

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YBaCuO (123) SÜPERİLETKEN SİSTEMİNDE Y YERİNE KİSMİ Dy
KATKISININ ETKİLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mustafa DOĞAN

AĞUSTOS 2011
TRABZON

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**YBaCuO (123) SÜPERİLETKEN SİSTEMİNDE Y YERİNE KİSMİ Dy
KATKISININ ETKİLERİNİN İNCELENMESİ**

Mustafa DOĞAN

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

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 02.08.2011
Tezin Savunma Tarihi : 18.08.2011**

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK

Trabzon 2011

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Mustafa DOĞAN tarafından hazırlanan

**YBaCuO (123) SÜPERİLETKEN SİSTEMİNDE Y YERİNE KİSMİ Dy
KATKISININ ETKİLERİNİN İNCELENMESİ**

başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 02 / 08 / 2011 gün ve 1416 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 18 / 08 / 2011 tarihinde yapılan sınavda

YÜKSEK LİSANS TEZİ

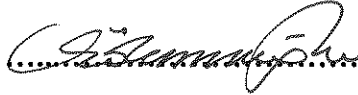
olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri


Başkan : Doç. Dr. Kemal ÖZTÜRK

.....

Üye : Doç. Dr. Uğur KÖLEMEN

.....

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK

.....

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Yüksek lisans öğrenimim süresince her konuda yardımlarını esirgemeyen ilk danışmanım değerli hocam sayın Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ'ye teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez çalışması süresince kendisine her başvurduğumda, zaman ve mekan kavramını önemsemeden hiçbir zaman hayır demeyen kendisinden bilgi yönünden çok şeyler öğrendiğim danışmanım değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK'e teşekkürü bir borç bilirim.

Beni bu günlere getiren sevgili Anneme ve Babama...

Tez süresince hiçbir desteği benden esirgemeyen, sabırla her konuda destek olan sevgili eşim Sibel'e...

Ve oğlum Kerem Bahadır'a....

Sonsuz teşekkürler.

Mustafa DOĞAN

Trabzon 2011

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “YBaCuO (123) SÜPERİLETKEN SİSTEMİNDE Y YERİNE KİSMİ Dy KATKISININ ETKİLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Yrd. Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK’ün sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 02/08/2011



Mustafa DOĞAN

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET.....	VII
SUMMARY.....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XIII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Kritik Sıcaklık.....	3
1.3. Nüfuz Derinliği.....	4
1.4. Eş Uyum Uzunluğu.....	5
1.5. BCS Teorisi.....	5
1.6. Süperiletkenlik Çeşitleri.....	9
1.6.1. I.Tip Süperiletkenler ve Kritik Manyetik Alan (H_c).....	9
1.6.2. I.Tip Süperiletkenlerde Kritik Akım (I_c).....	11
1.6.3. II.Tip Süperiletkenler ve Kritik Manyetik Alanları (H_{c1} , H_{c2}).....	12
1.6.4. II.Tip Süperiletkenlerde Kritik Akımlar.....	16
1.7. Akı Çivilemesi.....	18
1.8. Tersinir ve Tersinmez Manyetizasyonlar.....	20
1.9. Histeresiz İlmeklerinden Kritik Akım Yoğunluğu (J_c) Elde Edilmesi.....	21
1.10. AC Manyetik Alınganlık.....	23
1.11. Bean Kritik Hal Modeli.....	25
1.12. YBaCuO (123) Bileşiklerinin Kristal Yapısı.....	29
1.13. YBaCuO (123) Sistemine Yapılan Katkılar.....	30
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	35

2.1.	Dy _x Y _{1-x} Ba ₂ Cu ₃ O _{7-δ} (x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0) Süperiletken Numunelerin Hazırlanması.....	35
2.2.	Kalsinasyon İşlemi.....	36
2.3.	Sinterleme İşlemi.....	37
2.4.	Deneysel Ölçümler	38
2.4.1.	X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri.....	38
2.4.2.	Manyetizasyon Ölçümleri.....	39
2.4.3.	Manyetik Alınganlık Ölçümleri.....	39
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA.....	41
3.1.	Giriş	41
3.2.	X-Işını Kırınımı (XRD) Analizi	41
3.3.	Uygulanan Alanın Fonksiyonu Olarak Manyetizasyon Ölçümleri.....	47
3.4.	Kritik Akım Yoğunluğu Hesapları	55
3.5.	Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Manyetizasyon Ölçümleri.....	63
3.6.	AC Manyetik Alınganlık Ölçümleri	65
4.	SONUÇLAR.....	72
5.	ÖNERİLER.....	75
6.	KAYNAKLAR.....	76
	ÖZGEÇMİŞ	

