibi bazı dış kaynaktan kaynaklanan bir akımın bir süperiletken tel boyunca geçirildiği düşünölsün. Bu akım iletim akımı olarak adlandırılır. Çünkü bu akım yükü telin dışına ve içine transfer eder. Eğer tel uygulanan bir manyetik alan içinde ise perdeleme akımları adı verilen akımlar metal içindeki akıyı yok etmek için dolanırlar. Bu perdeleme akımları iletim akımı ile birleştirilmiştir ve akım yoğunluğu J , iletim akımı J_i ve perdeleme akımlarından doğan J_H bileşenlerinin toplamı şeklinde düşünölebilir.

$$J = J_i + J_H \quad (1.3)$$

Eğer toplam akım yoğunluğu J 'nin büyüklüğü kritik akım yoğunluğu J_c 'yi aşarsa süperiletkenlik yok olur.

Bir akım süperiletken üzerinden akarsa yüzeyde bir B akı yoğunluğu ve bununla ilişkili olarak alan şiddeti $H (= B/\mu_0)$ oluşacaktır. Bir süperiletken üzerindeki toplam akım önemli ölçüde büyükse yüzeydeki akım yoğunluğu kritik değer J_c 'ye ulaşacaktır ve yüzeydeki manyetik alan şiddeti H_c değerine sahip olur (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.2.4. Eş Uyum (Koherens) Uzunluğu

Süperiletkenlikle ilgili önemli parametrelerden biri de eş uyum (koherens) uzunluğudur. Koherens uzunluğu (ξ), üzerinde süperiletkenliğin yaratılabildiği ya da yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünölebilir. Başka bir şekilde de, koherens uzunluğuna, üzerinde Cooper çiftindeki elektronların birlikte kalabildiği uzunluk olarak bakabiliriz. Koherens uzunluğu normal bir metalin elektronlarının ortalama serbest yoluna bağlıdır. Bir metaldeki ortalama serbest yol, metale safsızlıklar katılarak kısaltılabilir. Böylece koherens uzunluğu da azalır (Serway, 1996).

Saf bir malzeme içerisinde sıfır sıcaklıktaki koherens uzunluğu

$$\xi_0 = \frac{\hbar V_f}{2\pi k_B T_c} \quad (1.4)$$

olarak ifade edilir. Burada \hbar Planck sabiti, V_f Cooper çiftlerinin sürati, k_B Boltzman sabiti ve T_c kritik sıcaklıktır. Etkin koherens uzunluğu ise ξ_0 ve ortalama serbest yola (l)

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (1.5)$$

bağıntısı ile bağlıdır (Zhou, 1991). Sıcaklık cinsinden ifadesi ise Denklem (1.6) ile verilir (Hook ve Hall, 2006):

$$\xi(T) \approx \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - T/T_c}} \quad (1.6)$$

1.3. Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

1.3.1. I. Tür Süperiletkenler

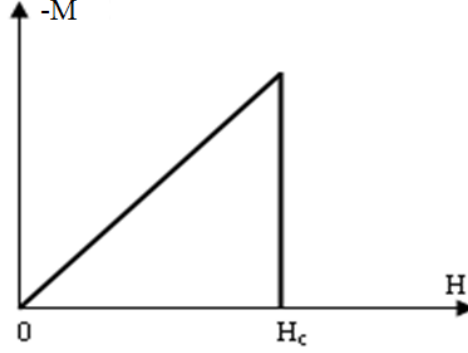
Süperiletkenliğin 1911'deki keşfinden sonra, pek çok metalin direncinin, her metale özgü kritik bir T_c sıcaklığının altında, sıfıra gittiği gözlenmiştir (URL-9, 2012).

I. tür süperiletkenler esas olarak oda sıcaklığında iletkenlik gösteren metallere oluşur. İlk olarak keşfedilen ve yumuşak süperiletkenler olarak karakterize edilen I.tür süperiletkenler, süperiletken hale gelmek için düşük sıcaklık gerektirirler. Onlar süperiletken durumunda çok keskin bir geçiş ve mükemmel diamagnetizasyon sergilerler ve uygulanan manyetik alanı tamamen dışarılama yeteneğine sahiptirler (URL-10, 2012).

Nb dışındaki tüm süperiletken elementlerin saf örnekleri I. tür davranış gösterirler (Hook ve Hall, 2006). H_0 dış manyetik alanına dikey olarak yerleştirilen uzun ve silindirik şekilde I. tür bir süperiletken örneği ele alınsın. H_0 alanı artarken örnek içindeki manyetik indüksiyon değişmez ve $B = 0$ olarak kalır. H_0 değeri bir H_c değerine kadar artırılırsa süperiletkenlik kaybolur. Süperiletkenliğin kaybolduğu H_c alanına kritik manyetik alan adı verilir. Bu durumda alan süperiletken içine nüfuz eder ve $B = H_0$ 'dır. Manyetik indüksiyon B ve manyetik alan H_0 birbirine

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H}_0 + \mathbf{M}) \quad (1.7)$$

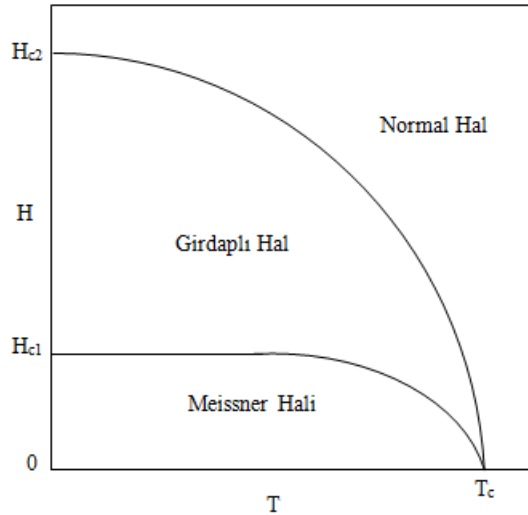
ifadesi ile bağılıdır. \mathbf{M} hacim başına manyetik momenttir. I. tür süperiletkenler için mıknatıslanma eğrisi ise Şekil 1.5'te görülmektedir (Müller ve Ustinov, 1997).



Şekil 1.5. I. tür süperiletkenler için mıknatıslanma eğrisi (URL-11, 2012).

1.3.2. II. Tür Süperiletkenler

II. tür süperiletkenler olarak bilinen başka bir grup malzemenin varlığı 1987'de tespit edilmiştir. Bu malzemeler, Şekil 1.6'da H_{c1} ve H_{c2} olarak gösterilen iki kritik alan tarafından belirlenmektedir.

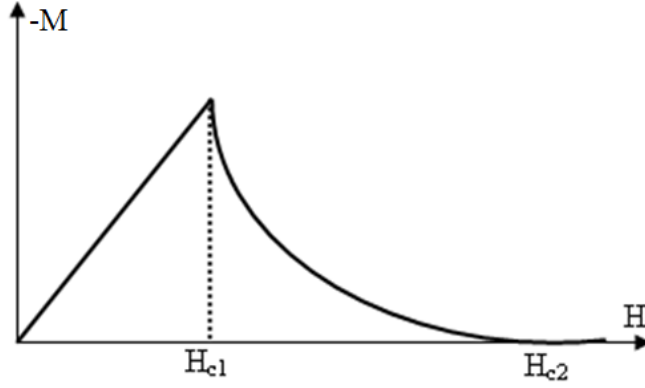


Şekil 1.6. II. tür süperiletkenler için, kritik alanların sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi (Serway, 1996).

Uygulanan alan, H_{c1} alt kritik alanından küçükse, örnek tam olarak süperiletkendir ve I. tür süperiletkenlerde olduğu gibi hiçbir akı örneğe nüfuz edemez. Uygulanan alan, H_{c2} üst kritik alanı aştığında, akı örneğin tamamına nüfuz eder ve süperiletken hal ortadan kalkar. Fakat H_{c1} ile H_{c2} arasındaki alanlar için malzeme "Girdaplı hal (Vorteks hali)" olarak bilinen karışık halde bulunur.

Alt kritik alan H_{c1} 'in altında örnek, I. tür süperiletken gibi davranır. Üst kritik alan H_{c2} 'nin üzerinde, örnek normal bir iletken gibi davranır. İki alan arasında, süperiletken karışık haldedir.

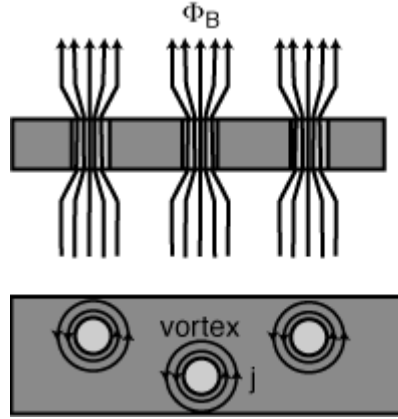
Şekil 1.7'de, II. tür süperiletkenler için mıknatıslanmanın uygulanan alanla nasıl değiştiği görülmektedir. Örnek, $H < H_{c1}$ için akı dışarılayan süperiletken halde, $H_{c1} < H < H_{c2}$ için karışık halde ve $H > H_{c2}$ için ise normal haldedir.



Şekil 1.7. II. tür süperiletkenler için mıknatıslanmanın uygulanan alanda değişimi (URL-11, 2012).

Girdaplı halde madde sıfır dirence sahip olabilir ve akı kısmen nüfuz edebilir. Uygulanan alan alt kritik alanı geçtiğinde, girdaplı bölgeler, Şekil 1.8'de görüldüğü gibi normal kısımlardan oluşan fitiller şeklinde olur. Uygulanan alana ulaştığında, malzeme normal hale geçer.

Girdaplı hal, silindirik normal bir metal çekirdekle sarılmış, süperiletkenlerin silindirik anaforu olarak adlandırılabilir. Bu çekirdekler, akının II. tür süperiletkenlere nüfuz etmesini sağlar. Manyetik alan, girdap fitillerinin merkezinde maksimum olup, çekirdeğin dışına doğru belirli bir girme derinliği (λ) ile üstel olarak azalır. Her girdap için H 'nin "kaynağı" süperakımlardır. II. tür süperiletkenlerde, normal bölgenin yarıçapı, girme derinliğinden daha küçüktür.



Şekil 1.8. Karışık haldeki II. tür süperiletkenin şematik çizimi (URL-12, 2012).

II. tür süperiletkenler karışık halde iken, yeterince büyük bir akım, girdapların akıma dik olarak hareketine neden olabilir. Bu girdap hareketi, akımın zamanla değişimi anlamına gelir ve madde içinde direnç meydana getirir. Safsızlıklar ekleyerek, girdapları bir yere çivilemek ve hareketlerini engellemek, dolayısıyla karışık bir haldeki bir süperiletken için sıfır direnç oluşturmak mümkün olabilir (URL-13, 2012).

II. tür süperiletkenler için üst kritik alan değerleri Tablo 1.1 'de görülmektedir.

Tablo 1.1. II. tür süperiletkenler için $T = 0$ K'de ölçülen üst kritik manyetik alan değerleri (URL-13, 2012).

Süperiletken	$H_{c2}(0)$ (Tesla)
Nb ₃ Al	32,4
Nb ₃ Sn	24,5
Nb ₃ Ge	38,0
NbN	15,3
NbTi	15,0
Nb ₃ (AlGe)	44,0
V ₃ Si	23,5
V ₃ Ga	20,8
PbMoS	60,0

1.3.3. Akı Akışı (Flux Flow) ve Akı Sürüklenmesi (Flux Creep)

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri akı akışı ve akı sürüklenmesi olgularını gösterirler. Akı akışı ve akı sürüklenmesi olgusu elektromotor kuvveti indükleyen akı tüpleri (fluxoid) hareketinin sonucunda oluşur. II. tür süperiletkenliğin mikro görünümüne göre, çivileme potansiyel engelinde tuzaklanan akı tüpleri, termal aktivasyon ile buldukları yerden ayrılabilirler. Elektrik akımı süperiletken içinde aktığında akı tüplerine

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.8)$$

şeklindeki Lorentz kuvveti etki eder. Böylece akı tüpleri Lorentz kuvveti yönünde kolayca hareket edebilirler. Bu olay akı sürüklenmesi olarak adlandırılır. Lorentz kuvveti çivileme kuvvetinden büyük olduğu durumda akı tüpleri üzerindeki çivileme etkisi önemsiz hale gelir ve bu durumda Lorentz kuvveti akı akışına hakimdir.

Akı akışı ve akı sürüklenmesinin neden olduğu enerji kaybı zaman içinde manyetik kuvvetin bozulmasına neden olur (Zheng vd., 2005).

1.4. Y-Ba-Cu-O Sistemi

1.4.1. Y-Ba-Cu-O Sisteminin Faz Diyagramı

YBCO sisteminin faz diyagramının oluşması için en etkili tekniklerden biri mikroyapıyı gözlemlemektir ve çeşitli sıcaklıklarda hızlı soğutma (quench) işlemlerinden sonra elektron sondalı hassas çözümleç (EPMA, electron-probe microanalyzer) ile var olan fazları analiz etmektir.

Bu sistemde iki tür peritektik reaksiyon olduğu bulunmuştur. 1200 °C'nin üzerindeki yüksek sıcaklıklarda Y_2O_3 ve sıvı faz (L: BaO ve CuO'nun bir karışımı) kararlıdır. Soğuma halinde bu iki faz peritektik olarak Y_2BaCuO_5 üretmek için reaksiyona girerler.



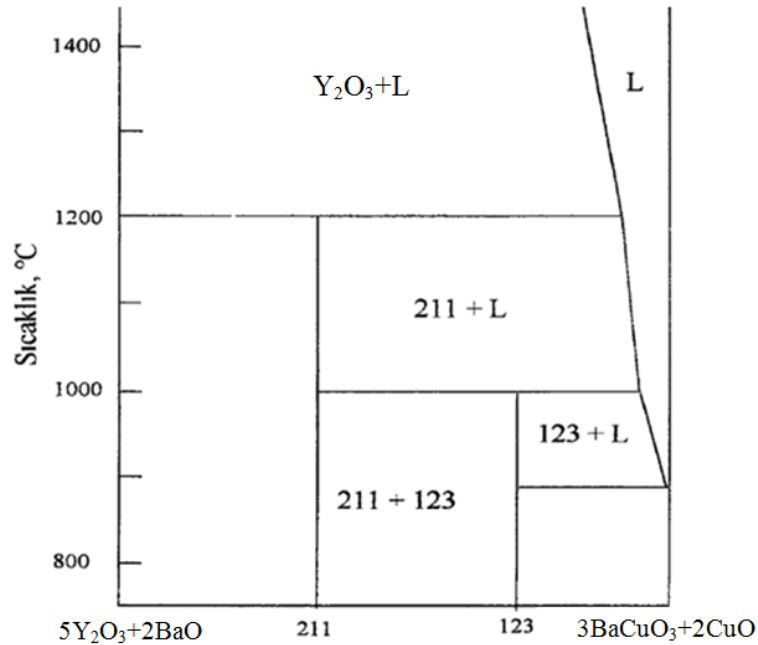
1000 °C civarında Y_2BaCuO_5 (211) fazı $YBa_2Cu_3O_x$ üretmek için sıvı fazla tepkimeye girer.



