

T. C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Sm KATKILI YBaCuO SÜPERİLETKEN ÜRETİMİ ve
KARAKTERİZASYONU

Emine ÇAKAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

EYLÜL 2013

Tezin Başlığı : Sm Katkılı YBaCuO Süperiletken Üretimi ve Karakterizasyonu

Tezi Hazırlayan : Emine ÇAKAN

Sınav Tarihi : 19/09/2013

Yukarıda adı geçen tez jürimizce değerlendirilerek Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Sınav Jürisi Üyeleri

Prof. Dr. Bekir ÖZÇELİK (Başkan) Çukurova Üniversitesi

.....

Doç. Dr. Yakup BALCI (Üye) İnönü Üniversitesi

.....

Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI (Üye) İnönü Üniversitesi

.....

İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı:

Prof. Dr. Mehmet ALPASLAN

Enstitü Müdürü

ONUR SÖZÜ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Sm Katkılı YBaCuO Süperiletken Üretimi ve Karakterizasyonu” başlıklı bu çalışmanın bilimsel ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın tarafımdan yazıldığını ve yararlandığım bütün kaynakların, hem metin içinde hem de kaynakçada yöntemine uygun biçimde gösterilenlerden oluştuğunu belirtir, bunu onurumla doğrularım.

Emine ÇAKAN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Sm KATKILI YBaCuO SÜPERİLETKEN ÜRETİMİ ve KARAKTERİZASYONU

Emine ÇAKAN

İnönü Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

76+ ix sayfa

2013

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI

Bu tez çalışmasında $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örnekleri katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. Bütün örnekler için kalsinasyon sıcaklığı $850^{\circ}C$ 'de 24 saat olarak seçilmiştir. Kalsinasyondan sonra örnekler $930^{\circ}C$ 'de 24 saat ısıtım işlemi uygulanmıştır. Örneklerin mikroyapısal, elektriksel ve manyetik özellikleri incelenmiştir.

Bu çalışmanın sonucunda en iyi kritik geçiş sıcaklığı, en iyi kritik akım yoğunluğu ve en iyi akı çivileme kuvveti $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinde gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Süperiletkenlik, Katıhal Reaksiyon Yöntemi, YBCO sistemi, kritik sıcaklık, kritik akım yoğunluğu, akı çivileme kuvveti.

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

PRODUCTION and CHARACTERIZATION of Sm DOPED YBaCuO SUPERCONDUCTOR

Emine ÇAKAN

Inonu University
Gradue School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

76+ ix pages

2013

Supervisor: Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI

In this thesis $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ samples have been prepared by using solid-state reaction method. The calcination was chosen as temperature at $850^{\circ}C$ for 24 hours. After calcination for all samples step the samples were heat treated at $930^{\circ}C$ for 24 hours. After than microstructural, electrical and magnetic properties of the samples prepared were investigated.

As a result of this study it was obtained that, the best critical temperature, critical current density and pinning force were observed for $Y_{0,0}Sm_{1,0}Ba_2Cu_3O_y$ sample.

Keywords: Superconductivity, Solid State Method, YBCO system, critical temperature, critical current density, pinning force.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması İnönü Üniversitesi Rektörlüğü Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetimi Birimi 2013/35 nolu proje kapsamında yapılmış olup bu projenin maddi olanakları kullanılmıştır. Projemize maddi destekte bulunan Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne,

Yüksek Lisans öğrenimim boyunca bilimsel araştırmalarım ve deneysel çalışmalarım yardımcı olan danışmanım değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI' ya,

Lisans ve Yüksek Lisans öğrenimimde emeği geçen, deneysel çalışmalarımda önemli katkıları olan değerli hocam Sayın Prof. Dr. Mehmet Eyyuphan YAKINCI' ya,

Lisans ve Yüksek Lisans öğrenimimde emeği geçen değerli hocalarım Sayın Doç. Dr. Yakup BALCI ve Sayın Prof. Dr. Mehmet Ali AKSAN' a,

Deneysel çalışmalarımda emeği geçen değerli hocam Sayın Doç. Dr. Serdar ALTIN' a,

Deneysel ölçümleri gerçekleştiren Sayın Uzman Dr. Emine ALTIN, Sayın Uzman Dr. Murat ÖZABACI ve Sayın Arş. Gr. Olcay KIZILASLAN' a,

Üniversitemizin İBTAM Süperiletkenlik Araştırma Grubu'na,

Tez çalışmalarımda emeği geçen sevgili amcam Prof. Dr. Celal ÇAKAN' a,

Sevgili annem, babam ve kardeşlerime

Teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	ÖZET	
	ABSTRACT	
	TEŞEKKÜR	
	İÇİNDEKİLER	
	ŞEKİLLER DİZİNİ	
	TABLolar DİZİNİ	
	SEMBOLLER	
1.	GİRİŞ.....	1
2.	SÜPERİLETKENLERDE FİZİKSEL KAVRAMLAR ve TEMEL KURAMLAR.....	4
2.1.	Süperiletkenlerde Fiziksel Kavramlar.....	4
2.1.1.	Kritik Sıcaklık (T_c).....	4
2.1.2.	Kritik Manyetik Alan (H_c).....	5
2.1.3.	Kritik Akım Yoğunluğu (\vec{J}_c).....	6
2.1.4.	Sızma Derinliği (λ).....	8
2.1.5.	Uyum Uzunluğu (ξ).....	8
2.1.6.	Meissner Etkisi.....	9
2.1.7.	Josephson Etkisi.....	10
2.1.8.	BCS Kuramı.....	11
2.1.9.	Ginzburg-Landau Teorisi.....	13
2.1.10.	London Denklemleri.....	14
2.2.	Süperiletken Sistemler.....	15
2.2.1.	YBa ₂ Cu ₃ O (YBCO-123) Süperiletken Sistemi.....	17
2.2.2.	YBCO Süperiletken Sisteminde Y(yitriyum) Yerine Yapılan Bazı Katkılama ve Yer Değiştirme Çalışmaları.....	21
2.2.3.	Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin (H_{T_c}) Teknolojik Uygulama Alanları.....	25
3.	MATERYAL ve YÖNTEM.....	28
3.1.	Örneklerin Hazırlanması.....	28
3.2.	X-ışını Kırınım Ölçümleri (XRD).....	29
3.3.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X-ışınları (EDAX) Analizleri.....	29
3.4.	Manyetik Alan Altında Elektriksel Direnç Ölçümleri (MR-T)	30
3.5.	Manyetik Ölçümler (M-H), (M-T).....	30
4.	DENEYSEL SONUÇLAR.....	32
4.1.	XRD Sonuçları.....	32
4.1.1.	Mikro Gerilme.....	34
4.2.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X-ışınları (EDAX) Analizleri.....	37
4.3.	Manyetik Alan Altında Direnç Ölçümleri (MR-T).....	41
4.3.1.	($d\rho/dT$)-T Kritik Geçiş Sıcaklığı (T_c) Hesaplamaları.....	46
4.3.2.	Manyetik Akı Merkezlerinin Aktivasyon Enerjisi.....	48
4.3.3.	Tersinmezlik Manyetik Alanı (H_{irr}) ve Kritik Manyetik Alan (H_{c2}) Hesaplamaları.....	50
4.4.	Manyetik Alan Ölçümleri (M-H ve M-T).....	53
4.4.1.	Kritik Akım Yoğunluğu (\vec{J}_c) Hesaplamaları.....	58
4.4.2.	Manyetik Akı Çivileme Kuvveti (\vec{F}_p) Hesaplamaları.....	62

5.	TARTIŞMA ve SONUÇ.....	67
6.	KAYNAKLAR.....	69
	ÖZGEÇMİŞ.....	76

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Süperiletken geçişin sıcaklığa bağlılığı.....	5
Şekil 2.2.	a) I. tip süperiletkenlerde b) II. tip süperiletkenlerde kritik manyetik alan- sıcaklık eğrisi.....	6
Şekil 2.3.	Meissner etkisi (a) Normal durum (b) Süperiletken durum.....	10
Şekil 2.4.	Süperiletken malzemenin manyetik alanı dışarlması.....	10
Şekil 2.5.	Josepshon eklemi.....	11
Şekil 2.6.	Cooper çiftlerinin atom örgüsüyle etkileşmesi sonucu örgüde oluşan şekil değişimi.....	13
Şekil 2.7.	Süperiletken malzemede uygulanan manyetik alan nedeniyle akı tüplerinin hareketi.....	14
Şekil 2.8.	Manyetik akı kuantalanması.....	14
Şekil 2.9.	Geçiş sıcaklıklarına göre süperiletken sistemler.....	17
Şekil 2.10.	ABX ₃ perovskit birim hücresi.....	18
Şekil 2.11.	a) YBCO sisteminin üçlü perovskit birim hücresi b) YBCO ortorombik birim hücresi.....	20
Şekil 2.12.	Maglev taşıma sisteminin çalışma mekanizması.....	26
Şekil 4.1.	Y _{1-x} Sm _x Ba ₂ Cu ₃ O _y örneklerinin XRD analizi.....	32
Şekil 4.2.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.5} Sm _{0.5} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin 4sinθ-Wcosθ grafiği.....	36
Şekil 4.3.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{1-x} Sm _x Ba ₂ Cu ₃ O _y örneklerinin katkılama miktarına (x) göre mikro gerilme değişimi.....	36
Şekil 4.5.	a)Y _{1.0} Sm _{0.0} Ba ₂ Cu ₃ O b)Y _{0.9} Sm _{0.1} Ba ₂ Cu ₃ O c)Y _{0.7} Sm _{0.3} Ba ₂ Cu ₃ O d)Y _{0.5} Sm _{0.5} Ba ₂ Cu ₃ O e)Y _{0.3} Sm _{0.7} Ba ₂ Cu ₃ O f) Y _{0.0} Sm _{1.0} Ba ₂ Cu ₃ O örneklerinin 20.000 büyütme SEM görüntüleri.....	38
Şekil 4.6.	a)Y _{1.0} Sm _{0.0} Ba ₂ Cu ₃ O b)Y _{0.9} Sm _{0.1} Ba ₂ Cu ₃ O c)Y _{0.7} Sm _{0.3} Ba ₂ Cu ₃ O d)Y _{0.5} Sm _{0.5} Ba ₂ Cu ₃ O e)Y _{0.3} Sm _{0.7} Ba ₂ Cu ₃ O f)Y _{0.0} Sm _{1.0} Ba ₂ Cu ₃ O örneklerinin 10.000 büyütme SEM görüntüleri.....	39
Şekil 4.7.	Y _{0.9} Sm _{0.1} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin EDAX analizi.....	40
Şekil 4.8.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{1.0} Sm _{0.0} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin MR-T grafiği.....	42
Şekil 4.9.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.9} Sm _{0.1} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin MR-T grafiği.....	43
Şekil 4.10.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.7} Sm _{0.3} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin MR-T grafiği.....	43
Şekil 4.11.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.5} Sm _{0.5} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin MR-T grafiği.....	44
Şekil 4.12.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.3} Sm _{0.7} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin MR-T grafiği.....	44
Şekil 4.13.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.7} Sm _{0.3} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin dp/dT- T grafiği.....	47
Şekil 4.14.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{0.7} Sm _{0.3} Ba ₂ Cu ₃ O _y örneğinin T _c değerinin manyetik alana göre değişimi.....	47
Şekil 4.15.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{1-x} Sm _x Ba ₂ Cu ₃ O _y örneklerinin türev işlemi ile hesaplanan T _c değerlerinin manyetik alana göre değişimi.....	48
Şekil 4.16.	930 ⁰ C'de hazırlanmış Y _{1-x} Sm _x Ba ₂ Cu ₃ O _y örneklerinin aktivasyon enerjilerinin manyetik alana bağlı değişimi.....	50
Şekil 4.17.	Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin M-H eğrisi.....	51

Şekil 4.18.	930 ⁰ C’de hazırlanmış $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin kritik manyetik alan (H_{c2})-sıcaklık eğrisi.....	52
Şekil 4.19.	930 ⁰ C’de hazırlanmış $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin tersinmezlik manyetik alanı (H_{irr})-sıcaklık eğrisi.....	52
Şekil 4.20.	$Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi.....	54
Şekil 4.21.	$Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi.....	54
Şekil 4.22.	$Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi.....	55
Şekil 4.23.	$Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi.....	55
Şekil 4.24.	$Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi.....	56
Şekil 4.25.	$Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi.....	56
Şekil 4.26.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin M-T eğrileri.....	57
Şekil 4.27.	$Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi.....	59
Şekil 4.28.	$Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi.....	59
Şekil 4.29.	$Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi.....	60
Şekil 4.30.	$Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi.....	60
Şekil 4.31.	$Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi.....	61
Şekil 4.32.	$Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi.....	61
Şekil 4.33.	$Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi.....	63
Şekil 4.34.	$Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi.....	64
Şekil 4.35.	$Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi.....	64
Şekil 4.36.	$Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi.....	65
Şekil 4.37.	$Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi.....	65
Şekil 4.38.	$Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi.....	66

TABLolar DİZİNİ

Tablo 2.1.	Bazı süperiletken elementlerin kritik sıcaklık değerleri ve keşfediliş yılları.....	4
Tablo 3.1.	Toz bileşiklerin özellikleri.....	28
Tablo 4.1.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin örgü parametreleri, birim hücre hacmi, kristal yapısı.....	33
Tablo 4.2.	EDAX analizine göre $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin atomik yüzde dağılımları.....	40
Tablo 4.3.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin 0T'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri.....	45
Tablo 4.4.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin 2T'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri.....	45
Tablo 4.5.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin 4T'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri.....	45
Tablo 4.6.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin 6T'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri.....	46
Tablo 4.7.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin 8T'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri.....	46
Tablo 4.8.	$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin kritik akım yoğunluğu ($\vec{J}_c(A/cm^2)$) değerleri.....	62

SEMBOLLER

T_c	Kritik Geçiş Sıcaklığı
T	Mutlak Sıcaklık
\vec{J}_c	Kritik Akım Yoğunluğu
\vec{J}	Akım Yoğunluğu
H	Manyetik Alan
H_{c1}	Alt Kritik Manyetik Alan
H_{c2}	Üst Kritik Manyetik Alan
ζ	Uyum Uzunluğu
ζ_0	İç Uyum Uzunluğu
λ	Sızma Derinliği
\vec{F}_p	Manyetik Akı Çivileme Kuvveti
H_{irr}	Tersinmezlik Manyetik Alanı
v_s	Elektronun Hızı
e	Elektronun Yüğü
B	Manyetik Alan
l	Ortalama Serbest Yol
n_s	Elektron Çifti Yoğunluğu
κ	Ginzburg-Landau Parametresi
M	Manyetizasyon
\vec{E}	Elektrik Alan
\vec{E}_a	Aktivasyon Enerjisi
R	Direnç
ρ	Öz Direnç
Φ	Manyetik Akı
K	Kelvin

1.GİRİŞ

Süperiletkenliğin tarihi Hollanda'nın Leiden şehrinde başlamıştır. H. Kammerlingh Onnes laboratuvarında Helyumu sıvılaştırmak için düşük sıcaklıklara ulaşmaya çalışmış ve bunun için önemli teknolojik destekler almıştır. 11 Temmuz 1908'de Onnes, sıvı Helyum üreten ilk kişi olmuş ve Leiden "dünya yüzeyinin en soğuk yeri" olarak adlandırılmıştır. 3 yıl sonra 1911'de Onnes ve öğrencisi G. Holst sıvı Helyum kullanarak soğuttukları cıva telde ~ 4.2 K'de elektriksel direncin aniden sıfıra düştüğünü gözlemlemişlerdir [1-4]. Çok düşük sıcaklıklarda, elektronların hareketine karşı direncini kaybeden özel bileşiklere süperiletken denir [5]. Özel üretim yöntemleriyle elde edilen süperiletkenler günümüzde manyetik ayırıcılar, magnetron saçtırma sistemleri, taşıma sistemleri, uzay ve deniz gemileri, süperiletken motorlar, teller vb. birçok alanda uygulama alanlarına sahiptir [6,7]. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin keşfedilmesiyle birlikte birçok araştırmacı elektriksel, mekaniksel, fiziksel, mikroyapısal, akı çivileme vb. özelliklerinden dolayı manyetik alan uygulamaları için uygun süperiletken geliştirmek için çalışmışlardır [8]. Ancak çoğu süperiletkenin çok düşük sıcaklıklarda kullanılabilmesi ve soğutma sistemlerinin pahalılığı, süperiletkenlerin yüksek teknolojiye uygulama alanlarını kısıtlamaktadır [9].

İdeal süperiletkenlerin davranışları, mükemmel diamanyetizma, kritik akım yoğunluğu ve sıfır direnç olmak üzere üç temel üzerine kurulmuştur. Mükemmel diamanyetik özelliğe sahip olan süperiletkenler, kritik manyetik alan olarak bilinen belli bir manyetik alan değerine kadar manyetik alanı tamamen dışlamaktadırlar. Bu durum Meissner etkisi olarak bilinmektedir. Süperiletkenlerin karakteristik özelliklerinden biri olan Meissner etkisi, 1933'te Berlin'de Walther Meissner tarafından keşfedilmiştir [10-12]. Süperiletkenlerin en önemli özelliklerinden biri olan kritik akım yoğunluğu, süperiletkenin direnç göstermeksizin taşıyabileceği en yüksek akım değeri olarak bilinmektedir.

Fritz London ve Heinz London kardeşler 1935'te Oxford'da yaptıkları deneyde süperiletkenlerde sıfır elektriksel direnç ve mükemmel diamanyetizmayı bir arada gözlemlemişlerdir. Manyetik akımın süperiletkenler tarafından dışlanmasıyla ilgili elektrodinamiksel denklemler türetmişler ve manyetik alanın malzemeye nüfuz ettiği derinlik olarak bilinen "London sızma derinliği, $\vec{\lambda}_L$ " kavramını geliştirmişlerdir

[13,14]. 1950 yılında V. L. Ginzburg ve L. D. Landau süperiletkenliğin ilk teorisini geliştirmişlerdir. Süperiletkenlerin dış manyetik alan içindeki özelliğini inceleyen bu teoriye göre süperiletkenler, I. tip süperiletkenler ve II. tip süperiletkenler olarak iki sınıfa ayrılmıştır. Süperiletkenlerin sahip oldukları özelliklere göre Ginzburg-Landau denklemleri türetilmiştir [15-21].

1957 yılında Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından, Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) kuramı yayınlanmıştır. BCS kuramı yirminci yüzyılın en önemli kuramlarından biri olarak kabul edilmektedir. BCS kuramına göre, iki elektron aynı kuantum enerji seviyesinde, birlikte ve eş evreli olarak hareket ederek süperiletkenliğe neden olmaktadır. İki elektronun bu birlikteliği “Cooper çifti” olarak bilinmektedir [22-24].

1962 yılında süperiletkenlerin mikroskopik özellikleri deneysel olarak ispatlanmıştır. İki süperiletken levha arasına ince yalıtkan bir malzemenin yerleştirilmesi ile oluşan düzeneğin çalışma mekanizması Josepshon etkisi ile açıklanmıştır [25].

1986 yılı süperiletkenlik için yeni bir başlangıcın tarihi olmuştur. Alex Müller ve George Bednorz yüzlerce perovskite yapıya sahip metal oksit bileşiklerini incelemiş ve lantan, baryum, bakır ile oksijen elementlerinden oluşan LaBaCuO bileşiğinin $\sim 30\text{K}$ 'de süperiletken geçiş gösterdiğini gözlemlemişlerdir. LaBaCuO bileşiğinin süperiletkenliğe geçiş sıcaklığının önceki bileşiklerden $\sim 23\text{K}$ yüksek olması ve farklı bir yapıya sahip olmasıyla yüksek sıcaklık süperiletkenler (HT_c) adı altında yeni bir dönem başlamıştır. Bu başarılı çalışmalarından dolayı Müller ve Bednorz Nobel Ödülü almışlardır. 1987'de M. K. Wu ve P. W. Chu, LaBaCuO bileşiğinde La yerine Y(yitriyum) katkılayarak $\sim 92\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ (Y-123) süperiletken yapıyı keşfetmişlerdir. 1988 yılında $\sim 80\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip $Y_1Ba_2Cu_4O_{16}$ (Y-124) sistemi ve $\sim 40\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip $Y_2Ba_4Cu_7O_{15}$ (Y-247) sistemi üretilmiştir [26-32].

1988'de Maeda tarafından BiSrCaCuO (BSCCO) ailesinin $\sim 20\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip ilk fazı Bi-2201 süperiletken sistemi üretilmiştir. Zaman içerisinde bu ailenin $\sim 85\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip Bi-2212 fazı ve $\sim 110\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip Bi-2223 fazı keşfedilmiştir [33].

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin sayısında hızlı bir artış olmuş YBCO ve BSCCO sistemlerinden hemen sonra $\sim 125\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip TlBaCaCuO (TBCCO) süperiletken sistemi keşfedilmiştir. 1993'te Putlin ve arkadaşları Hg

bazlı süperiletken ailesinin ilk fazı olan HgBaCuO (Hg-1201) sistemini keşfetmişlerdir. Aynı yıllarda Hg-bazlı süperiletken sisteminin $\sim 135\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip Hg-1223 fazı ile bu ailenin diğer fazları elde edilmiştir [34,35].

2001 yılında $\sim 40\text{K}$ geçiş sıcaklığına sahip MgB_2 süperiletken sistemi keşfedilmiştir. MgB_2 süperiletken sistemi elektriksel, yüksek kritik akım yoğunluğu ve iyi manyetik özelliklerinden dolayı teknolojik uygulamalarda büyük ilgi görmüştür [36-38]. Aynı yıllarda Abrikosov'un süperiletkenlerin manyetik özellikleri üzerine yaptığı çalışmalar süperiletkenliğe yeni bir bakış kazandırmıştır. Abrikosov yüksek sıcaklık süperiletkenleri olarak bilinen II. tip süperiletkenlerin, "Abrikosov vorteks örgüleri" adını verdiği manyetik akı özelliklerini tahmin etmiştir. Bu başarılı çalışmasından dolayı Abrikosov, 2003'te Nobel Ödülü almıştır [39,40].

Son yıllarda Fe-bazlı bir bileşikte süperiletken özelliğin keşfedilmesi, metallere ve ilginç özellikleri üzerine ilgiyi arttırmıştır. LaFeAsO bileşiği Fe ailesinin ilk süperiletken sistemidir. Zamanla bu ailenin BaFe_2As_2 , LiFeAs ve Fe_{1+x}Se süperiletken sistemleri elde edilmiştir. FeSe_x bileşiğinin $\sim 8.5\text{K}$ 'de süperiletken geçiş gösterdiği gözlenmiştir. 2010 yılında tetragonal 122-tipi SrPt_2As_2 bileşiğinin $\sim 5.2\text{K}$ 'de, 2011 yılında hegzagonal fazlı SrPtAs bileşiğinin $\sim 4.2\text{K}$ 'de süperiletken olduğu anlaşılmıştır. Bu bileşik bal peteği yapısına sahip ilk süperiletken olma özelliği taşımaktadır [41-45].

Yeni süperiletken sistemlerin üretilmesiyle teknolojik uygulama alanları artmaktadır. Josephson eklemleri içeren süperiletken halkalardan meydana gelen süperiletken kuantum girişim cihazı (superconducting quantum interference device, SQUID), yüksek hızlı trenler, tıpta görüntüleme cihazları süperiletkenlerin en belirgin uygulama alanlarından bazılarıdır. Josephson eklemleri içeren süperiletken kuantum bitlerin (kubit) geleceğin süper hızlı kuantum bilgisayarlarında kullanılması tahmin ediliyor. Ülkemiz de dahil olmak üzere dünyanın birçok yerinde teknolojik olarak daha kullanışlı, süperiletken özellikleri daha iyi yeni süperiletken sistemler elde etmek için bilim adamları yoğun bir şekilde çalışmaya devam etmektedir.

2. SÜPERİLETKENLERDE FİZİKSEL KAVRAMLAR ve TEMEL KURAMLAR

2.1. Süperiletkenlerde Fiziksel Kavramlar

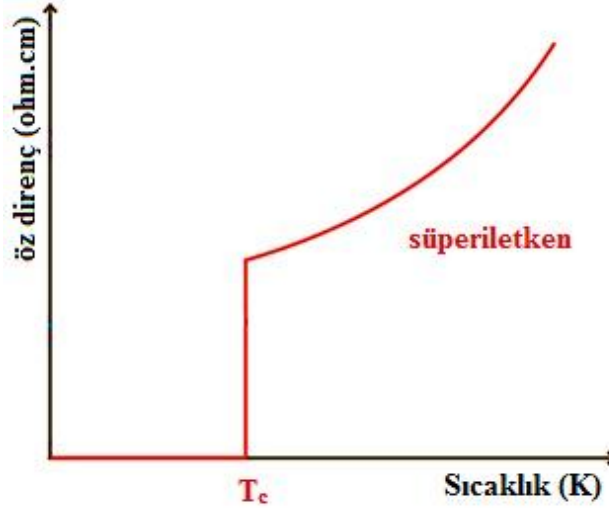
2.1.1. Kritik Sıcaklık (T_c)

Metallerin elektriksel direnci sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Metallerin temel yapısını oluşturan atomların titreşimi elektriksel akımı güçleştirmektedir. Sıcaklık arttıkça atom titreşimi artmakta ve bunun sonucunda direnç değeri de artmaktadır. Sıcaklık değeri mutlak sifıra yaklaştıkça metalin direnci, ρ_0 (öz direnç) değerine yaklaşmaktadır [46].

Öz direnç değeri, numunenin bileşimine ve mükemmelliğine bağlı olarak değişir. Numune içindeki yabancı atomlar gibi yapı kusurları direnci olumsuz etkilemektedir. Numunede kusur azaldıkça öz direnç değeri de azalmaktadır. Onnes 1911 yılında numuneleri saflaştırma yoluyla düşük dirençlere ulaşmaya çalışmıştır. Daha iyi iletken oldukları için önce saflaştırılmış altın, platin ve bakır üzerine denemeler yapan Onnes, daha sonra cıva üzerine denemeler yapmıştır. Cıva elementinin çok düşük sıcaklıklarda direncinin aniden sifıra düştüğünü yani süperiletken olduğunu gözlemlemiş, diğer elementlerde (altın, bakır ve platin) süperiletken özellik gözlemleyememiştir. Malzemenin direncinin sifıra doğru düşmeye başladığı sıcaklık değeri kritik sıcaklık (T_c) olarak adlandırılmaktadır. Süperiletken özelliğin gözlemlendiği bazı elementlerin kritik geçiş sıcaklıkları Tablo 2.1'de verilmiştir [46].

Tablo 2.1. Bazı süperiletken elementlerin kritik sıcaklık değerleri ve keşfediliş yılları [46]

Element	Kritik Sıcaklık, T_c (K)	Keşfediliş Yılı
Cıva (Hg)	4.15	1911
Kalay (Sn)	3.69	1913
Kurşun (Pb)	7.26	1913
Tantal (Ta)	4.38	1928
Neodimyum (Nd)	9.2	1930
Alüminyum (Al)	1.19	1933
Vanadyum (V)	4.3	1934



Şekil 2.1. Süperiletken geçişin sıcaklığa bağlılığı [47]

Şekil (2.1)'de süperiletken bir malzemenin öz direnç-sıcaklık değişimi verilmiştir. Mükemmel bir süperiletkende kritik sıcaklığın hemen altında, öz direnç aniden sıfıra düşmektedir. Bir süperiletkende günümüze kadar ölçülen en küçük öz direnç değeri 10^{-8} ohm.cm civarında olup bu değer sıfır kabul edilmektedir [47].

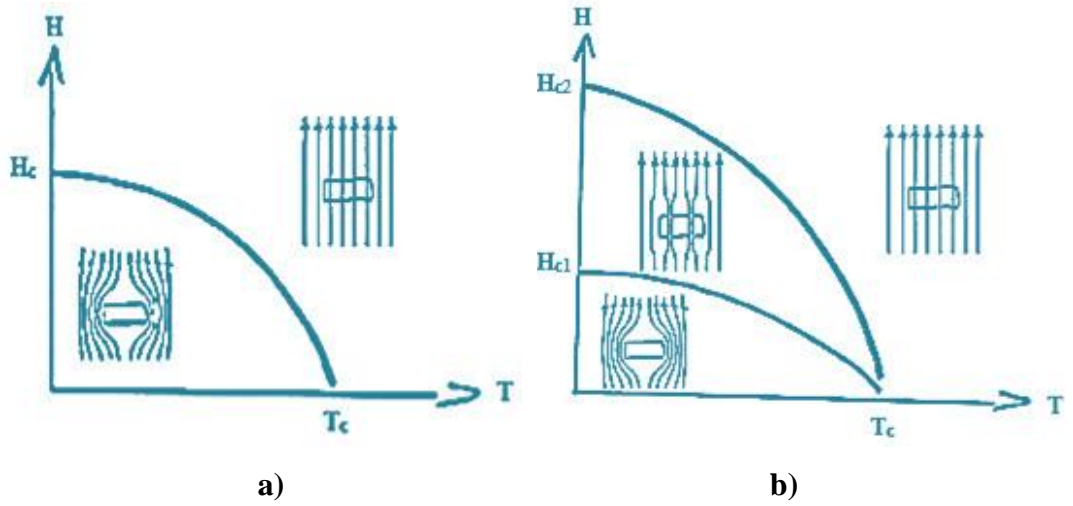
2.1.2. Kritik Manyetik Alan (H_c)

Süperiletkenlerin manyetik özelliklerini tanımlamak için genellikle Ginzburg-Landau teorisi kullanılmaktadır. Ginzburg-Landau teorisine göre süperiletkenler, I. tip ve II. tip olmak üzere ikiye ayrılmıştır. I. tip süperiletkenlerde kritik manyetik alan ile sıcaklık arasındaki değişim paraboliktir (Denklem 2.1).

$$H_c(T) \cong H_c(0) [1 - (T/T_0)^2] \quad (2.1)$$

Bu denklemde, $H_c(0)$ mutlak sıfırdaki kritik manyetik alan değerini, T_c kritik geçiş sıcaklığını, T mutlak sıcaklığı ifade etmektedir. Kritik manyetik alan olarak bilinen belli bir manyetik alan değerine kadar süperiletken özellik korunmaktadır. Düşük manyetik alan altında, manyetik alan süperiletken tarafından tamamen dışlanmaktadır. Yeterince güçlü manyetik alan uygulandığında manyetik alan süperiletkene sızdığı için süperiletken özellik bozulmaya başlamaktadır. I. tip süperiletkenler için bir tane kritik manyetik alan (H_c) değeri (Şekil 2.2.a) , II. tip

süperiletkenler için alt kritik manyetik alan (H_{c1}) ve üst kritik manyetik alan (H_{c2}) olmak üzere iki tane kritik değer vardır (Şekil 2.2.b). II. tip süperiletkenlerde H_{c1} değerinden sonra, malzeme içerisinde vortex adı verilen mikroskobik akı tüpleri oluşmakta ve süperiletkenlik kısmen bozulduğu için süperiletken özellik ile normal metalik özelliğin bir arada bulunduğu karışık durum meydana gelmektedir [48,49].