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

YBaCuO (123) SÜPERİLETKEN SİSTEMİNDE Y YERİNE KISMİ Dy KATKISININ
ETKİLERİNİN İNCELENMESİ

Mustafa DOĞAN

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK
2011, 81 Sayfa

Bu çalışmada, katıhal tepkime yöntemi ile hazırlanan YBaCuO (123) süperiletken sisteminde Y yerine Dy katkısının etkisi XRD ölçümleri, manyetizasyon ölçümleri, manyetik alınganlık ölçümleri ile araştırıldı. X-ışını kırınım desenlerinden, üretilen numunelerin ortorombik Y-123 yapısına sahip olduğu bulundu. Üretilen numunelerde Dy katkı oranı arttıkça örgü parametrelerinin arttığı belirlendi. Bu artışı, Dy atomunun iyonik yarıçapının (1.027 \AA), Y atomunun iyonik yarıçapına (1.019 \AA) göre büyük olmasına atfedildi. Yüksek maksimum alanlı ($H_{\text{maks}} = 20000 \text{ Oe}$) M-H ilmeklerinde, diyamagnetik özelliğinin paramanyetik özellik tarafından bastırıldığı ve manyetizasyonun pozitif değerler aldığı görüldü. Aynı zamanda Dy katkı miktarının artması ile paramanyetik etkinin kendisini daha fazla hissettirdiği gözlemlendi. $T=5 \text{ K}$, 20 K ve 77 K sıcaklıkları için, M-H ilmeklerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişim eğrilerinin maksimumları ($J_{c,\text{maks}}$) açısından, $x=0$ Dy katkı oranlı numune en yüksek değere sahip olduğu belirlendi. Fakat $T=5 \text{ K}$ sıcaklığı için sıfır alandaki kritik akım yoğunluğu en yüksek numune $x=0.6$ Dy katkı oranlı numunedir (9645 A/cm^2). Ayrıca, $T=20$ ve 77 K sıcaklıklarında yüksek alanlarda en büyük kritik akım yoğunluğuna sahip numune $x=0.6$ Dy katkı oranlı numunedir. Sıcaklığın fonksiyonu olarak manyetizasyon (M-T) ölçümlerinden ve AC alınganlık ölçümlerinden, kritik geçiş sıcaklıklarının (T_c) saf ($x=0$ katkı oranlı) numuneye göre, $x=0.2-0.6$ Dy katkı oranı aralığı için arttığı belirlendi. AC alınganlık verilerinden yararlanarak, $x=0$ ve $x=0.6$ Dy katkı oranlı numunelerin, taneler arası kritik akım yoğunluklarının sıcaklık bağılılıkları ($J_{cm}-T$) belirlendi. Her iki numunenin $J_{cm}-T$ değişiminin hemen hemen aynı olduğu görüldü. $x=0$ ve $x=0.6$ Dy katkı oranlı numunelerin AC alınganlık verilerinden $T=77 \text{ K}$ ve $H_{ac}=1 \text{ Oe}$ için elde edilen taneler arası kritik akım yoğunluğu değerlerinin, M-H eğrilerinden $T=77 \text{ K}$ için ve yaklaşık sıfır alan için elde edilen kritik akım yoğunluğu değerleri ile uyum içinde olduğu belirlendi.

Anahtar Kelimeler: YBaCuO (123) Süperiletkeni, Dy Katkısı, M-H Histeresiz İlmeği, Kritik Akım Yoğunluğu, AC Alınganlık

Master Thesis

SUMMARY

THE INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF PARTIAL Dy SUBSTITUTION FOR Y ON
YBaCuO (123) SUPERCONDUCTING SYSTEM

Mustafa DOĞAN

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Assist. Prof. Ali ÖZTÜRK
2011, 81 Pages

In this study, the effect of partial Dy substitution for Y on YBaCuO (123) superconductor prepared by solid state reaction method was investigated using XRD, magnetization and magnetic susceptibility measurements. From X-ray diffraction method, it was determined that the samples were in Y-123 orthorhombic structure and the lattice parameters increased with increasing Dy doping. This increment was attributed to the relatively larger ionic radius of Dy (1.027 \AA) comparing to that of Y atom (1.019 \AA). It was observed that in M-H loops with larger field ($H_{\max}=20000 \text{ Oe}$) the paramagnetic behavior were dominated by diamagnetic behavior and it was observed that magnetization had positive values. It was also observed that paramagnetic behavior was more significant with increasing Dy doping. It was determined that the sample with $x=0$ Dy doping had the highest critical current density in maximum ($J_{c,\max}$) as a function of magnetic field for $T=5, 20$ and 77 K . However, the sample with having the highest critical current density was one of having $x=0.6$ Dy doping for $T=5 \text{ K}$ (9645 A/cm^2). In addition, at larger magnetic fields it was found that the sample with $x=0.6$ Dy doping had the highest critical current density for $T=20 \text{ K}$ and 77 K . It was determined that the critical transition temperature (T_c) from magnetization (M-H) and AC susceptibility measurements as a function of temperature was increased for the doping of $x=0.2-0.6$ Dy as comparing to the pure sample ($x=0$ doping). The temperature dependence of intergranular critical current densities ($J_{cm}-T$) of $x=0$ and $x=0.6$ Dy doped samples were determined by using AC susceptibility data. It was observed that the both samples had almost same $J_{cm}-T$ change. It was observed that critical current densities of the samples with $x=0$ and $x=0.6$ Dy doping obtained from AC susceptibility values for $T=77 \text{ K}$ and $H_{ac}=1 \text{ Oe}$ were in an agreement with the critical current densities obtained from M-H curves for almost zero field for $T=77 \text{ K}$.