211 fazı $YBa_2Cu_3O_x$ fazı içinde tuzaklanır ve bu peritektik reaksiyonun kanıtıdır.

YBCO için ikili faz diyagramı Şekil 1.9'da görülmektedir. Çizgilerin konumu yaklaşık olarak çizilmesine rağmen bu faz diyagramı kristal büyümesi için kullanışlıdır.

Kristal büyütme işlemi sırasındaki birçok durumda süperiletken fazın bağlantısı çok zayıftır. 123 fazının tane büyümesi için hem 211 hem de sıvı faz sağlanmalıdır. Dolayısıyla 211 dağılımı tekdüze olmadığında, reaksiyon 211 yoğunluğunun düşük olduğu bölgede sürekli olarak devam edemez. Eğer 211+L bölgesinde örnek yavaşça soğutulursa, 211 düzgün olmayan bir şekilde büyür ve dağılır. Böylece süperiletken fazda zayıf bağlantı oluşacaktır. Eğer örnek nispeten yüksek sıcaklıkta belli bir zaman boyunca eritilirse ve yavaş soğumanın ardından hızlıca peritektik sıcaklığa soğutulursa, gözeneklerin sayısı 211 irileşmesi olmaksızın azalır (Murakami, 1992; Lo, 2000).

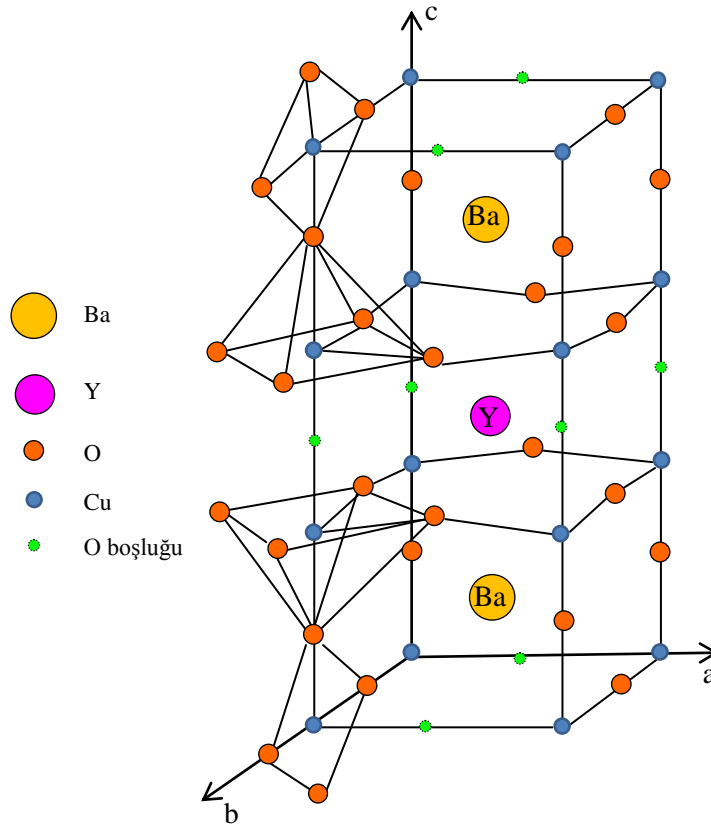


Şekil 1.9. YBCO ikili faz diyagramı (Murakami, 1992).

1.4.2. Y-Ba-Cu-O Sisteminin Kristal Yapısı

YBCO süperiletkenleri perovskite benzeri katmanlı ve yüksek anizotropik kristal yapısına sahiptir. Şekil 1.10'da oksijen boşluklarına sahip bir perovskite olan, üç tane

birim hücre içeren ve dört farklı katmanı sırasıyla CuO-BaO-CuO₂-Y-CuO₂-BaO-CuO olarak dizilmiş YBCO yapısı görülmektedir. CuO tabakasında her Cu atomu 4 tane oksijen atomu ile koordine edilir. Bu oksijen atomları CuO₂ tabakasındaki Cu atomunu çevreleyen 5 oksijen atomundan farklıdır. YBa₂Cu₃O_{7-x} bileşiği hem ortorombik ($x < 0,5$) hem de tetragonal ($x \geq 0,5$) yapılarına sahiptir. Süperiletken faz YBa₂Cu₃O_{7-x}'in ortorombik yapıda olduğu fazdır (Cardwell ve Ginley, 2003).



Şekil 1.10. YBa₂Cu₃O_{7-x} bileşiğinin kristal yapısı (Cardwell ve Ginley, 2003).

1.5. Üstten Aşılama Eritme-Büyütme Yöntemi [Top Seed Melt-Growth (TSMG)]

Tane sınırları, yüksek sıcaklık süperiletkenlerde zayıf bağlantılar olarak davrandıklarından tane sınırları olmayan külçe örnekler üretmek önemlidir. Bu amaç doğrultusunda örneğin üzerine benzer örgü parametrelerine sahip bir çekirdek kristali yerleştirilen üstten aşılama eritme-büyütme yöntemi [Top Seed Melt-Growth (TSMG) Method] geliştirildi (Narlikar, 2004). Ayrıca üstten aşılama eritme-büyütme yöntemi c -

ekseninde yönelmiş tek taneli REBCO süperiletkenlerini elde etmek için etkin bir yöntemdir (Hinai vd., 2001). Çekirdek kristali olarak MgO kullanmak yaygındır, fakat bu malzeme ile hazırlanan külçe örneğin *c*-ekseni genellikle örneğin üst yüzeyine paralel olarak yönelir. Örnek yüzeyine dik *c*-ekseni yönünde yönelmesi amacıyla bir 123 malzemesi çekirdek olarak kullanılır ve örnek üzerine konulur. Böylece çekirdek kristalinin *c*-ekseni örnek yüzeyine dik olarak yönelir. Çekirdek kristali büyütme işlemi süresince erimemelidir. Bu nedenle yüksek erime sıcaklığına sahip bir 123 malzemesi kullanılmalıdır. Bu işlem için genellikle Sm123 veya Nd123 malzemeleri çekirdek kristali olarak kullanılır.

Eğer çekirdek kristalinin ayrışma ya da erime sıcaklığı belirgin derecede örnekten yüksekse çekirdek kristali eritme-büyütme başlamadan önce çekirdeğin üzerine yerleştirilebilir. Ancak, çekirdek kristalinin erime noktası yüksek değilse örnek malzemesinin kısmen ayrışmasına ve içine difüz etmesine neden olabilir. Çünkü çekirdek kristali büyümek için malzemenin erime sıcaklığından daha yüksek bir sıcaklığa maruz bırakılır. Bu problemden kaçınmak için, sıcaklığı erime noktasına veya daha altına kadar düşürdüktan sonra aşılama yapılır (Narlikar, 2004).

Üstten aşılama eritme-büyütme yöntemi soğuk aşılama ve sıcak aşılama yöntemleri olarak ikiye ayrılır:

1.5.1. Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method)

Isıl işlemde önce başlangıç örneğinin üzerine çekirdek kristalinin yerleştirildiği soğuk aşılama yöntemi yaygın olarak kullanılır (Hinai vd., 2001). Bu yöntemde çekirdek kristalinin erime sıcaklığının yeterince yüksek olması gerekir. Böylece en yüksek üretim sıcaklığında bile eriyik ile tepkimeye girmez. Nispeten düşük erime sıcaklığına sahip REBCO külçe süperiletkenini büyütme için erimiş büyümüş küçük Sm123 veya Nd123 tek kristalleri çekirdek kristali olarak kullanılır. Mg katkısının erime sıcaklığını artırdığı bilinmektedir. Eğer büyütme işlemi hava ortamında ise RE=Nd içeren herhangi bir REBCO külçe süperiletkeni için çekirdek kristali olarak Mg katkılı Nd123 kullanılabilir.

Soğuk aşılama yönteminde çekirdek kristali tüm eritme işlemi başlamadan önce başlangıç örneğinin üzerine yerleştirildiği için daha kolay olması ve özel bir fırın gerektirmemesi bakımından avantajlara sahiptir (Oda vd., 2009).

1.5.2. Sıcak Aşılama Yöntemi (Hot Seeding Method)

Sıcak aşılama yönteminde REBCO başlangıç örneği kısmen eritilir ve erime sıcaklığının üzerine kadar soğutulur. Bu aşamada bir çekirdek kristali yarı erimiş örnek üzerine yerleştirilir. Çekirdek kristalinin erime noktası başlangıç kompozisyonundan daha yüksek olmak zorunda değildir (Shi vd., 2005).

Bu yöntem çeşitli sebeplerden dolayı çok pratik değildir. Özel olarak tasarlanmış fırın ve usta beceriler gerektirir. Mükemmel tekrarlanabilirliği elde etmek zordur (Oda vd., 2009). Ayrıca karmaşık geometri örneklerin aşılama veya çok taneli süperiletken gerektiren çoklu aşılama süreçleri için uygun değildir (Shi vd., 2005). Yine de sıcak aşılama yönteminin büyük külçe örneklerin özellikleri bakımından en umut verici yöntem olduğu bilinmektedir (Krabbes ve Fuchs, 2006).

1.6. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı

Koherens uzunluğunun çok kısa olması, yüksek geçiş sıcaklığı, yük taşıyıcılarının düşük yoğunluğu ve yük hareketinin etkin boyutluluğunu belirleyen güçlü anizotropi yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin karakteristik özellikleridir ve geçiş sıcaklığı (T_c) üzerinde dikkat çeken bir şekilde termodinamik dalgalanmalara neden olur. Termodinamik dalgalanmalar yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde geniş bir özdirenç geçişine sebep olurlar. Termodinamik dalgalanmaların etkileri öz ısı, manyetik alınganlık, magnetoresistans, Hall etkisi ve elektriksel iletkenlik özelliklerinde gözlemlenir.

Termodinamik dalgalanmalardan kaynaklanan aşırı (excess) iletkenliği çalışmak yüksek sıcaklık süperiletkenlerin özelliklerini anlamada çok önemlidir. İletkenlikteki dalgalanmaların süperiletkenler üzerindeki rolünü anlamak, gelişmiş teknolojik uygulamalarda gereklidir. Çünkü bu dalgalanmalar süperiletkenlik durumunu bozabilir (Mun vd., 1993; İbrahim ve Saleh, 2007; Mohanta, 2011).

Elektriksel iletkenlik ölçümlerinde örnek sıcaklığı, oda sıcaklığından kritik sıcaklığa doğru düşürülürse, Cooper çiftlerinin dalgalanması $2T_c$ civarındaki bir sıcaklıktan itibaren kendiliğinden oluşur. Sıcaklık T_c 'ye yaklaşırsa Cooper çiftlerinin sayısı hızlı bir şekilde artar. Sonuç olarak örneğin net direnci azalır ve bu da aşırı iletkenlik dalgalanması olarak adlandırılır. Aşırı iletkenlik, polikristaller, ince filmler ve YBCO'nun tek kristal örnekleri için ölçülmüş ve sonuçlar Aslamazov-Larkin (AL) ve Lawrence-Doniach (LD) teorileri ile

açıklanmıştır (Aswal vd., 2002). Aşırı iletkenliğin fonksiyonel şekli dalgalanmaların boyutluluğuna, T_c üzerindeki süperiletken çiftlerin kırılmasına veya Josephson tünellemesi tarafından oluşturulan düzlemler arası çiftlenim sayesinde oluşan 2 boyuttan (2D) 3 boyuta (3D) gerçekleşen bir çapraz geçişe bağlıdır (Mun vd., 1993).

YBCO sistemleri için, aşırı iletkenlikleri üzerinde birçok çalışma yapılmıştır. Polikristal külçe sistemleri için birçok analiz 3 boyutlu (3D) termal dalgalanmaların karakteristikleri ile uyumludur. Ancak yüksek derecede c -ekseni yönelimli epitaksiyel ince filmler için 2D-3D çapraz geçişi bildirilmiştir. Tek kristaller için ise farklı deneysel sonuçlar bildirilmiştir (Irfan vd., 2009). Yüksek anizotropik süperiletkenler ise genel olarak 2 boyutlu (2D) bir süperiletkenlik dalgalanma davranışı gösterirler (Azzouz vd., 2006).

Yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin mekanizmasını anlamada önemli bir anahtar, geçiş yakınında 2D dalgalanmalarının önemidir. Eğer sistem güçlü bir şekilde 2 boyutlu kalırsa düzlemler, yayılmanın, zıt bir dolaşıma sahip termal olarak uyarılmış girdap çiftlerinin hareketi ile ilişkili olduğu geleneksel süperiletkenlerin ince filmlerindeki termal dalgalanmalara benzer şekilde bir davranış gösterecektir (Martin vd., 1998).

Tek kristal YBCO üzerinde yapılan dalgalanma analizleri yüksek anizotropiye sahip YBCO tek kristalinin 2 boyutlu (2D) davranış gösteren bir dalgalanmaya sahip olduğunu göstermiştir (Hagen vd., 1988).

Eritme yöntemi ile üretilmiş REBCO külçe süperiletkenlerinin süperiletkenlik özellikleri güçlü çivileme merkezi olarak davranan, süperiletken olmayan fazların dağılımı ile ilişkilendirilir. Sato ve arkadaşları (2003), farklı 211 miktarlarına sahip DyBCO süperiletkenlerinin karakteristiğini değerlendirmek amacıyla iletkenlikteki dalgalanmayı incelediler ve 3 boyutlu (3D) bir iletim gözlemler. Koherens uzunluğunun 211 miktarı ile artmasının elektronların bu artış ile birlikte dik doğrultuda saçılmasına neden olabileceğini bildirdiler. Aswal ve arkadaşları (2002) ise tane sınırlarının etkilerini inceledikleri eritme yöntemi ile üretilmiş YBCO örnekleri için ortalama alan bölgesinde 2D-3D çapraz geçişi gözlemler.

Külçe YBCO ve ince filminin oksijen içeriği o malzemenin süperiletkenlik özelliğiyle ilgili çok önemli bir parametredir. Bir YBCO örneği oksijen içeriğinden dolayı süperiletken olmamış olabilir. Bu nedenle oksijenle tavlama, malzemenin yapısını tetragonal fazdan süperiletken olan ortorombik faza değiştirmek için gereklidir (Zheng vd., 2003). YBCO'nun kristal yapısındaki bakırın iki rolünün olduğu anlaşılmıştır. CuO_2

düzlemleri süperiletkenlikte işe yarar, CuO zincirinde olan bakır atomu ise CuO₂ düzlemlerindeki yük miktarını ve bunun sonucunda da malzemenin kritik sıcaklığını kontrol eder (Askerzade, 2005).