Şekil 2.2. a) I. tip süperiletkenlerde b) II. tip süperiletkenlerde kritik manyetik alan-sıcaklık eğrisi [50]

2.1.3. Kritik Akım Yoğunluğu (\vec{J}_c)

Kritik akım yoğunluğu, süperiletken malzemenin taşıyabildiği en yüksek akım değeridir. Süperiletken içindeki akım yoğunluğunun yüksek olması teknolojik uygulamalar açısından çok önemlidir. Bu değeri belirleyen en önemli faktör Cooper çiftleri yoğunluğudur. Sistem içindeki Cooper çiftlerinin bozulması ile sistemde kısmen normal iletken davranış gözlenmekte ve bunun sonucunda kritik akım yoğunluğu azalmaktadır. II. tip süperiletkenlerde bu çiftlerin bozulmasının yanında akı tüplerinin hareketleri de kritik akım yoğunluğuna etki etmektedir. Süperiletken malzeme yapısal olarak taneler arası zayıf bağlar veya taneler arası yalıtkan fazlardan oluşabilmektedir. Bu durumda taneler arası meydana gelebilecek akı tüplerinin sınırlı hareketi de kritik akım yoğunluğunu etkileyen önemli faktörlerdendir.

Kritik akım yoğunluğu değeri, öz direnç metodu yardımıyla deneysel olarak ölçülebilmektedir. Bu metod ile numuneye uygulanan küçük bir voltajdan ($1\mu V$) dolayı meydana gelen akım ölçülerek kritik akım yoğunluğu hesaplanabilmektedir.

Kritik akım yoğunluğu hesaplaması için bir başka yöntem, manyetizasyonun manyetik alana karşı çizilen histerisiz eğrisini kullanarak yarı teorik olarak akım yoğunluğundan hesaplanmasıdır. Bean formülü adı verilen (Denklem 2.2-3) ile kritik akım yoğunluğu hesaplanabilmektedir.

$$\vec{J}_c = \frac{30 (\Delta M)}{d} A. cm^{-2} \quad (2.2)$$

$$\vec{J}_c = \frac{20 (\Delta M)}{a(1 - \frac{a}{3b})} A. cm^{-2} \quad (2.3)$$

Denklem (2.2) ve (2.3)'te $\Delta M = M_+ - M_-$ (M_+ : pozitif manyetizasyon, M_- : negatif manyetizasyon), a ve b numunenin enine ve boyuna kesit uzunlukları ($a > b$), d: numunenin kalınlığı. Kritik akım yoğunluğu Müller formülü (Denklem 2.4) yardımıyla da hesaplanabilmektedir.

$$\vec{J}_c = \frac{1}{1 + \left(\frac{\vec{B}_a}{\vec{B}_0}\right)^{1/3}} A. cm^{-2} \quad (2.4)$$

Bu denklemde, \vec{B}_a : uygulanan manyetik alanı, \vec{B}_0 : ilk manyetik alanı ifade etmektedir.

Ginzburg-Landau teorisine göre ise akım yoğunluğu Denklem (2.5) ile hesaplanabilmektedir.

$$\vec{J} = -2e|\psi|\vec{v}_s \quad (2.5)$$

Bu denklemde Ψ düzen parametresini, \vec{v}_s elektronun hızını, e elektronun yükünü ifade eder. Süperiletken bir sistemin en yüksek akım değeri (Denklem 2.6)

$$\vec{J} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{H_c}{\lambda} \quad (2.6)$$

denklemleri ile verilmektedir [49,51]. Burada $\vec{\lambda}$ sızma derinliğini ifade etmektedir.

2.1.4. Sızma Derinliği (λ)

Süperiletken malzemeler, yüzeylerinde sürekli akan akımlar sayesinde manyetik alanı dışarlamaktadır. Ancak manyetik alan belli bir derinliğine kadar malzemeye nüfuz etmektedir. Çok ince bir yüzey tabakası halinde akan akımların kalınlığı, sızma derinliği (λ) olarak tanımlanmaktadır. Sızma derinliği (Denklem 2.7)

$$\vec{\lambda}_L = \left(\frac{4\pi e^2 n_s}{m^* c^2} \right)^{-1/2} \quad (2.7)$$

denklemleri ile verilmektedir [49,52]. Bu denklemde n_s yük taşıyıcılarının yoğunluğu, m^* yük taşıyıcılarının etkin kütlesi, e elektron yükü, c ışık hızıdır.

2.1.5. Uyum Uzunluğu (ξ)

Ginzburg ve Landau, süperiletkenlerde elektronlar arasında bir etkileşim olduğunu ve bu etkileşimin sınırlı bir mesafede gerçekleştiğini ifade ederek elektron çifti arasındaki mesafeyi “uyum uzunluğu, ξ ” olarak tanımlamışlardır. Ginzburg-Landau teorisine göre I. tip süperiletkenlerde iç uyum uzunluğu, genellikle $0.3\mu\text{m}$ 'yi aşmaktadır. Saf bir metalde, gerçek uyum uzunluğu genellikle bu değerle aynıdır ancak saf olmayan bileşikler ve alaşımlar için elektronlar arası ortalama serbest yol daha küçük olduğu için uyum uzunluğu da daha küçüktür. II. tip süperiletken sistemlerde bu gruba girmektedir. Bir süperiletken malzemede örgü kusurları değiştirilerek, elektronların ortalama serbest yolu değiştirilebilmektedir. Örgü kusurlarının değiştirilmesiyle teknolojik bakımdan daha iyi süperiletken malzemeler üretmek mümkündür [53].

Her süperiletken elektron çifti için etkileşim mesafesi farklı olabilmektedir. Elektron çifti arasındaki mesafe, belirsizlik ilkesine göre ($\Delta\vec{x} \cdot \Delta\vec{p} > h/2\pi$), \vec{V}_F Fermi enerji düzeyindeki hız olmak üzere, $\Delta\vec{x} > h\vec{V}_F/2\pi k_B T$ değerinden büyük olmalıdır. Bu değer “iç uyum uzunluğu” olarak bilinmektedir. Normal elektronlar içinde bu

mesafe aynıdır. Paralel bir devreye benzer iki direnç düşünülduğünde, uyum uzunluğu Denklem 2.8'deki gibi ifade edilir.

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (2.8)$$

Bu denklemde ξ_0 iç uyum uzunluğunu, l elektronlar için ortalama serbest yolu ifade etmektedir [53].

2.1.6. Meissner Etkisi

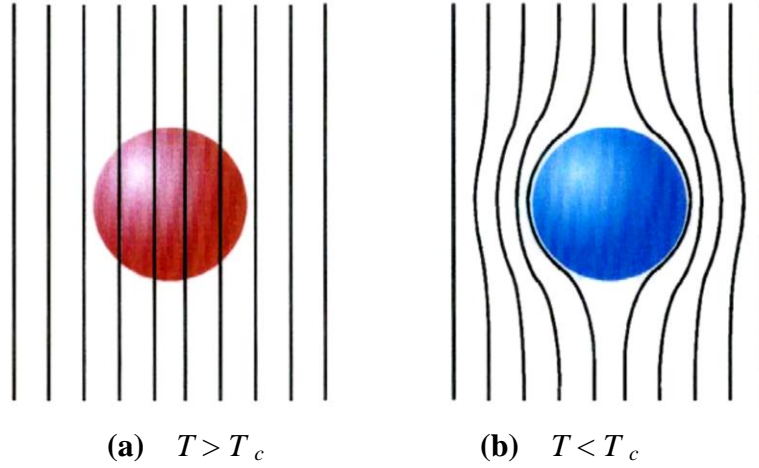
Süperiletkenlerin en önemli karakteristik özelliklerinden biri olan Meissner etkisi, Walther Meissner ve Ochsenfeld tarafından keşfedilmiştir. Manyetik alanın çok güçlü olmadığı durumlarda alanın süperiletkene sızmadığını (Şekil 2.3), ancak yeterince güçlü bir manyetik alan uygulandığında alanın malzemeye sızdığını ve bunun sonucunda süperiletken özelliğın bozulduğunu ifade etmişlerdir [54, 55].

Manyetik alanın süperiletkene sızmaya başlamasından hemen sonra, süperiletkenin yüzeyinde indüklenen akım, Lenz Yasası'na göre dış manyetik alana zıt yönde bir alan oluşturmaktadır. Böylece, iletkenin iç manyetik alanı toplamda sıfır olur. Bu durum Maxwell denklemleri ile ispatlanabilmektedir. \vec{B} manyetik alanı değıştikçe, iletken \vec{E} elektrik alanı ile indüklenmektedir (Denklem 2.9).

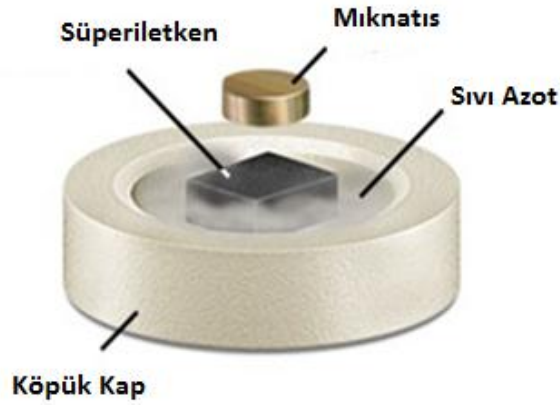
$$\text{curl } \vec{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.9)$$

Bu denklemde, c boşluktaki ışık hızını ifade etmektedir. Bir süperiletkende, \vec{j} akım yoğunluğu ve ρ direnç olmak üzere $\vec{E} = \vec{j} \cdot \rho$ denkleminde göre $\vec{E} = 0$ değerine sahiptir. Manyetik alan uygulanmadan önce süperiletkenin iç manyetik alanı $\vec{B} = 0$ iken, manyetik alan uygulandıktan sonra da $\vec{B} = 0$ 'dır. Bu durum süperiletkenlerde $T < T_c$ olduğunda $\rho = 0$ olmasıyla açıklanabilmektedir [56].

Şekil 2.4'te süperiletken bir malzemenin manyetik alanı Meissner etkisi özelliğı ile dışarlaması sonucu mıknatısı itmesi verilmiştir.



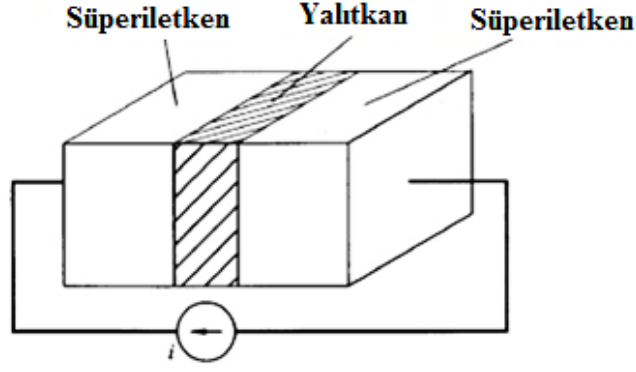
Şekil 2.3. Meissner etkisi (a) Normal durum (b) Süperiletken durum [57]



Şekil 2.4. Süperiletken malzemenin manyetik alanı dışarlama [58]

2.1.7. Josepshon Etkisi

Süperiletkenlerin en karakteristik özelliklerinden biri olan Josepshon etkisi, B. Josepshon tarafından 1962 yılında ispatlanmıştır [59]. Josepshon etkisine göre, iki süperiletken malzeme arasına ince yalıtkan bir levha yerleştiğinde (Josepshon eklemi), bir voltaj uygulanmamasına rağmen Cooper çiftleri bir süperiletkenden diğerine kuantum tünelleme yaparak geçebilmektedir (Şekil 2.5).



Şekil 2.5. *Josepshon eklemi [58]*

Josepshon etkisi dikkate alındığında süperiletken akım (Denklem 2.10-11);

$$\vec{J}_c = \vec{J}_0 \sin \varphi \quad (2.10)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (2.11)$$

denklemleriyle verilir. φ süperiletken yüzeyler arasındaki faz farkı, V uygulanan gerilim ve \vec{J}_0 junction kritik akımını ifade etmektedir. Josepshon etkisi Cooper çiftlerinin varlığını göstermektedir. Temel durumda, elektron çiftleri aynı ϕ faz dalga fonksiyonu ile karakterize edilmektedir (Denklem 2.12).

$$\psi = \sqrt{n_s} \cdot e^{i\phi} \quad (2.12)$$

Kuantum mekaniğine göre faz farkının varlığı, Josepshon ekleminde elektriksel akım meydana getirmektedir [59].

2.1.8. BCS Kuramı

BCS kuramı 1957 yılında Bardeen, Cooper ve Schieffer tarafından geliştirilmiştir. BCS kuramına göre kritik sıcaklığın altında elektriksel iletkenlik Cooper çiftleri tarafından taşınmaktadır. Cooper çiftlerinin (eşleşmiş elektronlar) dönme yönleri ters olduğundan oluşturdukları manyetik alan birbirlerini

sıfırlamaktadır. Net manyetik alan oluşmadığı için süperiletken malzeme manyetik alandan etkilenmeyerek diamanyetik özellik göstermektedir [60-64].

Bir metalde atomlar belli enerji ve frekanslarda titreşim yapmaktadırlar. Titreşimin artması veya azalması, metalin fonon soğurmasından veya fonon yaymasından kaynaklanmaktadır. Fononlar, kuantum mekaniksel titreşimlerdir. Titreşimin frekansı atomun kütlesine göre değişmektedir. Cıva atomunun farklı izotopları için T_c 'nin farklı olması, süperiletkenliğin fononlara bağlı olduğunu göstermektedir. BCS kuramına göre, kritik sıcaklığın altına soğutulmuş bir süperiletkende, elektronlar atom örgüsü içinden geçerken elektronlar ile pozitif yüklü iyonlar arasında elektromanyetik çekim meydana gelmektedir. Negatif yüklü elektronların etrafında artan pozitif yüklü iyonlar nedeniyle elektronların yükü perdelenmektedir. Bunun sonucunda elektronlar birbirine itmek yerine, Coulomb etkileşmesi ile birbirlerini çekecektir. Süperiletkenlerde, elektronlar atom örgüsüyle etkileşirken örgüde şekil değişimi olmaktadır (Şekil 2.6) ve atom örgüsü elektronların fonon alışverişi ile Cooper çifti oluşturarak hareket etmesini sağlamaktadır. Cooper çiftleri elektronların örgü içinde daha rahat ilerlemesini sağlayarak elektriksel direnç değerinin hızla azalmasını neden olmaktadır.

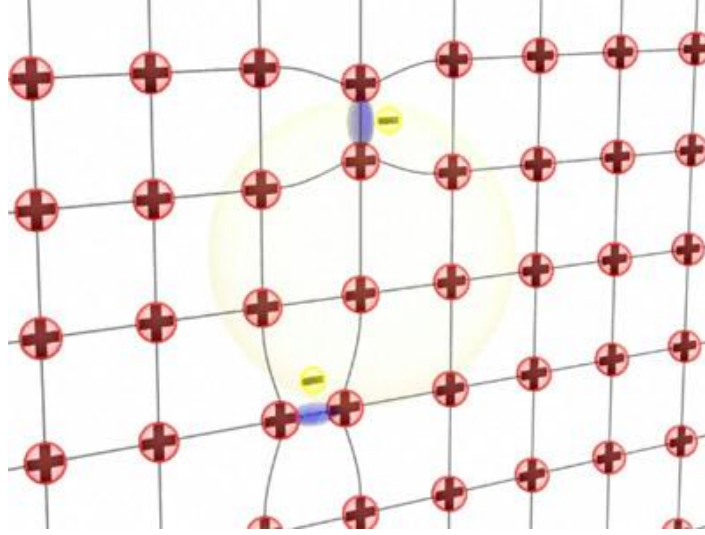
Şekil 2.6'da negatif yüklü elektronlar iletkenin kristal kafesi içerisinden geçerken etraftaki pozitif yüklü iyonları kendisine çeker. Elektronun geçtiği bölgede birbirine yaklaşmış olan atomlar elektron geçtikten sonra tekrar eski haline dönerken yanındaki bir başka elektron pozitif yüklü atomlar tarafından çekilir ve öndeki elektron ile aynı yolu izleyerek hareket etmektedir.

BCS teorisinin geçerli olması için;

1. Elektronlar arasında fonon alış verişinin sağlanması için ortamın serbest Fermi elektron gazı olması gerekmektedir.

2. Uyum uzunluğu BCS teorisinin doğal sonuçları olarak ortaya çıkmaktadır. Cooper çiftlerinin oluşması için uyum uzunluğunun ~ 10 nm civarında olması gerekmektedir.

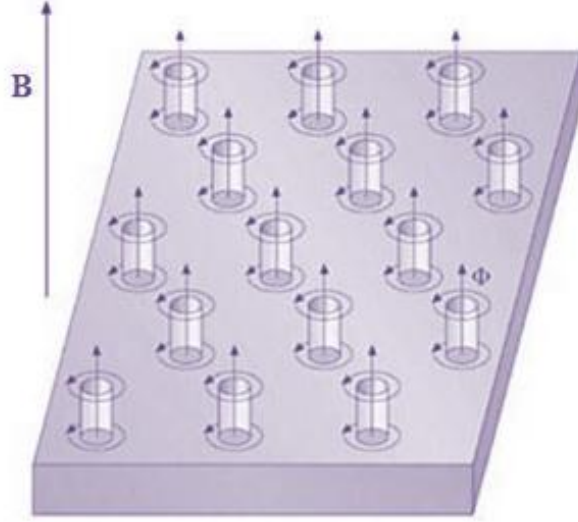
3. Elektron-fonon-elektron etkileşmesinin meydana gelmesi için iletim elektronları yoğunluğunun fazla olması gerekmektedir. Ters durumda elektronlar Coulomb kuvvetini yenededikleri için Cooper çiftleri oluşmaz.



Şekil 2.6. Cooper çiftlerinin atom örgüsüyle etkileşmesi sonucu örgüde oluşan şekil değişimi [65]

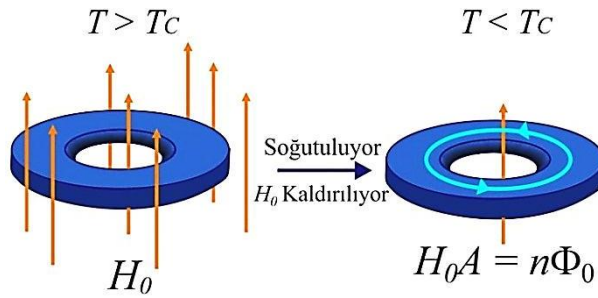
2.1.9. Ginzburg-Landau Teorisi

Ginzburg-Landau Teorisi süperiletkenleri teorik tanımlamada kullanılan en kullanışlı teorilerden biridir [66]. Bu teoriye göre süperiletken malzemeler manyetik alan içinde farklı özellikler gösterirler ve I. tip ile II. tip süperiletkenler olmak üzere ikiye ayrılırlar. II. tip süperiletkenler düşük manyetik alan altında tamamen süperiletken özellik taşıırken, alt kritik manyetik alan değerinden (H_{c1}) sonra süperiletken özellik kısmen bozulmaya başlar. Malzemenin orta kısımlarında vorteks adı verilen akı tüpleri meydana gelmektedir (Şekil 2.7). Akı tüpleri kuantize olmuş manyetik akı (Φ) değerinin bir süperiletken akım tarafından taşınmasıyla döndürülürler. Akı tüplerinin merkezinde malzeme normal metalik özelliktedir. Manyetik alan değeri arttıkça akı tüpleri genişleyerek ve süperiletken bölgeler normal duruma dönecektir. Akı tüplerinin hareketi bir elektrik alan üretmektedir. Elektrik akımının istenilen değerde olması için akı tüplerinin çivilenmiş olması gerekmektedir.



Şekil 2.7. Süperiletken malzemede uygulanan manyetik alan nedeniyle akı tüplerinin hareketi [67].

Şekil 2.8'de Ginzburg-Landau teorisinin uygulama alanlarından biri olan süperiletken bir diskin, uygulanan manyetik alan içindeki davranışı verilmiştir.



Şekil 2.8. Manyetik akı kuantalanması [67]. Süperiletken bir diske bir manyetik alan (H_0) uygulanarak soğutuluyor, sonra manyetik alan kaldırılıyor, dolaşan akımlarla diskin iç kısmında sürekli kalan manyetik akı, içteki manyetik akı kuantalarının tam katıdır. A : diskin alanı

2.1.10. London Denklemleri

1935 yılında Fritz London ve Heinz London kardeşler, Meissner etkisi ile açıklanamayan bazı süperiletken özellikleri türettikleri London denklemleri ile açıklamaya çalışmışlardır [68]. London denklemleri akım yoğunluğu ile dışlanan manyetik alan arasındaki ilişkiyi vermektedir.

\vec{A} vektör potansiyeli, \vec{B} uygulanan manyetik alan olmak üzere $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$, London hipotezi, \vec{j} akım yoğunluğunu \vec{A} değerine karşı doğru orantılı yapmaktadır.

$$\vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \vec{\lambda}_L^2} \vec{A} \quad (2.13)$$

Denklem (2.13)'teki denklem, Ohm kanunu $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ 'den farklıdır. Maxwell denklemlerine göre vektör potansiyeli \vec{A} , manyetik alan \vec{B} ile yer değiştirebilir. Her iki tarafın kısmi türevi alındığında Denklem (2.14) elde edilmektedir.

$$\nabla \times \vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \vec{\lambda}_L^2} \vec{B} \quad (2.14)$$

Maxwell denklemlerine göre düzenleme yapıldığında Denklem (2.15) eşitliği elde edilmektedir.

$$\vec{B}(x) = \vec{B}_0 \exp(x/\vec{\lambda}_L) \quad (2.15)$$

Bu denklem, \vec{A} değerine karşı \vec{j} 'nin sabit oran ilişkisini açıklamaktadır. $\vec{\lambda}_L$ London sızma derinliği olarak bilinmektedir [53].

2.2. Süperiletken Sistemler

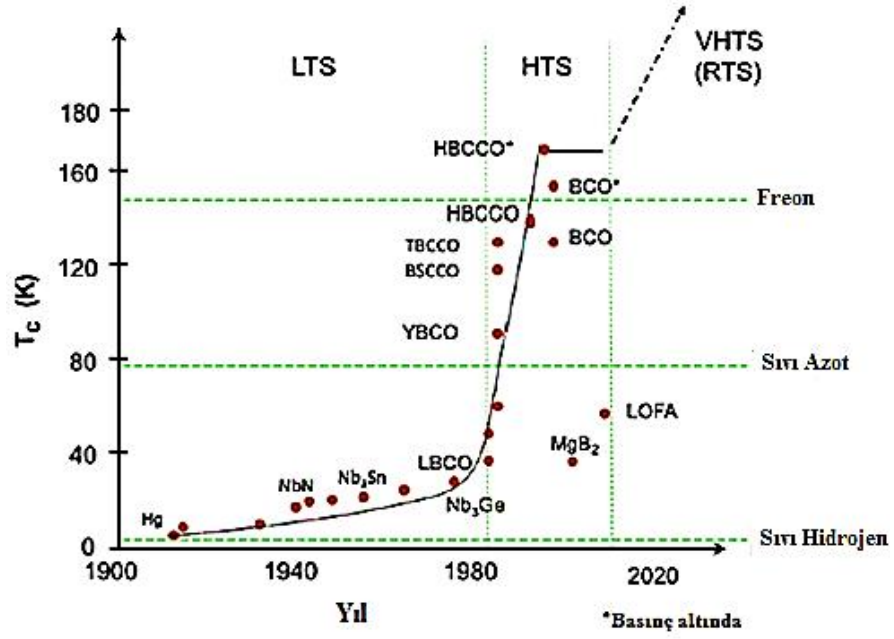
Süperiletken sistemler, normal metallere çok farklı özelliklere sahiptirler. Normal bir metalde, serbest halde bulunan iletim elektronları birbirleriyle ve örgüdeki iyonlarla etkileşime girmektedir. Metale bir gerilim uygulandığında, Ohm kanununa göre elektronlar rastgele bir dağılım göstermektedir. Örneğin 8K'de Pb telde elektronlar, safsızlıklardan ve enerji dağılımından dolayı saçılmaya uğrarlar. Elektronların saçılması, komşu elektronların değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi ve serbest elektronların Coulomb etkileşmesinden kaynaklanmaktadır [69].

Normal bir metalde elektronlar arası mesafe çok fazlayken, bir süperiletken metalde elektronlar arası mesafe çok küçüktür. Örneğin Pb tel, süperiletken geçiş sıcaklığının altına soğutulursa ($T_c \sim 7.25K$), elektronlar arası mesafe küçülerek

Cooper çiftleri oluşmaktadır. Cooper çiftleri tek elektronmuş gibi hareket ederek elektriksel iletimi kolaylaştırmakta ve bunun sonucunda elektriksel direnç yok olmaktadır [69].

Süperiletken özelliğin ilk kez 1911'de gözlenmesinden günümüze kadar farklı yapıda birçok süperiletken sistem keşfedilmiştir (Şekil 2.9). İlk yıllarda Hg, Pb, Al gibi saf metallerde, sonraki yıllarda iki veya daha fazla element içeren alaşımlarda süperiletkenlik tespit edilmiştir. Saf metallerin geçiş sıcaklığı çok düşük olduğu için düşük sıcaklık süperiletkenler olarak adlandırılmıştır. 1986'da Cu-bazlı perovskite yapıya sahip bir alaşımda $\sim 30\text{K}$ 'de süperiletken özelliğin gözlenmesiyle yüksek sıcaklık süperiletkenler (HT_c) üretilmeye başlanmıştır [70,71]. LaBaCuO üretilen ilk yüksek sıcaklık süperiletken sistem olup, sonraki yıllarda YBaCuO, BiSrCaCuO, TlBaCuO, HgBaCuO süperiletken sistemleri elde edilmiştir. BiSrCaCuO (BSCCO) sistemi sahip olduğu üstün özellikleri nedeniyle teknolojiye geniş kullanım alanlarına sahiptir. Bu sistemin, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ (Bi-2201), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi-2212) ve $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{CuO}_{10}$ (Bi-2223) sırasıyla $\sim 20\text{K}$, $\sim 90\text{K}$ ve $\sim 110\text{K}$ T_c değerlerine sahip üç fazı bulunmaktadır [72]. BSCCO ile bulk, cam-seramik, ince-kalın film, silindir, whisker vb. yapıda çeşitli örnekler üretilmiştir. BSCCO sistemi ile üretilen whisker'lar mükemmel kristal yapıya, küçük boyutlara, yüksek akım yoğunluğu ve yüksek manyetik alan kapasitesine sahip olmaları nedeniyle özellikle Josephson eklemlerinde, mikrodalga radyasyon dedektörlerinde, nano-mikro yapılarda, füzyon uygulamalarında, bazı elektronik cihazlarda vb. alanlarda kullanılmaktadır [73-78].

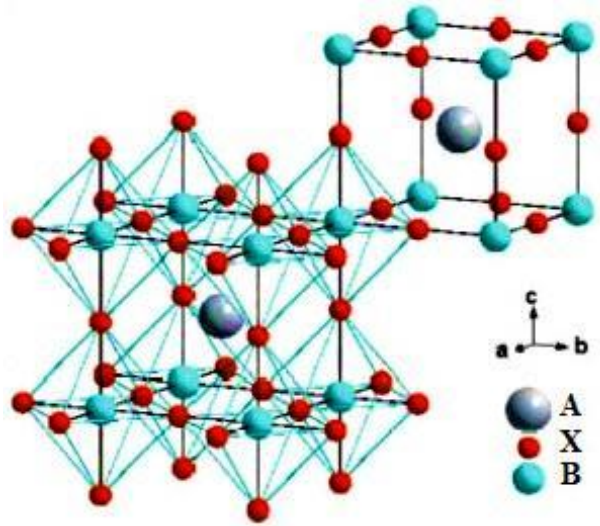
2001 yılında $\sim 39\text{K}$ 'de süperiletken geçiş gösterdiği tespit edilen MgB_2 süperiletken sistemi fiziksel özelliklerinden dolayı büyük ilgi görmüştür. Düşük maliyetli üretimi, iyi manyetik özellikleri, düşük anizotropik yapısı, geçiş sıcaklığı vb. özellikleri nedeniyle yüksek sıcaklık süperiletkenlere oranla üstün özelliklere sahiptir. MgB_2 sistemi, sahip olduğu özelliklerinden dolayı tıpta manyetik rezonans görüntüleme cihazlarında, çeşitli elektrik enerjisi uygulamalarında, süperiletken mıknatıslarda, mikroelektronik cihazlarda, soğutma sistemlerinde vb. alanlarda teknolojik ve bilimsel amaçlı kullanılmaktadır [80-88].



Şekil 2.9. Geçiş sıcaklığına göre süperiletken sistemler [79]. LTS: düşük sıcaklık süperiletkenler, HTS: yüksek sıcaklık süperiletkenler, VHTS: çok yüksek sıcaklık süperiletkenler, RTS: oda sıcaklığındaki süperiletkenler

2.2.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}$ (YBCO-123) Süperiletken Sistemi

YBCO süperiletken sistemi M. K. Wu ve arkadaşları tarafından 1987 yılında üretilmiştir. Geçiş sıcaklığı sıvı azotun erime noktasından daha yüksek sıcaklığa sahip ilk süperiletken sistemdir [89]. YBCO süperiletken sistemi, ABX_3 ideal perovskite yapıya sahiptir. ABX_3 perovskite yapıda, A ve B pozitif yüklü iyonları (katyon), X negatif yüklü iyonları (anyon) temsil etmektedir (Şekil 2.10). A katyonu iki metalden daha büyük yarıçaplı olanıdır ve birim hücrenin merkezine yerleşmiştir. Küçük olan B metali köşelere, X anyonları ise 12 kenarın orta noktalarına yerleşmiştir. X atomu oksijeni temsil etmektedir (Şekil 2.10). X halojen ailesinin bir üyesi de (flor, klor, brom) olabilmektedir. Perovskite yapıya sahip malzemelerde görülen fiziksel özelliklerin çoğu, ABX_3 birim hücresindeki kusurlara dayandırılmaktadır [90,91].