Key Words: YBaCuO (123) Superconductor, Dy Doping, M-H Hysteresis Loop, Critical Current Density, AC Susceptibility

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1. (a) Civa ve (b) Platin için direncin düşük sıcaklık değişimi.	1
Şekil 1.2. Magnetik akının süperiletkenin yüzeyinden içeri nüfuz etmesi	5
Şekil 1.3. İki elektron arasında örgü bozulmasından ortaya çıkan çekici etkileşme.	7
Şekil 1.4. I.Tip süperiletken için H-T eğrisi	10
Şekil 1.5. Meissner etkisinin şematik gösterimi.....	11
Şekil 1.6. II.Tip süperiletkenler için Manyetik Alan-Sıcaklık grafiği.....	13
Şekil 1.7. H_{c1} 'den daha büyük manyetik alan uygulandığındaki karışık durum. (a) Örgü kolları ve onunla ilişkili girdaplar. (b) Süperelektron konsantrasyonunun konumla değişimi. (c) Akı yoğunluğunun konumla değişimi.	15
Şekil 1.8. (a) I.Tip süperiletkenlerde, (b) II.Tip süperiletkenlerde ortalama manyetik akı yoğunluğu (B-H) ve ortalama manyetizasyonun uygulanan magnetik alana bağlılığı (M-H) diyagramları.	16
Şekil 1.9. a) Oldukça mükemmel, b) kusurlu II.tip süperiletken tellerin, geçen akıma dik uygulanan magnetik alanda, kritik akımlarının tipik değişimi.	18
Şekil 1.10.II.Tip süperiletkenler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980) (a) İdeal II.tip bir süperiletkenin manyetizasyonu. Mükemmel diyamanyetizma durumu H_{c1} 'in altında meydana gelir ve H_{c2} 'nin yukarısında malzeme normal duruma döner. (b) Gerçek bir II. Tip süperiletkenin manyetizasyonu. Eğri yalnızca H_{irr} 'in yukarısında tersinirdir. $H=0$ 'da manyetik akı tuzaklanır ya da malzeme içerisinde belli bir miktar akı çivilenir.....	21
Şekil 1.11. M-H eğrisinin ve (1.11) eşitliğinde terimlerin şematik gösterimi.	22
Şekil 1.12. Kritik hal modellerinde yaygın olarak kullanılan a) dilim ve b) silindir geometrisi.	26
Şekil 1.13.Silindir veya dilim geometrisi için Bean Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Negatif magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. İlk (virgin) eğri, ilk tam nüfuz alanına ulaşınca yani, $H_a=H^*$, sabit değere ulaşmaktadır. Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terk etmesini gösteren akı profilleri. Akı profilinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir. (d) Akı nüfuzu, (e) akı çıkışı esnasında numunede dolaşan kritik akım.	28
Şekil 1.14.Ortorombik $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletken bileşiğinin kristal yapısı.	30

Şekil 2.1. Kalsinasyon işlemi için sıcaklık-zaman grafiği.	37
Şekil 2.2. Sinterleme ve oksijen verme işlemi sıcaklık-zaman grafiği.	38
Şekil 2.3. PPMS (Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi).	40
Şekil 3.1. a) $x=0.0$, (b) $x=0.2$, (c) $x=0.4$, (d) $x=0.6$, (e) $x=0.8$ ve (f) $x=1$ katkılı numunelerin $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında x-ışını kırınım desenleri.	44
Şekil 3.2. Numunelerin x-ışını kırınımaları kullanılarak hesaplanan örgü parametreleri (a, b ve c) ve hacimlerinin(V), katkı miktarına göre değişimleri.	46
Şekil 3.3 $x=0.0$ katkılı (saf YBCO(123)) numunenin T=5 K, 20 K ve 77K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri.	48
Şekil 3.4. $x=0.2$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri.	49
Şekil 3.5. $x=0.4$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri.	49
Şekil 3.6. $x=0.6$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri.	50
Şekil 3.7. $x=0.8$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri.	50
Şekil 3.8. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin T=5 K sabit sıcaklığında ölçülen M-H ilmekleri.	51
Şekil 3.9. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin T=20 K sabit sıcaklığında ölçülen M-H ilmekleri.	51
Şekil 3.10. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin T=77 K sabit sıcaklığında ölçülen M-H ilmekleri.	52
Şekil 3.11. $x=0.2$ katkılı numunenin T=20 K sabit sıcaklığında, farklı iki maksimum alan değeri için ölçülen M-H ilmekleri.	53
Şekil 3.12. $x=0.4$ katkılı numunenin T=20 K sabit sıcaklığında, farklı iki maksimum alan değeri için ölçülen M-H ilmekleri.	54
Şekil 3.13. $x=0.2$ ve 0.4 katkılı numunelerin T=20 K sabit sıcaklığında farklı iki maksimum alan değeri için ölçülen M-H ilmekleri.	54
Şekil 3.14. $x=0.0$ katkılı (saf YBCO(123)) numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c -H eğrileri	56
Şekil 3.15. $x=0.2$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c -H eğrileri	56
Şekil 3.16. $x=0.4$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c -H eğrileri.	57
Şekil 3.17. $x=0.6$ katkılı numunenin T=5 K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c -H eğrileri.	57