Bunlara ek olarak bir altlık üzerine yerleştirilen Y₂O₃ tabakasının YBa₂Cu₃O_{7-x} ince filminin büyütülmesinde etkili olduğu bilinmektedir (Hasegawa vd., 2000). Bu tabaka üzerinde büyütülen YBCO ince filmi c-ekseninde yönlenir ve iyi bir düzenlenmeye sahip olur. MPMG yönteminde Y₂O₃ fazı 211 fazı için bir çekirdeklenme kaynağı olarak kullanılabilir (Zhou vd.,2002).

Bu nedenlerle, bu çalışmada Y₂O₃ tabakalı YBCO süperiletkenlerinin teknolojiadaki uygulama alanlarının iyileştirilmesi amacıyla iletkenlikteki dalgalanma analizi yapıldı.

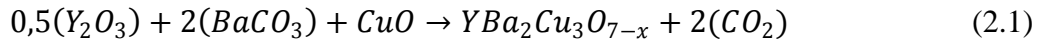
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Deneysel Çalışma

Bu çalışmada, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda 107T751 nolu TÜBİTAK (1001) projesi kapsamında Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method) kullanılarak üretilen Y123 örneği kullanıldı. Örneğin üretim süreci aşağıda açıklanmıştır.

2.1.1. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Bileşiğinin Hazırlanması

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ bileşiğini elde etmek için Y_2O_3 , $BaCO_3$ ve CuO toz bileşikleri kullanıldı. Y_2O_3 , $BaCO_3$ ve CuO tozlarının miktarları



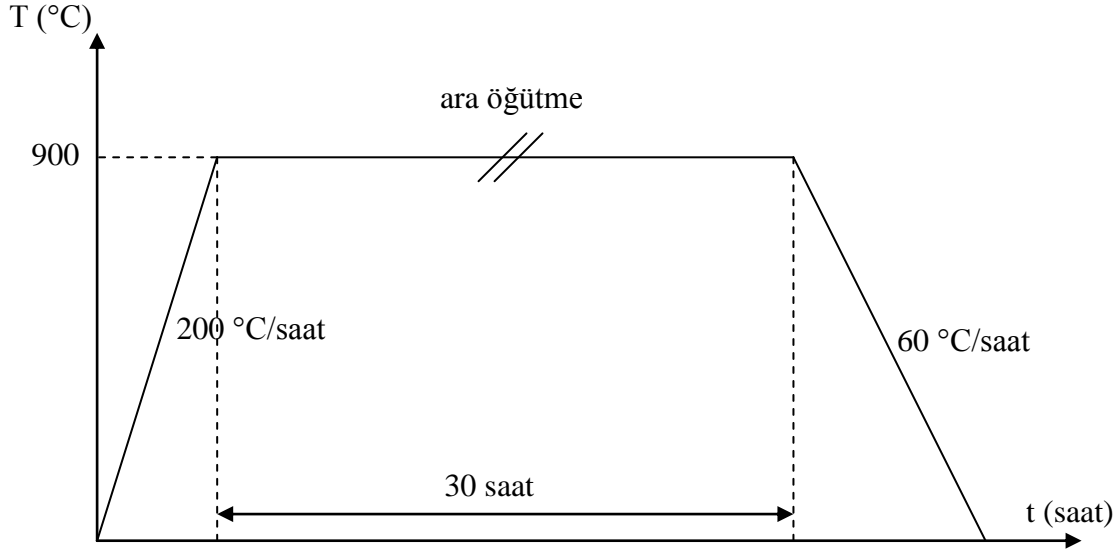
kimyasal tepkimesi ile belirlendi. Bu toz bileşiklerin molekül ağırlıkları ve saflık dereceleri Tablo 2.1' de görülmektedir.

Tablo 2.1. Başlangıç kompozisyonu hazırlamasında kullanılan toz bileşikler ve miktarları

Tozun Adı	Sembölü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (a.u)
İtriyum Oksit	Y_2O_3	99,99	225,81
Baryum Karbonat	$BaCO_3$	99,999	197,35
Bakır Oksit	CuO	99,99	79,54

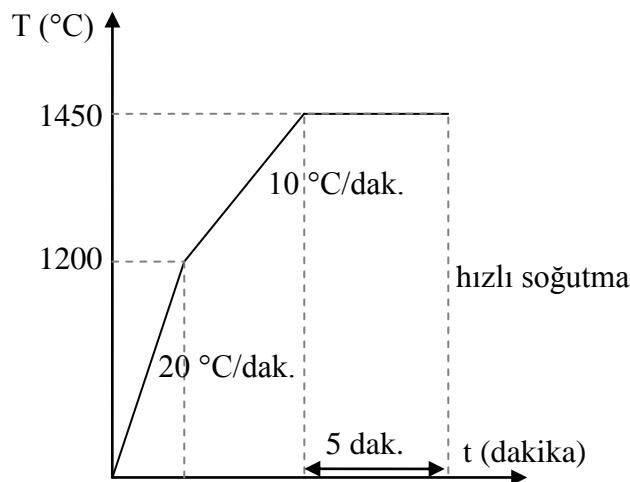
Akik taşından yapılmış havan içine aktarılan başlangıç tozları öğütücüde 1 saat süre ile öğütüldü. Bu işlem sonrasında elde edilen homojen karışım alümina (Al_2O_3) pota içerisine konularak kalsinasyon işlemi gerçekleştirildi. Fırın 200 °C/saat hızla 900 °C'ye kadar ısıtıldı ve bu sıcaklıkta 30 saat süre ile bekletildi. Bekleme süresi içerisinde ilk 15 saatten sonra malzeme fırından alındı ve 1 saatlik ara öğütme yapıldı. 30 saatlik süre

sonunda fırın $60\text{ }^{\circ}\text{C/saat}$ hızla oda sıcaklığına kadar soğutuldu. Yapılan bu işlemin ısı şeması Şekil 2.1' de görülmektedir. Kalsinasyon işleminden sonra koyu yeşil renkli külçe halindeki karışım, öğütücüde 1 saat daha öğütüldü.



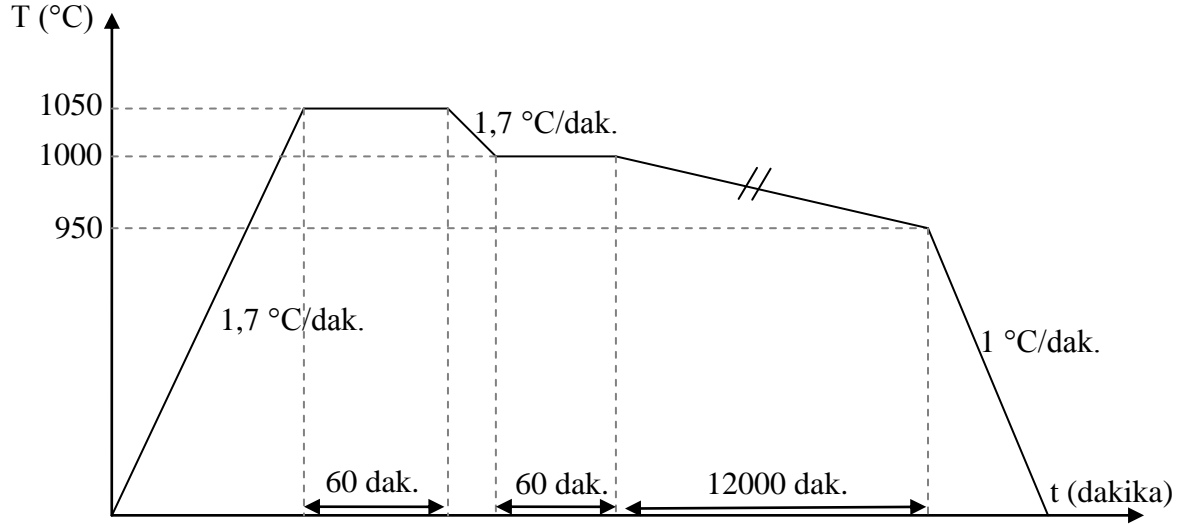
Şekil 2.1. Kalsinasyon ısı işlem şeması

Kalsinasyon sonrasında tamamen yeşil olan tozlar platin bir potaya konularak eritme işlemi için kare fırına yerleştirildi. Şekil 2.2'de görülen şemaya göre ısı işlem uygulandı. 5 dakikalık bekleme süresi sonunda erimiş malzeme fırından alınarak bakır bir levhaya döküldü ve üzerine bakır bir plaka ile vurularak hızlı bir şekilde soğuması gerçekleştirildi. Bu işlem sonunda plakalar haline gelen tozlar 1 saat süreyle öğütülerek tekrar toz haline getirildi.



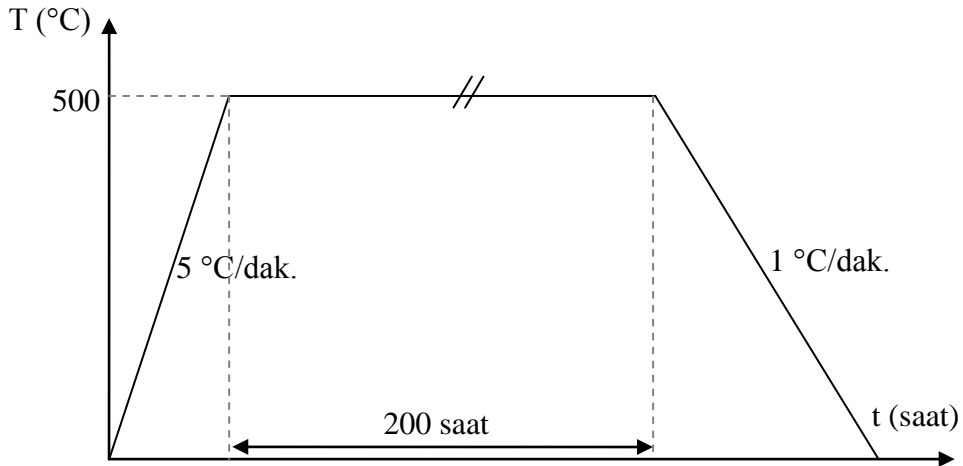
Şekil 2.2. Eritme ısı işlem şeması

Elde edilen toz malzemeden 700 MPa basınç altında yaklaşık 20 mm çapında tablet hazırlandı. Bu tabletlerin altına Y_2O_3 tozu serpilerek potaya yerleştirildi. YBCO tabletinin üst merkezine Nd123 tek kristali yerleştirilerek Şekil 2.3'teki ısı işlem uygulandı.



Şekil 2.3. Kristal büyütme işleminin ısı işlem şeması

Kristal büyütme işleminin sonuna üretilen Y123 örneği Şekil 2.4'teki ısı işlem şemaya uygun olarak 200 saat süre ile saniyede 300 ml hızla akan oksijen gazı atmosferinde kademeli olarak tavlandı.



Şekil 2.4. Oksijen tavlama işleminin ısı işlem şeması

2.1.2. Yapısal Analiz

2.1.2.1. X-Işınlari Kırınım Analizi (XRD)

Kristal büyüme sonrasında elde edilen Y123 örneğinin karakteristik piklerinin belirlenmesi için, Rigaku D/Max III difraktometresinde $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda=1,54059 \text{ \AA}$, 40 kV, 30 mA) ışınımı kullanılarak, X-ışınımı kırınım desenleri elde edildi. Ölçümler atmosfer ortamında ve oda sıcaklığında $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında, $3^\circ/\text{dak}$. tarama hızında ve $0,02^\circ$ adımlarla yapıldı.

2.1.3. Fiziksel Analiz

2.1.3.1. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümü

Direnç-sıcaklık değişimleri, standart dört nokta yöntemiyle, "Quantum Design PPMS" sistemi ile 40-100 K aralığında yapıldı. Kalınlığı 1,5 mm dikdörtgen şeklinde kesilen örneğe, yüksek iletkenliğe sahip gümüş boya kullanılarak, ince bakır tellerle dört tane kontak yapıldı. Ölçüm hatalarını en aza indirmek için kontaklar arasındaki mesafenin eşit olmasına dikkat edildi. Örnek üzerine gümüş boya ile yapıştırılan dış iki bakır telden sabit bir direnç kullanılarak sabit bir akım geçirildi ve içteki iki bakır tel arasındaki gerilim ölçüldü.

Örneklerin direnç ölçümü, 0, 1, 2, 3, 4 ve 5 T gibi farklı manyetik alanlarda ve 40 – 100 K sıcaklık aralığında yapıldı. Her ölçüm öncesinde örnekler alansız olarak soğutuldu (Zero-Field-Cooled, ZFC).

2.1.3.2. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümü

Manyetizasyon ölçümlerinde "Quantum Design PPMS" sistemi kullanıldı. Bu sistem ilgili modülü değiştirilerek çeşitli ölçüm sistemlerine dönüştürülebilmektir. Bu modüllerden manyetizasyon ölçümünde kullanılan VSM modülüdür (Model P525). Fiziksel ölçüm sistemi, manyetik alan akım kaynağı, sıvı azot ceketli helyum tankı ve tüm bu bileşenleri hassas bir şekilde kontrol edebilen Quantum Design Model 6000 ana

kontrolcüsünden meydana gelmektedir. Bu kontrolcüde ise sıcaklık kontrolcüsü (1,9 K – 400 K) ve manyetik alan kontrolcüsü (-7 T - +7 T) bulunmaktadır.

Örneğin manyetizasyon ölçümleri, 5, 40 ve 77 K'lik sabit sıcaklıklarda, 200 Oe/s'lik süpürme hızında ve -5 T ile +5 T arasında manyetik alan uygulanarak yapıldı. Ölçüm süresince manyetik alan, boyutu yaklaşık olarak $2,21 \times 1,74 \times 1,63 \text{ mm}^3$ olan örneğin *c*-eksenine paralel olarak uygulandı. Manyetik alanın *c*-eksenine paralel olarak uygulandığı örneklerin kritik akım yoğunlukları (J_c) Bean modeline dayanan aşağıdaki temel formülle hesaplandı.

$$J = \frac{20\Delta M}{1 - \left(\frac{a}{3b}\right)} \quad (2.2)$$

Burada ΔM emu/cm³ cinsinden alanın azalması ve artması süresindeki manyetizasyon eğrisinin genişliğidir ve *a* ve *b* ($a < b$) cm cinsinden uygulanan alana dik olan örneğin dikdörtgen ara kesitinin boyutlarıdır (Mohanta ve Behera, 2009).

2.1.3.3. Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümü

Örneklerin 77 K'de soğutulmasının ardından 1 mm yukarıdaki alan şiddeti 0,451 T olan bir Fe–Nd–B sürekli mıknatısı kullanılarak durgun bir manyetik alan 15 dakika boyunca uygulandı ve kaldırıldı. Mıknatıs uzaklaştırıldıktan sonra örneğin 1 mm yukarıdaki tuzaklanan manyetik alan, taramalı Hall sensörü kullanılarak ölçüldü.