Şekil 2.10. ABX_3 perovskite birim hücresi [91]

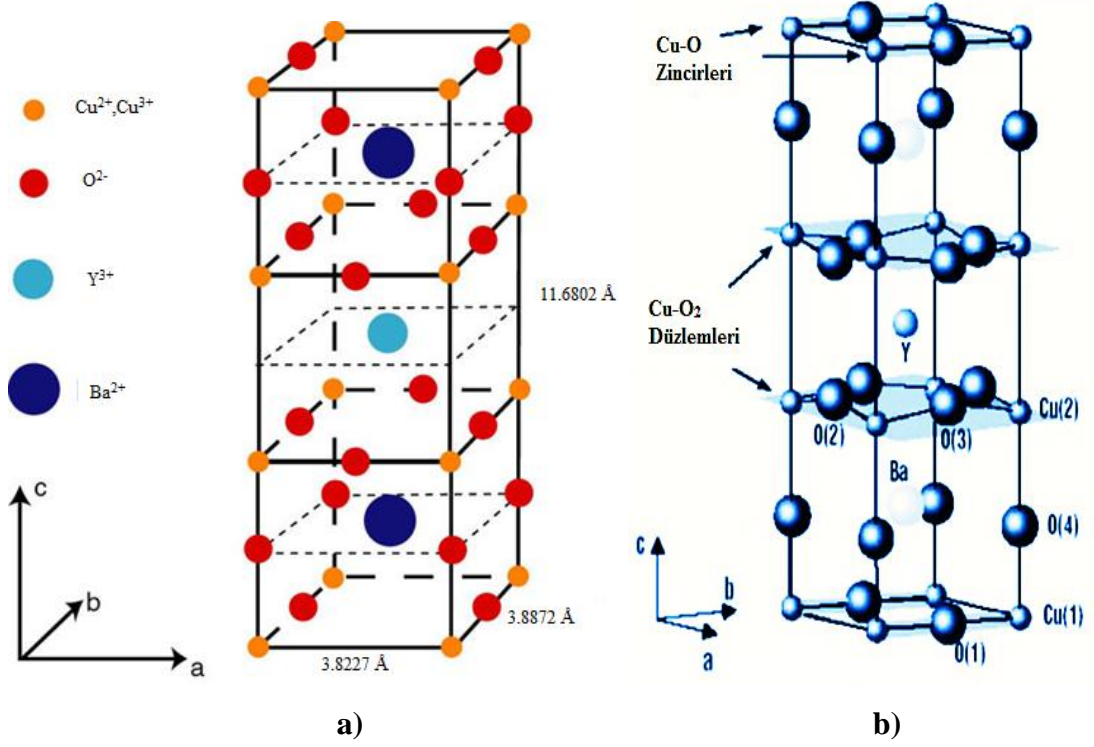
YBCO süperiletken sisteminin birim hücresinde, atom yarıçapları büyük olan yitriyum (Y) ve baryum (Ba) atomları, perovskite yapının A konumlarına, atom yarıçapı daha küçük olan bakır (Cu) atomları B konumlarına yerleşmiştir. Ortadaki hücreye Y atomu, alt ve üst hücreye Ba atomu yerleşmiş bulunan perovskite birim hücrenin üç katı olan bir hücre ortaya çıkmaktadır. Oksijen (O) atomlarının yerlerini belirlemek biraz zordur. İdeal perovskite yapının birim hücresinde üç tane oksijen atomu vardır. Bu durum, YBCO üçlü perovskite yapıya (Şekil 2.11.a) sahip olduğundan 9 tane oksijen atomunun varlığını göstermektedir. YBCO süperiletken sistemi, ideal perovskite yapıyla karşılaştırıldığında oksijen eksikliğine sahiptir. Hangi konumlarda oksijen eksikliği olduğunu belirlemek için X-ışınları kırınımından yararlanılmış ve Y atomunun 12 yerine 8 tane oksijen atomuyla çevrelendiği belirlenmiştir. Nötron kırınımı deneysel sonuçlarına göre, Ba atomları arasındaki taban düzleminde de, birim hücre kenarındaki iki oksijen konumundan birisinin boş olduğu belirlenmiştir. Oksijen konumu dolu olan hücrenin kenar uzunluğu (b), oksijen konumu boş olan hücrenin kenar uzunluğuna (a) biraz uzamıştır. Sonuç olarak $b > a$ olacağı için ortorombik özellikte bir yapı oluşmaktadır (Şekil 2.11.b). Oluşan yapının taban düzleminde bir Cu atomunun, köşelerine O atomları bulunan karesel bir yerleşmenin merkezinde olduğu belirlenmiştir. Cu ve O atomlarının konumları doğrusal bir zincir oluşturmaktadır [90].

Yitriyum düzlemindeki O eksikliği, Cu atomlarını kare piramitsel konumlarda bırakmaktadır. Piramitlerin kare tabanlarının köşelerinden birleşmesi ile $a-b$

doğrultusu boyunca uzanan Cu-O bağlarının kısmen bozulmuş iki boyutlu düzlemleri oluşmaktadır. Doğrusal zincirler ve düzlemler piramitlerin tepesindeki O atomları ile birbirlerine bağlanmaktadır. YBCO sisteminde, süperiletkenlik *a-b* doğrultusu boyunca uzanan Cu-O₂ düzlemlerinde meydana gelmektedir. YB₂Cu₃O₇ sisteminin birim hücrelerinde 2 tane Cu-O₂ düzlemi, Cu(2), O(2) ve O(3) atomlarından oluşan 1 tane Cu-O zinciri vardır. İki Cu-O düzlemi Ba-O düzlemi ile ayrılır (Şekil 2.11.b). YB₂Cu₃O₇ sistemi ~93K'de süperiletken geçiş göstermektedir. Elektriksel iletkenlik Cu-O₂ düzlemlerinde meydana gelmektedir. Cu atomlarının iki önemli rolü vardır. Birim hücre başına, Cu-O₂ düzleminde bulunan 2 tane Cu atomu süperiletkenlikte işe yaramakta, Cu-O zincirinde bulunan 1 tane Cu atomu Cu-O₂ düzlemlerindeki yük miktarını ve sonuç olarak sistemin T_c değerini belirlemektedir. Ancak Ba-O tabakaları yalıtkan görevi görmektedir. Bunun sonucunda da YBCO süperiletken sistemi diğer yüksek sıcaklık süperiletkenler gibi yüksek anizotropik özellik gösterir. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri katmanlı bir yapıya sahip olmaları nedeniyle anizotropik özelliğe sahiptirler. Bu özellik elektriksel özdirençte açıkça ortaya çıkmaktadır. *c*- doğrultusundaki özdirenç, *a-b* doğrultusundaki özdirenç göre biraz büyüktür [90,92].

YBa₂Cu₃O_x sisteminde tüm *x* değerleri için sistem anizotropiktir. $6.4 < x < 6.8$ aralığında *c* doğrultusunda özdirenç (ρ_c) yarıiletken değerde iken, *a-b* doğrultusunda özdirenç (ρ_a) halen normal metalik değerdedir. Yarıiletken davranışın sebebi *c*- doğrultusundaki yalıtkan Ba-O tabakaları tarafından ayrılmış Cu-O₂ düzlemleri arasındaki elektronların tünellemesi veya atlaması (hopping) ile açıklanabilmektedir [92].

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde “yük taşıyıcı” görevi gören Cu-O₂ düzlemleri, hareketli boşluklar ile birbirlerinden ayrılmaktadır. Bu nedenle yüksek sıcaklık süperiletkenler çoğunlukla p- tipi iletkenlerdir. YBCO sisteminde oksijen miktarının süperiletken özellik üzerine önemli etkisi vardır. YBa₂Cu₃O_{7-x} sisteminde, oksijen eksikliğinde ($6 < x < 7$) Cu-O zincirinde oksijen konumlarında boşluklar meydana gelmektedir. Sisteme oksijen ilave edildiğinde (dopping) yük görevi gören Cu-O₂ düzleminde Cu-O zincirine oksijen aktarılmakta ve elektriksel yük dengelenmektedir [92].



Şekil 2.11. a)YBCO sisteminin üçlü perovskite birim hücresi b)YBCO ortorombik birim hücresi [92]

YBCO sisteminde oksijen miktarının kritik sıcaklığa bağlı değişimi incelendiğinde artan x değerine karşılık iki noktada, $x \approx 6.6$ ve $6.8 < x \leq 7.0$ civarında kritik sıcaklığın artışında, yavaşlama olduğu gözlenmiştir. Bunun sebebi, zincir tabakası içindeki oksijen geçiş sürecinden kaynaklanmaktadır. Bu noktalar sırasıyla $\sim 60\text{K}$ ve $\sim 90\text{K}$ sıcaklık değerlerine denk gelmektedir. Oksijen yoğunluğunun $x \approx 7$ olduğu durumda, serbest taşıyıcı yoğunluğu en yüksek seviyede olup zincirlerdeki tüm oksijen konumları dolu olduğundan sisteme oksijen ilavesinin T_c değerine çok az etkisi vardır [92].

2.2.2. YBCO Süperiletken Sisteminde Y(yitriyum) Yerine Yapılan Bazı Katkılama ve Yer Değiştirme Çalışmaları

YBCO süperiletkeni yüksek sıcaklık süperiletkenleri arasında kritik sıcaklık değeri en küçük olan sistem olmasına karşın çok tercih edilen bir malzemedir. İlk yüksek sıcaklık süperiletkeni olan YBCO bileşiğinden sonra keşfedilen BiSCCO, TIBCCO ve HgBCO sistemlerinin süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları daha yüksektir. Ancak Bi elementi kaynak sıkıntısı olduğu için kolay temin edilememekte, Tl ve Hg elementleri toksin içermektedir. YBCO diğer yüksek sıcaklık süperiletkenlere oranla basınç altında daha kolay şekil almakta, kolay sentezlenmekte, toksin içermemektedir. Yer değiştirme etkilerini incelemek için de kullanışlı bir bileşiktir. YBCO sistemi, farklı süperiletken uygulamaları için amaca uygun şekillerde bulk, ince-kalın film, karmaşık bulk sistem, çubuk, whiskers gibi çeşitli geometrik şekillerde üretilmektedir [93-94].

Polikristal seramik yüksek sıcaklık süperiletken örnekler, tanecikler arası zayıf bağlar nedeniyle düşük kritik akım değerlerine sahiplerdir. Bu özellikleri teknolojiye uygulama alanlarını kısıtlamaktadır [95]. Tane kusurları ve diğer örgü kusurlarını azaltmak için katkılama ve yer değiştirme çalışmaları yapılmıştır.

$REBa_2Cu_3O_y$ bileşiğinde RE (nadir toprak elementleri) veya diğer elementlerin yerine katılan elementin iyonik yarıçapı oldukça önemlidir. Katılan elementin konumunu (safsızlık konumu) tahmin etmek için iyon yarıçapı ve değerlik elektron sayısı seçici özelliğe sahiptir. İyon yarıçapı arasındaki fark atom örgüsünün temel düzenlenişinde bozulmalara sebep olmaktadır [72]. Yapılan deneyler sonucunda Y yerine katılan Lantanitlerin (La, Pr, Sm, Nd...) çoğunlukla olumlu sonuç verdiği gözlenmiştir.

$Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ örneği katıhal rekasiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. XRD (X-ray diffraction) ile örneğin kristal yapısı incelenmiştir. Artan Pr miktarına karşılık Cu-O düzlemleri arasındaki mesafe artmıştır. Bu sonuç Cu-O düzlemlerinin Ba-O düzlemine doğru bükülmesi anlamına gelmektedir [96].

$(Y_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_y$ ($x \leq 0.2$), $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$ ($x \leq 0.2$) örnekleri katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. Örneklerin XRD ile kristal yapısı ve manyetik özellikleri incelemiştir. Pr katılı örneklerde $x=0.05$ ve $x=0.1$ için T_c değerleri sırasıyla 88.9K ve 84.6K olarak ölçülmüştür [97].

(Y_{1-x}Pr_x)Ba₂Cu₃O_y örnekleri üstten tohumlamalı eriyik doku büyütme (top-seeding melt-textured growth, TSMTG) yöntemi ve üstten tohumlamalı çözelti büyütme (top-seeded solution-growth, TSSG) yöntemi ile hazırlanmıştır. Manyetik özellikleri incelemede kullanılan süperiletken kuantum girişim cihazı (SQUID) ile T_c değerleri ölçülmüş, \vec{J}_c değerleri hesaplanmıştır. (Y_{1-x}Pr_x)Ba₂Cu₃O_y (x=0,0.013 ve 0.024) TSSG yöntemi ile hazırlanan tek kristal örneklerin x=0 için $T_c=92\text{K}$, Pr katkılı örnekler için $T_c=90\pm 0.2\text{ K}$ civarında gözlenmiştir. T_c 'de çok küçük bir kayıp gözlenmesine karşın \vec{J}_c değerinde artış olmuştur. TSMTG yöntemi ile hazırlanan tek kristal örneklerin Pr katkılama oranı arttıkça taneciklerin büyüklüğü artmıştır [98].

(Y_{1-x}Ta_x)Ba₂Cu₃O_y bileşiminden hazırlanan peletlerin XRD ile kristal yapısı ve peritektik sıcaklığı (T_P) incelenmiştir. Ta katkılama oranı arttıkça T_P değeri düşmüştür. Kritik sıcaklık değeri saf YBCO bileşiğine yakın değerlerde gözlenmiştir [99].

Y_{1-x}Yb_xBa₂Cu₃O_y (x=0, 0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.10, 0.15) örnekleri katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. Örneklerin XRD ile kristal yapısı ve manyetik özellikleri incelenmiştir. Yb⁺³ iyonlarının Y konumları kısmen yerleştiği belirlenmiştir. Katkılama oranı arttıkça \vec{J}_c değerinde artış gözlenmiş ve en yüksek değer x=0.08 için kaydedilmiştir [100].

Y_{1-x}Ho_xBa₂Cu₃O_y (x=0,0.1,0.2,0.3,0.4,0.5) bileşiminden TFA-MOD (trifluoroacetate metal organic deposition) yöntemi ile ince film örnekleri hazırlanmıştır. Örneklerin SEM (Scanning Electron Micrography), XRD ve manyetik alan özellikleri incelenmiştir. SEM görüntüleri sonucunda artan Ho katkılama oranı ile malzemenin yüzeyinde mikro değişimler gözlenmiş, gözeneklilik artmıştır. XRD kristal yapı analizinde piklerde önemli bir değişiklik olmamıştır. Artan katkılama ile \vec{J}_c değerleri önce artmış sonra azalmıştır. En iyi manyetik sonuç x=0.4 için gözlenmiştir [101].

Eu₁Ba₂Cu₃O bileşiminden katıhal reaksiyon yöntemi ile pelet örnekler üretilmiştir. Örneklerle oda sıcaklığında ⁶⁰Co gamma-ışını ile radyasyon uygulanmıştır. Örneklerin XRD, SEM, elektriksel direnç ve termal analizleri yapılmıştır. Radyasyon sonrasında XRD kristal analiz sonuçlarında, uygulanan radyasyon oranı arttıkça pik şiddetlerinin azaldığı gözlenmiştir. SEM analizinde kristal yapıda değişiklik gözlenmiştir. Radyasyon oranının artmasıyla T_c değerinde düşüş olmuştur. TGA (Thermogravimetric analysis) sonucunda radyasyonun

oksijen yoğunluğunu azalttığı gözlenmiştir. Bu sonuç Cu-O düzlemlerinde oksijen kaybı olduğunu yani süperiletken özelliğin değiştiğini göstermektedir. Radyasyon uygulanmayan örnekte kritik sıcaklık 96.5K civarında gözlenmiştir. Radyasyon uygulanan örneklerde artan radyasyon oranına karşılık kritik sıcaklık değerleri azalmıştır [102].

$R_{1-x}Ba_2Cu_3O_y$ (R=Y, Er, Ho, Gd, Ce) örnekleri katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. Örneklerin XRD analizi elektriksel direnç analizleri yapılmış, manyetik özellikleri incelenmiştir. Ce katkılı örneklerin XRD analizlerinde katılama miktarındaki küçük artışlarla birlikte pik şiddetlerinde değişimler gözlenmiştir. Ce katkılı örneklerde direnç-sıcaklık eğrisinde iki fazlı geçiş gözlenirken, diğer örneklerde tek fazlı geçiş gözlenmiştir [103].

$Y_{0.7}Ca_{0.3}Ba_2Cu_3O$ bileşiği pulsed laser deposition (PLD) yöntemi ile ince film olarak üretilmiştir. Örneğin elektriksel direnç özelliği incelenmiştir. Hole yoğunluğu oksijen basıncı ve sıcaklık ile kontrol edilmiştir. Hole yoğunluğu (p) $p>0.16$ için arttıkça T_c değerleri azalmıştır. En yüksek T_c değeri 82.5K civarında gözlenmiştir [104].

$Y_{1-x}Gd_xBa_2Cu_3O_y$ ve $Y_{0.9-y}Eu_yGd_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ bileşiklerinden ince film örnekler hazırlanmıştır. Örneklerin SEM, XRD, elektriksel direnç ve manyetik özellik analizleri incelenmiştir. Manyetik alan altında kritik akım yoğunluğu önemli ölçüde artmıştır. Akı çivileme özelliği değişmemiştir. SEM analizi sonucunda Gd katılama oranına bağlı olarak tanecik büyüklüğü ve çökeltme miktarında değişimler gözlenmiştir [105].

$Y_{1-x}Hf_xBa_2Cu_3O$ bileşimi iki farklı yöntemle hazırlanmıştır. Birincisi, $HfO_2+Y_2O_3$ birkaç damla nitrik asit ve bir miktar saf su içinde çözdürülmüştür. İkincisi $BaCO_3$ ve CuO birkaç damla nitrik asit ve bir miktar su ile çözdürülmüştür. Hazırlanan karışımlardan katıhal reaksiyon yöntemi ile örnekler üretilmiştir. Örneklerin SEM ve XRD analizleri ile manyetik ve mekanik özellikleri incelenmiştir. Hf iyonlarının Y konumları ile yer değiştirdiği tahmin edilmiştir. En yüksek kritik geçiş sıcaklığı 88.4K civarında gözlenmiştir. Hf yoğunluğu arttıkça mekanik gerilme direnci de artmıştır [106].

$Y_{1-x}Lu_xBa_2Cu_3O$ bileşiği katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. XRD, SEM, EDX (energy dispersive X-ray) ve elektriksel direnç analizleri yapılmıştır. XRD analizi sonucunda örgü parametrelerinin saf YBCO ile yakın değerlere sahip olduğu gözlenmiştir. SEM analizinde en iyi kristal yapı saf YBCO örneğinde

gözlenmiş, artan Lu miktarı ile örneklerin yüzeyinde kısmi erime artmıştır. Manyetik alan altındaki direnç ölçümlerinde artan manyetik alana karşılık süperiletken geçişin başladığı sıcaklık ($T_{c.başlangıç}$) değerlerinde önemli bir değişiklik gözlenmemiştir. Ancak malzemenin $T_{c.bitiş}$ değerlerinde düşüş gözlenmiştir. Bu düşüşün Lu^{+3} iyonlarının Y^{+3} konumlarına yerleşerek hole yoğunluğunu azaltması sonucu oluştuğu düşünülmektedir. Artan Lu miktarına karşılık kritik akım yoğunluğunun arttığı gözlenmiştir [107,108].

$(Y_1RE_x)Ba_2Cu_3O_y$ ($x=0-0.4$, $RE=Y$ veya Sm) bileşimi DCA-MOD (dichloroacetic acid-metal-organic deposition) yöntemi ile ince film şeklinde üretilmiştir. Y ilavesi ile XRD analizi sonucunda temel pikte iyi bir kırınım gözlenmiştir. Artan Y ve Sm ilavesine karşın film kalınlığında artış olmuştur. Kritik akım yoğunluğu \vec{J}_c , Sm ilavesi artmış, %20 Y ilavesine kadar artmış sonra azalmıştır. Aşırı Y ilavesi ile SEM analizi sonucuna göre yüzey pürüzsüzlüğü artmıştır [109].

$(Y_{1-x}Sm_x)Ba_2Cu_3O_y$ bileşimi (crystal pulling method) ile hazırlanan örneklerde, Sm iyonlarının Y konumları ile yer değiştirmesi sonucu fononların ve iletim elektronlarının işlevi olumsuz etkilenmiş, termal iletkenlik azalmıştır [110].

$Sm_1Ba_2Cu_3O_y$ bileşiminden PLD (Pulsed Laser Ablation) yöntemi ile ince film hazırlanmıştır. X-ışını analizi ile kristal yapısı incelenen filmin piklerde değişimler gözlenmiştir. Piklerin farklı davranışı kristal düzlemindeki kusurları gösterir ve geçiş sıcaklığı, kritik akım yoğunluğu gibi fiziksel özelliklerin değişmesine neden olmaktadır. Deney sonucunda PLD yönteminin $SmBaCuO$ yüzeyindeki yapısal kusurların kontrolünde faydalı olabileceği belirlenmiştir [111].

$Sm_1Ba_2Cu_3O_y$ bileşiminden TSSG (top-seed solution growth) yöntemi ile hazırlanan bulk örneğin manyetik özellikleri incelenmiştir. Sıcaklığın artması ile akı çivileme merkezleri (pinning) düzgün bir şekilde azalmıştır ancak uygun manyetik alanda en yüksek seviyeye ulaşmıştır [112].

$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ bileşimi TFA-MOD yöntemi ile $LaAlO_3$ (LAO) yüzey üzerine kaplama yapılarak film haline getirilmiştir. Deneysel ölçümlerde en yüksek geçiş sıcaklığı 91.6 K civarında ölçülmüştür. Sm katkı oranı arttıkça c -örgü parametresinde artış olmuş, pik yoğunluğu önce artmış sonra azalmıştır. \vec{J}_c değeri $x=0.1$ için en yüksek seviyeye ulaşmış, Sm katkılama oranının artmasıyla azalmıştır. SEM analizinde yüzeyde çatlak oluşmadığı ve yüzeyin son derece pürüzsüz olduğu gözlenmiştir [113].

$\text{Sm}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ve $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ bulk örnekleri nötron ışınına maruz bırakılmıştır. Manyetik özellikleri incelenen örneklerin \vec{J}_c değerlerinde artış gözlenmiştir. Ancak $\text{Sm}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinde $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğine oranla \vec{J}_c değerlerinde daha fazla bir artış gözlenmiştir. $\text{Sm}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin nötron ışını uygulanmadan önceki geçiş sıcaklığı 92.5 K, sonraki geçiş sıcaklığı 91.1 K olarak ölçülmüştür. Geçiş sıcaklığının yük taşıyıcıları görevi gören hole yoğunluğu ile sağlandığı bilinmektedir. Hole yoğunluğu Cu-O zincirleri tarafından kontrol edilmektedir. Oksijen atomları Cu-O zincirleri ile zayıf bağlar kurmaktadır. Nötron yüklerinin enerji aktarımı sonucu oksijenin bulunduğu konumlardan ayrılması ile hole yoğunluğu artmaktadır. Süperiletken yapı normal iletken durumuna geçmeye başladığından T_c değeri düşmektedir. Nötron ışınına maruz bırakılan örneklerde küçük nokta kusurları veya atomların istatistiksel konumlarının, büyük olasılıkla oksijen atomlarının yeniden konumlanması sonucu manyetik özelliğin değişmesine sebep olduğu tahmin edilmektedir [114].

$\text{Y}_{1-0.2x}\text{Ba}_{2-0.2x}\text{K}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($x = 0,0.4$) bileşimi katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. Katılama ile T_c ve ΔT ($T_{c.baslangiç} - T_{c.bitis}$) artmış, aktivasyon enerjisi ve kritik akım yoğunluğu azalmıştır. Katılama ile değişen elektriksel ve manyetik özelliklerin, ısı işleminden ve tane sınırı faz farkından kaynaklandığı tespit edilmiştir [115].

2.2.3. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin (HT_c) Teknolojik Uygulama Alanları

Yüksek sıcaklık süperiletkenler günümüz teknolojisinde geniş kullanım alanlarına sahiptir. Düşük kayıplı manyetik silindirler, sürekli mıknatıslama özellikli manyetik uygulamalar, alan tuzaklama özelliğine sahip mıknatıslar, temassız taşıma sistemli maglev (magnetic levitated) trenleri HT_c 'lerin bazı uygulama alanlarıdır. Maglev trenlerinde kullanılan farklı soğutma sistemleri trenin hızında değişikliğe neden olmaktadır. Sıfır alan soğutmalı (zero field cooling, ZFC) ve alan soğutmalı (field cooling, FC) olmak üzere iki farklı sistem kullanılan trenlerden, ZF soğutma sistemli trenin ZFC soğutma sistemli trenden daha kararlı hareket ettiği gözlemlenmiştir [116-119]. Şekil 2.12'de maglev taşıma sisteminin çalışma mekanizması verilmiştir.



Şekil 2.12. Maglev taşıma sisteminin çalışma mekanizması [120] Bogie yapısı: demiryolu taşıtlarının kıvrımlı raylarda rahat ilerlemesini sağlayan sistem

Tanısal radyolojik görüntüleme amaçlı kullanılan süperiletkenler, tıp teknolojisinde geniş uygulama alanlarına sahiptir. X-ışını bilgisayarlı tomografi (X-ray computed tomography, CT) cihazı ile farklı açılardan insan vücuduna gönderilen X-ışınları ile özellikle belirli bölgelerde yoğunlaşmış dokuların yeri tahmin edilebilmektedir. Elektron ışını bilgisayarlı tomografi (electron beam computed tomography, EBCT) cihazı ile yeterli kalitede görüntü elde etmek için temel olarak kalp, akciğer, aort, böbrek ve bazı beyin işlevlerini incelerken, ağırlıklı olarak hücre dışı boşluklar ve damarların tersine akışından dolayı oluşan görüntü bulanıklılığı önlenmektedir. Ultrasound (US), tıpta kullanılan gerçek zamanlı tomografik görüntüleme yöntemidir. US ile ses dalgalarına maruz bırakılan dokuların, cilt yüzeyine sürülen, algılayıcı görevi gören tıbbi krem sayesinde kalp, safra kesesi vb. organların görüntüsü alınabilmektedir. Doppler Ultrasound ile bölgesel olarak görülen lenf vb. kanserler teşhis edilebilmektedir. Manyetik rezonans görüntüleme (magnetic resonance imaging, MRI) ile dokuların fiziksel ve kimyasal özellikleri incelenebilmektedir [69].

2005 yılında İsviçre'nin Cern şehrine kurulan büyük hadron çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider, LHC) için 1000'in üstünde Nb-Ti alaşımli süperiletken mıknatıs kullanılmıştır. 1.8 K'nin altına soğutulan mıknatıslar 8.65 T'lık manyetik alan oluşturmaktadır. Sistemin çarpışma enerjisi 14 TeV olacak şekilde tasarlanmış ancak bu değer 100 TeV değerine kadar çıkabilmektedir [69].

Josephson eklemleri içeren süperiletken halkalardan oluşan kuantum girişim cihazı (superconducting quantum interference device, SQUID) tıpta, jeolojide, meteorolojide vb. teknolojik uygulama alanlarına sahiptir. SQUID'ler insan beyni, dünya vb. çok küçük manyetik alanların ölçümünde kullanılan en hassas cihazlardır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Örneklerin Hazırlanması

$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O$ ($x=0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$) örnekleri katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlanmıştır. Örnekler için Y_2O_3 , Sm_2O_3 , CuO ve $BaCO_3$ toz bileşikleri kullanılmıştır. Kullanılan toz bileşiklerin özellikleri Tablo 3.1’de verilmiştir. İstenilen bileşimi hazırlamak için tartılan toz bileşikler, homojen bir karışım sağlamak için agat havanda öğütüldü. Öğütmeden sonra, ilk ısıl işlem olan kalsinasyon yapıldı. Kalsinasyon işleminin amacı toz karışım içerisindeki karbonatlı yapının ve diğer yabancı maddelerin sıcaklıkla uzaklaştırılmasıdır. Kalsinasyon işleminde, alümina (Al_2O_3) pota içerisine bırakılan toz karışım Protherm marka kül fırında $850^{\circ}C$ ’de 24 saat bekletilmiştir. Kalsinasyon işlemi 3 defa tekrarlanmış ve her kalsinasyondan önce toz karışım öğütülmüştür. Son kalsinasyondan sonra toz karışımdan 5 ton/cm^2 basınç altında 10 dakika bekletilip çapları 12mm ve kalınlıkları $\sim 2\text{mm}$ olan peletler hazırlanmıştır. Peletlere ikinci ısıl işlem (sinterleme) uygulanmıştır. Peletler, Protherm marka tüp fırın içerisinde O_2 ortamında $10^{\circ}C/dk$ ısıtma hızı ile $930^{\circ}C$ sıcaklığında 24 saat bekletilmiş, $10^{\circ}C/dk$ soğutma hızı ile oda sıcaklığına kadar soğutulmuştur. Hazırlanan örneklerin SEM-EDAX, XRD, M-H, M-T ve manyetik alan altında R-T ölçümleri yapılarak süperiletken özellikleri incelenmiştir.

Tablo 3.1. Toz bileşiklerin özellikleri

Toz bileşik	Kimyasal içerik	Safılık oranı (%)	Molekül ağırlığı (atomik birim)
Yitrium oksit	Y_2O_3	99.9	101.6145
Samaryum oksit	Sm_2O_3	99.9	17.435
Bakır oksit	CuO	99.7	238.65
Baryum karbonat	$BaCO_3$	99	394.68

3.2. X-ışını Kırınım Ölçümleri (XRD)

X-ışınları kırınım yöntemi ile madde üzerine karakteristik x-ışınları gönderilir. Bu x-ışınları tek frekansta olmak zorundadır. X-ışınları Bragg kırınımına uyan açılarda madde üzerinden kırınım uğrar ve dedektör tarafından kaydedilir. Buradan $I-2\theta$ (şiddet-kırılma açısı) grafiği elde edilir. Kullanılan bilgisayar programları yardımıyla malzemenin kristal yapısı belirlenir. XRD ile malzemenin birim hücre parametreleri, yapısal özellikleri, mikro gerilme özelliği, kristalin kimyasal bileşimi vb. özellikleri incelenebilmektedir.

Örneklerin kristal özellikleri üniversitemizin Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi (İBTAM) Süperiletkenlik laboratuvarında “Rigaku RadB-DMAX-II” bilgisayar kontrollü x-ışını difraktometresi ile incelenmiştir. Örnekler toz haline getirilip cam tutucu üzerine yapıştırıldıktan sonra cihazın içerisine yerleştirilmiştir. $2\theta=2-80^{\circ}$ arasında sabit $2^{\circ}/dk$ tarama hızı ile yapılan ölçümler için CuK_{α} ($\lambda=1.5405$ Å) ışını kullanılmıştır. Kristal yapı analizleri “Jade 6.0+ Crystal Refinement” programında bulunan referans verileriyle karşılaştırılarak incelenmiştir.

3.3. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X- Işınları (EDAX) Analizleri

SEM analizi ile örneklerin tanecikler arası boşluk, kristallenme, tanecik büyüklüğü, uygulanan ısı işlemin taneciklerde meydana getirdiği değişiklikler vb. özellikleri incelenebilmektedir. EDAX analizi ile örneklerin kimyasal bileşimi tespit edilebilmektedir. SEM ve EDAX analizleri üniversitemizin Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi (İBTAM) Süperiletkenlik laboratuvarında X-Işını spektroskop (EDAX) özellikli LEO marka EVO-40XVP model taramalı elektron mikroskobu ile incelenmiştir.

Cihazın üst kısmındaki elektron tabancasında bulunan tungsten filamente 2,5A’lık akım verildiğinde ısınmakta ve etrafa elektron vermektedir. Alt tarafta bulunan elektromanyetik levhalar tarafından hızlandırılıp şekil verilen elektronlar numune üzerine çarptırılır. Numuneye çarpan bu elektronlar geriye bir takım sinyaller vermektedir. Bunların başlıcaları; ikincil elektronlar, geri saçılım elektronları ve karakteristik x-ışınlarıdır. Her bir sinyal kendine uygun olan dedektör tarafından algılanarak işlenir. İkincil elektronlar, malzemenin yüzey morfolojisini

gösterir. Geri saçılım elektronları faz farkına dayalı bir gri ton seviyesi verir. Karakteristik x-ışınları EDAX sistemine dayalı dedektör ise yüzeydeki elementlerin kimyasal bileşimini ve dağılım oranları verir. Sistemin yüksek vakum altında çalışmasının nedeni kolon bölgesinde ilerleyen elektronların havadaki atomlarla çarpışmasına ve saçılmasına engel olmaktır.