Şekil 3.18. $x=0.8$ katkılı numunenin $T=5$ K ve 20 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c - H eğrileri.....	58
Şekil 3.19. Farklı katkılı numunelerin $T=5$ K sabit sıcaklığı için hesaplanan J_c - H eğrileri.....	59
Şekil 3.20. Farklı katkılı numunelerin $T=20$ K sabit sıcaklığı için hesaplanan J_c - H eğrileri.....	59
Şekil 3.21. Farklı katkılı numunelerin $T=77$ K sabit sıcaklığı için hesaplanan J_c - H eğrileri.....	60
Şekil 3.22. $x=0.2$ katkılı numunelerin $T=20$ K sabit sıcaklığında $H_{maks}=5000$ Oe ve $H_{maks}=20000$ Oe alanları için hesaplanan J_c - H eğrileri.....	62
Şekil 3.23. $x=0.4$ katkılı numunelerin $T=20$ K sabit sıcaklığında $H_{maks}=5000$ Oe ve $H_{maks}=20000$ Oe alanları için hesaplanan J_c - H eğrileri.....	62
Şekil 3.24. $H_{maks}=5000$ Oe için, $T=5$ ve 20 K'deki manyetizasyon-uygulan alan ilmeklerinden hesaplanan sıfır alan kritik akım yoğunluklarının ($J_{c,0}$ Oe) katkı miktarına (x) göre değişimi.	63
Şekil 3.25. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=20-100$ K aralığı ve belli sabit H alan şiddetleri için manyetizasyon-sıcaklık eğrileri.	64
Şekil 3.26. $x=0.0$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri.....	68
Şekil 3.27. $x=0.2$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri.....	68
Şekil 3.28. $x=0.4$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri.....	69
Şekil 3.29 $x=0.6$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri.....	69
Şekil 3.30. $x=0.8$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri.....	70
Şekil 3.31. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri.	70
Şekil 3.32. $x=0.0$ ve 0.6 katkılı numunelerin $T=70-95$ K sıcaklık aralığındaki taneler arası kritik akım yoğunluğu J_{cm} 'nin sıcaklıkla değişimi.....	72

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 2.1. Başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan toz bileşimleri ve miktarları	35
Tablo 2.2. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiğinin oksit bileşenlerinin miktarları.....	36
Tablo 3.1. X-ışını kırınım deseninden elde edilen pik şiddetlerinin katkı miktarına göre değişimi	42
Tablo 3.2. Hesaplanan a, b, c örgü parametreleri, V (hacim) değerleri ve ortorombiklik derecesinin katkı oranlarına (x) göre değişimleri	42
Tablo 3.3. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiği için, (A) Koutzarova vd. (2002)'nin ve (B) bu tez çalışmasında elde edilen örgü parametrelerinin karşılaştırılması	43
Tablo 3.4. Manyetik ölçümlerde kullanılan dikdörtgenler prizması şeklindeki numunelerin boyutları.....	43
Tablo 3.5. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinin $H_{maks}=5000$ Oe için, $T=5, 20$ ve 77 K'deki manyetizasyon-uygulanan alan ilmeklerinden elde edilen J_c kritik akım yoğunlukları.....	60
Tablo 3.6. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinin manyetizasyon-sıcaklık (M-T) verilerinden elde edilen T_c kritik geçiş sıcaklıkları.....	65
Tablo 3.7. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinin A.C. manyetik alınganlık verilerinden elde edilen T_c kritik geçiş sıcaklıkları	67

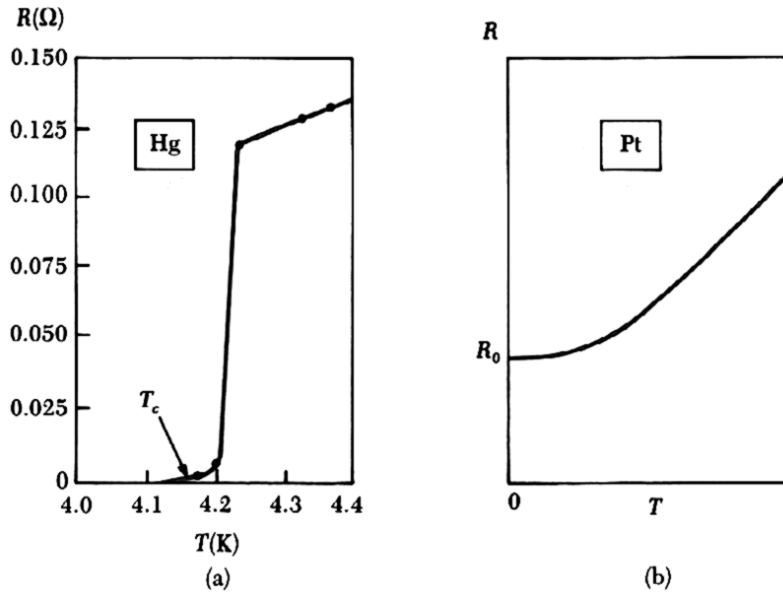
SEMBOLLER DİZİNİ

B	Numune İçindeki İndüksiyon (Magnetik Akı Yoğunluğu)
E	Elektrik Alan
F _P	Çivileme Kuvveti
F _L	Lorentz Kuvveti
H	Magnetik Alan
H _a	Uygulanan Magnetik Alan
H _c	Kritik Magnetik Alan
H _{c1}	Alt Kritik Alan
H _{c2}	Üst Kritik Alan
H*	İlk Tam Nüfuz Alanı
I _c	Kritik Akım
J _c	Kritik Akım Yoğunluğu
κ	Ginzburg Landau Parametresi
M	Magnetizasyon (Mıknatıslanma)
R	Direnç
T _c	Kritik Geçiş Sıcaklığı
V	Gerilim
χ	Magnetik Alınganlık
χ'	Magnetik Alınganlığın Gerçel Kısmı
χ''	Magnetik Alınganlığın Sanal Kısmı
Φ ₀	Magnetik Akı Kuantumu
λ	Nüfuz Derinliği
μ ₀	Boşluğun Magnetik Geçirgenliği
h	Planck sabiti
ξ	Eş Uyum Uzunluğu

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Süperiletkenlik 1908 yılında Hollandalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes'in kaynama sıcaklığı 4.2 K olan helyumu sıvılaştırması ile başlamıştır. 1911'de, Onnes ve yardımcısı metallere düşük sıcaklık dirençlerini incelerken süperiletkenlik olayını keşfettiler. İlk olarak platini incelediler. Platinin 0 K'e uzatılan öz direncinin numunenin saflığına bağlı olduğunu buldular. Daha sonra civayı incelediklerinde, direncinin 4.15 K'de çok keskin bir şekilde düşerek, ölçülemeyecek kadar küçük değerlere ulaştığını gördüler (Şekil 1.1).