2.2. Sayısal Çalışma

2.2.1. Aktivasyon Enerjisi

Küçük koherens uzunluğu, düşük çivileme enerjisine ve böylece termal aktivasyona yol açar (Yeshurun ve Malozemoff, 1988). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerdeki karmaşık çivileme davranışını anlayabilmek için, akı çivilemesinin manyetik alana ve sıcaklığa bağlı etkin aktivasyon enerjisini çalışmak önemli bir yöntemdir. Aktivasyon enerjisini incelemek için kullanılan yöntemlerden biri, çeşitli manyetik alanlarda direncin sıcaklığa bağlı

değişimini ölçmektir. Düşük direnç bölgesindeki yüksek sıcaklık süperiletkenlerin özdirenci Arrhenius aktivasyon enerjisi bağıntısı ile tanımlanabilir (Zou vd., 2001).

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (2.3)$$

Burada U , akı sürüklemesi için manyetik alan ve sıcaklığa bağlı aktivasyon enerjisi, ρ özdirenç, ρ_0 maksimum özdirenç, T sıcaklık ve k_B Boltzman sabitidir.

$$U = -k_B T \ln(\rho/\rho_0) \quad (2.4)$$

Denklem (2.4)'e göre sıcaklık - özdirenç ölçümleri ile elde edilen $\ln(\rho/\rho_0)$ - T grafiğinin eğim değeri ile Boltzman sabitinin çarpımı aktivasyon enerjisinin değerini verecektir.

2.2.2. İletkenlikteki Dalgalanma [Fluctuation Induced Conductivity (FIC)]

Süperiletken bir malzeme T_c 'nin altında süperiletkenlik sergilemesine rağmen T_c 'nin üzerinde de süperiletkenlik elektron çifti içerir. Bu elektron çiftleri süperiletken dalgalanmaları olarak adlandırılır ve bu da sürekli elektron çiftlerini yaratıp yok eden termodinamik dalgalanmalar sonucu oluşur (Mohanta, 2011).

Tek kristal yüksek sıcaklık süperiletkeni olan YBCO üzerindeki çalışmalar, elektronik özelliklerin hem normal hem de süperiletken durumda oldukça anizotropik olduğunu gösterdi. Büyük anizotropi süperiletkenlik durumunda dalgalanmalar anlamına gelir ki; bu da özdirenç ölçümlerinden belirlenebilen baskın olarak iki boyutlu olan dalgalanmalardır (Hagen vd., 1988). Özdirenç-sıcaklık eğrisinin lineerliğinin bozulması ve T_c 'nin üzerinde azalışa geçmesi süperiletkenlik dalgalanmalarına atfedilir. Süperiletkenlik dalgalanmaları, süperiletkenler üzerinde bir takım etkilere sahiptir: Manyetik alınganlık, özısı, elektriksel ve termal iletkenlik (Mohanta, 2011).

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde son derece küçük koharens uzunluğu ve güçlü bir anizotropinin olması iletkenlikteki dalgalanmanın kolayca ölçülmesine olanak sağlar (Sato vd., 2003).

İletkenlikteki dalgalanmaların etkileri deneysel olarak ilk defa amorf Bi filmleri üzerinde çalışan Glover tarafından 1967'de gözlemlendi. Süperiletkenlik tarihinde bu oldukça

geç bir tarihtir. Glover'ın gözlemlerinden hemen sonra 1968'de Aslamasov-Larkin, Ginzburg-Landau yaklaşımını kullanarak iletkenlikteki dalgalanmanın teorik hesaplamalarını yaptı (Mohanta, 2011).

İletkenlikteki dalgalanmaya iki katkı vardır:

(i) Aslamasov-Larkin (AL) katkısı T_c 'nin üzerinde Cooper çiftleri tarafından taşınan fazlalık akımdan doğar ve iletkenliğe pozitif bir katkı verir.

(ii) Maki-Thompson (MT) katkısı ise normal elektronların iletkenliğinde süperiletken dalgalanmalarının etkisini yansıtır (Hassan ve Khan, 2008) ve genellikle pozitifdir. Ancak yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde MT düzeltmesi kullanılmaz (Khurram ve Khan, 2008).

İletkenlikteki dalgalanma;

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma^{AL} + \Delta\sigma^{MT} \quad (2.5)$$

şeklinindedir. Burada $\Delta\sigma^{AL}$ Aslamasov-Larkin dalgalanması ve $\Delta\sigma^{MT}$ Maki-Thompson dalgalanmasıdır.

Aslamasov ve Larkin tek kristallerin deneysel verilerini analiz etmek için iletkenlikteki dalgalanmayı teorik olarak analiz ettiler. Bu analiz "*İletkenlikteki Dalgalanma [Fluctuation Induced Conductivity (FIC)] Analizi*" olarak adlandırılır. FIC analizi AL teorilerini temel alır. Bu teoriler polikristallere doğrudan uygulanamazlar (Ghosh ve Basu, 1998). 1970 yılında Lawrance ve Doniach bu teoriyi tabakalı yapıya sahip süperiletkenler için geliştirdiler. Fakat süperiletken CuO düzlemlerine sahip yüksek sıcaklık süperiletkenleri için de uygundur. Lawrance-Doniach (LD) modelinde her bir CuO düzlemi 2 boyutlu (2D) süperiletken olarak düşünülür. T_c 'ye yakın sıcaklıklarda ve düzleme dik koherens uzunluğunun düzlemler arası mesafeden çok daha büyük olduğu yerde, malzeme etkin bir şekilde 3 boyutlu (3D) süperiletken olarak davranır. Ancak T_c 'ye uzak, koherens uzunluğunun düzlemler arası mesafeden daha küçük olduğu yerde 2D davranışı devam eder. (Mohanta, 2011)

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde termal dalgalanmalar, taşıyıcı taşınımı sırasında aşırı iletkenlikle sonuçlanan Cooper çiftlerinin oluşumundan kaynaklanır. Cooper çifti oluşumu nedeniyle oluşan dalgalanmalar T_c 'ye yakın sıcaklıklarda aşırı iletkenlik meydana getirir. Yüksek sıcaklıktan T_c 'ye yaklaşırken dalgalanmalar 1D veya 2D karakteristiklerine sahiptirler. Fakat T_c 'ye yakın sıcaklıklarda homojen 3D dalgalanmalarına bir çapraz geçiş görülür. Taşıyıcı taşınımının 2D karakteri, mevcut normal elektronlara sahip Cooper

çiftlerinin etkileşiminden kaynaklanır. Fakat Cooper çiftleri dalgalanmasının oluşumu 3D durumunda daha baskındır (Mohanta, 2011).

AL teorisine göre tek kristaller için iletkenlikteki dalgalanma

$$\Delta\sigma = A_x \varepsilon^{-\lambda} \quad (2.6)$$

şeklindedir (Aslamazov ve Larkin, 1968). λ kritik üstür ve değeri 2D dalgalanmaları için 1, 3D dalgalanmaları için 0,5'tir. ε , indirgenmiş sıcaklık olarak tanımlanır ve

$$\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf} \quad (2.7)$$

şeklinde verilir. Burada T_c^{mf} , ortalama alan kritik sıcaklığıdır ve $d\rho/dT$ türevinden elde edilen pik değeri sıcaklığıdır. A_x ise dalgalanma genliğidir. 2D ve 3D dalgalanmaları için

$$A_{2D} = e^2/16\hbar d \quad (2.8)$$

$$A_{3D} = e^2/32\hbar\xi_c(0) \quad (2.9)$$

olarak ifade edilir. Bu ifadelerde d , düzlemler arası mesafe; e , elektron yükü; $\xi_c(0)$ ise sıfır sıcaklık c -ekseni koherens uzunluğudur (Hasnain vd., 2011).

AL teorisinden türetilen LD modeli T_c yakınlarında 2D'den 3D'ye boyutsal bir dalgalanma geçişini öngörür. Bu teoriye göre iletkenlikteki dalgalanma

$$\Delta\sigma_{LD} = A_x \varepsilon^{-1} \left[1 + \left(2\xi_c(0)/d \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir.

Çapraz geçiş sıcaklığı olarak tanımlanan T_{LD} sıcaklığının altında ve üstünde sistem 3D ve 2D dalgalanmalarına sahiptir.

$$T_{LD} = T_c^{mf} \left[1 + \left(2\xi_c(0)/d \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

Bu teorilerden koherens uzunluğu ($\xi_c(0)$) mikroskobik parametresi hesaplanabilir (Hasnain vd., 2011; Mohanta, 2011).

AL ve LD modelleri deneysel sonuçlar ile uyumludur. Deneysel olarak iletkenlikteki dalgalanma,

$$\Delta\sigma = (1/\rho - 1/\rho_n) \quad (2.12)$$

ile hesaplanır. Burada ρ ölçülen özdirenç, ρ_n ise normal durum özdirencidir. Normal durum özdirenci,

$$\rho_n = \alpha + \beta T \quad (2.13)$$

eşitliğinden hesaplanır. Normal durum özdirenci (ρ_n), T_c üzerindeki sıcaklık bölgesindeki lineer değerlerin sıfır sıcaklıktaki değere dış değerleme (extrapolate) edilmesi ile bulunur.

İletkenlikteki dalgalanmanın analizi için iki önemli parametre vardır:

- (i) Normal durum özdirencinin hesaplanması
- (ii) Kritik sıcaklığın doğru seçilmesi.

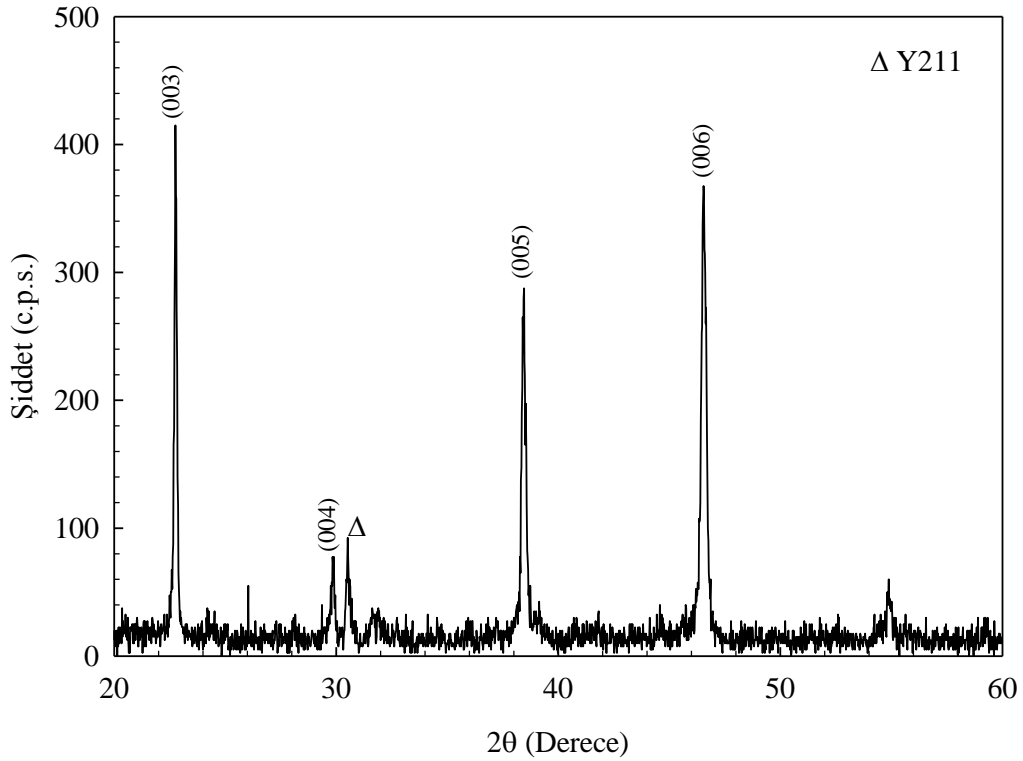
FIC analizi için kritik sıcaklık olarak $d\rho/dT$ eğrisinin pik değeri kullanılır. 3D'den 2D'ye değişen iletkenlikteki dalgalanmalarda bir çapraz geçiş sıcaklığı vardır. Çapraz geçiş sıcaklığı (T_{LD}), $\ln(\Delta\sigma)-\ln(\varepsilon)$ grafiğinden belirlenir. Deneysel $\ln(\Delta\sigma)-\ln(\varepsilon)$ eğrileri dalgalanmanın iki farklı bölgesi olduğunu gösterir. Her iki bölgenin eğimlerinden λ kritik üssü bulunur. $\ln(\Delta\sigma)-\ln(\varepsilon)$ grafiklerinden elde edilen T_{LD} değeri kullanılarak da sıfır sıcaklık c -ekseni koherens uzunluğu ($\xi_c(0)$) hesaplanabilir (Hasnain vd., 2011).