3.4. Manyetik Alan Altında Elektriksel Direnç Ölçümleri (MR-*T*)

Örneklerin direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi manyetik alan altında incelenmiştir. Ölçümler üniversitemizin İBTAM Süperiletkenlik laboratuvarında Quantum Design PPMS sisteminin direnç ölçüm başlığı ile gerçekleştirilmiştir. 0T, 2T, 4T, 6T ve 8T'lık manyetik alan altında direnç değerleri incelenmiştir. Örneklerin enine kesit uzunluğu deneysel hesaplamalarda kullanılmak üzere ölçülmüştür. Ölçümler gümüş boya kullanılarak dört kontak yöntemi ile yapılmıştır.

0T, 2T, 4T, 6T ve 8T manyetik alan altındaki MR-*T* verileri kullanılarak H_{c2} , H_{irr} (irreversibility) ve aktivasyon enerjisi (\vec{E}_a) değerleri hesaplanmıştır.

3.5. Manyetik Ölçümler (M-H), (M-*T*)

Örneklerin manyetizasyon-manyetik alan (M-H) ve manyetizasyon-sıcaklık (M-*T*) özellikleri incelenmiştir. M-H ölçümleri 10K, 20K ve 30K sıcaklıklarında, -9T ile 9T aralığında gerçekleştirilmiştir. Deneysel ölçümler sonucu elde edilen manyetizasyon değerleri ile kritik akım yoğunluğu (\vec{J}_c) ve manyetik akı çivileme kuvveti (pinnig force, \vec{F}_p) değerleri hesaplanmıştır. \vec{J}_c hesaplamaları Bean formülü (Denklem 3.1)

$$\vec{J}_c = \frac{20 (\Delta M)}{a(1 - \frac{a}{3b})} A. cm^{-2} \quad (3.1)$$

ile hesaplanmıştır. $\Delta M = (M_+ - M_-)$, pozitif manyetizasyon ve negatif manyetizasyon arasındaki fark. a ve b (a<b) örneklerin enine ve boyuna kesit değerleri. \vec{J}_c yardımıyla \vec{F}_p değerleri (Denklem 3.2)

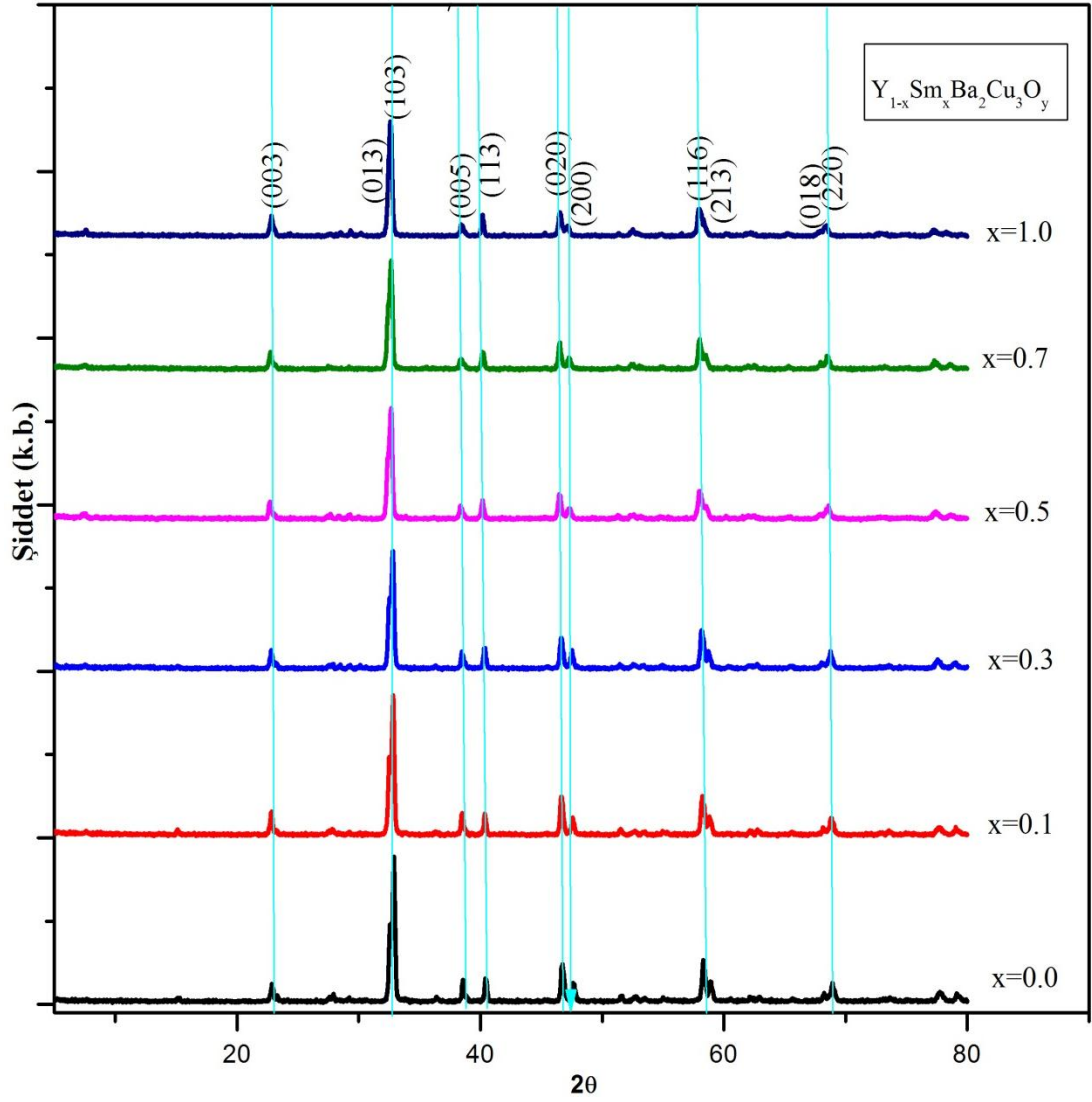
$$\vec{F}_p = \vec{J}_c x H \quad (3.2)$$

denklemleri ile dyn/cm^3 cinsinden hesaplanmıştır. H uygulanan manyetik alan değeridir. Ölçümler üniversitemizin Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi (İBTAM) Süperiletkenlik laboratuvarında “Physical Properties Measurement Systems, Quantum Design (PPMS)” sisteminin manyetik ölçüm başlığı ile gerçekleştirilmiştir.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. XRD Sonuçları

Şekil 4.1’de $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ ($0.0 \leq x \leq 1.0$) örneklerinin x-ışınları kırınım desenleri verilmiştir. Bütün örnekler 930°C’de ısıl işlem uygulanmıştır. Örneklerin *a*-, *b*- ve *c*- örgü parametreleri kırınım desenlerinden faydalanılarak hesaplanmış ve Tablo 4.1’de verilmiştir.



Şekil 4.1. 930°C’de hazırlanmış $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin XRD analizi

Elde edilen pikler YBCO-123 sisteminin süperiletkenlik fazı olan ve ortorombik kristal simetrisini gösteren yapıya ait olduğu bulunmuştur. Buna göre sistemde baskın pik düzlemlerinin (003), (013), (103), (005), (113), (020), (200), (116), (213), (018) ve (220) olduğu tespit edilmiştir. Katkılama miktarının artmasıyla (013), (200) ve (213) pik şiddetlerinde belirgin bir azalma meydana gelmiştir. Buna göre Sm elementinin Y elementiyle yer değiştirdiği tahmin edilmektedir. Ayrıca piklerin konumlarında da sola doğru az da olsa bir kayma meydana geldiği bulunmuştur. Bu durum aslında Sm atomlarının Y atomları ile yer değiştirmeye başladığının bir göstergesi olarak kabul edilebilir. Katkılama miktarının artmasıyla a , b - ve c - örgü parametrelerinde artış meydana gelmesi bu savımızı güçlendirmektedir. Sm elementinin $6s^2$ ve Y elementinin $5s^2$ seviyesinde dolu olması göz önünü alındığında daha büyük yarıçapa ait Sm katkılanması ile bağ yapısının küçülmesi beklenmektedir. Ancak Sm elementinin iyonlaşma potansiyelinin Y elementine göre nispeten daha küçük olması birim hücredeki atomların birbirleriyle olan ilgisini (Coulomb çekim kuvveti) azaltmaktadır. Bu durumda beklenenin aksine yapıdaki a -, b - ve c - örgü parametrelerinin sistematik bir şekilde arttığı görülmektedir. $x=0.7$ için c - örgü parametresinde ve $x=1.0$ için b - örgü parametresinde sistematik artışı bozan bir düşüş meydana gelmiştir. Bu düşüş, hesaplama hata sınırları içinde kalmaktadır. Bunun sebebinin kristal yapı kusurlarından (safsızlık, mikro çatlak, kristal boşlukları vb.) kaynaklandığı tahmin edilmektedir. Bütün örneklerin a -, b - ve c - örgü parametrelerine göre ($a \neq b \neq c$) ortorombik yapıda olduğu tespit edilmiştir.

Tablo 4.1. $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin örgü parametreleri, birim hücre hacmi, kristal yapısı

Örneğin bileşimi (x)	a (Å)	b (Å)	c (Å)	Birim hücre hacmi	Kristal yapısı
0.0	3.81652	3.88309	11.66548	172,88113	ortorombik
0.1	3.81883	3.886	11.67293	173,22597	ortorombik
0.3	3.82319	3.88776	11.68208	173,63829	ortorombik
0.5	3.83231	3.89162	11.69506	174,41888	ortorombik
0.7	3.83668	3.89532	11.69218	174,74075	ortorombik
1.0	3.89481	3.84021	11.71639	175,24073	ortorombik

4.1.1. Mikro Gerilme

Süperiletken bir malzemenin XRD analizi yapının kristal yapısı hakkında önemli bilgiler vermektedir. X-ışınları kırınım yöntemi ile malzeme üzerine karakteristik x-ışınları gönderilir. Bu ışın tek frekansta (monokromatik) olmak zorundadır. Bu x-ışınları Bragg kırınımına uyan açılarda malzeme üzerinden kırınımına uğrar ve kırınım desenleri bir dedektör tarafından kaydedilir. Bu deneysel ölçümlerden şiddet- 2θ grafiği elde edilir. Kullanılan bilgisayar programlar yardımıyla örneğin a -, b -, c - örgü parametreleri ve h -, k -, l - yansıma düzlemleri belirlenerek örneğin kristal yapısı tayin edilebilir. XRD sonucu elde edilen kırınım deseninde pikler ne kadar dar ve keskinse örnek o derece iyi bir kristaldir.

Kusursuz bir kristal tüm yönlerde sonsuza doğru düzgün bir yönelim gösterir. Ancak kusursuz bir kristal elde etmek çok zordur. Kristallerdeki kusurlar XRD analizinde piklerin genişlemesine ve pik şiddetinin azalmasına neden olmaktadır. Pik genişliği analizi ile kristalin bazı yapı özellikleri belirlenebilir. Pik genişliğinden yararlanılarak yapının mikro gerilme özellikleri tahmin edilebilmektedir. Pik genişlemesinin başlıca nedenleri mikro gerilme (kristal örgüsünün bozulması), kristalin geniş bir bölgesinde oluşan kusurlar, kristalin tanecik büyüklüğü ve tanecik büyüklüğü dağılımıdır [121].

Pik genişliği analizinde kullanılan yöntemlerden biri Williamson-Hall metodudur. Bu metodun uygulaması basittir ve sadece pik genişliği ile kırınım açlarına ihtiyaç vardır. Bu metotla doğruluk oranı yüksek bir hesaplama sonucu elde etmek için XRD analizi için kullanılan cihazın çözünürlüğünün yüksek olması gerekir. Williamson-Hall metodu tanecik büyüklüğü ve mikro gerilme etkilerinin pik genişliğine etki eden en önemli iki etken olduğu dikkate alınarak geliştirilmiş bir metottur. Bu iki etkinin toplamı pik genişlemesi ile ilişkilendirilip yeni bir eşitlik çıkartılmıştır. Buna göre Scherrer eşitliği (Denklem 4.1) ve Stokes-Wilson eşitliği (Denklem 4.2) birleştirilerek yeni bir ifade oluşturulmuştur. Tanecik büyüklüğü etkisi (D) Scherrer eşitliğinden (Denklem 4.1)

$$D = \frac{K\lambda}{W \cos\theta} \quad (4.1)$$

hesaplanabilir. K tanecik yapısal özelliklerinden kaynaklanan bir sabittir. λ , $\text{CuK}\alpha$ radyasyon ışınının dalga boyudur ($\lambda=1.540596 \text{ \AA}$). W kırınım deseninden \AA cinsinden elde edilen pikin yarı-genişliği (FWHM, full width at half-maximum) , θ kırınım açısı.

Mikro gerilme (ε) Stokes-Wilson eşitliğinden (Denklem 4.2)

$$\varepsilon = \frac{W}{4 \tan\theta} \quad (4.2)$$

hesaplanabilmektedir. Scherrer eşitliği ve Stokes-Wilson eşitlikleri birleştirilerek pik genişliği etkisinin toplamı (W) ifadesini veren bir eşitlik elde edilmektedir.

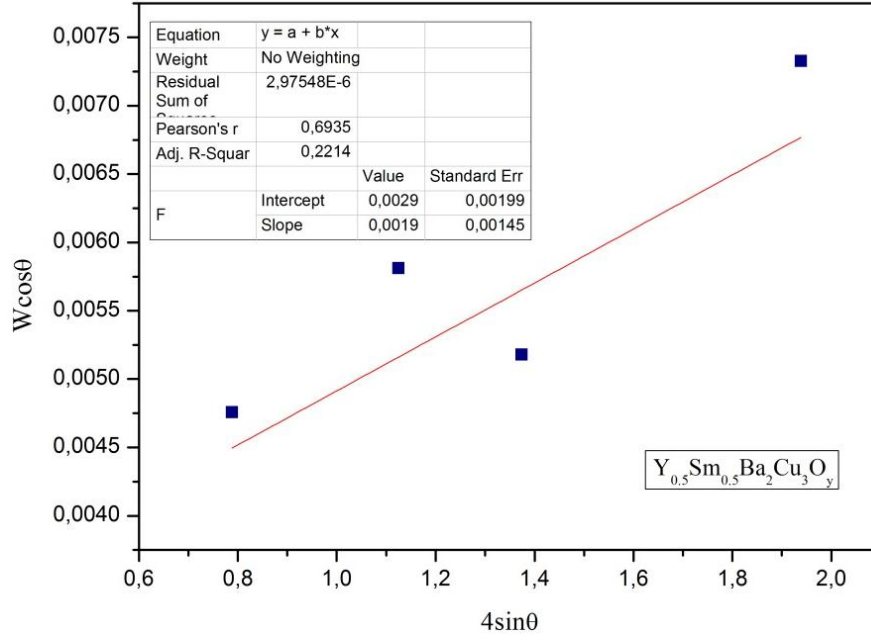
$$W \cos\theta = \frac{K\lambda}{D} + 4\varepsilon \sin\theta \quad (4.3)$$

Denklem 4.3'te elde edilen bu eşitlik Williamson-Hall metodu olarak bilinmektedir. Bu denklem doğrusal bir denkleme benzetilerek tanecik büyüklüğü etkisi ve mikro gerilme hesaplanabilir.

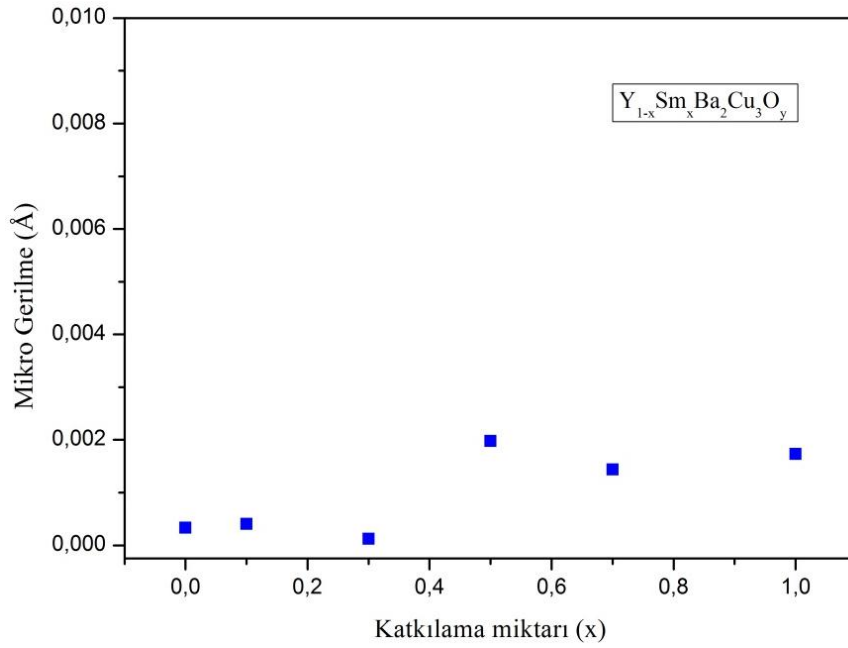
$$y = a + bx \quad (4.4)$$

Denklem 4.4' teki a değeri $\frac{K\lambda}{D}$, b değeri ε , x değeri $4\sin\theta$ ile temsil edilmektedir. Buna göre doğrunun eğimi mikro gerilmeyi verirken, kalan terim tanecik büyüklüğü etkisini verecektir [122].

Şekilde 4.2'de $\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin Williamson-Hall metodu ile hesaplanan mikro gerilme ve tanecik büyüklüğü etkisi verilmiştir. Elde edilen doğru denkleminde tanecik büyüklüğü etkisi "a" kalan (Intercept) değerine, mikro gerilme "b" eğim (Slope) değerine karşılık gelmektedir. Mikro gerilmeye neden olabilecek durumlar; düzenli olmayan kristal yapı dizilimleri, kristal yapıdaki yer değiştirmeler, farklı fazların çakışması, yapı kusurları, ısı etkisi gibi etkenlerdir. Şekil 4.3' te verilen grafikte katkılama miktarının artmasıyla mikro gerilmenin düzenli olmamakla birlikte arttığı görülmüştür.



Şekil 4.2. 930⁰C'de hazırlanmış Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba₂Cu₃O_y örneğinin 4sinθ-Wcosθ grafiği

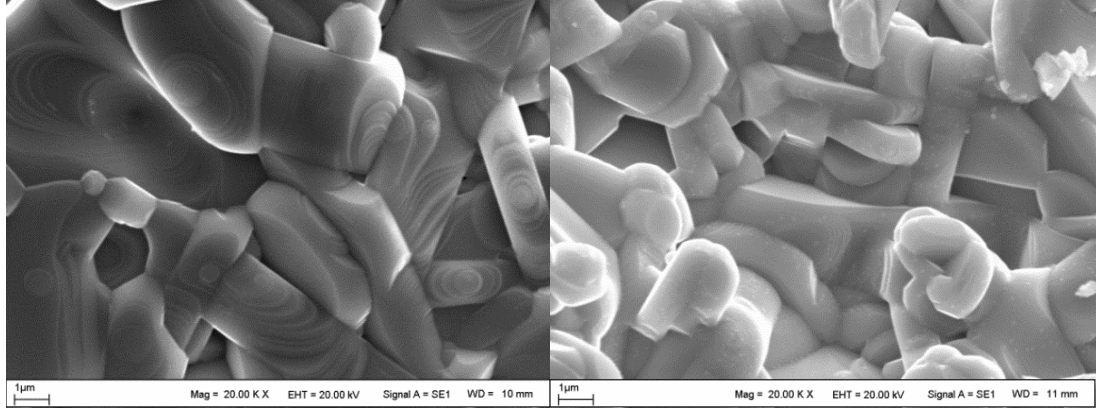


Şekil 4.3. 930⁰C'de hazırlanmış Y_{1-x}Sm_xBa₂Cu₃O_y örneklerinin katkılama miktarına (x) göre mikro gerilme değişimi

4.2. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X- Işınları (EDAX) Analizleri

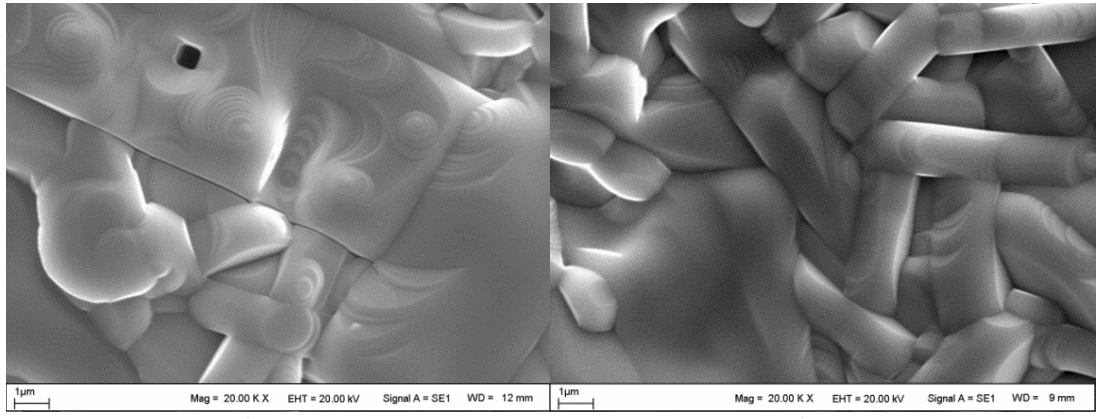
SEM analizi ile örneklerin tanecik büyüklüğü, tanecikler arası boşluklar, tanecikleri yönelimi, katkılamanın tanecik özellikleri üzerine etkisi, taneciklerin genel dağılımı incelenebilmektedir. $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin SEM analizleri Şekil 4.5-6'da verilmiştir. Bütün örnekler 930⁰C'de ısıtılarak işlenmiştir. SEM analizine göre hazırlanan tüm örneklerde YBCO(123) süperiletkenin karakteristik özelliği olan tanecikli yapı gözlenmiştir ve tanecikler rastgele yönelmiştir. Tanecikli yapı süperiletken geçiş sıcaklığını belirleyen bir özelliktir. Tanecikler arası boşluklar, tanecik sınırları, taneciklerin birbirlerine bağlanma durumu direnç değerini belirleyen önemli etkenlerdir. Bütün örneklerde YBCO(123) süperiletkeninin karakteristik özelliği olan kısmi erime gözlenmiştir. Bütün örneklerde spiral büyüme meydana gelmiştir. Spiral büyüme genellikle peritektik sıcaklık civarında ısıtılarak yapılan malzemelerde meydana gelmektedir. Peritektik sıcaklık malzemenin faz diyagramlarından belirlenen, malzemenin kabul edebileceği optimum sıcaklık değeridir. Bu sıcaklığın hemen üstünde malzeme erimekte, altında ise katı olarak kalmaktadır. Örneklerde ısıtılma sıcaklığının biraz daha artırılmasıyla spiral büyümenin devam edebileceği tahmin edilmektedir.

EDAX analizine göre hazırlanan örneklerde Y, Sm, Ba ve Cu dışında başka bir elemente ait pik tespit edilmemiştir. Örnek olarak Şekil 4.7'de $Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin EDAX analizi verilmiştir. Bu durum örneklerde yabancı fazların bulunmadığını ve istenilen kimyasal bileşimin meydana geldiğini göstermektedir.



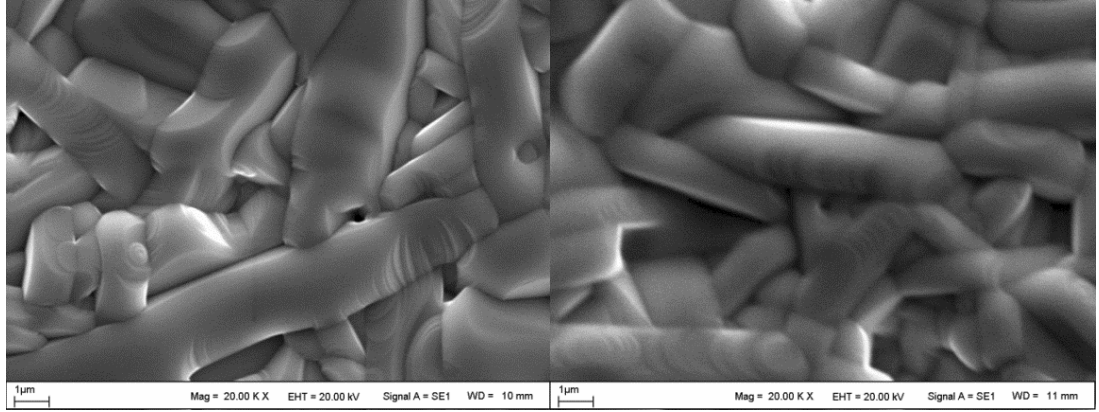
a)

b)



c)

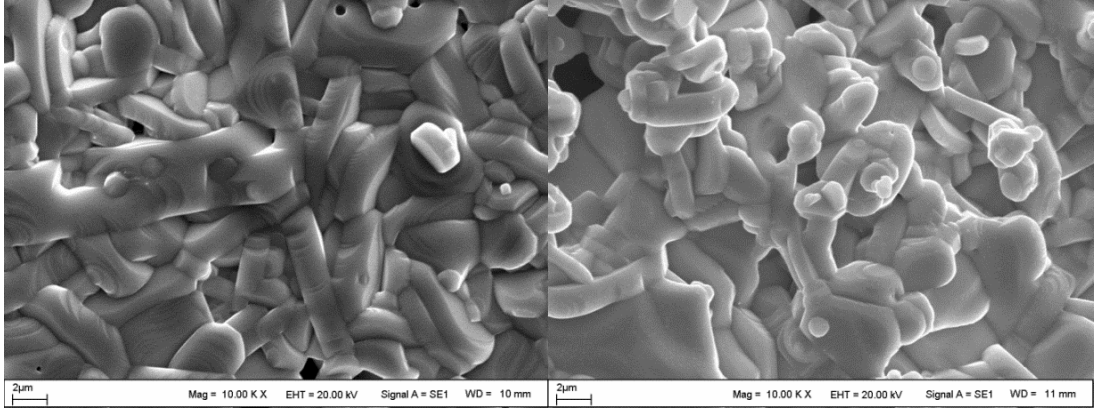
d)



e)

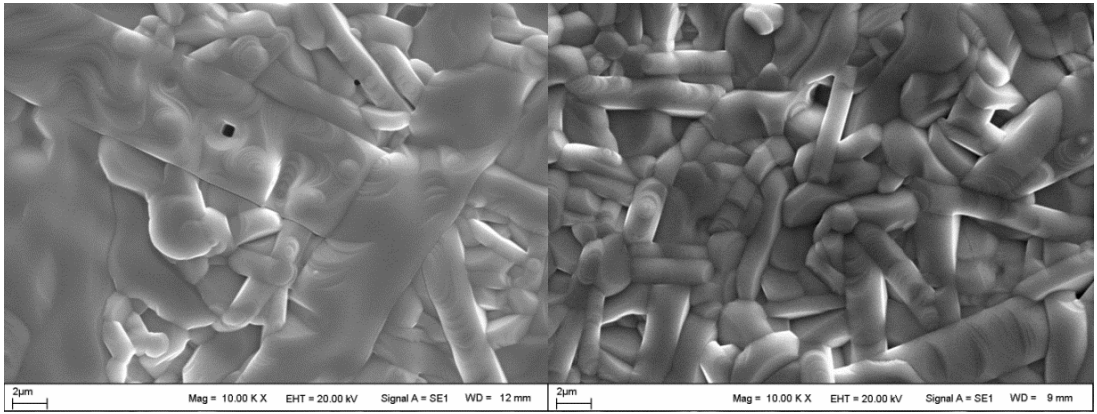
f)

Şekil 4.5. a) $Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ b) $Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ c) $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ d) $Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ e) $Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ f) $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneklerinin 20.000 büyütmeli SEM görüntüleri



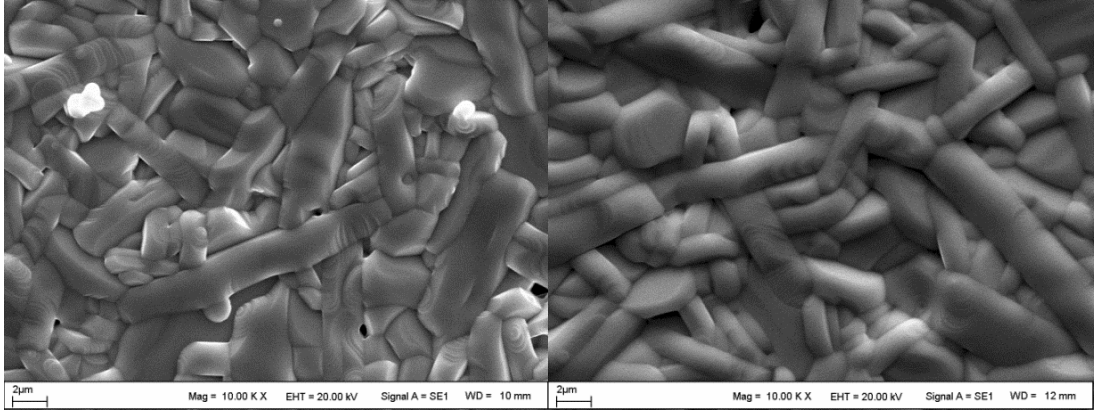
a)

b)



c)

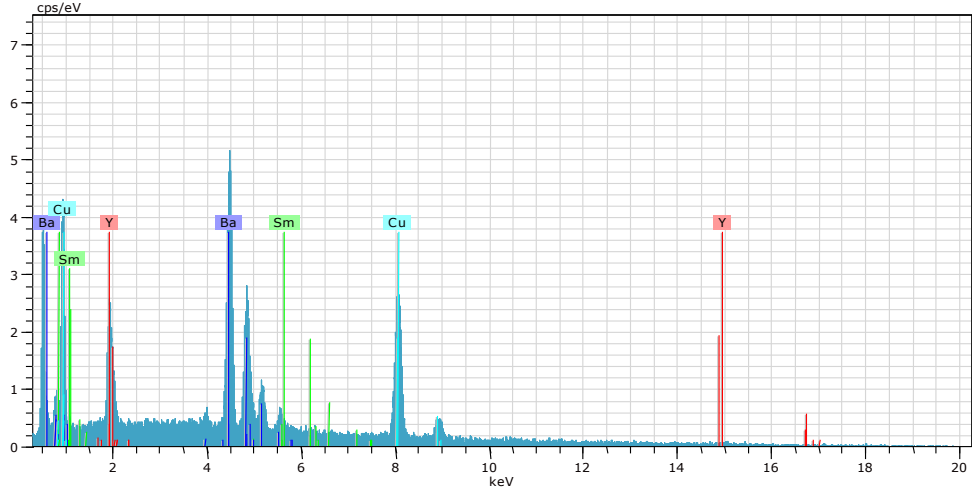
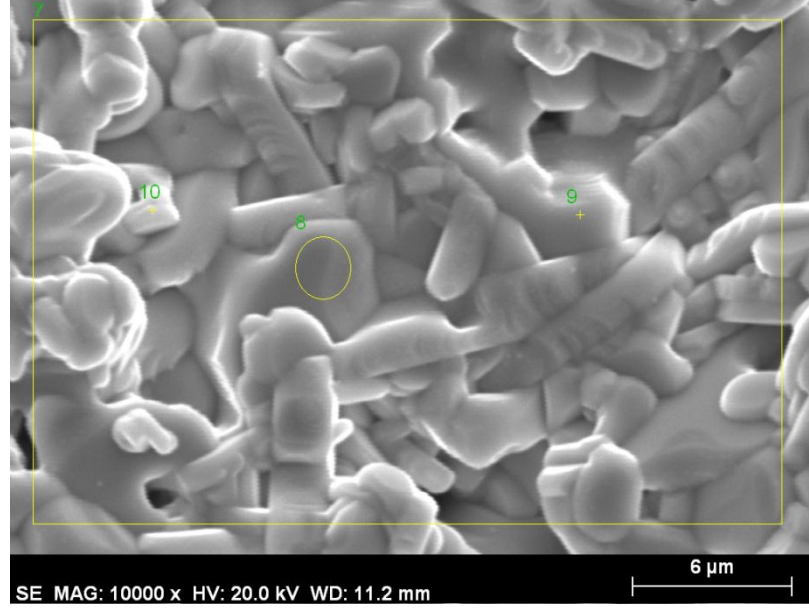
d)



e)

f)

Şekil 4.6. a) $Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$, b) $Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$, c) $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$, d) $Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$, e) $Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$, f) $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneklerinin 10.000 büyütmeli SEM görüntüleri



Şekil 4.7. $Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin EDAX analizi

Tablo 4.2. EDAX analizine göre $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin atomik yüzde dağılımları

Katkılama oranı	Atomların (%) dağılımları			
	Y	Sm	Ba	Cu
x=0.0	17.97	-	33.92	48.10
x=0.1	15.80	1.90	32.19	50.11
x=0.3	11.93	5.00	31.82	51.26
x=0.5	9.65	8.46	33.48	48.42
x=0.7	6.52	9.95	31.76	51.77
x=1.0	-	14.43	32.44	55.13

4.3. Manyetik Alan Altında Direnç Ölçümleri (MR-*T*)

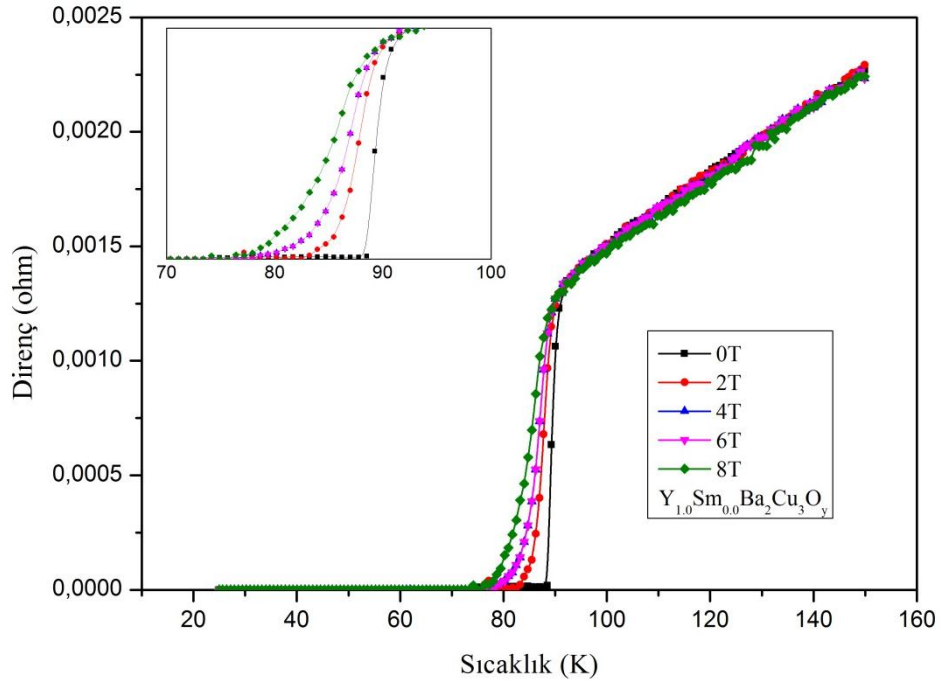
Örneklerin sıcaklık-direnç değişimi 0T, 2T, 4T, 6T ve 8T'lık manyetik alan altında incelenmiştir. Manyetik alan örneklerin (*a-b*) düzlemine dik bir şekilde uygulanmıştır. Uygulanan manyetik alan değeri arttıkça manyetik alan çizgileri malzemeye sızacak ve manyetik akı kuantaları tarafından döndürülen akı tüpleri genişleyerek malzemenin yüzeyine yayılacaktır. Akı tüplerinin merkezinde malzeme normal metalik özellik taşıdığı için süperiletken bölgeler normal metalik duruma dönecektir. Bunun sonucunda T_c değeri düşecektir. YBCO-123 süperiletken sisteminde kritik akım yoğunluğu *a-b* düzlemi boyunca akmaktadır. Manyetik alan *a-b* düzlemine dik uygulandığı için elektriksel akım olumsuz etkileneceğinden direnç değeri artacaktır.