Şekil 1.1. (a) Civa ve (b) Platin için direncin düşük sıcaklık değişimi.

T sıfıra giderken, sonlu bir dirence sahip olan Pt süperiletkenlik göstermemektedir. Onnes'in keşfini izleyen yıllarda, pek çok metalin T_c Kritik sıcaklığı olarak adlandırılan bir sıcaklığın altında sıfır dirence sahip oldukları bulunmuştur.

W. Hans Meissner, Robert Ochsenfold 1933 yılında süperiletkenlerin manyetik özelliklerini incelediler ve manyetik alanda soğutulan bir süperiletkenin, kritik sıcaklığın altına inildiğinde manyetik akıyı dışarıladığını buldular. Ayrıca, bu malzemelerin, kritik H_c manyetik alanlarından daha büyük manyetik alanlarda süperiletkenlik özelliklerini

kaybettikleri bulunmuştur. Süperiletkenliğin asıl doğası ve kökeni, John Bardeen, Leon N. Cooper ve J. Robert Schrieffer tarafından ilk defa 1957 de açıklanmıştır. BCS teorisi olarak bilinen bu teorinin ana teması, iki elektron arasında “Cooper Çiftleri” olarak bilinen bağlı bir halin oluşmasıdır. 1986 nın başlarında J. Georg Bednorz ve Carl Alex Müler, lantanyum, baryum ve bakırın bir oksidinde (LaBaCuO) 30 K üzerinde süperiletkenliğin olduğunu buldular. O zamana kadar T_c için bilinen en yüksek değer 23 K idi ve bu değer Niobyum ve Germanyumun bir bileşiğine aitti. Bu bakımdan yüksek sıcaklık süperiletkenliği diye adlandırılan bu buluş konuyu ileri götüren çok büyük bir gelişmedir (Serway, 1996). Wu ve arkadaşları YBaCuO içeren seramik süperiletken maddenin, sıvı azotun kaynama noktasından (77 K) daha yüksek bir sıcaklıkta yani 93 K civarında süperiletkenliğe geçtiğini buldular (Wu vd., 1987). Chu ve arkadaşları yer kürede nadir bulunan İtiryum (Y) elementinin yeni süperiletkenlerin önemli bir ögesi olmadığını gösterdikleri an süperiletkenlik çalışmalarında daha ileri bir adım atıldı. Chu ve grup arkadaşlarının önemli keşiflerinden sonraki yıl içerisinde ilgi, 100 K’den yukarı süperiletkenlik gösteren bileşiklerin benzer iki serisi üzerine odaklanmakla oldu. İlk olarak, Japonya’da $T_c = 105$ K olan BiSrCaCuO süperiletkenlik fazının varlığı rapor edildi (Maeda vd., 1988). Bu sistemin yapısı ve özellikleri Amerika’da Hazen ve arkadaşları gibi bir kaç grup tarafından çalışıldı (Hazen vd., 1988). Süperiletkenlerin bu yeni serisi, $n=1, 2$ ve 3 için sırasıyla 10, 85 ve 110 K’ lik T_c ile birlikte $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ yapısal formülüne sahipti. Sheng ve Hermann 1988’den sonra TlBaCaCuO sisteminde 100 K’in yukarısında süperiletkenlik gözlediler. 1993’de Hans Ott tarafından HgBaCaCuO sisteminin 130 K’in üzerinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığı gösterdiği açıklandı. Bu, talyumun yerinin civa tarafından doldurulması ile diğer CuO_2 düzlemleri ile tabakalanmış malzemelerdir (Schilling vd., 1993). Chu ve arkadaşları tarafından yapılan ilave çalışmalarda ise 150 kbar’a kadar basınca maruz bırakılan Civa temelli süperiletkenlerin T_c geçiş sıcaklığını, 150 K’den fazlasını bulmaya kadar götürdü (Chu vd., 1993). Halen elde edilen yeni süperiletkenler, bilinen yüksek sıcaklık süperiletkenlerine atom veya atomik düzlemlerin eklenmesi veya çıkarılmasıyla elde edilmektedir (Harshman ve Mills, 1991; Kölemen, 2002).