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Deneysel Çalışma

3.1.1. Y123 Örneğinin X-ışını Kırınım Desenleri

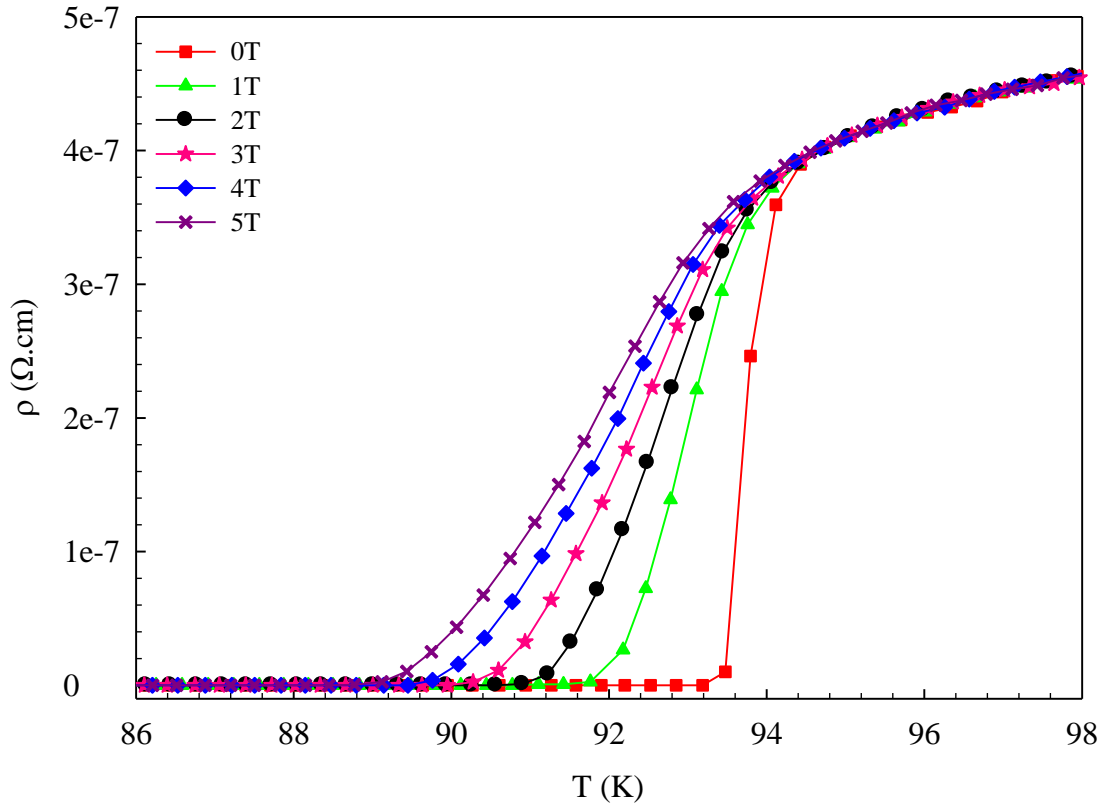
Y123 örneğinin yapısal özelliklerini incelemek amacıyla birkaç kez X-ışını kırınım deseni analizi yapıldı. Bu analizlerin sonucunda elde edilen birbirinin aynı X-ışını kırınım desenlerinden biri Şekil 3.1'de görülmektedir. Örneğin tüm pikleri, c -ekseni doğrultusunda yönelmiş $(00l)$ pikleridir. Tüm süperiletkenlik piklerinin $(00l)$ piki olması örneğin tek kristal olduğunu gösterir (Hong-Tao vd., 2007). Bu piklerden faydalanarak Y123 örneğinin c örgü parametresi $11,7 \text{ \AA}$ olarak bulundu. Bu sonuç literatür ile de uyumludur (Carrington vd., 1993). Ayrıca yapı içerisinde süperiletken olmayan 211 fazlarının da olduğu görülmektedir. Eritme-yönlendirme ile üretilen RE123 örneklerinde RE211 fazlarının çivileme merkezi olarak davrandığı bilinir (Nariki vd., 2004).



Şekil 3.1. Y123 örneğine ait X-ışını kırınım desenleri

3.1.2. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümü

Şekil 3.2’de Y123 örneğinin farklı manyetik alanlardaki öz direnç-sıcaklık eğrileri görülmektedir. Her ölçüm öncesinde örnek alansız olarak soğutuldu (Zero-Field-Cooled, ZFC) ve direnç ölçümü, farklı manyetik alanlarda ısıtma sırasında yapıldı. Şekle göre 0 T manyetik alanda yapılan ölçümde süperiletkenliğe geçiş eğrisi oldukça keskindir. Keskin süperiletken geçişi kristalin iyi kalitede olduğunu gösterir (Sharma vd. 2013).



Şekil 3.2. Y123 örneğinin farklı manyetik alanlardaki öz direnç-sıcaklık değişimi

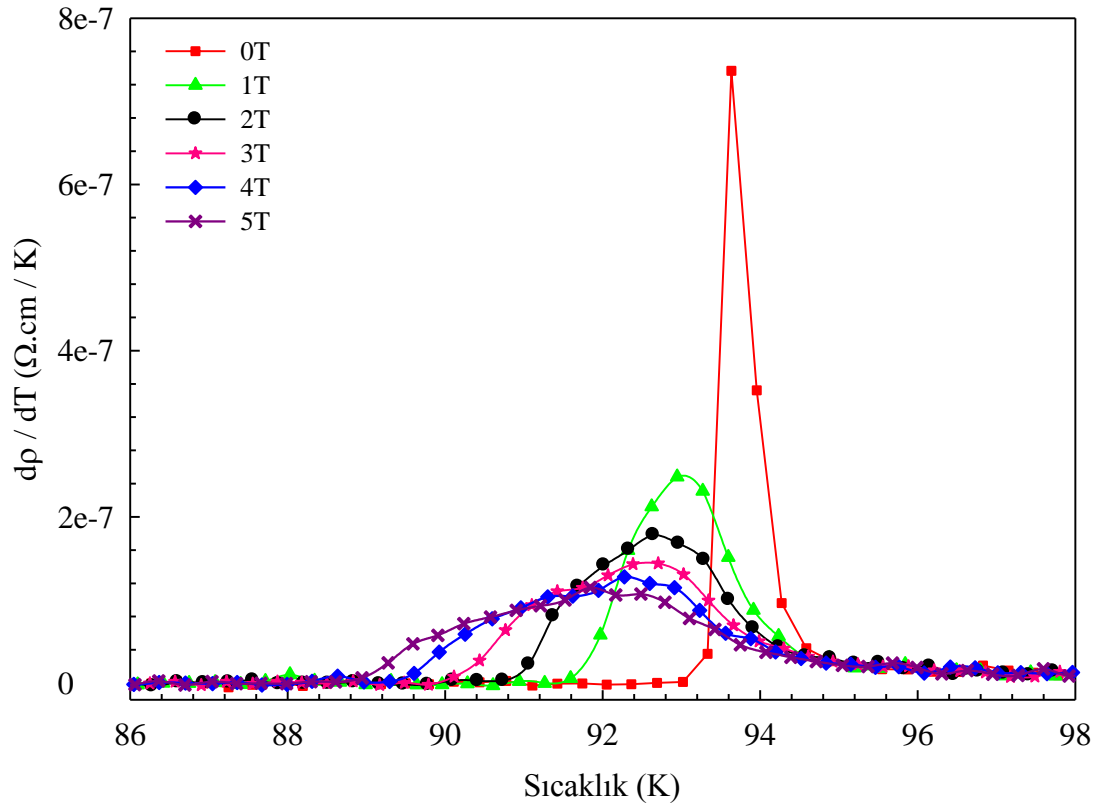
Artan manyetik alanla birlikte geçiş sıcaklığı daha düşük sıcaklıklara kaymasına rağmen geçiş aralığı fazla geniş değildir. Uygulanan manyetik alanla geçiş sıcaklığında meydana gelen genişlemenin az olması örneğin manyetik alana karşı dayanıklı olduğunu göstermektedir. Y123 örneğine ait $T_{c,baslangic}$ (süperiletkenlik geçişinin başladığı nokta) ve $T_{c,sifir}$ (süperiletkenlik geçişinin bittiği nokta) değerleri Tablo 3.1’de görülmektedir.

Şekil 3.3, farklı manyetik alanlardaki öz direnç ve sıcaklık değerleri kullanılarak elde edilen dp/dT türevinin sıcaklığa karşı çizilen eğrisini göstermektedir. Bu yöntem malzemenin süperiletkenlik geçişi kritik sıcaklığını belirlemede en güvenilir yöntemlerden

biridir. Sıfır manyetik alanda türev piki tek ve keskindir. Bu davranış Y123 örneğinin tek kristal olduğunu destekler (Han vd., 1997). Manyetik alan arttıkça pik değerlerinin azaldığı ve pik genişliğinin arttığı görülmektedir. Bunun nedeninin, artan manyetik alanla birlikte tane içerisine daha fazla manyetik alan nüfuz etmesi ve süperiletkenlik özelliklerinin zayıflaması olarak düşünülebilir. T_c^{mf} olarak ifade edilen pik sıcaklığı değerlerinde manyetik alan arttıkça çok fazla bir değişikliğin olmaması (Tablo 3.1), örneğin manyetik alana karşı dayanıklı olduğunu göstermektedir.

Tablo 3.1. $T_{c,başlangıç}$, $T_{c,sıfır}$ ve T_c^{mf} 'nin değişen manyetik alanlardaki değerleri

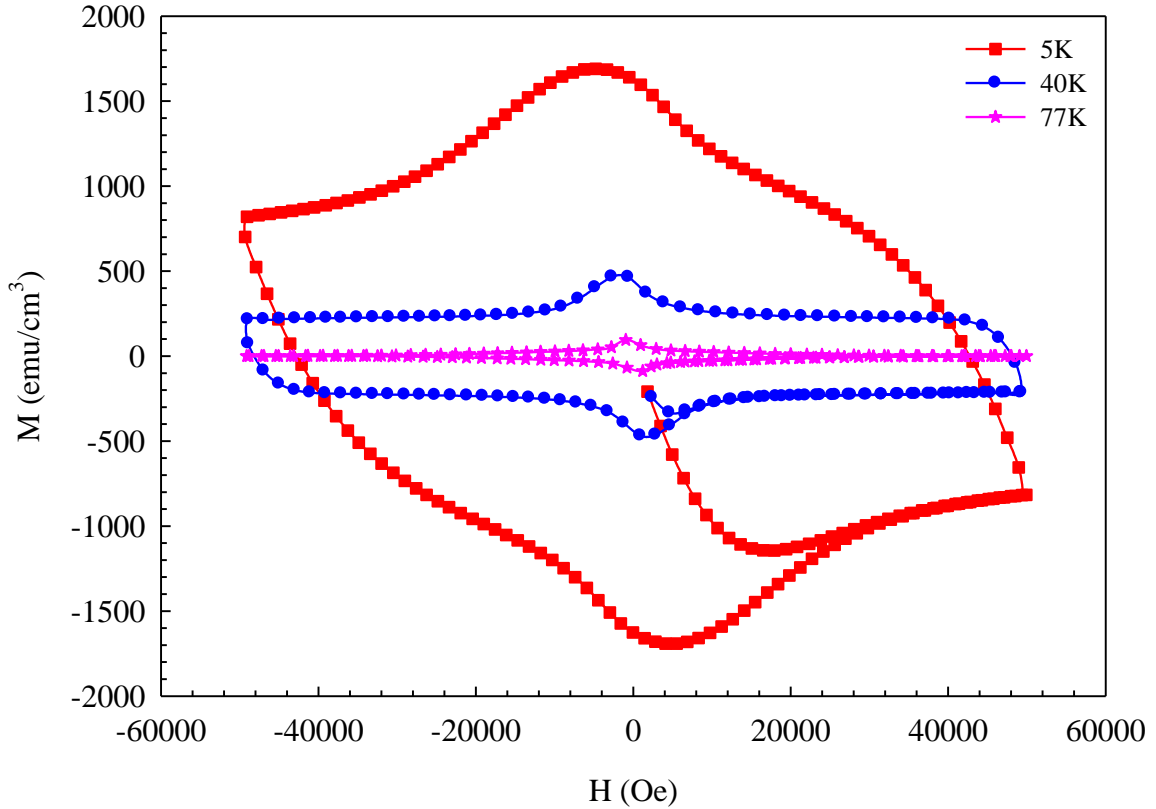
	0T	1T	2T	3T	4T	5T
$T_{c,başlangıç}$ (K)	94,74	94,40	94,40	94,45	94,35	94,23
$T_{c,sıfır}$ (K)	93,18	91,11	90,56	89,95	89,45	88,45
T_c^{mf} (K)	93,63	92,95	92,64	92,71	92,28	91,84



Şekil 3.3. Y123 örneğinin dp/dT türevinin sıcaklıkla değişimi

3.1.3. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümü

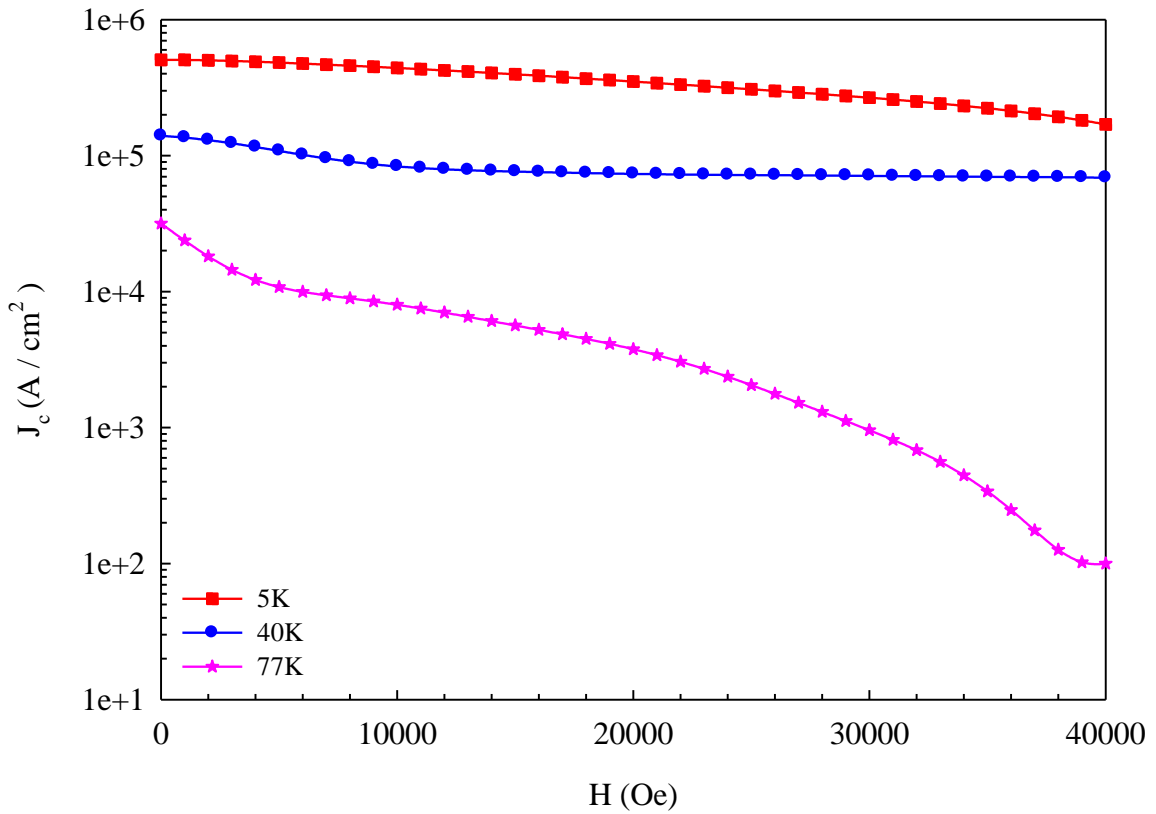
Y123 örneğinin manyetizasyon ($M-H$) ölçümleri 5, 40 ve 77K sabit sıcaklıklarda, 200 Oe/s süpürme hızında ve -5T ile +5T arasında (5 kuadrant) manyetik alan uygulanarak yapıldı. Her ölçüm öncesinde örnek, hapsedilen alanın sıfırlanması için 100K'e kadar ısıtıldıktan sonra alan uygulamaksızın (ZFC), ilgili sıcaklık değerlerine soğutuldu. Bu sıcaklıklarda, örnek 0,05 K hassasiyetinde dengeye getirildikten sonra manyetizasyon ölçümleri yapıldı. Ölçümlerin her aşamasında manyetik alan 5 mT/sn hızla değiştirildi. Manyetik alan c -eksenine (presleme yüzeyine dik doğrultuda) paralel olarak uygulandı. Y123 örneğine ait değişik sıcaklıklardaki manyetizasyon eğrileri Şekil 3.4'te görülmektedir. ΔM değerlerinin azalan sıcaklıkla arttığı belirgin bir şekilde görülmektedir. Bu çivileme kuvvetinin kademeli olarak arttığını gösterir. Bu da histerisizlerin malzemedeki akı çivilemesinin varlığına bağlı olmasından kaynaklanmaktadır (Feng vd., 1998). Ayrıca $M-H$ ilmeklerinde oksijen boşluklarının çivileme merkezi olarak davranmasıyla bu bölgelerde süperiletkenliğin bastırılmasına neden olan balık kuyruğu (fish tail) etkisi görülmediği açıktır (Feng vd., 1996).