Bütün metal ve alaşımların elektriksel dirençleri soğutulduğu zaman azalmaktadır. Bunun neden böyle olduğunu anlamak için bir iletkenin direncinin nasıl oluştuğunun bilinmesi gerekmektedir. Bir iletkende akım, metal boyunca serbest hareket edebilen iletim elektronları tarafından oluşmaktadır. Elektronlar doğal olarak dalga yapısına sahiptir ve bir metal içerisinde hareket eden elektronlar, aynı yönde ilerleyen bir düzlem dalga ile temsil edilmektedir. Düzenli tekrarlayan örgüye sahip mükemmel bir kristalde, elektronlar hareketleri esnasında başka doğrultulara saçılmadıkları için başlangıçtaki momentumlarını koruyabilmektedirler. Başka bir deyişle mükemmel bir kristalde akan akım hiçbir engelle karşılaşmamaktadır. Ancak kristalin periyodikliğindeki herhangi bir kusur elektronun dalgasını saçacak ve bir direnç oluşturacaktır. Direncin en önemli nedenlerinden biri çok düşük sıcaklıklarda dahi atomların titreşmeye devam etmesidir. Bu nedenle atomlar denge konumları etrafında az bir şekilde yer değiştirecektir. Bununla birlikte yabancı atomlar veya rastgele dağılmış diğer kusurlar mükemmel periyodikliği bozacaktır. Hem ısısal hem de herhangi bir safsızlık veya mükemmel olmayış hareket eden iletim elektronlarını saçmakta ve elektriksel direncin artmasına sebep olmaktadır.

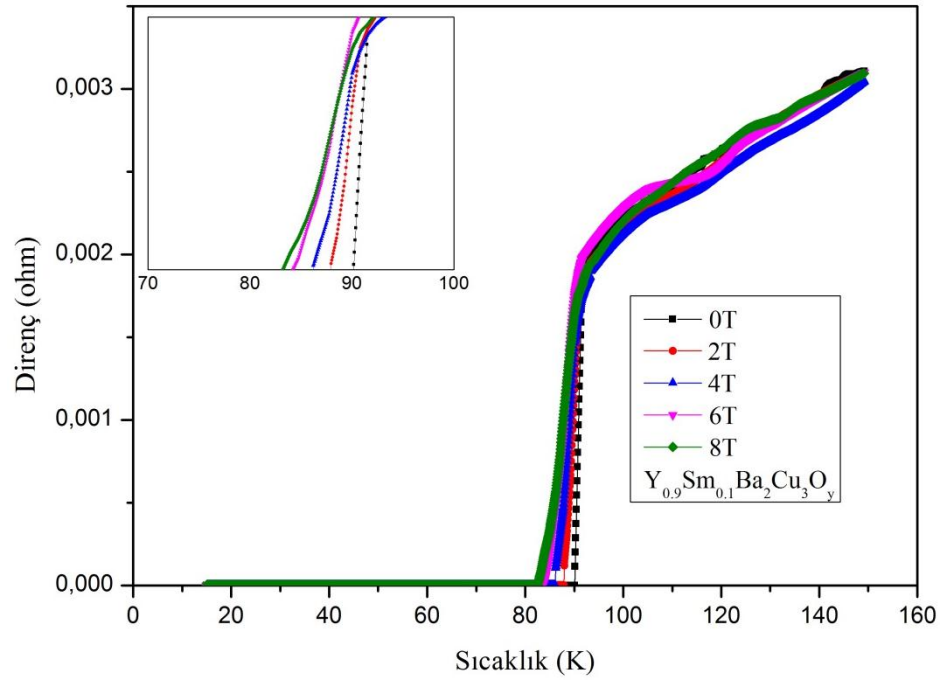
Manyetik alan altında yapılan direnç ölçümlerinde (MR-*T*), manyetik alan tanecikli yapılarda tanecikler arası bağlantıları koparabildiğinden genelde direnç-sıcaklık (R-*T*) ölçümleri, MR-*T* ölçümlerine göre daha yüksek sıcaklıklar ve daha keskin geçişler göstermektedir. MR-*T* ölçümleri aynı zamanda madde içerisindeki

süperiletken fazın oranı hakkında da bilgi vermektedir. İdeal bir homojen süperiletken madde de her iki ölçüm de aynı geçiş sıcaklığı değerini verir.

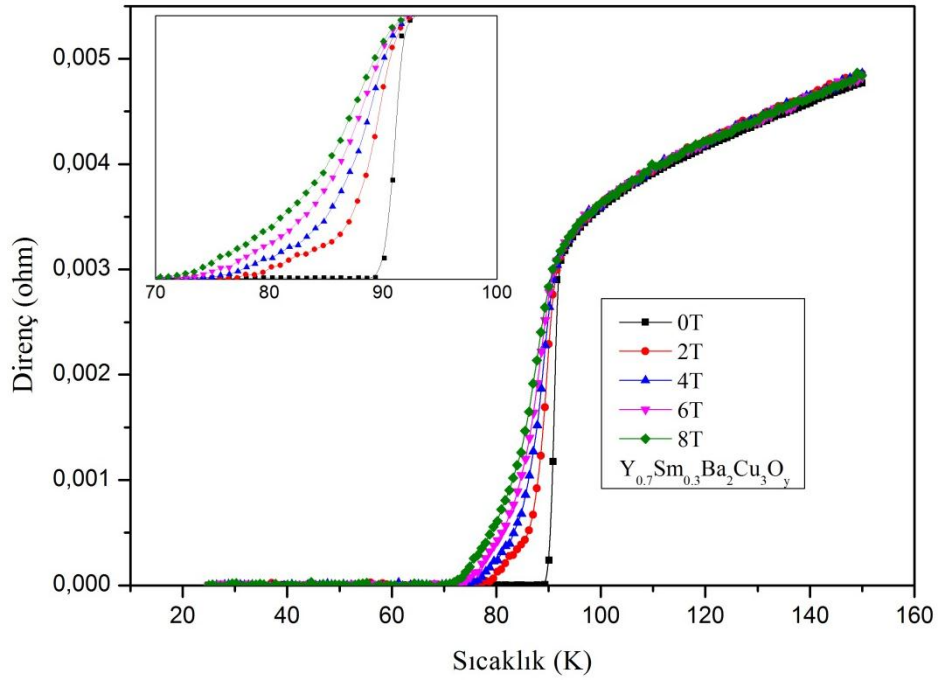
Şekil 4.8-12'deki MR- T eğrilerinde manyetik alanın artmasıyla ΔT ($\Delta T = T_{c.başlangıç} - T_{c.bitiş}$) artmıştır. Sıcaklık düşürülüp manyetik alan arttığında manyetik akı çivileme kuvveti artmaktadır. Manyetik alan değerinin artmasıyla birim hücre başına Lorentz kuvveti ($\vec{F}_L = j \times \vec{B}$), manyetik akı çivileme kuvvetini (\vec{F}_p) aşmaktadır. Bunun sonucunda hareket etmeye başlayan manyetik akı tüpleri elektriksel direnç değerini arttırmaktadır [123]. Manyetik alan değerinin artırılmasıyla manyetik akı tüplerinin hareketi akıma dik bir elektrik alan oluşturarak direnç meydana getirmektedir. Manyetik alan arttıkça manyetik akı tüpleri genişleyerek üst üste binecek malzemenin yüzeyine dağılacak ve malzeme yüzeyinde süperiletkenlik kısmen bozulduğu için direnç değeri artacaktır. Örneklerin kritik geçiş sıcaklıkları Tablo.4.3-7'de verilmiştir.



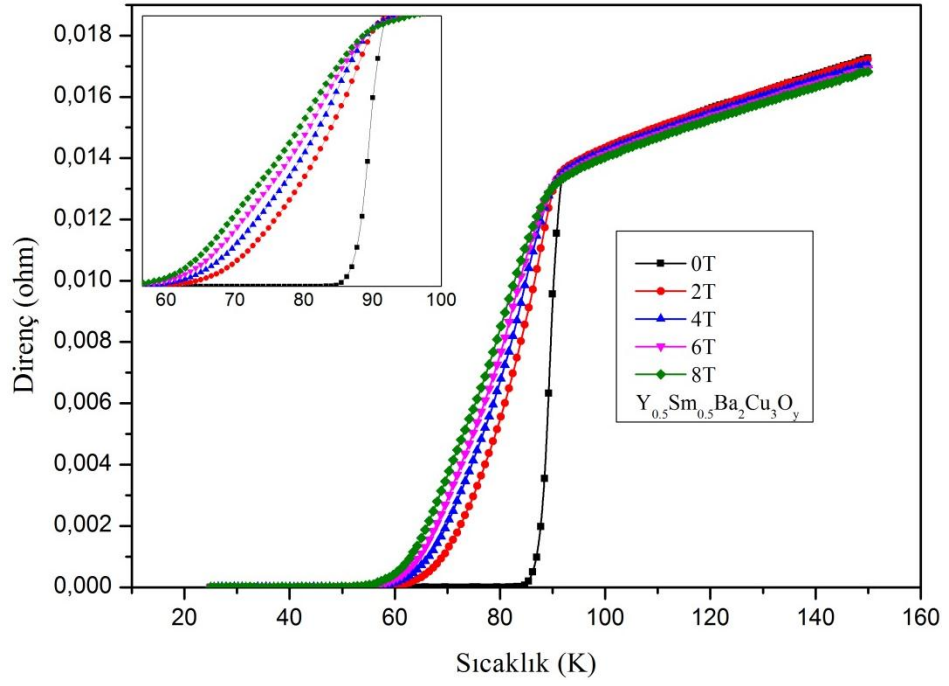
Şekil 4.8. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin MR- T grafiği



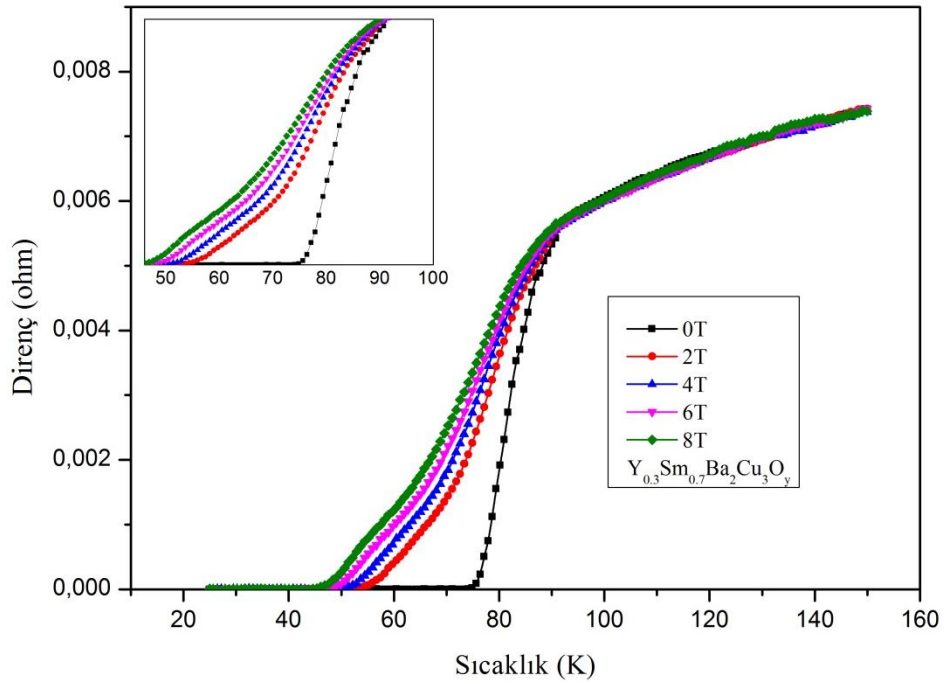
Şekil 4.9. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{0.9}\text{Sm}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin MR-T grafiği



Şekil 4.10. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{0.7}\text{Sm}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin MR-T grafiği



Şekil 4.11. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin MR-T grafiği



Şekil 4.12. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{0,3}\text{Sm}_{0,7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin MR-T grafiği

Tablo 4.3. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin $0T$ 'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri

Örnek	$T_{c.başlangıç}$ (K)	$T_{c.bitiş}$ (K)	ΔT (K)
$\text{Y}_{1.0}\text{Sm}_{0.0}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	92	89	3
$\text{Y}_{0.9}\text{Sm}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	91	89	3
$\text{Y}_{0.7}\text{Sm}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	92	89	3
$\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90.5	87	3.5
$\text{Y}_{0.3}\text{Sm}_{0.7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90.5	77	13.5

Tablo 4.4. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin $2T$ 'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri

Örnek	$T_{c.başlangıç}$ (K)	$T_{c.bitiş}$ (K)	ΔT (K)
$\text{Y}_{1.0}\text{Sm}_{0.0}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89.5	84.5	5
$\text{Y}_{0.9}\text{Sm}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90.8	84.8	6
$\text{Y}_{0.7}\text{Sm}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	91	78	13
$\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90	64	26
$\text{Y}_{0.3}\text{Sm}_{0.7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90.5	55	35.5

Tablo 4.5. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin $4T$ 'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri

Örnek	$T_{c.başlangıç}$ (K)	$T_{c.bitiş}$ (K)	ΔT (K)
$\text{Y}_{1.0}\text{Sm}_{0.0}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89	81.5	7.5
$\text{Y}_{0.9}\text{Sm}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89.9	82.5	7.4
$\text{Y}_{0.7}\text{Sm}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90.5	75	15.5
$\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89.5	61	28.5
$\text{Y}_{0.3}\text{Sm}_{0.7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90	52	38

Tablo 4.6. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin 6T 'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri

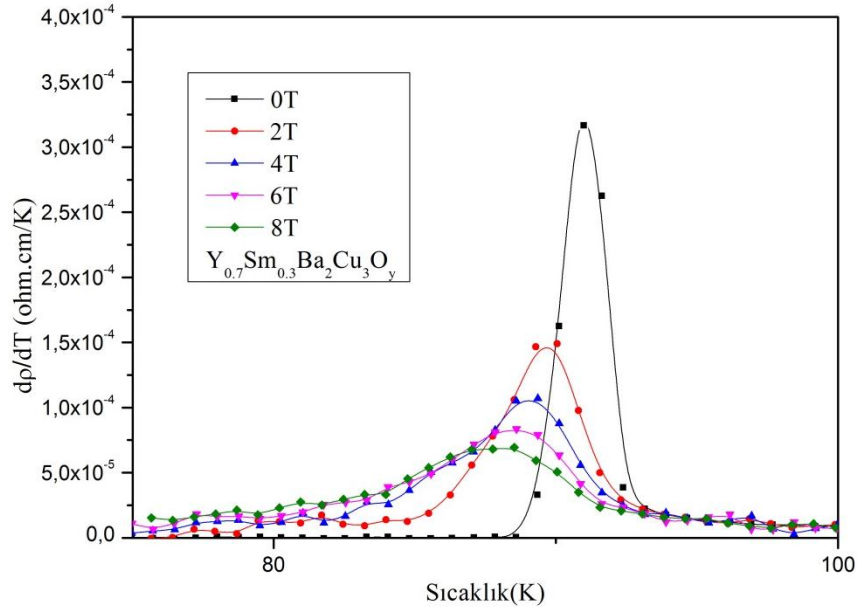
Örnek	$T_{c.baslangic}$ (K)	$T_{c.bitis}$ (K)	ΔT (K)
$\text{Y}_{1.0}\text{Sm}_{0.0}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89	81	7
$\text{Y}_{0.9}\text{Sm}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89	77	12
$\text{Y}_{0.7}\text{Sm}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	90	73	17
$\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89	60	29
$\text{Y}_{0.3}\text{Sm}_{0.7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89.5	49	40.5

Tablo 4.7. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin 8T 'lık manyetik alan altında kritik sıcaklık değerleri

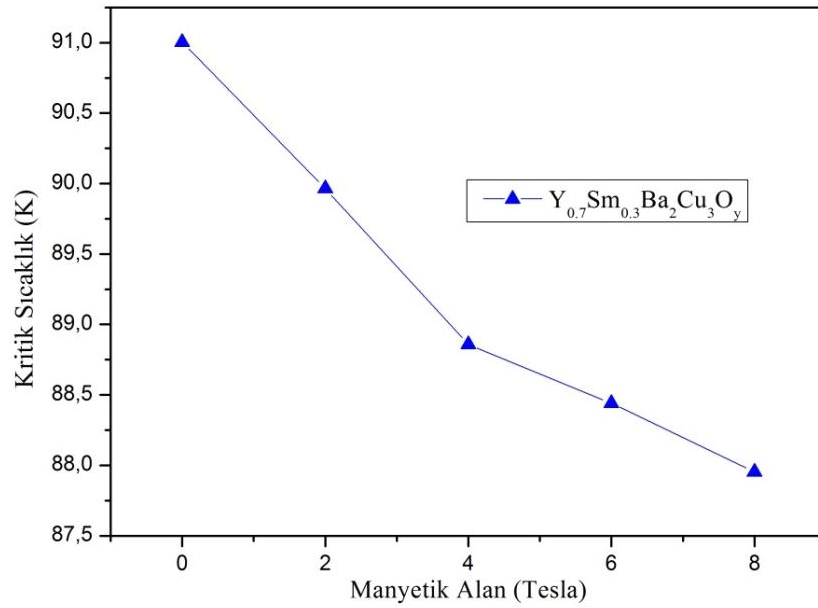
Örnek	$T_{c.baslangic}$ (K)	$T_{c.bitis}$ (K)	ΔT (K)
$\text{Y}_{1.0}\text{Sm}_{0.0}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	88.5	78	10.5
$\text{Y}_{0.9}\text{Sm}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	88.9	76	12.9
$\text{Y}_{0.7}\text{Sm}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	89	71	18
$\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	88.5	59	29.5
$\text{Y}_{0.3}\text{Sm}_{0.7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	87	47	40

4.3.1. $(d\rho/dT)$ - T Kritik Geçiş Sıcaklığı (T_c) Hesaplamaları

$\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin 0T , 2T , 4T , 6T ve 8T 'daki MR-T deneysel verileri kullanılarak T_c değerleri hesaplanmıştır. Direnç (R) değerlerinden öz direnç ($\rho=R.a$ (ohm. cm), a örneğin enine kesiti) değerleri hesaplanmıştır. Öz direnç-sıcaklık ρ - T , grafiği çizilerek bu grafik üzerinden sıcaklığın öz direnç değerine bağlı türevi $(d\rho/dT)$ hesaplanmıştır. $d\rho/dT$ sonuçlarının sıcaklığa bağlı grafiği çizilmiştir. Grafikte elde edilen pikin tepe noktasına karşılık gelen sıcaklık T_c değerine karşılık gelmektedir. MR-T grafiklerinde süperiletken geçiş sıcaklığı geniş bir aralığa sahip olduğu için, süperiletken geçişin başladığı ve bittiği sıcaklığı belirlemek biraz zordur. Türev yöntemiyle süperiletken geçiş eğrisinin değişim gösterdiği sıcaklığı belirlemek daha kolaydır.

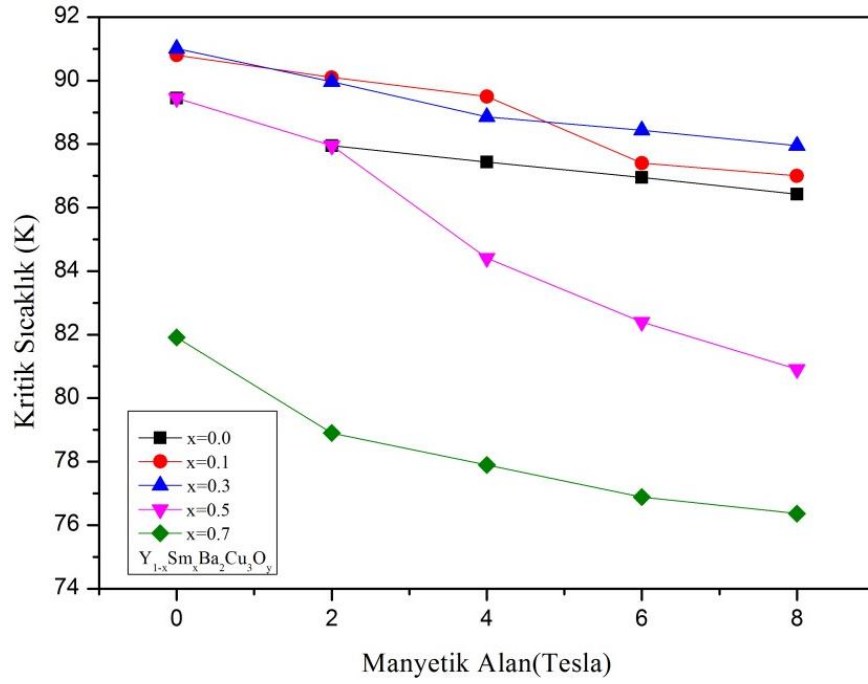


Şekil 4.13. 930⁰C’de hazırlanmış $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin dp/dT - T grafiği



Şekil 4.14. 930⁰C’de hazırlanmış $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin T_c değerinin manyetik alana göre değişimi

Şekil 4.13-14’de $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneği için türev işlemiyle T_c hesaplama yöntemi verilmiştir. Türev yöntemi diğer örneklere de benzer şekilde uygulanmış ve Şekil 4.15’de verilmiştir. Türev işlemiyle belirlenen T_c değerleri, MR- T grafiğinden okunan T_c değerlerinden daha düşüktür. Türev işlemiyle elde edilen hata oranı daha küçüktür.



Şekil 4.15. 930°C 'de hazırlanmış $\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin türev işlemi hesaplanan T_c değerlerinin manyetik alana göre değişimi

4.3.2. Manyetik Akı Merkezlerinin Aktivasyon Enerjisi

$\text{Y}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneklerinin aktivasyon enerjileri TAFF (thermally activated flux flow) modelinden yararlanılarak elde edilen Arrhenius denklemi ile hesaplanmıştır. Süperiletkenlerdeki termal kararsızlıklar akı tüplerinin komşu çivileme merkezleri arasında atlaması TAFF davranışı ile sonuçlanır [124]. Bu modele göre manyetik akı merkezlerinin sahip olduğu aktivasyon enerjisi hesaplanabilmektedir. Aktivasyon enerjisi (\vec{E}_a), çivilenmiş akı tüplerinin hareket etmesi için aşmaları gereken enerji değeridir. Manyetik akı tüpleri \vec{E}_a değerini aştıklarında hareket ettikleri için süperiletken özellik bozulmaya başlamaktadır. Manyetik akı sürünmesi veya akı akışı, \vec{F}_p değerinin aşılmasıyla meydana gelmektedir. Lorentz kuvveti etkisi altında meydana gelen bu olayda, akı tüpleri giderek daha az enerji harcayarak hareket etmeye devam ederler. Bu durumda meydana gelen enerji Arrhenius denklemi ile verilmektedir [53].

Örneklerin aktivasyon enerjileri 0T, 2T, 4T, 6T ve 8T'lık manyetik alan altındaki MR-T deneysel verileri kullanılarak Arrhenius denkleminde (Denklem 4.5) hesaplanmıştır.

$$\rho = \rho_0 .e^{\left(\frac{-\vec{E}_a}{k_B.T}\right)} \quad (4.5)$$

ρ öz direnç, ρ_0 öz direnç (oda sıcaklığındaki direnç değeri), T sıcaklık, k_B Boltzman sabiti ($8,617.10^{-15}$ eV). Denklem 4.5'ten, Denklem 4.6 elde edilmiştir.

$$-[\ln(\rho/\rho_0).T] = \frac{\vec{E}_a}{k_B} \quad (4.6)$$

Denklem 4.6'daki işlem yapıldıktan sonra, $\ln(\rho/\rho_0)-1000/T$ grafiği çizilmiştir. Grafik üzerinden çizilen doğrudan bir eğim elde edilmiştir. Eğim eksi yönde olduğu için eğim değeri de eksi olarak hesaplanmıştır. Denklemde eğim değeri, $\ln(\rho/\rho_0)$ yerine yazılmıştır (Denklem 4.7-9).

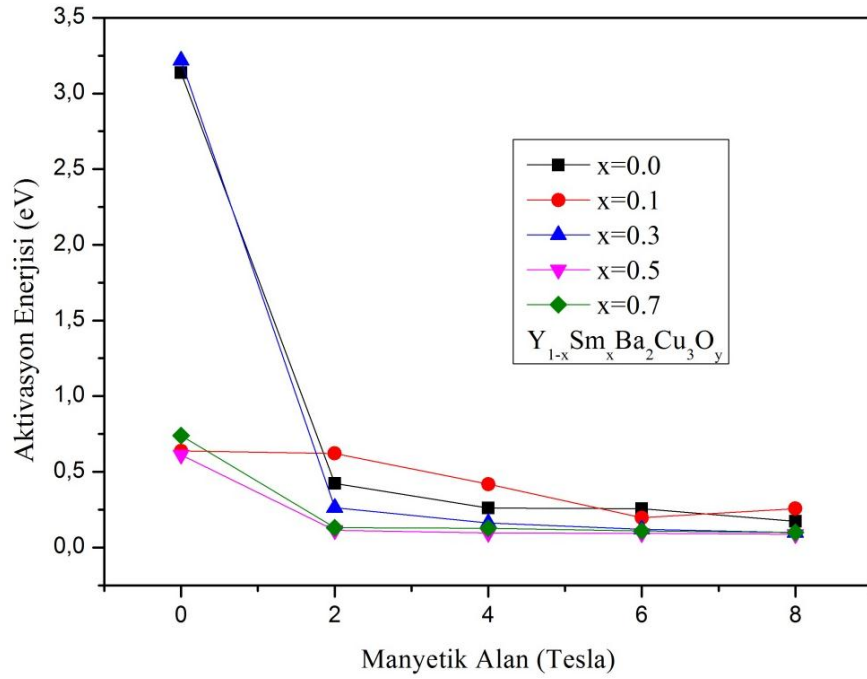
$$\ln(\rho/\rho_0). T. k_B = -\vec{E}_a \quad (4.7)$$

$$(\text{eğim}). 1000. k_B = -\vec{E}_a \quad (4.8)$$

$$(\text{eğim}). 1000. (8,617.10^{-5}) = -\vec{E}_a \quad (4.9)$$

Eğim değeri eksi olduğu için sonuçta aktivasyon enerjisi değeri artı değer olarak hesaplanmaktadır. $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin aktivasyon enerjilerinin (\vec{E}_a) manyetik alana bağlı değişimi Şekil 4.16'da verilmiştir. Katkılama oranının artmasıyla aktivasyon enerjisinde düşüş gözlenmiştir. Akı tüpleri safsızlıklar, tanecikler arası zayıf bağlantılar, boşluklar, uyum uzunluğu, sızma derinliği vb. nedenlerden dolayı hareket etmeye başlar. Katkılamanın tanecikler arasında zayıf bağlantılar meydana getirmesi sonucu akı tüplerinin daha kolay hareket etmesi, aktivasyon enerjisini düşürmektedir. Şekil 4.16'da, manyetik akı mekanizmasının değişmesi nedeniyle aktivasyon enerjisi değerinin değiştiği sonucuna varılmaktadır [125-127]. Manyetik alan değerinin artmasıyla manyetik akı tüpleri genişleyerek malzeme yüzeyine yayılmaktadır. Akı tüplerinin genişleyerek büyümesi için hareket etmesi gerekmektedir. Akı tüplerinin hareket etmesi, sahip oldukları enerjinin

aktivasyon enerjisi değerinden yüksek olduğu anlamına gelmektedir. Buna göre artan manyetik alanla aktivasyon enerjisi değerinin azaldığı sonucuna varılmaktadır.