2001 yılında Akimitsu tarafından MgB_2 alaşımının $T_c=39$ K’de süperiletken olduğu açıklanmıştır (Nagamatsu, 2001). Bunun üzerine bor türü metal alaşımlar, özellikle de MgB_2 malzemesi üzerine yoğun çalışmalar yapılmıştır. MgB_2 bileşiğinin süperiletkenlik özelliğinin keşfedilmesinden sonra yapılan teorik ve deneysel çalışmalar BeB_2 , CaB_2 gibi

izoelektronik sistemlerin, geçiş metali diborürlerinin, $Mg_{1-x}Li_xB_2$, $Mg_{1-x}Na_xB_2$, $Mg_{1-x}Cu_xB_2$ gibi boşluk katkılanmış sistemlerin ve AgB_2 , AuB_2 şeklindeki soy metal diborürlerin MgB_2 'deki gibi yüksek T_c değerlerine sahip olup olmadıkları yönünde olmuştur (Buzea, 2001). Elde edilen sonuçlar ise MgB_2 'nin bor alaşımları içerisinde en yüksek kritik sıcaklık (T_c) değerine sahip olduğunu göstermektedir. 2008 yılında Hosono ve arkadaşları $La[O_{1-x}F_x]FeAs$ bileşiği için kritik sıcaklığı $T_c=26$ K olarak bulduklarında yeni bir yüksek sıcaklık süperiletken ailesi keşfedilmiş oldu. Bu alanda yapılan yoğun çalışmalar neticesinde çeşitli yapısal özelliklere sahip demir tabanlı süperiletken malzemeler bulunmuştur. Bu demir tabanlı süperiletken ailesi yapısal özelliklerine göre "1111", "111", "122", "11" tipi şeklinde dört grupta incelenmiştir. Bunların içinde geçiş sıcaklığı 56 K ile en yüksek olan $Gd_{1-x}Th_xFeAsO$ malzemesidir.

Günümüzde süperiletkenlik alanında yapılan çalışmalarda, üretilen süperiletkenlerin kritik sıcaklığının (T_c) ve kritik akım yoğunluğunun (J_c) iyileştirilmesi yanında şiddetli manyetik alan altında kayıpsız büyük akımlar taşıyabilecek kapasitede olması ve teknolojik açıdan verimli bir şekilde uygulanabilir olması hedef teşkil etmektedir. Bu sebeple, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde yapıya değişik elementler ilave edilerek veya katkı yapılarak, kritik sıcaklığı ve kritik akım yoğunluğunu yükseltmek amacıyla pek çok çalışma yapılmaktadır.

Bu tez çalışmasının amacı, $YBaCuO$ (123) süperiletken sisteminde Y yerine Dy katkısı yaparak, meydana gelen değişiklikleri belirlemek, elde edilen sonuçları yorumlayarak mekanizmayı anlamaya çalışmak ve süperiletkenlik parametrelerini iyileştirmeye çalışmaktır.

1.2. Kritik Sıcaklık

Bazı element, alaşım ve bileşiklerin direnç ve manyetik ölçümlerindeki ani değişimlere karşılık gelen sıcaklık kritik sıcaklıktır. Bu sıcaklık süperiletkenlikle ilgili temel özelliklerden biridir. Bir malzeme süperiletkenliğinin gerçekleştiği maksimum sıcaklıktır. Süperiletken malzeme bu sıcaklık değerinin altına kadar soğutulduğunda direnci birdenbire sıfıra gider ve malzeme tam bir diyamanyet gibi davranıp uygulanan manyetik alanı dışarılar. Kritik sıcaklık birkaç deneysel yöntemle belirlenir. Bir malzemenin direnci (R) veya özdirencinin (ρ), sıcaklığa göre ölçülmesi, malzemenin süperiletken olup olmadığının belirlenmesi için kullanılan tekniklerden biridir. Bunları

belirlemede en çok kullanılan yol ise dört nokta yöntemidir. Kritik sıcaklığı belirlemede kullanılan bir başka yaygın yöntem de AC alınganlık-sıcaklık ölçümüdür.

1.3. Nüfuz Derinliği

I.Tip süperiletkenlerde oluşan yüzey akımları, manyetik akının malzemenin iç noktalarından dışarlanması sonucunu doğurur. Gerçekte bu akımlar yalnızca malzemenin yüzeyindeki çok ince tabakasında oluşmazlar. Aksine bu akımlar yüzeyden malzemeye nüfuz ederek, sonlu kalınlıkta bir et tabakası üzerine dağılırlar. Herhangi bir voltaj olmaksızın süperiletkenin içinde akan bu akımlara perdeleyici akımlar ya da süper akımlar adı verilir. Bu süper akımların malzemede aktığı kalınlığa manyetik alanın nüfuz derinliği denir ve ile λ gösterilir (Şekil 1.2). Süperiletken malzeme bir manyetik alanda iken, malzeme içindeki manyetik akıyı sınırlayacak şekilde dolanan süper akımlar yüzey tabakası içinde akmalıdır. Bundan dolayı manyetik akı yoğunluğu malzemenin yüzeyinde hemen sıfıra düşmez. Yani manyetik akı yoğunluğu tam yüzeydeki $B(0)$ değerinden, sıfır değerine üstel olarak azalır. Malzemenin içindeki x mesafesinde akı yoğunluğu $B(x)$ değerine düşerse, nüfuz derinliği

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.1)$$

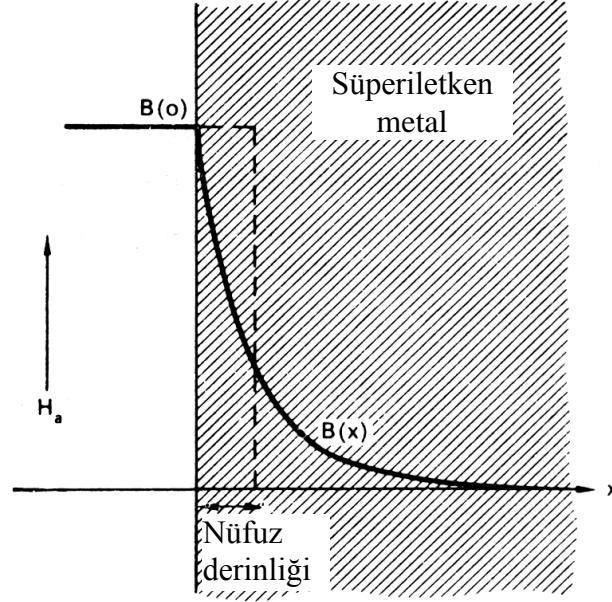
şeklinde değişir. Görüldüğü gibi, λ nın bir katına eşit derinliklerde magnetik akı çok küçük değerlere düşmektedir. λ 'nın tipik değeri, 10-100 nm arasındadır.