Şekil 3.4. Y123 örneğinin 5, 40 ve 77 K'deki manyetizasyon eğrileri

M - H ilmeklerine bakıldığında belirli bir manyetik alana kadar ΔM değerinde artma ve belli bir tepe değerinden sonra ΔM değerinde azalma görülmektedir. Ayrıca yüksek sıcaklıkta çivileme merkezi sayısı azaldığından 77 K'deki ilmek şekli değişmiştir.

Şekil 3.5, Y123 örneğinin değişik (5, 40 ve 77K) sıcaklıklardaki kritik akım yoğunluklarının manyetik alanla değişimini göstermektedir. Kritik akım yoğunlukları kritik hal modeli kullanılarak manyetizasyon eğrilerinden hesaplandı (Mohanta ve Behera, 2009).



Şekil 3.5. Y123 örneğinin kritik akım yoğunluğunun uygulanan manyetik alanla değişimi

Sıcaklık artırıldıkça örneğin kritik akım yoğunluğunda azalma olmasına rağmen, 5 ve 40 K'de artan manyetik alanla kritik akım yoğunluğunda belirgin bir değişim görülmedi (Tablo 3.2).

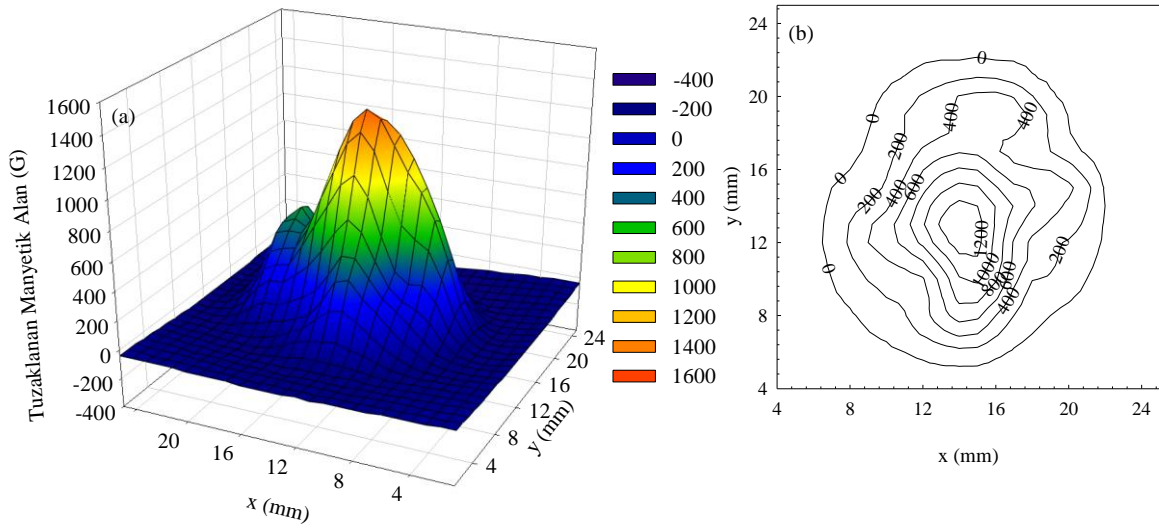
Y123 örneğinin kritik akım yoğunluğu oldukça yüksek değerlerdedir. Süperiletken olmayan 211 çökeltilerinin düzgün olarak dağılması yüksek kritik akım yoğunluğunun oluşmasına sebeptir (Murakami, 1992). Buradan yola çıkarak Y123 örneğinin her yerinde Y211 tanelerinin düzgün olarak dağıldığı sonucuna varılabilir.

Tablo 3.2. Y123 örneğinin 0, 1, 2, 3 ve 4 T manyetik alan altında ve 5, 40 ve 77 K'deki kritik akım yoğunlukları

	0T	1T	2T	3T	4T
J_c (A/cm ²) (5 K)	$5,1 \times 10^5$	$4,4 \times 10^5$	$3,5 \times 10^5$	$2,7 \times 10^5$	$1,7 \times 10^5$
J_c (A/cm ²) (40 K)	$1,4 \times 10^5$	$8,3 \times 10^4$	$7,3 \times 10^4$	$7,1 \times 10^4$	$6,9 \times 10^4$
J_c (A/cm ²) (77 K)	$3,2 \times 10^4$	$8,0 \times 10^3$	$3,8 \times 10^3$	$9,6 \times 10^3$	$1,0 \times 10^2$

3.1.4. Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümleri

Y123 örneğinin süperiletkenlik özelliklerini değerlendirmek amacıyla yapılan tuzaklanan manyetik alan dağılımı Şekil 3.6'da görülmektedir. Şekle bakıldığında örneğin tuzaklanan manyetik alan şiddetinin yüksek olduğu gözlemlendi. Fazla manyetik alan tuzaklayabilmek demek manyetik alana karşı fazla dayanıklı olmak demektir. Bu da Y123 örneğinin süperiletken özelliklerinin iyi olduğunu kanıtlar. Ayrıca tuzaklanan manyetik alan dağılımının koni şeklinde olması Y123 örneğinin tek kristal olduğunu desteklemektedir.

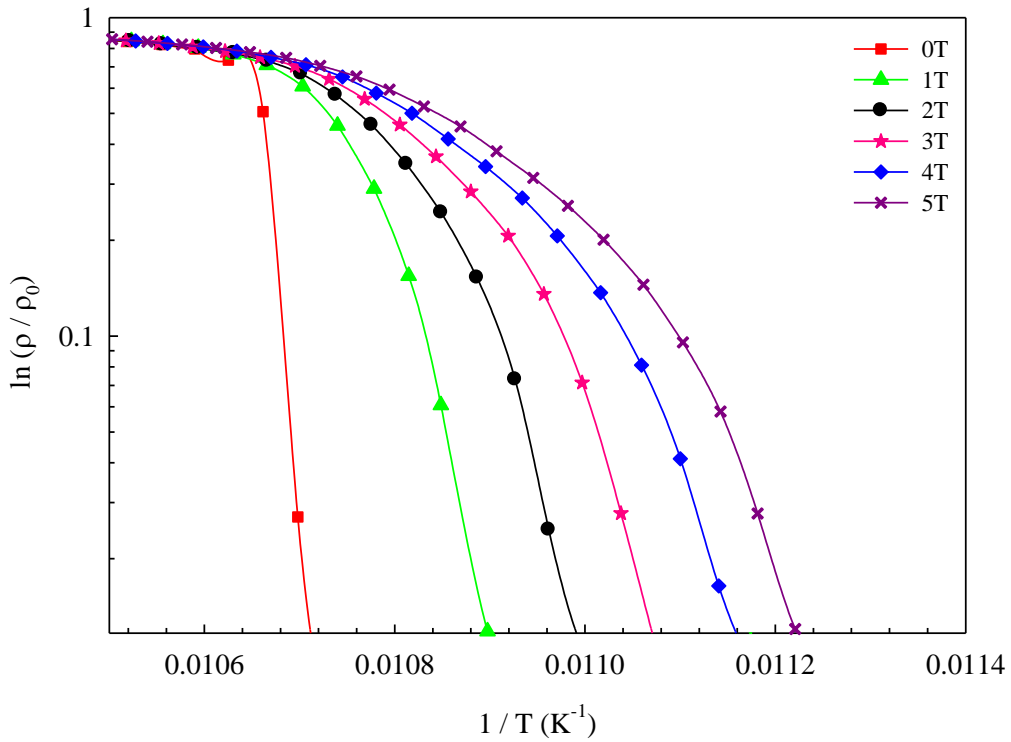


Şekil 3.6. Y123 örneğine ait tuzaklanan manyetik alan dağılımı

3.2. Sayısal Çalışma

3.2.1. Aktivasyon Enerjisi

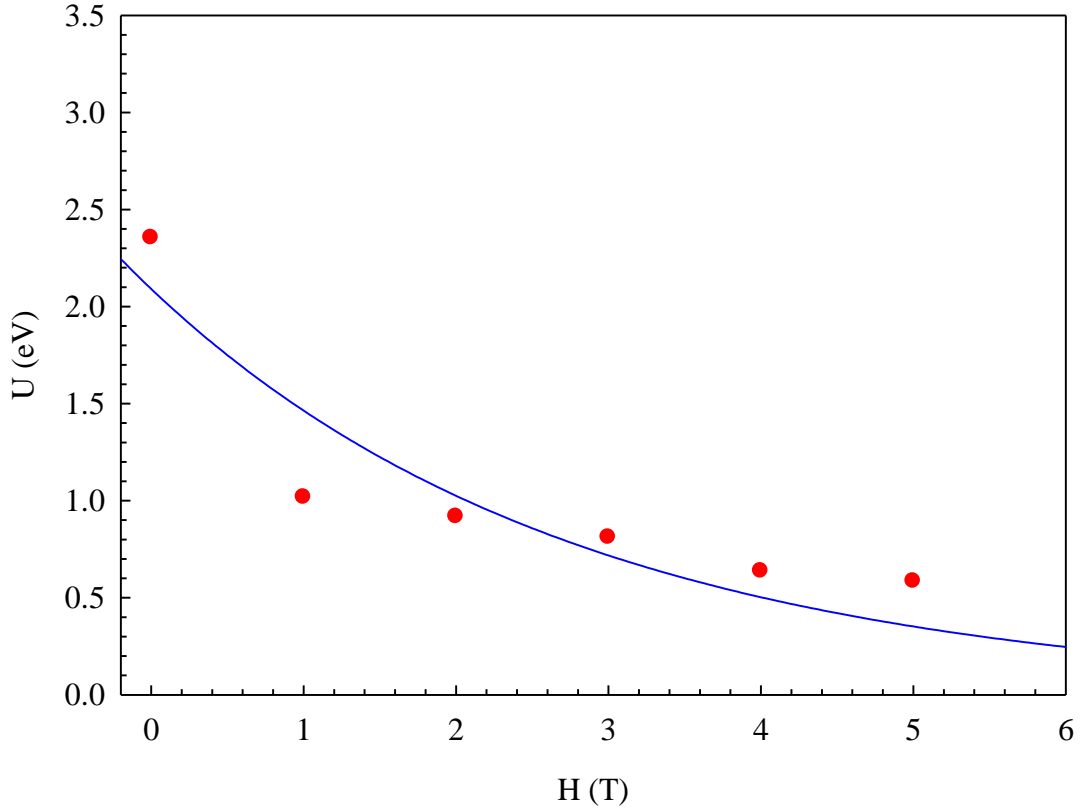
Şekil 3.7, Y123 örneğine ait $\ln\rho(T)$ değerlerinin $1/T$ 'ye göre çizilen grafiğini göstermektedir. Sıfır manyetik alanda süperiletken geçiş eğrisinin oldukça dik ve keskin olduğu, uygulanan manyetik alan arttıkça geçiş aralığının arttığı görülmektedir. Ancak bu geçiş aralığındaki dağılımın daha önce yapılan çalışmalardan daha az olduğu açıktır (Zou vd., 2001; Palstra vd., 1990).



Şekil 3.7. Y123 örneğine ait $\ln\rho(T)$ değerlerinin $1/T$ 'ye göre değişimi

Eğrilerin lineer kısımlarından uygulanan manyetik alan değerleri için her bir manyetik alandaki aktivasyon enerjisi hesaplandı. Şekil 3.8, Y123 örneği için farklı manyetik alanlardaki aktivasyon enerji değerlerini göstermektedir. Grafikten de görüldüğü gibi aktivasyon enerjisi artan manyetik alanla birlikte üstel olarak azalmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur (Kameli vd., 2008; Özkurt ve Özçelik, 2009). Manyetik alan sıfır olduğunda akı sürüklenmesine neden olacak aktivasyon enerjisi yüksektir. Akı sürüklenmesinin temeli termal olarak çivileme enerji bariyeri üzerinde aktif olabilen bir akı çizgisi ya da akı demetçikleri olmalarıdır. Akım tarafından akı demetleri üzerine uygulanan

Lorentz kuvveti çivileme kuvvetinden küçük olsa bile bu geçerlidir (Palstra vd., 1990). Artan manyetik alanla azalan aktivasyon enerjisi girdapların kolayca hareket etmesine sebep olur (Nikolo ve Goldfarb, 1988). Yani artan manyetik alanla birlikte çivilemenin azaldığı ve süperiletkenliğin bozulduğu söylenebilir.



Şekil 3.8. Aktivasyon enerjisinin manyetik alan bağımlılığı

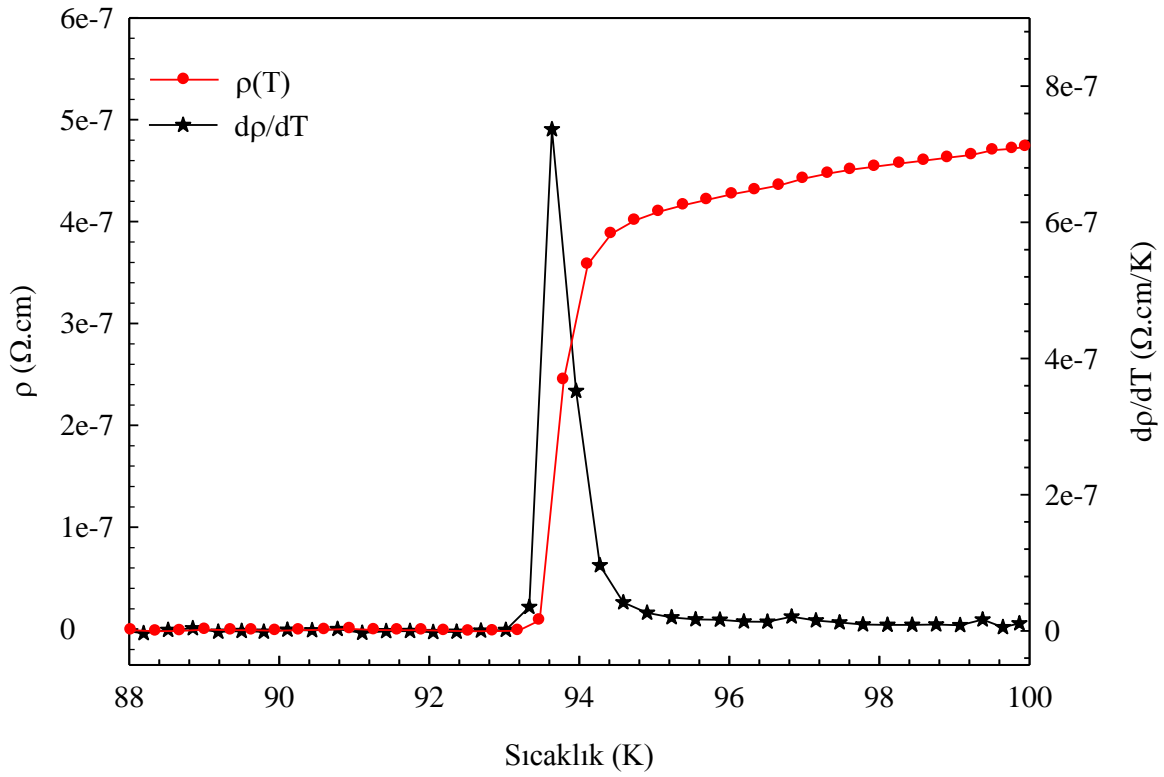
Bulunan aktivasyon enerji değerleri Tablo 3.3'te görülmektedir. Bu değerler BSCCO ve YBCO örnekleri için daha önce hesaplanan değerlerden daha yüksektir (Jin vd., 1992; Ogale vd., 1995; Kameli vd., 2008; Özkurt ve Özçelik, 2009).