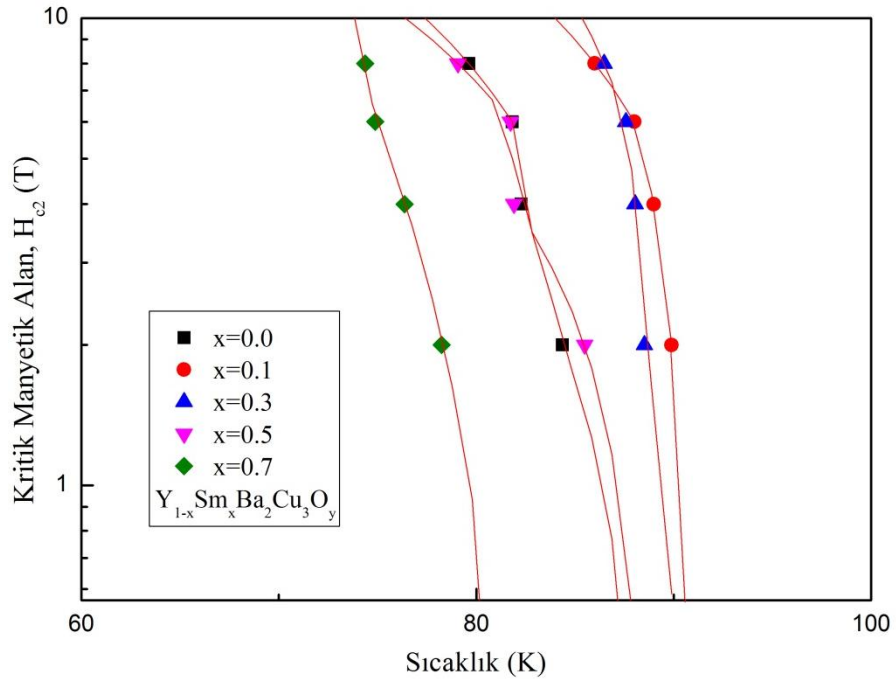


Şekil 4.16. 930⁰C'de hazırlanmış Y_{1-x}Sm_xBa₂Cu₃O_y örneklerinin aktivasyon enerjilerinin manyetik alana bağlı değişimi

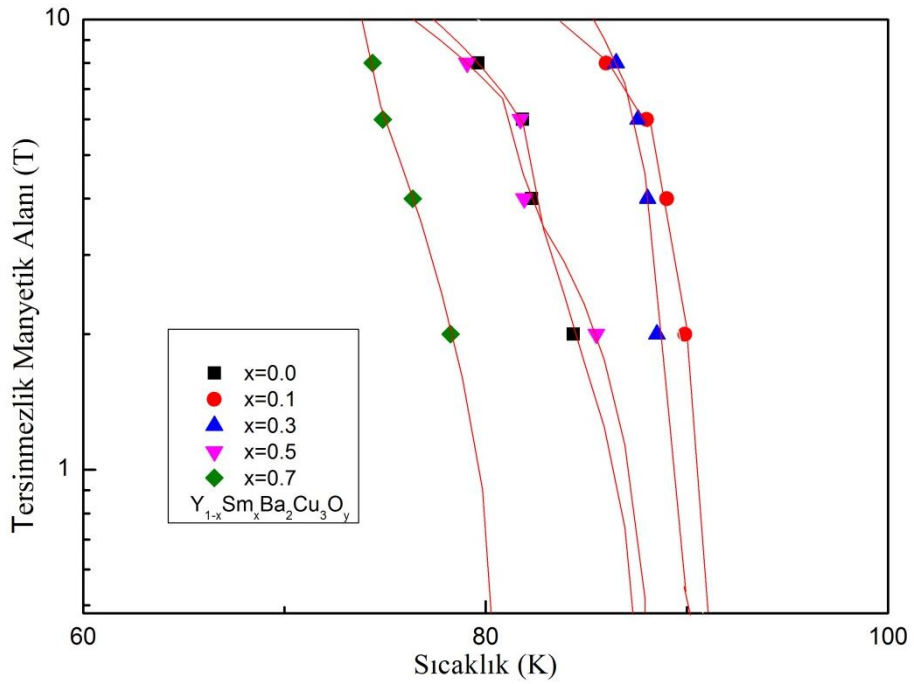
4.3.3. Tersinmezlik Manyetik Alanı (H_{irr}) ve Kritik Manyetik Alan (H_{c2}) Hesaplamaları

Manyetik alan içindeki bir süperiletkenin manyetik özelliğinin tersinmez durumdan tersinir duruma veya tam tersi değiştiğı durumdaki karakteristik manyetik alanı tersinmezlik manyetik alanı H_{irr} (irreversibility) olarak bilinmektedir. Süperiletken bir malzemenin tersinir manyetik alanı çevresinde \vec{J}_c sıfır olduğu için tersinmezlik alanının yukarıdaki manyetik alanlarda kullanılan bir donanımda süperiletken özellik uygulamaları mümkün değildir. Bu yüzden tersinmezlik alanı manyetik alan uygulamaları için, manyetik alanın üst limitini belirleyen önemli bir parametredir. Tersinmezlik alanının ölçümleri için uygun bir yol izlenmelidir [128]. H_{c2} , manyetik alan içindeki II. tip süperiletkenlerin, süperiletken özelliklerini tamamen kaybettikleri manyetik alan değeri olarak bilinmektedir. Manyetik uygulamalarda H_{c2} değerinin olabildiğince yüksek olması istenmektedir.

verilmektedir. Sadece manyetik akı çivileme merkezleri ile kalıcı bir manyetizasyon elde edilebilmektedir [53].



Şekil 4.18. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin kritik manyetik alan (H_{c2})-sıcaklık eğrisi

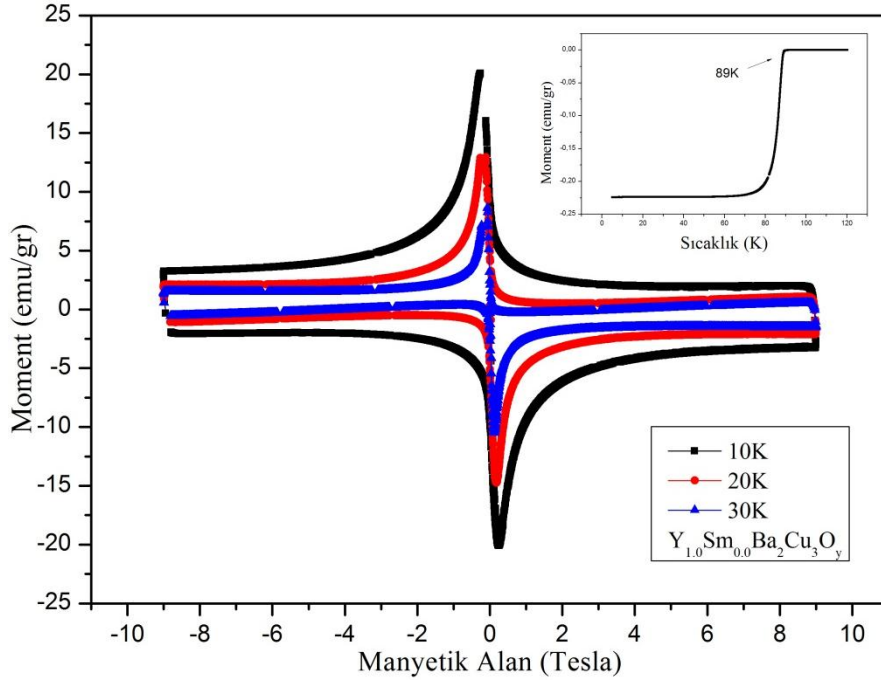


Şekil 4.19. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin tersinmezlik manyetik alanı-sıcaklık eğrisi

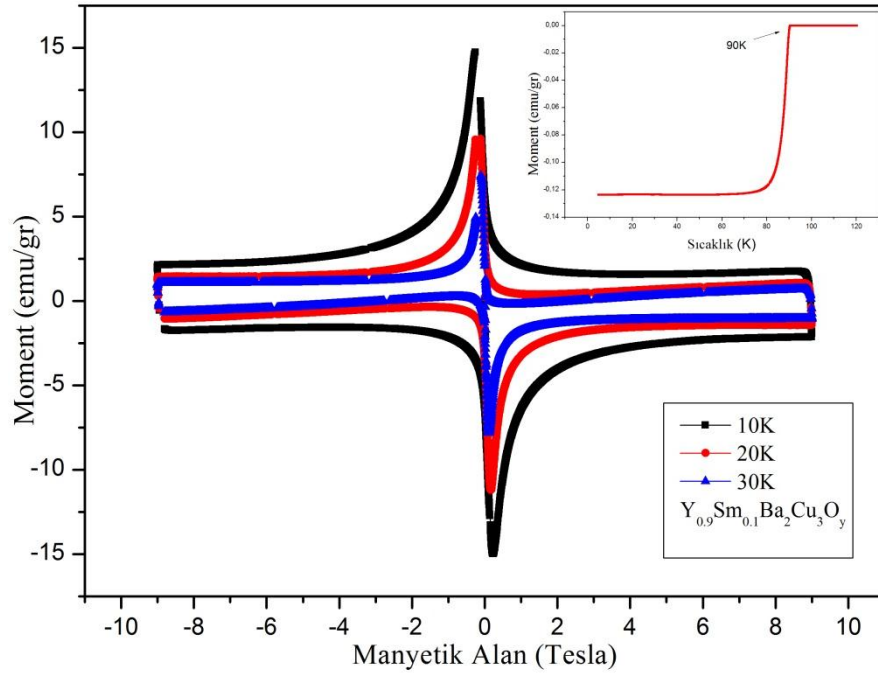
4.4. Manyetik Alan Ölçümleri (M-H ve M-T)

$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin moment-manyetik alan değişimi M-H, -9T ve 9T manyetik alan aralığında ölçüm yapılarak elde edilmiştir. Manyetik alan örneklerin $a-b$ düzlemine dik uygulanmıştır. Örneklerin 10K, 20K ve 30K sıcaklıklarına karşılık gelen deneysel verileri ile moment-manyetik alan (M-H) grafikleri elde edilmiştir. Örneklerin manyetik alan altında sıcaklığa bağlı manyetik moment değişiminden moment-sıcaklık (M-T) grafikleri elde edilmiştir.

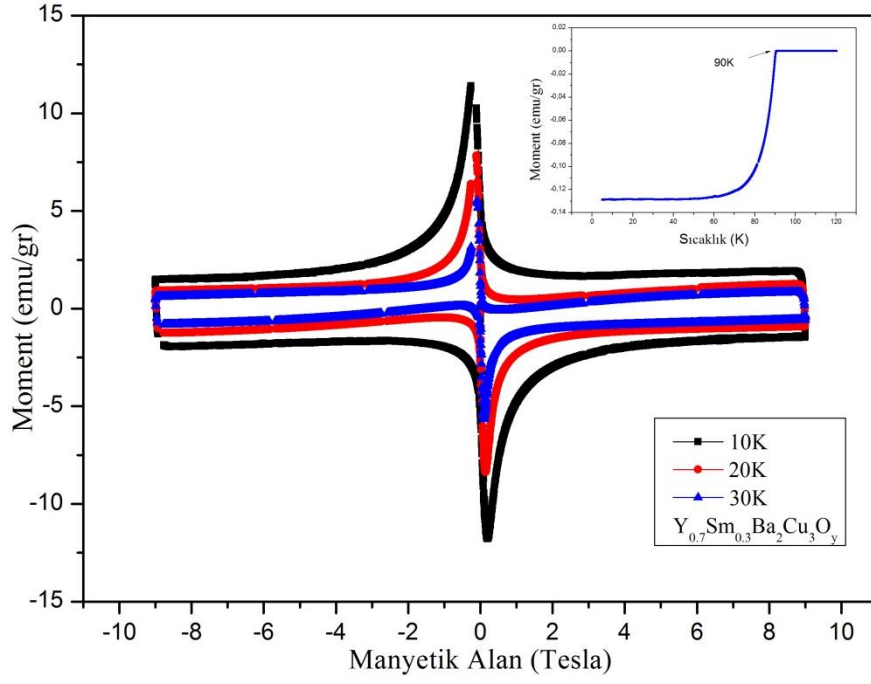
II. süperiletkenler düşük manyetik alanlarda süperiletken özellik taşıırken, alt kritik manyetik alan değerinden (H_{c1}) sonra süperiletken özellik kısmen bozulmaktadır. Manyetik alanın malzemeye sızmaya başlamasından sonra, malzemenin orta kısımlarında akı tüpleri meydana gelmektedir. Akı tüpleri kuantize olmuş manyetik akı (Φ) değerinin bir süperiletken akım tarafından taşınmasıyla döndürülürler. Akı tüplerinin merkezinde malzeme normal metalik özellik taşımaktadır. Manyetik alan değeri arttıkça akı tüpleri genişlemekte ve süperiletken bölgeler normal metalik duruma dönmektedir. Akı tüplerinin hareketi bir elektrik alan üretmektedir. Elektrik akımının istenilen değerde olması için akı tüplerinin çivilenmiş olması gerekmektedir. Çivilenmiş akı tüplerinin hareketsiz kalması elektriksel direncinin azalmasına, kritik akım yoğunluğu değerinin artmasına neden olmaktadır. Manyetik alan altındaki süperiletken malzemelerde oluşan histerisiz eğrileri, çivilenmiş akı tüplerinden kaynaklanmaktadır. II. tip süperiletkenlerde üst kritik manyetik alan (H_{c2}) değerinden sonra süperiletken özelliğini kaybeden malzemenin manyetizasyonu sıfır olmaktadır. Uygulanan manyetik alan azaltıldığında manyetizasyon pozitif yönde tersinir özellik göstermektedir. Manyetik alan sıfır olduğunda kalıcı manyetizasyon oluşmaktadır. Manyetik alanın sıfır olduğu durumdaki manyetizasyon değeri arttıkça akım değeri de artmaktadır.



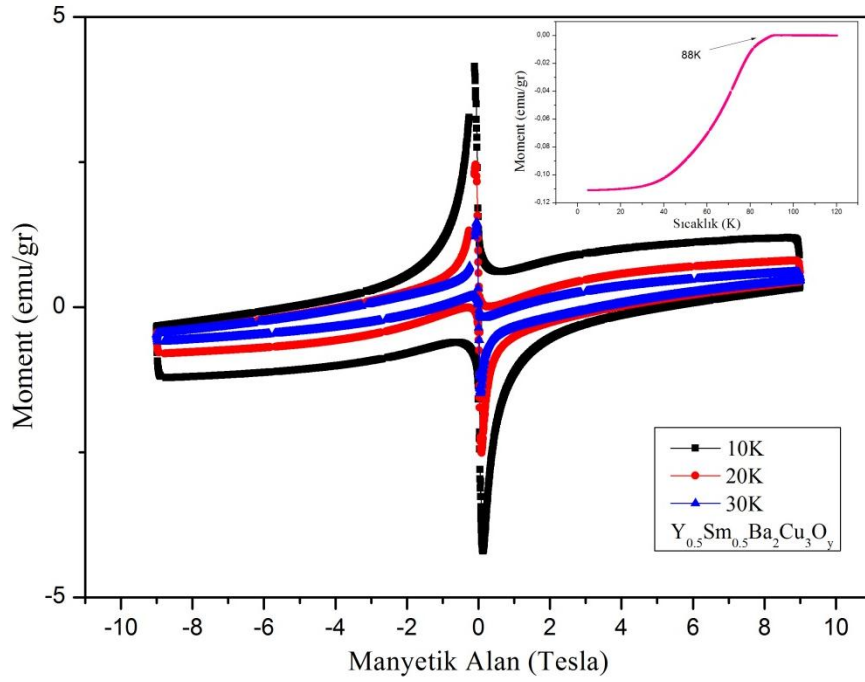
Şekil 4.20. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi



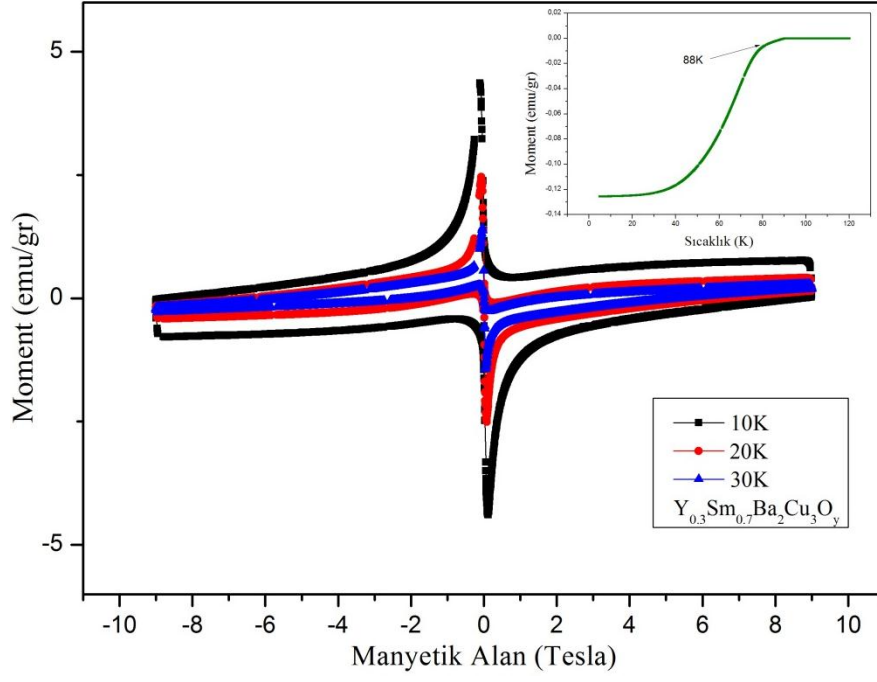
Şekil 4.21. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi



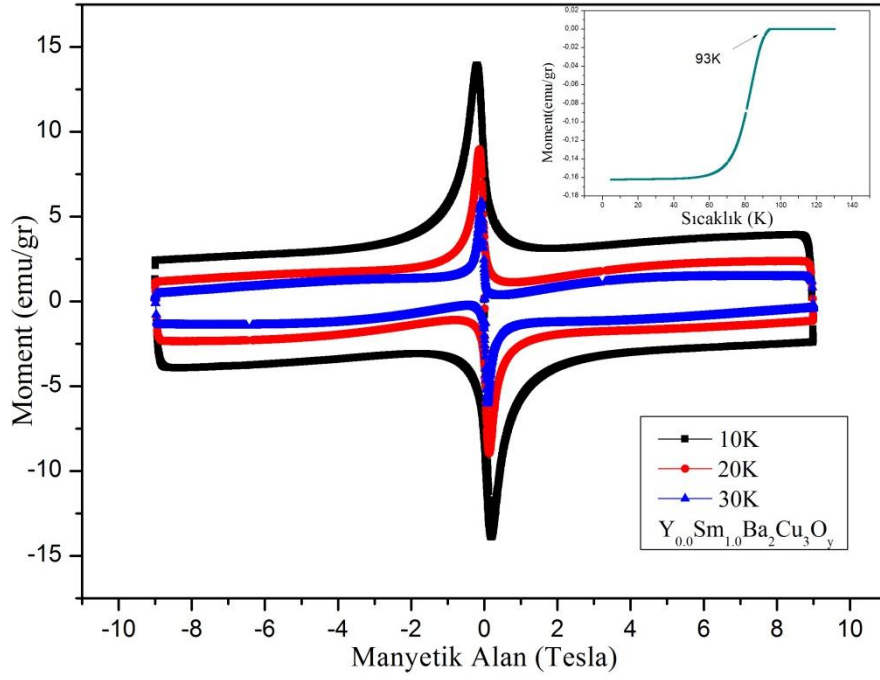
Şekil 4.22. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi



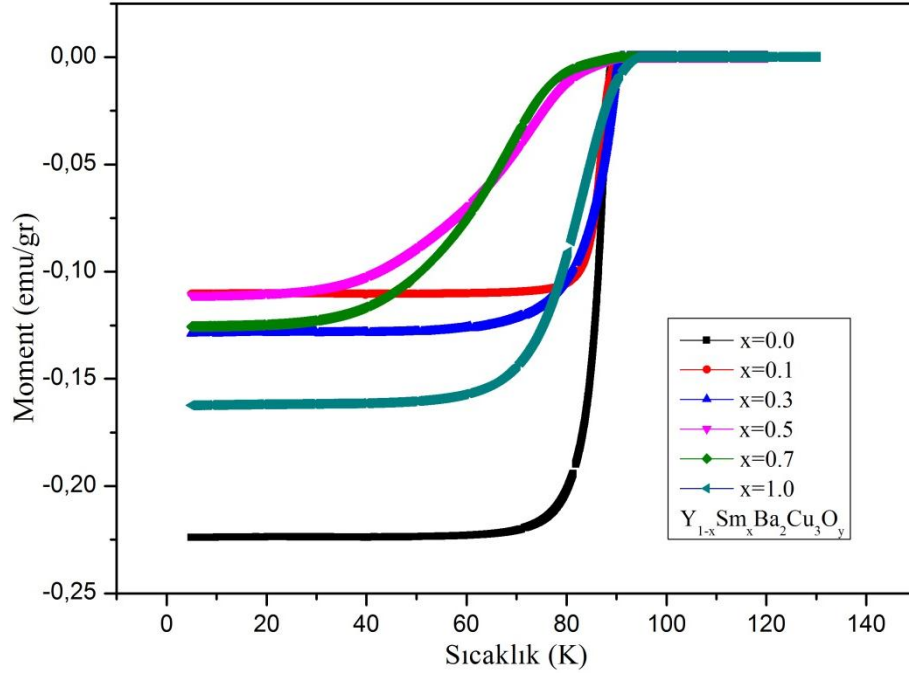
Şekil 4.23. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi



Şekil 4.24. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi



Şekil 4.25. $930^{\circ}C$ 'de hazırlanmış $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin M-H eğrisi



Şekil 4.26. 930^oC'de hazırlanmış $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin M-T eğrileri

M-H eğrilerinde (Şekil 4.20-25) ΔM değerinin artması, kritik akım yoğunluğu (\vec{J}_c) değerinin artması anlamına gelmektedir. Artan katkılama ile ΔM değeri önce azalmış, $x=1.0$ için tekrar artmıştır. M-H eğrisinde histerisiz eğrisi içinde kalan alan \vec{J}_c değeri hakkında bilgi vermektedir. $x=1.0$ için bu alan en yüksek seviye ulaşmıştır. Histerisiz alanının büyük olması \vec{J}_c değerinin büyük olduğu anlamına gelmektedir. \vec{J}_c 'deki bu artış taneciklerin (grain) sıkı bağ kurması, malzeme yüzeyinde oluşacak akı çivileme merkezlerinin oluşumu ve hareketi, malzemenin safsız bir yapıda olması vb. nedenlere bağlanabilir. Bütün örnekler için histerisiz eğrileri simetrik bir değişim göstermiştir. Bu durum süperiletkenlerin karakteristik özelliklerinden biridir.

Süperiletkenlerin en önemli özelliklerinden biri mükemmel diamanyetik özellik taşımalarıdır. Süperiletkenlerde Cooper çifti adı verilen eşleşmiş elektronlar bulunmaktadır. Eşleşmiş elektronların dönme yönleri birbirlerine ters olduğundan net bir manyetik alan oluşmamaktadır. Bu özelliği taşıyan süperiletken malzemeler manyetik alandan etkilenmeyerek manyetik alana negatif yönde bir manyetizasyon oluşturarak manyetik alanı itmektedirler. Kritik sıcaklığın altında oluşan Cooper çiftleri negatif manyetizasyona neden olduğu için, kritik sıcaklığın üstünde elektron dağılımı rastgele bir yönelim gösterdiğinden manyetizasyon değeri azalmaktadır. Diamanyetik özelliğin başladığı kritik sıcaklık değerinden sonra ise manyetizasyon

sabit bir değerde kalmaktadır. Manyetik alan ölçümleri süperiletken malzemenin manyetik davranışını açıklayabildiği gibi manyetizasyonun termodinamik bir durum değişkeni olması sebebiyle, süperiletkenin termodinamik davranışı hakkında da bilgi verebilmektedir. Manyetizasyon-sıcaklık ($M-T$) eğrisinden malzemenin süperiletken özelliği tahmin edilebilmektedir. Eğrideki düşüşün keskin ve dik bir şekilde olması malzemenin manyetik doyuma ulaştığı anlamına gelmektedir. Manyetik doyuma ulaşan malzemedede elektron çifti yoğunluğu yüksektir. Buna göre en iyi manyetizasyon $x=0.0$ ve $x=0.1$ için gözlenmiştir (Şekil 4.26). $M-T$ eğrisinden elde edilen en yüksek kritik sıcaklık değeri $x=1.0$ için $\sim 93K$ 'dir.

4.4.1. Kritik Akım Yoğunluğu (\vec{J}_c) Hesaplamaları

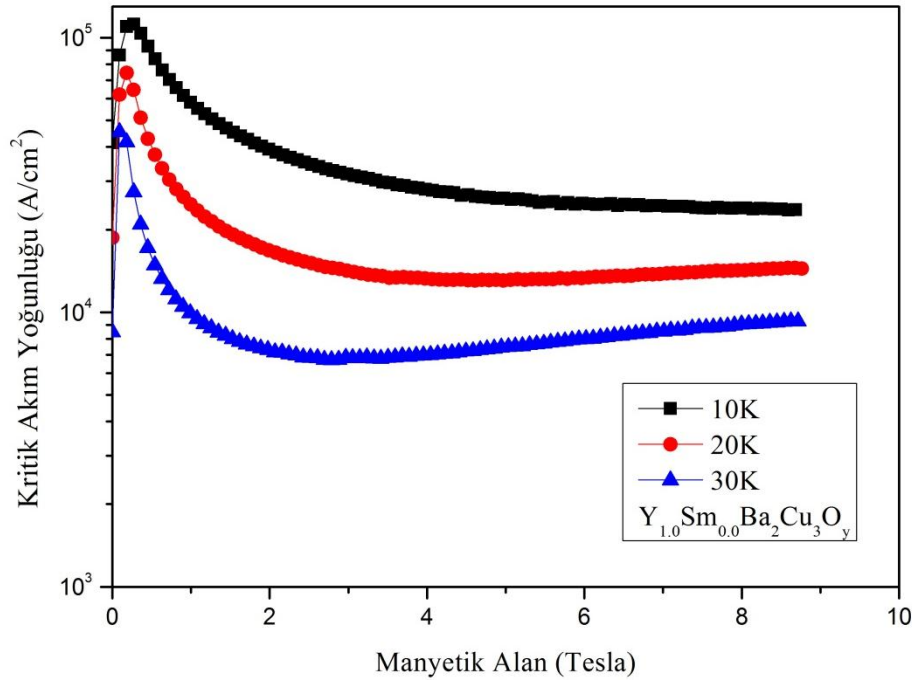
Deneyssel ölçümler sonucu elde edilen 10K, 20K ve 30K sıcaklıklarına karşılık gelen manyetizasyon değerleri ile kritik akım yoğunluğu değerleri hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Bean formülü kullanılmıştır.

$$\vec{J}_c = \frac{20 (\Delta M)}{a(1 - \frac{a}{3b})} A. cm^{-2} \quad (4.10)$$

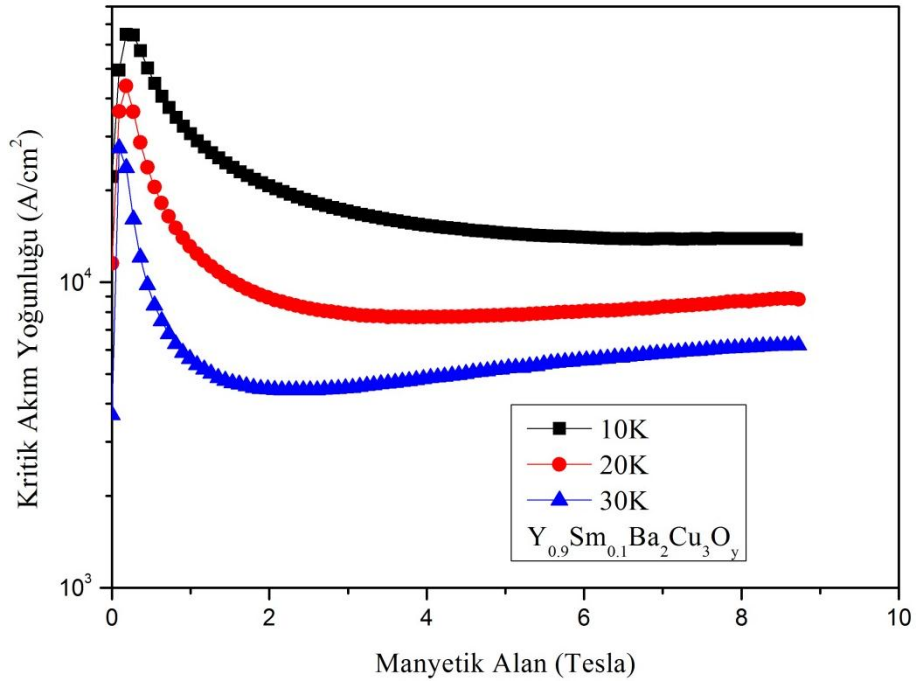
$\Delta M = (M_+ - M_-)$, pozitif manyetizasyon ve negatif manyetizasyon arasındaki fark. a ve b örneklerin enine ve boyuna kesit değerleri.

Kritik akım yoğunluğu süperiletken bir malzemenin taşıyabildiği en yüksek akım değeri olarak bilinmektedir. Manyetizasyon ölçümleri kritik akım yoğunluğunun özellikleri hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kritik akım yoğunluğu, manyetik akı çivileme (pinning) kuvveti özelliklerine bağlı olarak değişmektedir. Akı çivileme kuvveti sıcaklık, manyetik akı yoğunluğu, kristal yapı kusurları vb. etkenlere bağlı olarak değişir. Akı çivileme kuvveti ne kadar büyük olursa, kritik akım yoğunluğu da o derece büyük olur ve bunun sonucunda manyetizasyon-manyetik alan grafiğindeki histerisiz eğrisinin alanı da o derece geniş olur.