Nüfuz derinliği sıcaklığa bağlı olarak değişir. Nüfuz derinliği, sıcaklıkla deneysel olarak

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{1/2}} \quad (1.2)$$

bağıntısına göre değişmektedir. Burada $\lambda(0)$, $T=0$ K'deki nüfuz derinliğidir. T 'nin T_c 'ye yaklaşması halinde, λ nın sonsuz olacağı görülmektedir. Hatta malzeme süperiletken halde iken; T , T_c ye yaklaştıkça, uygulanan bir alan malzeme içinde daha derin noktalara nüfuz

eder. Sonuçta alanın bu nüfuzu, malzemenin tamamını kapsayarak onun normal hale gelmesini sağlar.



Şekil 1.2. Magnetik akının süperiletkenin yüzeyinden içeri nüfuz etmesi

Alanın nüfuz etmesi olayı, özellikle ince film yada ince toz süperiletkenleri ile çalışırken önem kazanır. Mesela film kalınlığı λ mertebesinde veya ondan küçükse, manyetik akı malzemenin tamamına kolaylıkla nüfuz eder ve akı dışarlanması tam olamaz.

1.4. Eş Uyum Uzunluğu

Süperiletkenlikle ilgili önemli bir parametrede eş uyum uzunluğu (coherence length) olarak bilinen ξ 'dir. Eş uyum uzunluğu ile ilgili birçok tanımlama vardır. Eş uyum uzunluğu, cooper çiftindeki elektronların birlikte kalabildiği uzunluk olarak düşünülebilir. Başka bir şekilde de eş uyum uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin oluşturulabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünülebilir. Eş uyum uzunluğu, normal ve süperiletken fazlar arasındaki bir ara seviyenin minimum genişliğinin bir ölçüsüdür. Eş uyum uzunluğu bir metalin normal durumda elektronlarının ortalama serbest yolunun uzunluğunun bir ölçüsüdür. Ortalama serbest yolu büyük olan bir metalin süperiletken durumda eş uyum uzunluğu da büyük olabilir. O halde eş uyum uzunluğu metalin saf olup

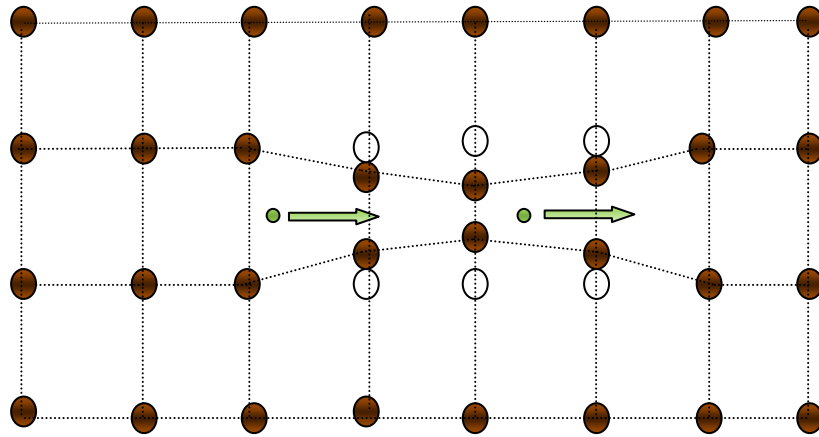
olmamasına bağlıdır. Metaldeki safsızlıklar ve kusurlar, normal durumda elektronların ortalama serbest yolunu azaltarak nüfuz derinliğini artırırken eş uyum uzunluğunu azaltmaktadırlar (λ ve ξ ters orantılıdır). Süperiletken malzemenin eş uyum uzunluğu ne kadar büyükse malzeme o kadar iyi bir süperiletken olarak tanımlanır. Eş uyum uzunluğu özellikle II.tip süperiletkenlerin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir. Çünkü Ginzburg-Landau parametresi $\kappa = \lambda/\xi$ oranındaki artış II.tip süperiletkenliği öne çıkarırken azalış I.tip bir süperiletkenliğe sebep olmaktadır. O halde I. tip süperiletkene safsızlıklar katılarak (λ 'yı büyüterek) kritik sıcaklıkta önemli bir değişiklik meydana gelmeden malzemenin I.tipten II. tip süperiletkene dönüşümü sağlanabilir. Sözgelimi saf kurşun I. tip bir süperiletkendir. Ama bu saf kurşuna, ağırlık olarak % 2 indiyum eklenmesiyle, T_c 'de önemli bir değişiklik olmadan II. tip süperiletkene dönüştürülebilir (Serway, 1996).