Tablo 3.3. Aktivasyon enerji değerleri

H(T)	0	1	2	3	4	5
U(eV)	2,35	1,02	0,92	0,81	0,64	0,58

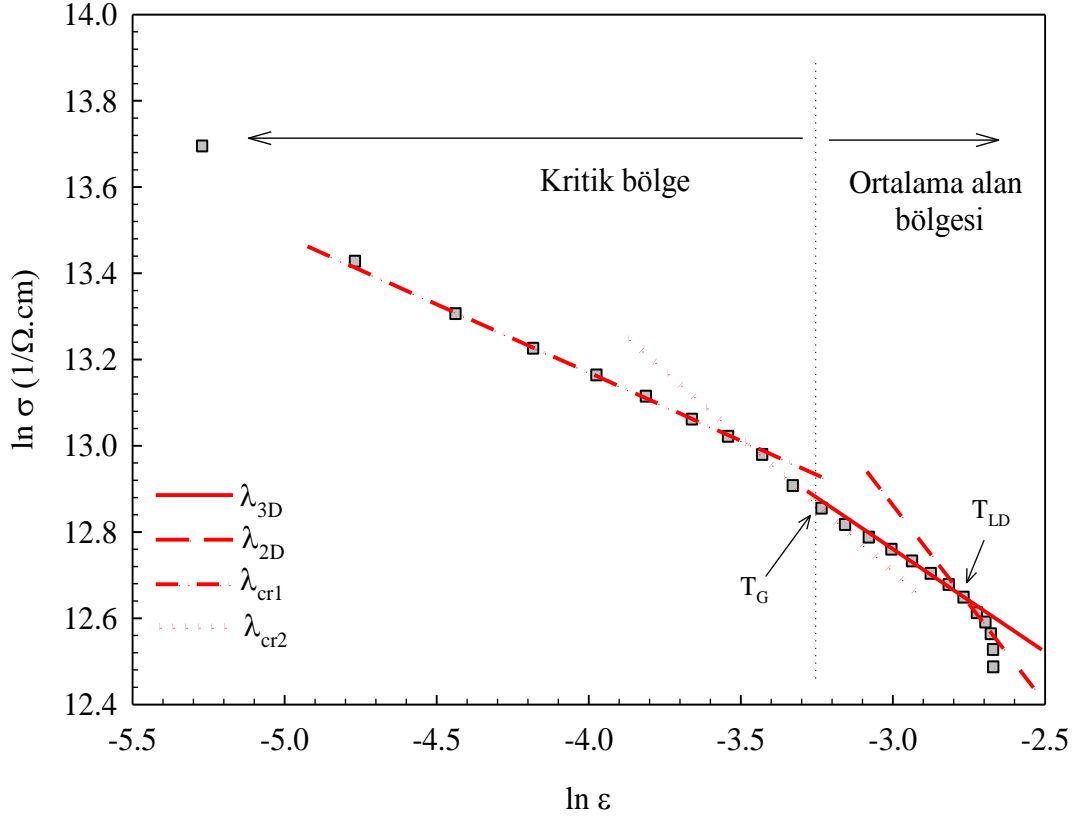
3.2.2. İletkenlikteki Dalgalanma [Fluctuation Induced Conductivity (FIC)] Analizi

Y123 örneği için 0 T manyetik alandaki öz direncin ve $d\rho/dT$ türevinin sıcaklığa göre değişimi Şekil 3.9 'da görülmektedir. $d\rho/dT$ türevinin pik değeri kullanılarak T_c^{mf} kritik sıcaklık değeri belirlendi. Bu değer 93.63 K olarak bulundu. II. tür süperiletkenlerde T_c önemli ölçüde termal dalgalanmalar tarafından değişir ve T_c^{mf} 'den daha küçüktür. Çünkü dalgalanmaların yüksek entropisi, sistemi düşük olan T_c sıcaklığında normal duruma iter (Han vd., 2000).



Şekil 3.9. Sıfır manyetik alandaki öz direncin ve $d\rho/dT$ 'nin sıcaklığa göre değişimi

Belirlenen T_c^{mf} değeri kullanılarak Denklem (2.7)'ye göre ε indirgenmiş sıcaklıkları belirlendi. $\rho-T$ eğrisinden yararlanılarak $\Delta\sigma$ değerleri belirlendi ve $\ln(\Delta\sigma)$ 'nin $\ln(\varepsilon)$ 'ye karşı değişimi çizildi. Şekil 3.10, $\ln(\Delta\sigma)$ 'nin $\ln(\varepsilon)$ 'ye karşı değişimi göstermektedir. Y123 örneği için iletkenlikteki dalgalanma eğrisinde iki bölge gözlemlendi: 1. Ortalama alan bölgesi, 2. Kritik bölge. Bu bölgeler dalgalanmaların çeşitlerini ve ilgili kritik üslerin belirlenmesini sağlar.



Şekil 3.10. $\ln(\Delta\sigma)$ 'nin $\ln(\epsilon)$ 'ye karşı değişimi

İletkenlikteki dalgalanma analizi ortalama alan bölgesinde kritik üslerle karakterize edilen iki dalgalanma rejiminin oluşumunu ortaya koyar. Ortalama alan bölgesi iki ayrı doğrusal çizgi ile birleştirilir. T_c^{mf} 'ye yakın yerlerde kritik üs değerleri 3D için $\lambda_{3D} = 0,48$, yüksek sıcaklıklarda 2D için ise $\lambda_{2D} = 0,91$ (Tablo 3.4) olarak bulundu. Teorik değerlerle ($\lambda_{3D} = 0,5$ ve $\lambda_{3D} = 1$) karşılaştırıldığında bulunan kritik üs değerlerinin uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu da Y123 örneğinin süperiletkenlik özelliklerinin oldukça iyi olduğunu gösterir. Çünkü kritik üslerin teorik değerlerinden sapması örneklerin zayıf kalitesinden kaynaklanmaktadır (Hassan ve Khan, 2008).

Tablo 3.4. Y123 için yapılan dalgalanma analizi sonuçları

	T_c^{mf} (K)	T_{LD} (K)	T_G (K)	$\zeta_c(0)(\text{\AA})$	λ_{2D}	λ_{3D}	λ_{cr1}	λ_{cr2}
Y123	93,63	99,63	97,19	1,48	0,91	0,48	0,31	0,62

2D-3D çapraz geçiş sıcaklığı T_{LD} , 3D ve 2D dalgalanma çizgilerinin kesiştiği noktadan belirlendi. İkincil fazların miktarlarına bağlı olarak değişen (Cukauskas ve Allen, 1998) bu sıcaklık 99,63 K (Tablo 3.4) olarak bulundu. T_{LD} sıcaklığı dalgalanmanın 2D'den 3D'ye değiştiği sıcaklıktır (Hasnain vd., 2011).

LD modelinde her bir CuO düzlemi 2 boyutlu (2D) süperiletken olarak düşünülür. T_c 'ye yakın sıcaklıklarda ve düzleme dik koherens uzunluğunun düzlemler arası mesafeden çok daha büyük olduğu yerde, malzeme etkin bir şekilde 3 boyutlu (3D) süperiletken olarak davranır. Ancak T_c 'ye uzak, koherens uzunluğunun düzlemler arası mesafeden daha küçük olduğu yerde 2D davranışı devam eder. (Mohanta, 2011). Yüksek sıcaklıklardan T_c 'ye yaklaşıldığında koherens uzunluğu artar ve 2D-3D çapraz geçişi görülür.

Şekil 3.10'da $-2,74 \leq \ln(\varepsilon) \leq -2,66$ aralığında örnek 2D davranışı, $-3,27 \leq \ln(\varepsilon) \leq -2,74$ aralığında ise örnek 3D davranışı göstermektedir. 3D aralığının geniş olması Y123 örneğinin 3D dalgalanma rejiminin baskın olduğunu gösterir (Sato vd., 2003; Hopfengartner vd., 1991).

Yapılan daha önceki çalışmalarda, Denklem (2.11)'de ifade edilen LD teorisinden elde edilen c -ekseni koherens uzunluğu ($\xi_c(0)$) değerleri BSCCO polikristali için 0,3 Å, YBCO polikristali için 1,2 Å (Ghosh vd., 1999), BSCCO tek kristali için 1,36 Å (Mun vd., 1993) ve YBCO tek kristali için ise 1,2 Å (Torron vd., 1994) bulundu. Bu çalışmada ise c -ekseni koherens uzunluğu ($\xi_c(0)$) değeri 1,48 Å (Tablo 3.4) olarak bulundu. Bulunan bu değer Vovk ve arkadaşlarının (2007) YBCO tek kristal için buldukları $\xi_c(0)$ değeri ile de aynıdır. $\xi_c(0)$ 'nin büyük olması anizotropinin azalmasına ve süperiletkenlik özelliklerinin gelişmesine neden olur (Hasnain vd., 2012). Ayrıca $\xi_c(0)$ 'nin büyük olması dalgalanmaların azalmasına ve böylece süperiletken malzemenin teknolojide daha etkin kullanımına imkan sağlar (Askerzade, 2005).

Şekil 3.10'a bakıldığında ortalama alan bölgesi dışında 3D-XY modeli ile tanımlanan kritik iletkenlik dalgalanmaları gözlemlendi (Dias vd., 2010). T_G sıcaklığı Ginzburg sıcaklığı olup 3D rejiminin bittiği sıcaklıktır. T_G 'den küçük sıcaklıklar kritik bölge olarak adlandırılır ve bu bölge için Aslamazov ve Larkin'in temel aldığı GL yaklaşımı uygun olmamıştır. 3D-XY modeline göre kritik bölgede bir çapraz geçiş görülmelidir. Kritik sıcaklığa yeterince yaklaşıldığında iki farklı λ_{cr1} ve λ_{cr2} kritik üsleri ile karakterize edilen davranış gözlenir (İbrahim ve Saleh, 2007; Han vd., 2000; Mohanta ve Behera, 2010). Kritik bölgeye ait bu kritik üslerin teorik değerleri $\lambda_{cr1}=0.33$ ve $\lambda_{cr2}=0.67$ olarak bildirilmiştir (Lobb, 1987). $\ln(\Delta\sigma)$ 'nin $\ln(\varepsilon)$ 'ye karşı değişiminden elde edilen kritik bölgeye

ait kritik üs değerleri $\lambda_{cr1}=0.31$ ve $\lambda_{cr2}=0.62$ (Tablo 3.4) olarak bulundu. Bu sonuçlar teorik değerler ile uyumludur. Kritik iletkenlik dalgalanmalarının görölmesi Y123 örneğindeki süperiletkenlik durumunun 3 boyutlu ve anizotropik olduğunu destekler (Dias vd., 2010).

4. SONUÇLAR

1. Yapı içerisinde bulunan süperiletken olmayan Y211 fazları eritme-yönlendirme ile üretilen Y123 örneklerinde çivileme merkezi olarak görev yapar.
2. Uygulanan manyetik alanla geçiş sıcaklığında meydana gelen genişlemenin az olması örneğin manyetik alana karşı dayanıklı olduğunu göstermektedir.
3. Y211 çökeltilerinin düzgün olarak dağılması Y123 örneğinin kritik akım yoğunluğunu artırır.
4. Y_2O_3 tozu kullanılarak hazırlanan YBCO örneğindeki akı sürüklenmesi literatürde belirtilen diğer örneklere göre daha azdır.
5. Dalgalanma analizinde kritik üslerin teorik değerlerle uyum içinde olması örneğin süperiletkenliğinin iyi olduğunu gösterir.
6. Y123 örneğinde 3D dalgalanma rejimi baskındır.
7. Örneğin $\zeta_c(0)$ 'nin büyük olması, anizotropinin azalmasına ve süperiletkenlik özelliklerinin gelişmesine neden olacağından, dalgalanmaların azalmasına ve böylece süperiletken malzemenin teknolojiye daha etkin kullanımına imkan sağlar.
8. Kritik iletkenlik dalgalanmalarının görülmesi Y123 örneğindeki süperiletkenlik durumunun 3 boyutlu ve anizotropik olduğunu destekler.