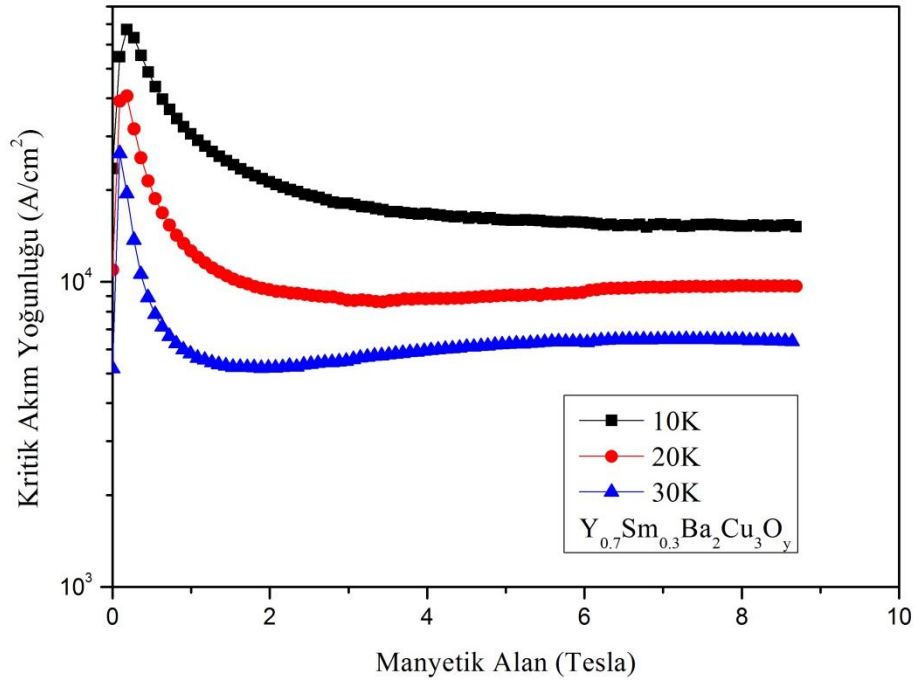
Şekil 3.27-32'de örneklerin kritik akım yoğunluğunun manyetik alana bağlı değişimleri verilmiştir. Bütün örneklere $930^{\circ}C$ 'de ısıl işlem uygulanmıştır.



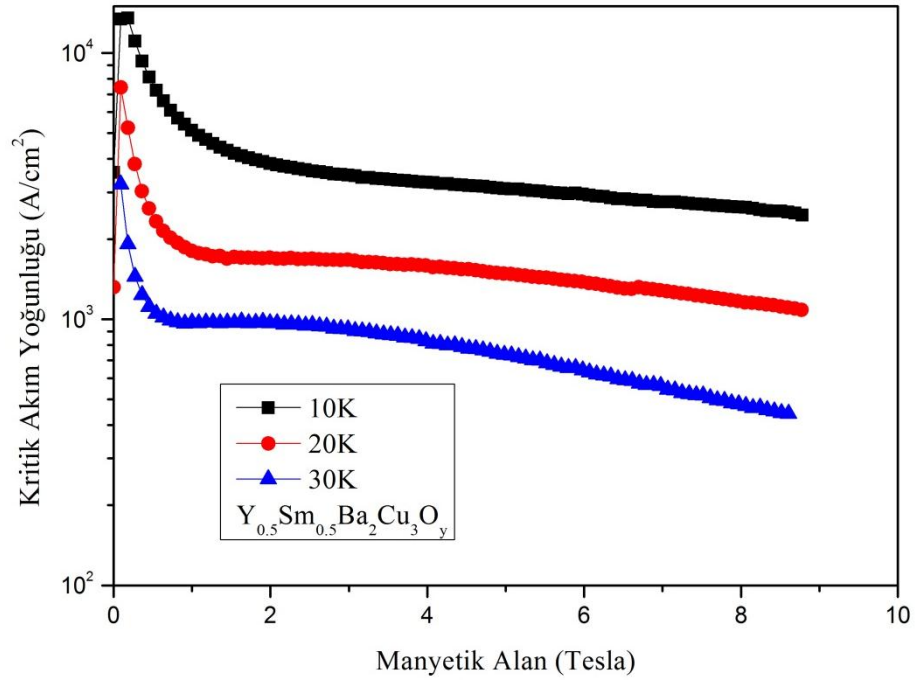
Şekil 4.27. $Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



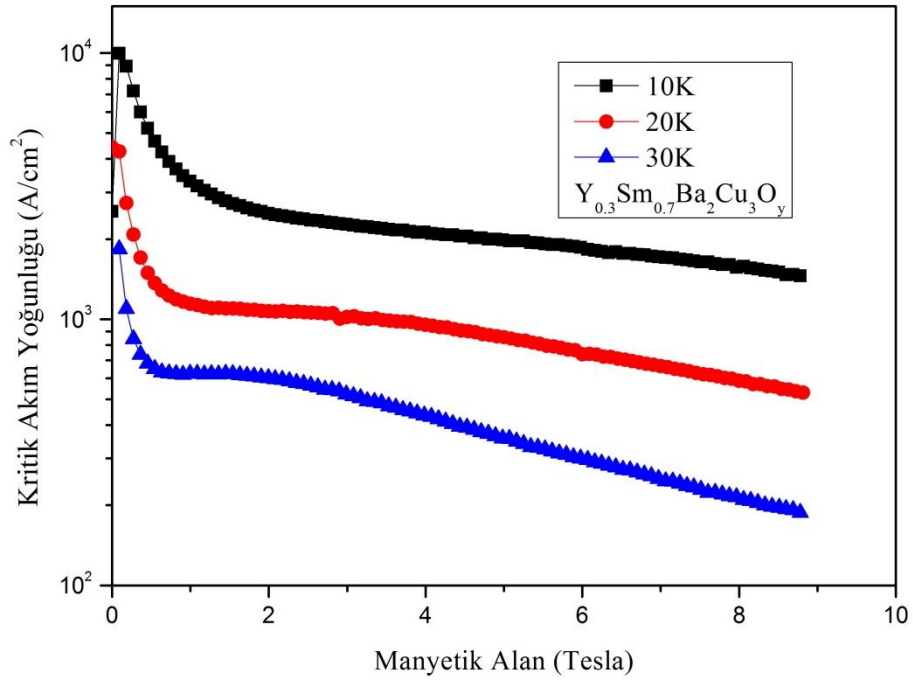
Şekil 4.28. $Y_{0.9}Sm_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



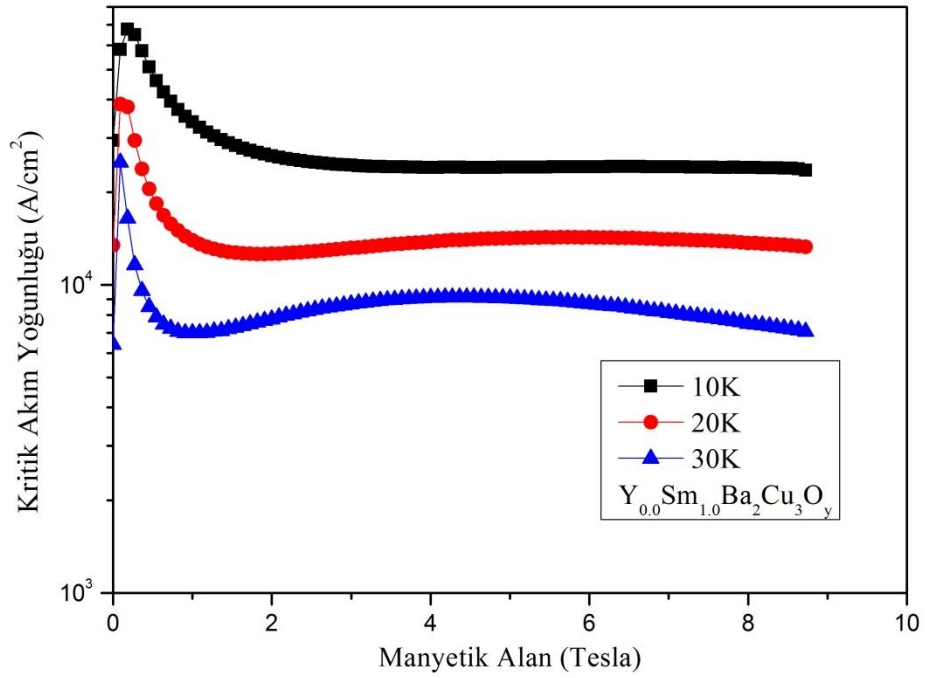
Şekil 4.29. $Y_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



Şekil 4.30. $Y_{0.5}Sm_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



Şekil 4.31. $Y_{0.3}Sm_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



Şekil 4.32. $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi

Şekil 4.27-32'deki grafiklerde, kritik akım yoğunluğu belli bir manyetik alan değerine (H_{c1}) kadar artmaktadır. Ancak H_{c1} değerinden sonra, manyetik alan malzemeye nüfuz etmeye başladığı için kritik akım yoğunluğu hızlı bir düşüş

göstermiştir. Süperiletkene uygulanan manyetik alan değeri arttıkça, kritik akım yoğunluğu çok küçük bir artış gösterdikten sonra tekrar azalmaya başlamıştır. Kritik akım yoğunluğu-manyetik alan grafiğindeki bu değişim balık kuyruğu veya kelebek piki etkisi olarak adlandırılmaktadır [132-133]. Örneklerin kritik akım yoğunluğu değerleri Tablo 4.8’ de verilmiştir. Kritik akım yoğunluğu değeri önce bir miktar artmış sonra tekrar azalmış, x=1.0 için en yüksek seviyeye ulaşmıştır. Sm katkılmasının atomların örgü içindeki istatistiksel konumunu değiştirmesi, malzemenin elektriksel özelliklerini bir miktar değiştirmiştir. Sm katkılmasının tanecikler arası safsızlıklar meydana getirmesiyle malzemede akı çivileme etkisi oluşturduğu söylenebilir. Malzemedeki safsızlıklar akı tüplerinin oluşmasını sağlayarak \vec{J}_c değerinin artmasına neden olmaktadır. x=0.5 ve x=0.7 katkılı örneklerde kritik akım yoğunluğu değerindeki azalma, malzemedeki yapısal kusurlara (boşluk, mikro çatlaklar vb.) dayandırılmaktadır.

Tablo 4.8. $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin kritik akım yoğunluğu ($\vec{J}_c(A/cm^2)$) değerleri

10K	x=0.0	x=0.1	x=0.3	x=0.5	x=0.7	x=1.0
0T	0.833×10^5	0.852×10^5	0.894×10^5	0.434×10^5	0.31×10^5	0.912×10^5
2T	0.386×10^5	0.317×10^5	0.409×10^5	0.268×10^5	0.25×10^5	0.462×10^5
4T	0.276×10^5	0.152×10^5	0.366×10^5	0.032×10^5	0.121×10^5	0.45×10^5
6T	0.243×10^5	0.14×10^5	0.155×10^5	0.029×10^5	0.018×10^5	0.37×10^5
8T	0.238×10^5	0.14×10^5	0.15×10^5	0.026×10^5	0.015×10^5	0.37×10^5

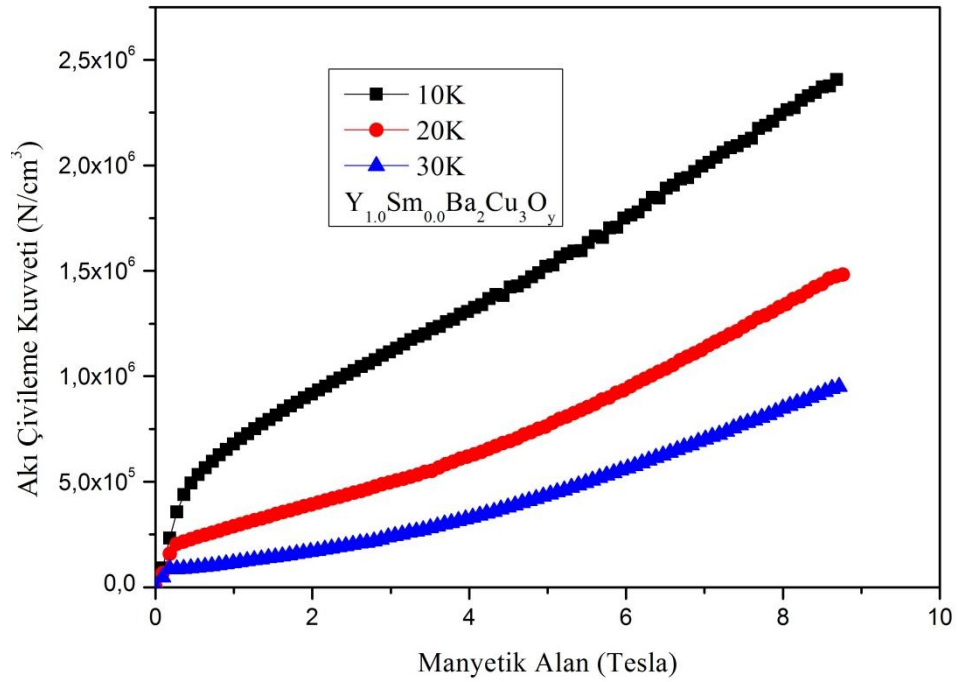
4.4.2. Manyetik Akı Çivileme Kuvveti (\vec{F}_p) Hesaplamaları

$Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ örneklerinin manyetik akı çivileme merkezi kuvveti (pinning force, \vec{F}_p) değerleri deneysel verilerden elde edilen kritik akım yoğunluğu \vec{J}_c değerleri kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda

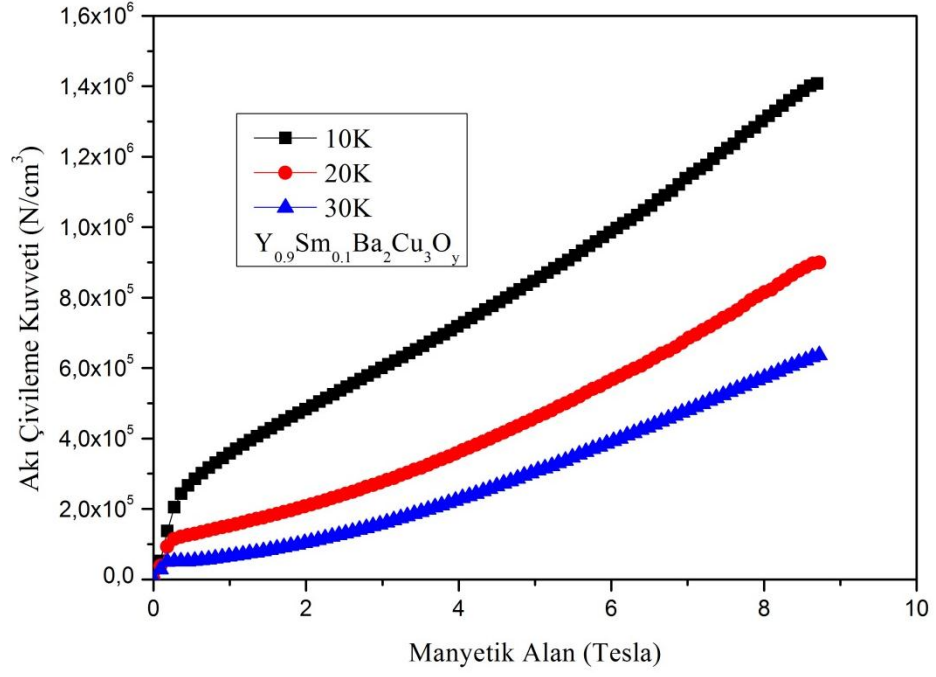
$$\vec{F}_p = \vec{J}_c x H \quad (4.11)$$

formülünden yararlanılmıştır. H uygulanan manyetik alan değeridir. \vec{F}_p değerleri N/cm^3 cinsinden hesaplanmıştır.

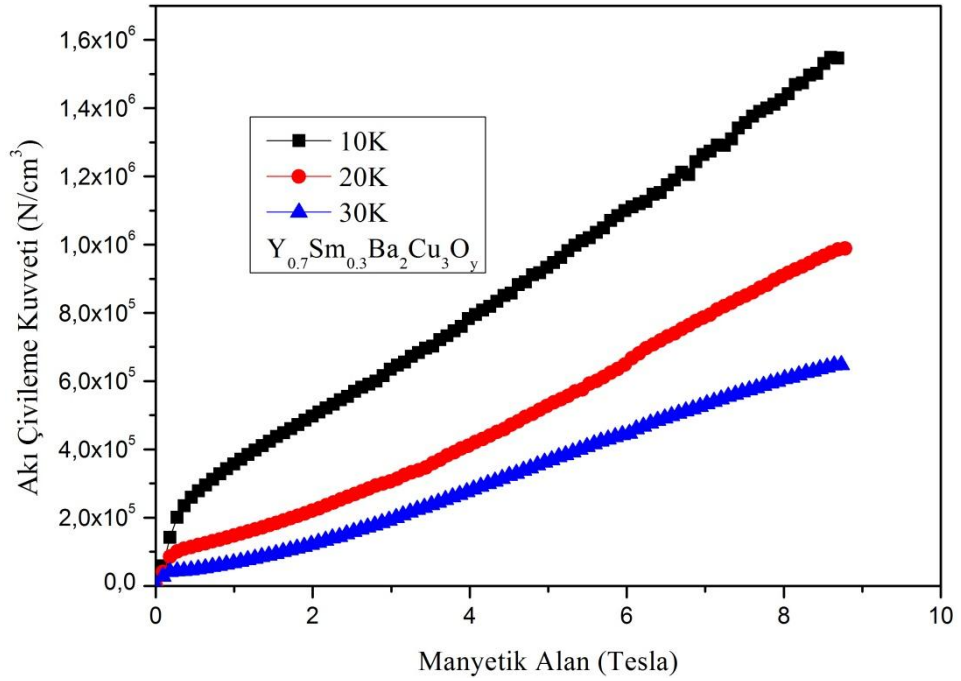
Manyetik alan altındaki yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde H_{c1} değerine kadar manyetik akı sabittir. H_{c1} değerinin üstünde manyetik alan uygulandığında, manyetik alan süperiletkene manyetik akı tüpleri şeklinde sızmaya başlamaktadır. Süperiletkene elektriksel akım uygulandığında, manyetik akı tüpleri Lorentz kuvveti sayesinde hareket etmeye başlamaktadır. Akı tüplerinin hareketi akıma dik elektriksel alan üretmekte ve bunun sonucunda akıma karşı bir direnç meydana getirmektedir. Direnç süperiletken özellikleri olumsuz etkileyen önemli bir etkidir. Direncin oluşmaması için manyetik akı tüplerinin sabit veya çivilenmiş olması gerekmektedir. Manyetik akının çivilenmiş durumda bulunması için gerekli kuvvete “akı çivileme kuvveti, \vec{F}_p ” adı verilmektedir. Akı çivileme kuvveti değerinin artmasıyla kritik akım yoğunluğu değeri, manyetizasyon histerisiz eğrisi alanı, kalıcı manyetizasyon ve tersinmezlik manyetik alanı değeri artmaktadır.



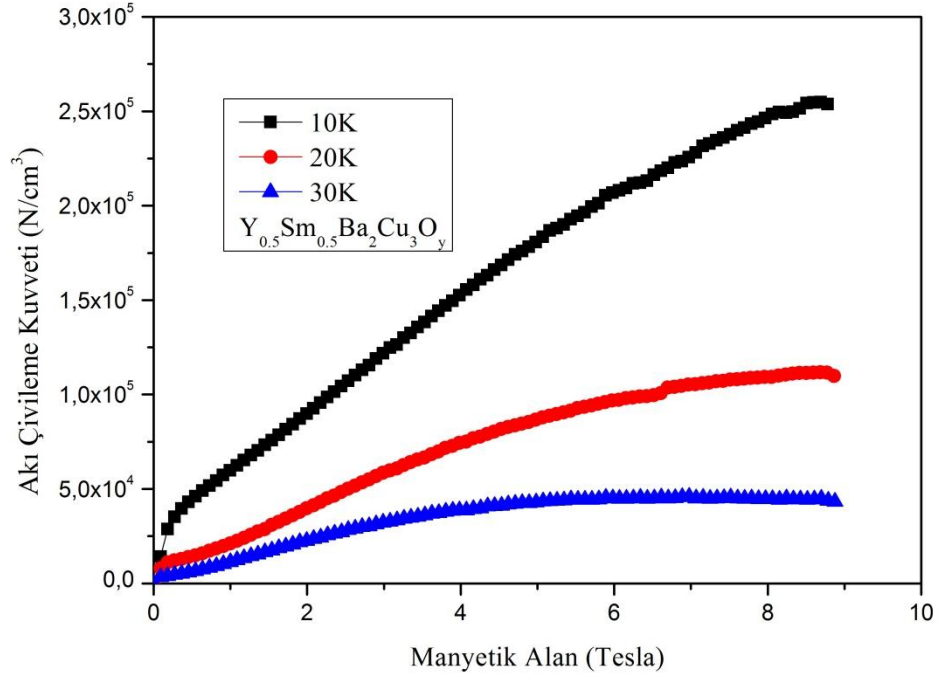
Şekil 4.33. $Y_{1.0}Sm_{0.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi



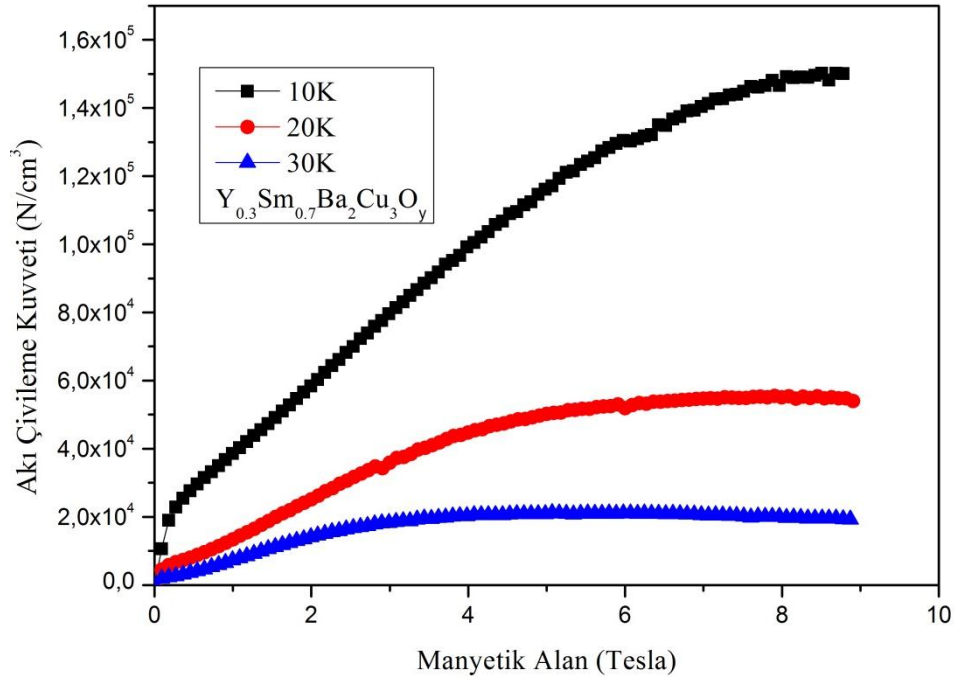
Şekil 4.34. $Y_{0,9}Sm_{0,1}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi



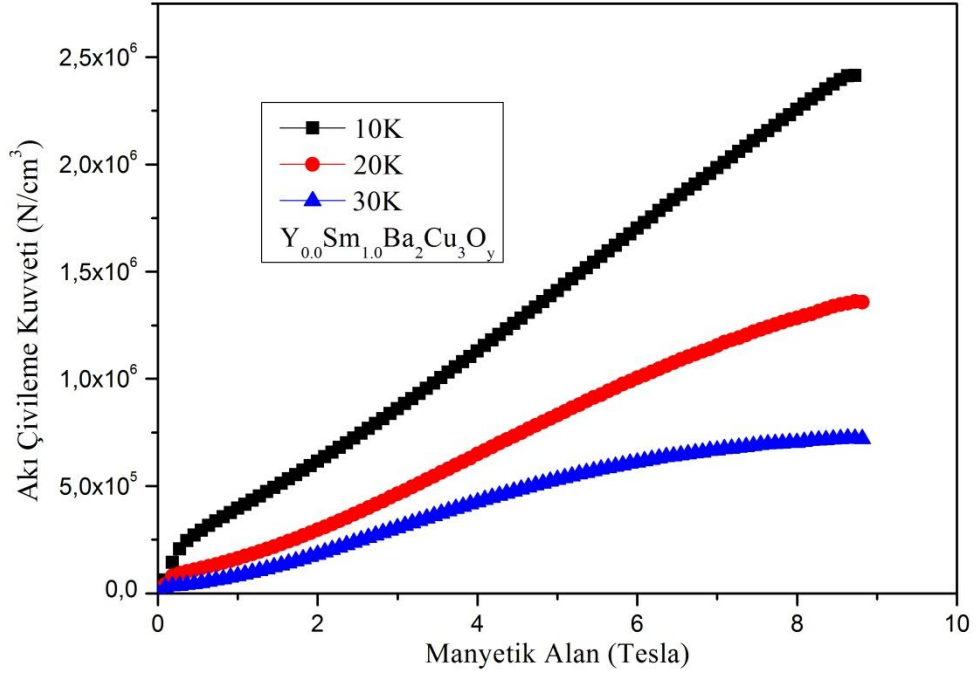
Şekil 4.35. $Y_{0,7}Sm_{0,3}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi



Şekil 4.36. $\text{Y}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi



Şekil 4.37. $\text{Y}_{0.3}\text{Sm}_{0.7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi



Şekil 4.38. $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin akı çivileme kuvveti-manyetik alan eğrisi

Şekil 4.33-38’de örneklerin manyetik akı çivileme kuvvetlerinin manyetik alana bağlı değişimleri verilmiştir. Bütün örneklere 930⁰C’de ısıtma işlemi uygulanmıştır. Malzemede homojen olmayan dağılım süperiletken özelliğinin olmadığı bölgeler meydana getirmektedir. Bu bölgeler manyetik akı merkezlerinin oluşmasına neden olmaktadır. Artan manyetik alanın kristal yapıyı bozarak manyetik akı merkezleri oluşturması sonucu manyetik akı çivileme kuvveti değerinin arttığı düşünülmektedir.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada Sm katkılmasının YBCO-123 süperiletken sistemi üzerine etkileri incelenmiştir. $Y_{1-x}Sm_xBa_2Cu_3O_y$ bileşiminden $0.0 \leq x \leq 1.0$ için örnekler hazırlanmış ve bütün örnekler $930^\circ C$ 'de ısıtılma işlemi uygulanmıştır. Üretilen örneklerin mikroyapısal, elektriksel ve manyetik özellikleri incelenmiştir. Süperiletken üretiminde en basit üretim yöntemi olan katıhal reaksiyon yöntemi kullanılmıştır. YBCO sistemi kolay bir şekilde bulk olduğu için, bu sistemin üretiminde çoğunlukla katıhal reaksiyon yöntemi tercih edilmektedir. Örneklerin XRD, SEM-EDAX, MR- T , M-H ve M- T deneysel ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

XRD analizine göre kristal yapıda a -, b - ve c - örgü parametrelerinde katkılama ile artış gözlenmiştir. YBCO sisteminin, ortorombik birim hücre boyutları yaklaşık olarak $a=3.818 \text{ \AA}$, $b=3.889 \text{ \AA}$ ve $c=11.668 \text{ \AA}$ 'dur. $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinin birim hücre boyutları $a=3.894 \text{ \AA}$, $b=3.840 \text{ \AA}$ ve $c=11.716 \text{ \AA}$ olup, en büyük birim hücre boyutuna sahiptir. Ayrıca piklerin konumunda sola doğru bir miktar kayma meydana gelmiştir. Buna göre Sm elementinin Y elementi ile yer değiştirdiği söylenebilir. Üretilen örneklerde YBCO-123 süperiletken sisteminin karakteristik pikleri dışında piklere rastlanmamıştır. Bütün örnekler ortorombik yapıda olup süperiletken özellik göstermiştir.

SEM analizinde örneklerinde tamamında, genellikle peritektik sıcaklık civarında gözlenen spiral büyüme gözlenmiştir. Örnekler üzerine uygulanan ısıtılma işlemi sıcaklığının biraz arttırılmasıyla, spiral büyümenin bir süre daha devam edebileceği tahmin edilmektedir. Bütün örnekler tanecikli yapıda olup tanecikler rastgele yönelim göstermiştir. Bütün örneklerde YBCO süperiletken sisteminin karakteristik özelliği olan kısmi erime gözlenmiştir.

EDAX analizine göre hazırlanan örneklerde Y, Sm, Ba ve Cu dışında başka bir elemente ait pik tespit edilmemiştir. Analiz sonucunda elementlerin kimyasal dağılımının yeterli homojen yapıda olduğu gözlenmiştir.

Manyetik alan altında direnç ölçümleri (MR- T) sonucuna göre artan katkılama ile $T_{c,başlangıç}$ değerleri bir miktar düşmüştür. Katkılamanın sistemde meydana getirdiği safsızlıklardan dolayı direnç değerinin arttığı düşünülmektedir. Artan manyetik alanla malzemede meydana gelen kristal yapı kusurlarının kritik sıcaklık değerini azalttığı söylenebilir. Bütün örneklerin manyetik alan altında süperiletken geçiş sıcaklığı aralığı (ΔT) artmıştır. Manyetik alan tanecikler arası

bağlantıları koparabilmekte, akı tüplerinin hareket etmesine neden olmakta ve bunun sonucunda direnç meydana getirmektedir. Oluşan dirençten dolayı süperiletken özellik olumsuz etkilendiği için geçiş sıcaklığı aralığı (ΔT) artmaktadır.

Manyetik ölçüm sonucunda $x=1.0$ katkılama miktarı ile sistemin manyetik özelliklerinin olumlu yönde değiştiği gözlenmiştir. En yüksek kritik akım yoğunluğu $Y_{0.0}Sm_{1.0}Ba_2Cu_3O_y$ örneğinde elde edilmiştir. Kritik akım yoğunluğu-manyetik alan grafiklerinde sıcaklığın artmasıyla, \vec{J}_c değerlerinin azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni sıcaklığın artmasıyla birlikte akı çivileme kuvvetinin azalmasıyla açıklanabilmektedir. Ayrıca manyetik alan arttıkça, \vec{J}_c önce aniden artmış H_{c1} değerinden sonra, manyetik alan malzemeye nüfuz etmeye başladığı için hızlı bir düşüş göstermiştir. \vec{J}_c değerinin manyetik alana bağlı bu değişim eğrisi balık kuyruğu modeli olarak bilinmektedir. Bu durum YBCO süperiletken sisteminin karakteristik bir özelliğidir. Manyetik akı çivileme kuvveti, $x=1.0$ katkılamalı örnek için en yüksek değerdedir. Sm elementinin sistemde kristal yapı kusurları meydana getirerek çivileme merkezi sayısını ve büyüklüğünü arttırdığı söylenebilir.

Sm elementinin iyonik yarıçapı $\sim 0.96\text{\AA}$ ve Y elementinin yarıçapı $\sim 0.89\text{\AA}$ olup, iyonik yarıçapların birbirine yakın olması Sm elementinin Y elementi ile yer değiştirebileceğini göstermektedir. Ayrıca Sm elementi Y elementi gibi +3 oksidasyon durumuna sahiptir. Paramanyetik özellik taşıyan Sm, belli bir sıcaklık değerine kadar diamanyetik malzemeler gibi kalıcı mıknatıslık göstermektedir. Yapılan çalışmalar YBaCuO ve SmBaCuO süperiletkenlerinin benzer özellikler taşıdığını ve Sm ile Y elementinin yer değiştirebileceğini göstermektedir.

YBCO süperiletkenine yapılan katkılama işlemlerinin temelde iki sebebi vardır. Birincisi, sistemin özelliklerini değiştirmek ve süperiletkenlik mekanizması ile ilgili daha fazla bilgi edinmektir. İkinci neden ise, sistemin yoğunluk, tanecik yapısı, kırılgenlik vb. fiziksel özelliklerini geliştirebilmektir. Katkılanan malzemenin iyonik yarıçapı, valans elektron yapısı, manyetik yapısı vb. özellikleri katkılama sonucunu etkileyen temel etkenlerdir. YBCO süperiletken sisteminin, hem anyonik hem de katyonik katkılamalara karşı uyumlu olduğu yapılan deneysel çalışmalar sonucu ispatlanmıştır. Yabancı atom katkılamaları araştırılırken, sistemin oksijen içeriği kontrol edilmelidir. Çünkü oksijen miktarı Cu-O₂ düzlemlerindeki taşıyıcıların yoğunluğunu etkiler ve kritik sıcaklık değerini belirler.

KAYNAKLAR

- [1] G. Zhao, *The pairing mechanism of high-temperature superconductivity: experimental constraints*, **Phys. Scr.** 83 (2011) 038302 (10pp).
- [2] Z. Wang, J.M. van Oort, M. X. Zou, *Development of superconducting magnet for high-field MR systems in China*, **Physica C** 482 (2012) 80–86.
- [3] P. Tixador, *Development of superconducting power devices in Europe*, **Physica C** 470 (2010) 971–979.
- [4] M. Combescot, W.V. Pogosov, O. Betbeder-Matibet, *BCS ansatz for superconductivity in the light of the Bogoliubov approach and the Richardson–Gaudin exact wave function*, **Physica C** 485 (2013) 47–57.
- [5] O. Sinanoğlu, *Fizik, Kimya, Matematik Ana Terimleri Sözlüğü*, **Bilim+Gönül Yayınları**, Ocak 2010.
- [6] U. Topal, M. E. Yakinci, *Effects of grain boundaries on electrical and magnetic properties of melt-processed $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ superconductors*, **Materials Chemistry and Physics** 119 (2010) 182–187.
- [7] M. Tomita, Y. Fukumoto, K. Suzuki, A. Ishihara, M. Muralidhar, *Development of a compact, lightweight, mobile permanent magnet system based on high T_c Gd-123 superconductors*, **Journal of Applied Physics** 109, 023912(2011).
- [8] S.B. Guner, O. Gorur, S. Celik, M. Dogruer, G. Yildirim, A. Varilci, C. Terzioglu, *Effect of zirconium diffusion on the microstructural and superconducting properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors*, **Journal of Alloys and Compounds** 540 (2012) 260–266.
- [9] W. Lang, M. Marksteiner, M.A. Bodea, K. Siraj, J.D. Pedarnig, R. Kolarova, P. Bauer, K. Haselgrübler, C. Hasenfuss, I. Beinik, C. Teichert, *Ion beam irradiation of cuprate high-temperature superconductors: Systematic modification of the electrical properties and fabrication of nanopatterns*, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** 272 (2012) 300–304.
- [10] E. Diez-Jimenez, J.-L. Perez-Diaz, *Flip effect in the orientation of a magnet levitating over a superconducting torus in the Meissner state*, **Physica C** 471 (2011) 8–11.
- [11] D.V. Delft, *History and significance of the discovery of superconductivity by Kamerlingh Onnes in 1911*, **Physica C** 479 (2012) 30–35.
- [12] M.J.R. Sandim, D. Stamopoulos, L. Ghivelder, S.C.V. Lim, A.D. Rollett, *Paramagnetic Meissner Effect and AC Magnetization in Roll-Bonded Cu–Nb Layered Composites*, **J. Supercond Nov Magn** (2010) 23:1533-1541.
- [13] P.J. Ford, G. A. Saunders, *The Rise of the Superconductors*, **CRC Press**, Boca Raton, London, New York, Washington, D. C.2005. p.26.
- [14] J.E. Hirsch, *Hole core in superconductors and the origin of the Spin Meissner effect*, **Physica C** 470 (2010) 635–639.
- [15] E.G. Maksimov, *About Ginzburg -Landau, and a bit about others*, **Physics-Uspexhi** 53 (11) 1185-1190 (2010).
- [16] C.S. Lin, G. Tarantello, Y. Yang, *Solutions to the master equations governing fractional vortices*, **J. Differential Equations** 254 (2013) 1437–1463.
- [17] T. Koyama, M. Machida, *Nonlocal Ginzburg–Landau theory for superconductors*, **Physics C** (2012).
- [18] S. Fournais, A. Kachmar, M. Persson, *The ground state energy of the three dimensional Ginzburg–Landau functional. Part II: Surface regime*, **J. Math. Pures Appl.** 99 (2013) 343–374.
- [19] J. Fan, T. Ozawa, *Uniqueness of weak solutions to the Ginzburg-Landau model for superconductivity*, **Z. Angew. Math. Phys.** 63 (2012), 453–459.
- [20] M. Ögren, M.P. Sørensen, N.F. Pedersen, *Self-consistent Ginzburg–Landau theory for transport currents in superconductors*, **Physica C** 479 (2012) 157–159.
- [21] S.K. Turitsyn, B.G. Bale, M.P. Fedoruk, *Dispersion-managed solitons in fibre*

- systems and lasers*, **Physics Reports** 521 (2012) 135–203.
- [22] S. Fujita, S. Godoy, *Quantum Statistical Theory of Superconductivity*, **Kluwer Academic Publishers**, 1996. p.20.
- [23] M.L. Cohen, *Predicting and Explaining T_c and other properties of BCS superconductors*, **Modern Physics Letters B**, Vol. 24, No. 28 (2010) 2755–2768.
- [24] A.M. Gabovich, V.I. Kuznetsov, *What do we mean when using the acronym 'BCS'? The Bardeen–Cooper–Schrieffer theory of superconductivity*, **Eur. J. Phys.** 34 (2013) 371–382.
- [25] I.A. Parinov, *Microstructure and Properties of High-Temperature Superconductors*, **Springer Berlin Heidelberg New York**, 2007. p.16.
- [26] T.A. Coombs, *Superconductors, analysis and applications, with special reference to the utilisation of bulk (Re)BCO materials*, **Physica C** 470 (2010) 1845–1852.
- [27] I. Pallechi, M. Tropeano, G. Lamura, M. Pani, M. Palombo, A. Palenzona, M. Putt, *Upper critical fields and critical current densities of Fe-based superconductors as compared to those of other technical superconductors*, **Physica C** 482 (2012) 68–73.
- [28] K.A. Müller, T.W. Kool, *Properties of Perovskites and Other Oxides*, **World Scientific**, New Jersey, London, Singapore, Beijing, Shanghai, Hong Kong, Taipei, Chennai, 2010. p. 545.
- [29] I.O. Usov, P.N. Arendt, S.R. Foltyn, L. Stan, R.F. DePaula, T.G. Holesinger, *Contribution of ion beam analysis methods to the development of second generation high temperature superconducting wires*, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** 268 (2010) 2046–2050.
- [30] O. Gorur, G. Yildirim, S. P. Altintas, C. Terzioglu, *Role of Gd content in Cu(1) and Cu(2) sites on electrical, microstructural, physical, mechanical and superconducting properties of $YBa_2Cu_3xGdxO_{7-\delta}$ ceramics*, **J Mater Sci: Mater Electron** (2013) 24:1842–1854.
- [31] J. Tranquada, S.M. Hayden, *High T_c Materials*, **Neutron News**, Volume 21, Number 1, 2010.
- [32] A.S. Alexandrov, *High-temperature superconductivity: the explanation*, **Phys. Scr.** 83 (2011) 038301 (8pp).
- [33] M. Dogruer, G. Yildirim, A. Varilci, C. Terzioglu, *MgB₂ inclusions in Bi-2223 matrix: The evaluation of microstructural, mechanical and superconducting properties of new system, Bi-2223 + MgB₂*, **Journal of Alloys and Compounds** 556 (2013) 143–152.
- [34] A. R. Jha, *Superconductors Technology*, Applied Science & Technology Source, **WILEY**, 1988 1st Edition. p.3.
- [35] A. Pattanaik, S.K. Meher, P. Nayak, *Magnetization Study of Hg and Tl based High Temperature Superconductors in Mixed State*, **J Supercond Nov Magn** (2012) 25:1867–1872.
- [36] M. Zehetmayer, *A review of two-band superconductivity: materials and effects on the thermodynamic and reversible mixed-state properties*, **Supercond. Sci. Technol.** 26 (2013) 043001 (36pp).
- [37] S. Hata, H. Sostiati, Y. Shimada, A. Matsumoto, K. Ikeda, H. Nakashima, H. Kitaguchi, H. Kumakura, *Imperfection of microstructural control in MgB₂ superconducting tapes fabricated using an in-situ powder-in-tube process: toward practical applications*, **J Mater Sci** (2013) 48:132–139.
- [38] M.E. Yakinci, Z.D. Yakinci, M.A. Aksan, Y. Balci, *Improved superconducting properties of MgB₂ thin films fabricated by ultrasonic spray pyrolysis method at high temperature*, **Cryogenics** 52(2012)749–754.
- [39] E.H. Brandt, *The vortex lattice in type-II superconductors: Ideal or distorted, in bulk and films*, **Phys. Status Solidi B** 248, No. 10, 2305–2316 (2011).
- [40] R.F. Hung, D. Berco, I.Ya. Shapiro, B. Shapiro, B. Rosenstein, *Electrodynamics of type-II superconductor with periodic pinning array*, **Computer Physics Communications** 182 (2011) 81–83.

- [41] T. Yanagisawa, Y. Tanaka, I. Hase, K. Yamaji, *Ginzburg–Landau theory of multi-band superconductivity and applications to Fe pnictides*, **Physica C** 471 (2011) 675–678.
- [42] K. Deguchi, T. Okuda, H. Hara, S. Demura, T. Watanabe, H. Okazaki, M. Fujioka, S. J. Denholme, T. Ozaki, T. Yamaguchi, H. Takeya, F. Saito, M. Hisamoto, Y. Takano, *Tartaric acid in red wine as one of the key factors to induce superconductivity in $FeTe_{0.8}S_{0.2}$* , **Physica C** 487 (2013) 16–18.
- [43] D. J. Singh, *Magnetism and Superconductivity in Iron Pnictides*, **Acta Physica Polonica A**, Vol. 121 (2012).
- [44] I. R. Shein, A. L. Ivanovskii, *Electronic bands, Fermi surface, and elastic properties of new 4.2 K superconductor SrPtAs with a honeycomb structure from first principles calculations*, **Physica C** 471 (2011) 594–596.
- [45] A.R. Jurelo, F.C. Serbena, G.B. de Souza, C.E. Foerster, N.B. Sabino, S.A. da Silva, C.S. Lopes, J.L.P. Júnior, *Nanoscratch in highly oriented $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ superconductor*, **Wear** 303 (2013) 78–82.
- [46] V.L. Ginzburg, E.A. Andryushin, *Superconductivity*, **World Scientific Publishing Company**, 2004.
- [47] <http://cesur.ankara.edu.tr/superiletkenlik-hakkinda/temel-ozellikler/>, 28 Mayıs 2013
- [48] A. Changjan, P. Udomsamuthirun, *Critical magnetic field ratio of anisotropic magnetic superconductors*, **Physica C** 471 (2011) 23–25.
- [49] A. Mourachine, *Room- Temperature Superconductivity*, **Cambridge International Science Publishing**, 2004. p.26-36.
- [50] <http://www.supraconductivite.fr/en/index.php?p=supra-levitation-phase-more>, 2 Haziran 2013.
- [51] T. Matsushita, *Flux Pinning in Superconductors*, **Springer-Verlag** Berlin Heidelberg, 2007.
- [52] A.M. Gulian, G.F. Zharkov, *Nonequilibrium Electrons and Phonons in Superconductors: Selected Topics in Superconductivity*, **Kluwer Academic Publishers**, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, 2002. p.13.
- [53] T.P. Shean, *Introduction to High-Temperature Superconductivity*, **Kluwer Academic Publishers**, New York, Boston, Dardrecht, London, Moscow, 2002. p.23.
- [54] J. Nee, *Nonlinear integral equation from the BCS gap equations of superconductivity*, **Nonlinear Analysis: Real World Applications** 11 (2010) 190-197.
- [55] S. Feng, Z. Huang, H. Zhao, *Doping dependence of Meissner effect in cuprate superconductors*, **Physica C** 470 (2010) 1968–1976.
- [56] V.V. Schmidt, *The Physics of Superconductors: Introduction to Fundamentals and Applications*, **Springer- Verlag** Berlin Heidelberg New York, 1997. p.4.
- [57] L.N. Cooper, D. Feldman, *BCS: 50 Years*, **World Scientific**, New Jersey, London, Singapore, Beijing, Shanghai, Hong Kong, Taipei, Chennai, 2011. p. 6.
- [58] M.E. Yakıncı, *Süperiletkenlik Ders Notları*, **İnönü Üniversitesi**, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Malatya, 2011.
- [59] S. Kruchinin, H. Nagao, S. Aono, *Modern Aspects of Superconductivity*, **World Scientific**, 2011. p.183-184.
- [60] S. Fujita, S. Goday, *Theory of High Temperature Superconductivity*, **Kluwer Academic Publishers**, New York, Boston, Dardrecht, London, Moscow, 2003.
- [61] J.E. Hirsch, *Correcting 100 Years of Misunderstanding: Electric Fields in Superconductors, Hole Superconductivity, and the Meissner Effect*, **J Supercond Nov Magn** (2012) 25:1357–1360.
- [62] F.J. Owens, Charles P. Poole Jr., *The New Superconductors*, **Kluwer Academic Publishers**, New York, Boston, Dardrecht, London, Moscow, 2002. p.64.
- [63] S.S.Tinchev, *Interface superconductivity–Possible origin of high critical temperature in layered superconductors* **Physica C** 470 (2010) 626–629.
- [64] J. Schmalian, *Failed Theories of superconductivity*, **Modern Physics Letters B**,

- Vol. 24, No. 27 (2010) 2679–2691.
- [65] <http://www.magnet.fsu.edu/education/tutorials/magnetacademy/superconductivity101/page5.html>, 19 Mayıs 2013.
- [66] K. Fossheim, A. Sudbo, *Superconductivity Physics and Application*, **The Norway University of Science and Technology Trondheim**, Norway, 2004. p.115.
- [67] A. Crisan, *SSEC2012 International Spring School and Educational Course*, İstanbul, 24-28 Nisan 2012.
- [68] C. P. Poole, *Handbook of Superconductivity*, **Academic Press**, London, 2000. p.54.
- [69] J. L. Peter, *Engineering Superconductivity*, **John Wiley**, New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto, 2001. p.177-363.
- [70] M. Crisan, *Theory of Superconductivity*, **World Scientific**, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1989. p.278.
- [71] P. Brusov, P. Brusov, *Collective Excitations in Unconventional Superconductors and Superfluids*, **World Scientific**, New Jersey, London, Singapore, Beijing, Shanghai, Hong Kong, Taipei, Chennai, 2010. p.607.
- [72] H. Tovar, J. Fortier, *Superconducting Magnets and Superconductivity: Research, Technology and Applications*, **Nova Science Publishers Inc.**, New York, 2009. p.57-200.
- [73] S. Altın, M.A. Aksan, M.E. Yakıncı, Y. Balçı, *The single crystal superconducting Bi-2212 whiskers fabrication and their thermal transport properties*, **Journal of Alloys and Compounds** 502 (2010) 16–23.
- [74] S. Altın, M.A. Aksan, M.E. Yakıncı, *Fabrication of single crystalline Bi-2212 whiskers from Ga added Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O_x composition and their thermal, structural, electrical and magnetic properties*, **Materials Chemistry and Physics** 133 (2012) 706– 712.
- [75] B. Özkurt, M.A. Madre, A. Sotelo, M.E. Yakıncı, B. Özçelik, J.C. Diez, *Relationship Between Growth Speed and Magnetic Properties in Bi-2212/Ag Textured Composites*, **J Supercond Nov Magn** (2013) 26:1093–1098.
- [76] W.H. Fietz, R. Heller, S.I. Schlachter, W. Goldacker, *Application of high temperature superconductors for fusion*, **Fusion Engineering and Design** 86 (2011) 1365–1368.
- [77] W.H. Fietz, C. Barth, S. Drotziger, W. Goldacker, R. Heller, S.I. Schlachter, K.-P. Weiss, *Prospects of High Temperature Superconductors for fusion magnets and power applications*, **Fusion Engineering and Design** (2013).
- [78] N. Amemiya, K. Takahashi, H. Otake, T. Nakamura, Y. Mori, T. Ogitsu, K. Koyanagi, A. Osanai, T. Yoshiyuki, K. Noda, M. Yoshimoto, *Research and development of fundamental technologies for accelerator magnets using high T_c superconductors*, **Physica C** 482 (2012) 74–79.
- [79] C.W. Chu, *A possible approach from BCS through HTS to RTS with three examples*, **Physica C** 482 (2012) 33–44.
- [80] S. Suzuki, K. Fukuda, *Magnesium (MgB₂) Superconductor Research*, **Nova Science Publishers, Inc.**, New York, 2009. p.2.
- [81] M. Ranot, W.N. Kang, *MgB₂ coated superconducting tapes with high critical current densities fabricated by hybrid physicochemical vapor deposition*, **Current Applied Physics** 12 (2012) 353-363.
- [82] K. Yonekura, T. Fujiyoshi, T. Sueyoshi, K. Okita, T. Doi, K. Yoshihara, S. Awaji, K. Watanabe, *MgB₂ thin films with high J_c fabricated on Al tape substrates by electron beam evaporation*, **Physica C** 480 (2012) 108–110.
- [83] H. Jiang, Z.Z. Dong, Y. Liu, Z. Ma, L. Yu, Qi Cai, *Phase formation and superconductive properties of Cu doped MgB₂ sintered with milled B powder*, **Physica C** 480 (2012) 67–70.
- [84] B.-H. Jun, S.-D. Park, C.-J. Kim, *Refinement and carbon incorporation effects on the superconducting properties of MgB₂ through wet milling process of low purity boron powder*, **Journal of Alloys and Compounds** 535(2012) 27–32.
- [85] Z.D. Yakıncı, Y. Aydoğdu, *Thickness Dependence of Critical Current Density in*

- MgB₂ Films Prepared by Thermal Evaporation Method*, **J Supercond Nov Magn** (2011) 24: 523–527.
- [86] E.T. Koparan, A. Surdu, A. Sidorenko, E. Yanmaz, *Artificial pinning centers created by Fe₂O₃ coating on MgB₂ thin films*, **Physica C** 473 (2012) 1–5.
- [87] M. G. Babaoğlu, S. Safran, Ö. Çiçek, H. Ağıl, E. Ertekin, Md. Shahriar, A. Hossain, E. Yanmaz, A. Gencer, *Microstructural and superconducting properties of C₆H₆ added bulk MgB₂ superconductor*, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials** 324 (2012) 3455–3459.
- [88] M. Özabacı, M.A. Aksan, M.E. Yakinci, *Effect of Substrates on Superconducting Properties of MgB₂ Thick Films Fabricated by Spraying Method*, **J Supercond Nov Magn** (2011) 24: 357–363.
- [89] M.E. Yakıncı, Ph. D. Thesis, *Thick Film Glass-Ceramic Superconductor Fabrication*, **University of Warwick**, England, 1992.
- [90] M. Altunbaş, *II. Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu*, Malatya, **TÜBİTAK**, Temmuz 11-13 (2001), p.28-38.
- [91] M. Borowski, *Chemical Engineering Methods and Technology, Perovskites: Structure, Properties and Uses*, **Nova Science Publishers, Inc.**, New York, 2010. p.465-466.
- [92] K.N. Courtlandt, *Superconducting Cuprates; Properties, Preparation and Applications*, **Nova Science Publishers, Inc.**, New York, 2009. p.102-150.
- [93] J.G. Noudem, *Development of Shaping Textured YBaCuO Superconductors*, **J Supercond Nov Magn** (2011) 24: 105–110.
- [94] L. Calore, M.M. Rahman Khan, S. Cagliero, A. Agostino, M. Truccato, L. Operti, *Al doping influence on crystal growth, structure and superconducting properties of Y(Ca)Ba₂Cu₃O_{7-y} whiskers*, **Journal of Alloys and Compounds** 551 (2013) 19–23.
- [95] W. Fan, Z. Zeng, *The electronic structure of grain-boundary of YBa₂Cu₃O₇ doped with 3d transition-metal atoms*, **Physica C** 471 (2011) 1606–1615.
- [96] C.Q. Guo, J. Yu, S.J. Hao, W.T. Jin, W. Guo, H. Zhang, *Low frequency phonon model in Y_xPr_{1-x}Ba₂Cu₃O₇ system*, **Physica C** (2013).
- [97] F. Soto, N. Cotón, J. D. Dancausa, J. M. Doval, A. Ramos-Álvarez, R. I. Rey, L. Rodríguez, C. Carballeira, J. Mosqueira, M. V. Ramallo, F. Vidal, *Precursor superconducting diamagnetism in YBa₂Cu₃O_{7-δ} with in-plane or intercalated magnetic impurities*, **Supercond. Sci. Technol.** 26 (2013) 045007 (7pp).
- [98] X.Q. Xu, Y.Q. Cai, C.X. Yang, X. Yao, S. Xu, A. Kortyka, R. Puzniak, *Effect of Pr doping on the growth and superconducting properties of (Y_{1-x}Pr_x)Ba₂Cu₃O_{7-δ}*, **Supercond. Sci. Technol.** 22 (2009) 015001 (6pp).
- [99] A.D. Bortolozzo, B. Ferreira, C.A.M. dos Santos, M.A. Neves, A.J.S. Machado, *Influence of the Ta doping on the peritectic transformation of YBaCuO superconductor*, **Physica C** 408–410 (2004) 876–878.
- [100] X.U. Sheng, G.U. Yangni, W.U. Xiaoshan, *Effects of Yb-doping on flux pinning properties in YBa₂Cu₃O_{7-δ}*, **Journal of Rare Earths** Vol. 28, Spec. Issue, Dec. 2010, p. 431.
- [101] H. Jian, Q. Li, D. Shi, L. Zhang, Z. Yang, S. Dou, X. Zhu, Y. Sun, *Preparation and properties of Y_{1-x}Ho_xBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films by TFA-MOD method*, **Physica C** 471 (2011) 1669–1674.
- [102] N. Akduran, *Gamma irradiation effects on EuBa₂Cu₃O₇ high temperature superconductor*, **Radiation Physics and Chemistry** 83 (2013) 61–66.
- [103] A.R. Jurelo, P.R. Júnior, C.S. Lopes, Y.A. Opatá, J.F.H.L. Monteiro, E.C. Siqueira, *Splitting of the pairing transition and coherence transition in R_{1-x}Ce_xBa₂Cu₃O_{7-δ} (R= Y, Er, Ho and Gd)*, **Supercond. Sci. Technol.** 25 (2012) 035001 (7pp).
- [104] Y.-J. Chen, K.H. Wu, C.W. Luo, J.-Y. Lin, J.Y. Juang, T.M. Uen, *Doping-Dependent Phase Diagram of Ca-Doped YBCO Observed by Femtosecond Spectroscopy*, **J Supercond Nov Magn** (2011) 24: 515–517.
- [105] H. Jian, D. Shao, Z. Yang, X. Zhu, Y. Sun, *Jc enhancement and flux pinning in Y_{1-x}*

- Gd_xBCO and (Gd, Eu) codoped Y_{0.9-y}Eu_yGd_{0.1} BCO thin films by TFA- MOD, Physica C 488 (2013) 39–45.*
- [106] K.M. Elsabawy, *Superconductivity, structure visualization, mechanical strength promotion and Raman spectra of hafnium-doped-123-YBCO synthesized via urea precursor route, Cryogenics 51 (2011) 452–459.*
- [107] N. Soyulu, C.C. Yahsi, S.P. Altintas, S. Nezir, C. Terzioglu, *The Structural and Electrical Study of Lu-Doped YBCO System, J Supercond Nov Magn (2013) 26:1945–1949.*
- [108] A. Öztürk, İ. Duzgun, S. Çelebi, *The effect of partial Lu doping on magnetic behaviour of YBCO (123) superconductors, Journal of Alloys and Compounds 495 (2010) 104–107.*
- [109] B.J. Kim, J.H. Yu, J.B. Lee, Y.S. Yoo, J.G. Kim, H.G. Lee, G.W. Hong, *The effects of Sm and Y addition on the properties of YBCO thin film prepared by a DCA-MOD method, Physica C 469 (2009) 1357–1360.*
- [110] M. Matsukawa, H. Noto, A. Tamura, H. Furusawa, X. Yao, S. Nimori, N. Kobayashi, Y. Shiohara, *In-plane thermal conductivity of large single crystals of Sm-substituted (Y_{1-x}Sm_x)Ba₂Cu₃O_{7-δ}, Supercond. Sci. Technol. 19 (2006) 777–782.*
- [111] L. Medici, A. Morone, *Structural surface analysis of Sm₁Ba₂Cu₃O_{7-δ} thin film by pulsed laser deposition, Journal of Physics and Chemistry of Solids 67 (2006) 41–42.*
- [112] L. Zhang, X.B. Xu, Q. Qiao, X. Yao, Q.H. Wang, S.Y. Ding, *Surface barrier and bulk pinning in an SmBa₂Cu₃O_{7-y} single crystal, Supercond. Sci. Technol. 19 (2006) S443–S446.*
- [113] P.F. Wang, G.F. Zhang, L.H. Jin, W.W. Yan, Y. Shen, Y. Wang, C. S. Li, Y. F. Lu, *Effects of Sm-doping on Structures and Properties of YBCO Coated Conductors Fabricated by TFA-MOD Process, J Supercond Nov Magn (2012) 25:261–266.*
- [114] U. Topal, L. Dorosinskii, H. Sozeri, *Effect of neutron irradiation on pinning in SmBaCuO and YBaCuO superconductors, Physica C 407 (2004) 49–54.*
- [115] S. Çelebi, A. Öztürk, I. Karaca, U. Kölemen, *The Effect of Potassium Doping on Resistive Transitions and Transport Critical Current of Bulk YBCO high-T_c Superconductors, Turk J Phy 24 (2000) 567-576.*
- [116] J.L. Gonzalez, C.K. Piumbini, W.L. Scopel, F. Deleprani, A. Gomes, A. Cunha, *Pore structure dependence with the sintering time for dense ceramic bulk YBa₂Cu₃O_y, Ceramics International 39 (2013) 3001–3006.*
- [117] A. Aydiner, E. Yanmaz, *Numerical Calculation of Trapped Magnetic Field for Single and Multiple Bulk Superconductors, J Supercond Nov Magn (2010) 23: 457–463.*
- [118] W.M. Yang, X.X. Chao, F.X. Guo, J.W. Li, S.L. Chen, *Magnetic Levitation And Its Application For Education Devices Based On YBCO Bulk Superconductors, Physica C (2013)00136-6.*
- [119] M. Tomita, M. Murakami, *High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K, Nature, Vol 421, 2003.*
- [120] <http://www.magnet.fsu.edu/education/tutorials/magnetacademy/superconductivity101/maglev.html>, 21 Mayıs 2013.
- [121] A. Weibel, R. Bouchet, F. Boulc’h, P. Knauth, *The Big Problem of Small Particles: A Comparison of Methods for Determination of Particle Size in Nanocrystalline Anatase Powders, Chem. Mater. 2005, 17, 2378-2385.*
- [122] V.D. Mote, Y. Purushotham, B.N. Dole, *Williamson-Hall analysis in estimation of lattice strain in nanometer-sized ZnO particles, Journal of Theoretical and Applied Physics 2012, 6:6.*
- [123] A. Aydiner, B. Çakır, H. Seki, M. Başoğlu, A. Wongsatanawarid, M. Murakami, E. Yanmaz, *The Effect of Y₂O₃ Buffer Layer on the Magnetic Properties of Melt-Processed YBCO Superconductor, J Supercond Nov Magn (2011) 24:1397–1401.*
- [124] H. Lei, K.Wang, R. Hu, H. Ryu, M. Abeykoon, E.S. Bozin, C. Petrovic,

- Iron chalcogenide superconductors at high magnetic fields*, **Sci. Technol. Adv. Mater.** 13 (2012) 054305 (23pp).
- [125] B. Özkurt, B. Özçelik, *Effect of Nd-Substitution on Thermally Activated Flux Creep in the $Bi_{1.7}Pb_{0.3-x}Nd_xSr_2Ca_3Cu_4O_{12+y}$ Superconductors*, **J Low Temp Phys** (2009) 156: 22–29.
- [126] D. Yazıcı, M. Erdem, B. Özçelik, *Effect of High Valancy Cations on the Intergranular Pinning Energies of $(Bi-Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ Samples*, **J Supercond Nov Magn** (2012) 25:1811–1816.
- [127] K. Öztürk, Ş. Çelik, E. Yanmaz, *Gadolinium diffusion-doping for enhancing activation energy in superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* , **Journal of Alloys and Compounds** 462 (2008) 19–23.
- [128] E.S. Otabe, M.N. Hasan, T. Matsushita, *A standard method of measurement of the irreversibility field for bulk RE-123 superconductors*, **Supercond. Sci. Technol.** 18 (2005) S219–S222.
- [129] C.D. Dewhurst, Wai Lo, Y.H. Shi, D.A. Cardwell, *Homogeneity of superconducting properties in $SmBa_2Cu_3O_{y-\delta}$ seeded melt processed YBCO*, **Materials Science and Engineering B53** (1998) 169-173.
- [130] J. Hānisch, N. Kozlova, C. Cai, K. Nenkov, G. Fuchs, B. Holzapfel, *Determination of the irreversibility field of YBCO thin films from pulsed high-field Measurements*, **Supercond. Sci. Technol.** 20 (2007) 228–231
- [131] G. Fuchs, K. Nenkov, G. Krabbes, L. Shlyk, R. Weinstein, A. Gandini, R. Sawh, B. Mayes, D. Parks, *Bulk YBCO with discontinuous irradiation defects: Bose-glass behaviour and very high critical current densities*, **Journal of Physics: Conference Series** 97 (2008) 012080.
- [132] K. Iida, N. Hari Babu, Y. Shi, D. A. Cardwell, *Seeded infiltration and growth of large, single domain Y–Ba–Cu–O bulk superconductors with very high critical current densities*, **Supercond. Sci. Technol.** 18 (2005) 1421–1427.
- [133] C. Leblond, I. Monot, J. Provost, G. Desgardin, *Optimization of the texture formation and characterization of large size top-seeded-melt-grown YBCO pellets*, **Physica C** 311(1999). 211–222.

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad: Emine ÇAKAN

Doğum Yeri/Tarihi: Malatya-01/08/1985

e-posta: emncakan@hotmail.com

Lisans: İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü

KATILDIĞI BİLİMSEL ETKİNLİKLER

1. 24. Ulusal Fizik Kongresi, Malatya, 2007.
2. UAK2012 Ulusal Astronomi ve Uzay Bilimleri Kongresi, Malatya, 2012.
3. International Spring School and Educational Courses (SSEC), İstanbul, 2012.
4. International Conferance on Superconductivity and Magnetism (ICSM), İstanbul, 2012.