5. ÖNERİLER

1. Farklı üretim teknikleri kullanılarak üretilen örnekler üzerinde iletkenlikteki dalgalanma ölçümleri yapılarak en uygun yöntem belirlenebilir.
2. Örneklerin farklı bölgelerinden parçalar alınarak, dalgalanmanın örnek içindeki dağılımına bakılabilir.
3. Dalgalanma hesapları farklı manyetik alanlar altında yapılarak, manyetik alanın dalgalanma üzerindeki etkisi incelenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Aslamazov, L.G. ve Larkin, A.I., 1968. The Influence of Fluctuation Pairing of Electrons on the Conductivity of Normal Metal, Physics Letters A, 26, 6, 238-239.
- Askerzade, İ., 2005. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, 1, Gazi Kitabevi, Ankara.
- Aswal, D.K., Singh, A., Sen, S., Manmeet, K., Viswandham, C.S., Goswami, G.L. ve Gupta, G.L., 2002. Effect of Grain boundaries on Paraconductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, Journal of Physics and Chemistry of Solids, 63, 10, 1797-1803.
- Azzouz, F.B., Zouaoui, M., Annabi, M. ve Salem, M.B., 2006. Fluctuation Conductivity Analysis on the Bi-based Superconductors Processed under Same Conditions, Physica Status Solidi (c), 3, 9, 3048–3051.
- Cardwell, D.A. ve Ginley, D.S., 2003. Handbook of Superconducting Materials, Volume 1, Institute of Physics Publishing Ltd., London.
- Carrington, A., Walker, D.J.C., Mackenzie, A.P. ve Cooper, J.R., 1993. Hall Effect and Resistivity of Oxygen-Deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films, Physical Review B, 48, 17, 13051-13053.
- Cukauskas, E.J. ve Allen, L.H., 1998. Paraconductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Thin Film Composites with Cerium Oxide and Gold, Journal of Applied Physics, 84, 11, 6187-6194.
- Dias, F.T., Vieira, V.N., Pureur, P., Rodrigues Jr., P., Obradors, X ve Wolff- Fabris, F., 2010. Fluctuation Conductivity in Melt-Textured YBaCuO Samples under Low Magnetic Fields, Journal of Physics: Conference Series, 200, 012027, 1-4.
- Feng, Y., Zhou, L., Tholence, J. L., Vallier, J. C., Monceau, P. ve Martinez, G., 1996. A Study of Magnetic Properties in Y2BaCuO5 -Deficient Melt-Processed YBCO, Physica Status Solidi, 158, 169-177.
- Feng, Y., Zhou, L., Wen, J.G., Koshizuka, N., Sulpice, A., Tholence, J.L., Vallier, J.C. ve Monceau, P., 1998. Fishtail effect, magnetic properties and critical current density of Gd-added PMP YBCO, Physica C, 297, 75–84.
- Ghosh, A.K. ve Basu, A.N., 1998. Fluctuation-Induced Conductivity of Polycrystalline High- T_c Superconductors, Physica C, 308, 33–39.
- Ghosh, A.K., Bandyopadhyay, S.K. ve Basu, A.N., 1999. Generalization of Fluctuation Induced Conductivity in Polycrystalline $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Superconductors, Journal of Applied Physics, 86, 6, 3247-3252.

- Hagen, S.J., Wang, Z.Z. ve Ong, N.P., 1988. Anomalous in-Plane Paraconductivity in Single-Crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Physical Review B, 38, 10, 7137-7140.
- Han, S.H., Eltsev, Yu. ve Rapp, O., 2000. Three-Dimensional XY Critical Fluctuations of the DC Electrical Conductivity in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ Single Crystals, Physical Review B, 61, 17, 11776-11779.
- Hasegawa, M., Yoshida, Y., Iwata, M., Ishizawa, K., Takai, Y. and Hirabayashi, I., 2000. Effects of Y_2O_3 Layer on the Growth of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Thin Film by Metal Organic Chemical Vapor Deposition, Physica C, 336, 295-299.
- Hasnain, S.M., Mumtaz, M. ve Khan, N.A., 2011. Optimum Synthesis Temperature of $(\text{Cu}_{1-x}\text{Tl}_x)\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{12-\delta}$ Superconductor, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 24, 5, 1653-1657.
- Hasnain, S.M., Mumtaz, M. ve Khan, N.A., 2012. Fluctuation Induced Conductivity in $(\text{Cu}_{0.5}\text{Tl}_{0.5})\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$ Superconductor Synthesized at Different Temperatures, Journal of Low Temperature Physics, 167, 74–82.
- Hassan, N. ve Khan, N.A., 2008. Fluctuation-Induced Conductivity of Polycrystalline Ni Doped $\text{Cu}_{0.5}\text{Tl}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Ni}_y\text{O}_{10-\delta}$ ($y = 0, 0.5, 1.0, 1.5$) Superconductors, Journal of Applied Physics, 104, 103902, 1-6.
- Hinai, H., Nariki, S., Ogasava, K., Sakai, N., Murakami, M. ve Otsuka, M., 2001. Cold Seeded Growth of RE-Ba-Cu-O Superconductor (RE=Gd, Y), Physica C, 357-360, 706-708.
- Hong-Tao, W., Lin-Jun, L., De-Shu, Y., Xin-Hong, C. ve Zhu-An, X., 2007. Effect of Te Doping on Superconductivity and Charge-Density Wave in Dichalcogenides $2\text{H-NbSe}_{2-x}\text{Te}_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2$), Chinese Physics, 16, 82471-2474.
- Hook, J.R. ve Hall, H.E., 2006. Katılmal Fiziği, Köksal, F., Dinçer, M., Altunbaş, M. Ve Başaran, E., 2, Literatür Yayıncılık.
- Hopfengartner, R., Hensel, B. ve Saemann-Ischenko, G., 1991. Analysis of the Fluctuation-Induced Excess DC Conductivity of Epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Films: Influence of a Short-Wavelength Cutoff in the Fluctuation Spectrum, Physical Review B, 44, 2, 741-749.
- Ibrahim, E.M.M. ve Saleh, S.A., 2007. Influence of Sintering Temperature on Excess Conductivity in Bi-2223 Superconductors, Superconductor Science and Technology, 20, 672–675.
- Irfan, M., Khan, S., Hassan, N. ve Khan, N.A., 2009. Fluctuation-Induced Conductivity of $\text{Cu}_{0.5}\text{Tl}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{M}_1\text{O}_{10-\delta}$ ($\text{M} = \text{Si}, \text{Sn}, \text{Ge}$) Superconductors, Journal of Superconductor Novel and Magnetism, 22, 769-774.

- Jin, X., Xu, X.N., Zhu, J.S., Ji, H.L., Shen, G.J., Zhang, Y.T., Ding, S.Y. ve Yao, X.X., 1992. Oxygen Concentration and Activation Energy in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, Superconductor Science and Technology, 5, S244-247.
- Kameli, P., Salamati, H., Abdolhosseini, I. ve Sohrabi, D., 2008. Thermally activated Flux Creep in the $\text{Bi}_{1.66}\text{Pb}_{0.34}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2-x}\text{Mg}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ Superconductors, Physica C, 468, 137–141.
- Khurram, A.A. ve Khan, N.A., 2008. Excess Conductivity of $\text{Cu}_{0.5}\text{Tl}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8-\delta}$ Thin Films Induced by Thermal Fluctuation: Importance of 3D Fluctuations, Journal of Physics: Condensed Matter, 20, 045216, 1-7.
- Klemm, R.A., 2012. Layered Superconductors, 1, First Edition, Oxford University Press.
- Krabbes, G. ve Fuchs, G., 2006. High Temperature Superconductor Bulk Materials: Fundamentals- Processing- Properties Control- Application Aspects, Wiley-VCH, Germany.
- Lo, W., 2000. Recent Progress in Large-Grain REBCO Melt Texturing, JOM Journal of the Minerals, Metals and Materials Society, 52, 6, 18-21.
- Lobb, C.J., 1987. Critical Fluctuations in High- T_c Superconductors, Physical Review B, 36, 7, 3930-3932.
- Martin, S., Fiory, A.T., Fleming, R.M., Espinosa, G.P. ve Cooper, A.S., 1989. Vortex-Pair Excitation near the Superconducting Transition of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Crystals, Physical Review Letters, 62, 6, 677-680.
- Mohanta, A. ve Behera, D., 2009. Magnetic Field Induced Pinning Effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{BaZrO}_3$ Superconductor, Presented at International Conference MSM-09 at S.N. Bose National Centre for Basic Sciences, Kolkata, 1-11.
- Mohanta, A. ve Behera, D., 2010. Fluctuation Induced Magneto-Conductivity Studies in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + x\text{BaZrO}_3$ Composite High- T_c Superconductors, Physica C, 470, 295–303.
- Mohanta, A., 2011. Superconducting Order Parameter Fluctuation in Doped and Composite Cuprate Superconductors, Doktora Tezi, Department of Physics, National Institute of Technology, Rourkela.
- Mun, M.O., Lee, S.I., Salk, S.H.S., Shin, H.J. ve Joo, M.K., 1993. Conductivity Fluctuations in a Single Crystal of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, Physical Review B, 48, 9, 6703-6706.
- Murakami, M. (Ed.), 1992. Melt Processed High-Temperature Superconductors, World Scientific, Singapore.
- Müller, P. ve Ustinov, A.V., 1997. The Physics of Superconductors, Springer, Germany.

- Nariki, S., Sakai, N., Murakami, M. ve Hirabayashi, I., 2004. High Critical Current Density in Y–Ba–Cu–O Bulk Superconductors with Very Fine Y211 Particles, Superconductor Science and Technology, 17, S30-S35.
- Narlikar, A.V., 2004. High Temperature Superconductivity-1: Materials, Springer, New York.
- Nikolo, M. ve Goldfarb, R.B., 1988. Flux Creep and Activation Energies at the Grain Boundaries of Y-Ba-Cu-O Superconductors, Physical Review B, 39, 10, 6615-6618.
- Oda, M., Yao, X., Yoshida, Y. ve Ikuta, H., 2009. Melt-Textured Growth of (LRE)–Ba–Cu–O by a Cold-Seeding Method Using SmBa₂Cu₃O_y Thin Film as a Seed, Superconductor Science and Technology, 22, 7, 075012, 1-6.
- Ogale, S.B., Kwon, C., Rajeswari, M., Choughule, D.D., Greene, R.L. ve Venkatesan, T., 1995. Resistivity Transitions in Applied Magnetic Fields in Epitaxial Thin Films of Fe- and Zn-doped YBa₂Cu₃O_{7-δ}, Physical Review B, 51, 17, 11753-11759.
- Özkurt, B. ve Özçelik, B., 2009. Effect of Nd-Substitution on Thermally Activated Flux Creep in the Bi_{1.7}Pb_{0.3-x}Nd_xSr₂Ca₃Cu₄O_{12+y} Superconductors, Journal of Low Temperature Physics, 156, 22–29.
- Palstra, T.T.M., Batlogg, B., van Dover, R.B., Schneemeyer, L.F. ve Waszczak, J.V., 1990. Dissipative Flux Motion in High-Temperature Superconductors, Physical Review B, 41, 10, 6621-6632.
- Poole C.P., Ferach, H.A., Creswick, R.J. ve Prozorov, R., 2007. Superconductivity, Second Edition, Academic Press, London, UK.
- Rose-Innes, A.C. ve Rhoderick, E.H., 1980. Introduction to Superconductivity, Second Edition, Pergamon Press Ltd., England.
- Sato, T., Nakane, H., Yamazaki, S., Mori, N., Hirano, S., Yoshizawa, S. ve Yamaguchi, T., 2003. Analysis of Fluctuation Conductivity in Melt-Textured DyBa₂Cu₃O_y Superconductors, Physica C, 392–396, 643–647.
- Serway, R.A., 1996. Fen ve Mühendislik için Fizik-3, Çolakoğlu, K., Palme Yayıncılık, Ankara.
- Sharma, S., Vinod, K., Sundar, C.S. ve Bharathi, A., 2013. Critical Current Density and Magnetic Phase Diagrams of BaFe_{1.29}Ru_{0.71}As₂ Single Crystals, Superconductor Science and Technology, 26, 015009, 1-6.
- Shi, Y., Hari Babu, N. ve Cardwell, D.A., 2005. Development of a Generic Seed Crystal for the Fabrication of Large Grain (RE)–Ba–Cu–O Bulk Superconductors, Superconductor Science and Technology, 18, L13–L16.

Torron, C., Diaz, A., Pomar, A., Veira, J.A. ve Vidal, F., 1994. Measurements of Fluctuation-Induced Diamagnetism above the Superconducting Transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals in Low Magnetic Fields: Comparison with Paraconductivity, Physical Review B, 49, 18, 13143-13153.

URL-1, <http://chabanoiscedric.tripod.com/NSCHSS.PDF>, 11 Mart 2012.

URL-2, <http://tikalon.com/blog/blog.php?article=2011/superconductivity>, 11 Mart 2012.

URL-3, <http://www.superconductors.org/History.htm>, 11 Mart 2012.

URL-4, http://shodhganga.inflibnet.ac.in/bitstream/10603/487/8/08_chapter1.pdf,
11 Mart 2012.

URL-5, <http://superiletken.blogspot.com/>, 11 Mart 2012.

URL-6, http://en.wikipedia.org/wiki/Meissner_effect, 11 Mart 2012.

URL-7, <http://teachers.web.cern.ch/teachers/archiv/HST2001/accelerators/superconductivity/superconductivity.htm>, 11 Mart 2012.

URL-8, <http://what-when-how.com/electronic-properties-of-materials/electrical-conduction-in-metals-and-alloys-electrical-properties-of-materials-part-2/>,
11 Mart 2012.

URL-9, http://www.katihai.com/index.php?option=com_content&view=article&id=68&Itemid=72, 11 Mart 2012.

URL-10, <http://www.superconductors.org/Type1.htm>, 11 Mart 2012.

URL-11, <http://accessscience.com/content/Ultrasonics/719500>, 11 Mart 2012.

URL-12, <http://users-phys.au.dk/philip/pictures/physicsfigures/node12.html>, 11 Mart 2012.

URL-13, <http://www.elektrik.gen.tr/icerik/s%C3%BCper-iletken-teorisi>, 11 Mart 2012.

Vovk, R.V., Obolenskii, M.A., Bondarenko, A.V., Goulatis, I.L. ve Chroneos, A., 2007. Excess Conductivity of $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Single Crystals, Acta Physica Polonica A, 111, 129-133.

Yeshurun, Y. ve Malozemoff, A.P., 1988. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model, Physical Review Letters, 60, 21, 2202-2205.

Zheng, M.H., Xiao, L., Ren, H.T., Jiao, Y.L. ve Chen, Y.X., 2003. Study of Oxygenation Process During the Preparation of Single Domain YBCO Bulk Superconductors, Physica C, 386, 258-261.

- Zheng, X.J., Gou, X.F. ve Zhou Y.H., 2005. Influence of Flux Creep on Dynamic Behavior of Magnetic Levitation Systems With a High-Tc Superconductor, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15, 3, 3856-3863.
- Zhou, S.A., 1991. Electrodynamic Theory of Superconductors, Peter Peregrinus Ltd. United Kingdom.
- Zhou, L., Chen, S.K., Wang, K.G., Wu, X.Z., Zhang, P.X., Feng, Y., Wen, H.H. ve Li, S.L., 2002. Preparation of Enhanced J_c YBCO Bulks by Powder Melting Process with a Combination of Submicron 211 Precursor and Pt Addition, Physica C, 371, 62-68.
- Zou, X.V., Wang, Z.H., Chen, J.L. ve Zhang, H., 2001. Effective Activation Energy $U(T,H)$ in Na-doped MTG-YBCO Crystals, Physica C, 356, 31-38.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Trabzon'da doğdu. İlk ve orta öğretimini Trabzon'da tamamladıktan sonra 2005 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fatih Eğitim Fakültesi Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Fizik Öğretmenliği bölümünü kazandı. Beş yıllık lisans eğitiminden sonra 2010 yılında Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Bölüm üçüncüsü, Fizik Öğretmenliği Program birincisi olarak mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başlayan Şeyda DUMAN iyi derecede İngilizce bilmektedir.