1.5. BCS Teorisi

Normal bir metalin öz direncinin bir kısmı, serbest elektronlarla metal örgüdeki ısı olarak yerlerinden ayrılmış iyonlar arasındaki çarpışmalardan kaynaklanmaktadır. Metal içinde hareket etmekte olan elektronlar, safsızlıklar ve diğer kusurlarla da karşılaşabilirler. Metallerde elektronlar her zaman çarpışmaya uğrayacaklarından; bilim adamları, süperiletken halin bu klasik modelle açıklanamayacağını fark ettiler. Süperiletkenlik olayı, tek bir elektronu madde içinde yayılan dalga olarak göz önüne alan basit mikroskopik kuantum mekaniksel modelle de anlayamamaktadır. Süperiletkenliğin bilinen özelliklerine dayanan pek çok teori ileri sürülmüştür. Ancak bu teorilerden hiçbiri süperiletkenliğin temel mekanizmasını açıklayamamaktadır. Yani elektronların nasıl olup da süperiletken hale geçtikleri ve bu halde iken niçin safsızlıklar ve örgü titreşimleri tarafından saçılmaya uğramadıklarını açıklayamamaktadır.

Süperiletkenlerin değişik özelliklerinin anlaşılmasında başarılı olan bu mikroskopik teori 1957 de John Bardeen, Leon Cooper ve John Schrieffer tarafından ortaya atılmıştır. 1950'de örgü titreşimlerinin süperiletkenlikte etkin rol oynadığı ve elektron fonon etkileşmesinin süperiletkenliğe neden olabileceği düşüncesi 1957 yılında kurulan BCS teorisinin temelini oluşturmuştur. Bu teorisin ana teması, aralarında bir tür çekici etkileşme bulunan iki elektronun Cooper çiftleri olarak bilinen bağlı durumlar oluşturmasıdır. Bu Cooper çiftleri eşit fakat zıt momentum ve spine sahip iki elektrondan oluşmaktadır. Elektronlar zıt momentum ve spine sahip oldukları zaman bağlanma enerjileri en büyük

değerini almaktadır. Elektronlar arasındaki bu çekim etkileşmesi, taban durumu (süperiletken) üst (normal) durumdan ayıran bir enerji aralığı oluşturur. Bu enerji aralığı fermi enerji düzeyine yerleşmiştir. Leon Cooper, örgü titreşimlerinin doğrudan bütün elektronları birleştirmekten sorumlu olduğunu farkına varmıştır. Bu titreşimler, elektronların bir takım halinde çiftlenmesini sağlamakta ve bunların kristal örgü içerisindeki engellerle karşılaşmadan aralarından geçmesini sağlamaktadır. Elektronlar arasındaki etkileşmede elektronların benzer yüke sahip olmalarından dolayı birbirlerini itmeleri gerekmesine karşın elektronların birbirini çekmesi oldukça ilgi çekici gelebilir. BCS teorisine göre bu örgü ile elektronlar arasındaki etkileşim şu şekilde açıklanabilir; süperiletken örgü içerisindeki pozitif yüklenmiş bir bölgeden negatif yüklü bir elektron geçtiğinde örgü uyarılır ve pozitif yüklerin hareketi ile örgüde bir büzülme meydana gelir. Bu da o bölgedeki pozitif yük konsantrasyonunun az bir miktarda artması sonucunu doğurur. Pozitif yüklerin bu hareketi örgüde momentum taşıyan bir dalga gibi yayılacaktır, yani elektron fonon salmaktadır. Elektron bu bölgeden çıkmadan ve örgü eski pozisyonuna dönmeye önce bu bölgede bulunan ikinci bir elektron bu fononu yutarak birinci elektronu takip eder, öndeki elektronun ikinci elektronu itmesi beklentisine rağmen elektronlar arasındaki bir miktar momentum değiş tokuşu ile birbirlerini çekmeleri sağlanmış olur. Şekil 1. 3. elektronların pozitif örgü iyonları arasındaki hareketi sırasında oluşan çekici etkileşmeden bir an görülmektedir.



Şekil 1.3. İki elektron arasında örgü bozulmasından ortaya çıkan çekici etkileşme

Sonuç olarak BCS Teorisine göre, elektronlar arasında coulomb ve fonon indüklemeli etkileşimleri sonucu oluşan net etkileşim çekimsel olduğunda metallere süperiletken davranış gösterirler. Öyleyse süperiletkenliğin oluşumu için elektronların cooper çiftleri oluşturmaları gerekiyor. Cooper çiftlerinin oluşması gerekli şartlar şöyle sıralanabilir;

a) Örgüdeki keyfi ısısal fonon sayısını azaltmak için sıcaklığın düşük tutularak süperiletkenlikle ilgili düzenli olayların oluşumu kolaylaştırılmalıdır.

b) Fermi enerjisinin hemen altında yer alan durumlardaki elektron sayısının büyük olması, ki bunlar enerji olarak Cooper çiftlerini oluşturabilen elektronlardır.

c) İki elektronun zıt-paralel spine sahip olmaları, bu durumda uzay özfonksiyonu ad-değiş tokuşuna göre simetrik olacaktır ki, bu da elektronların bir çift oluşturacak kadar birbirlerine yakın olmaları demektir.

d) Dışardan uygulanan elektrik alan olmadığında, çiftin iki elektronunun eşit büyüklükte ama ters yönde lineer momentuma sahip olmaları, çift oluşumundaki maksimum elektron sayısı katılımını kolaylaştırır. Cooper çiftindeki elektronlar momentumları değişmeyecek şekilde birbirlerini saçarlar. Zayıf bağlı oldukları için de sürekli parçalanırlar ve başka eşlerle olmak üzere bir araya gelerek yeni çiftler oluştururlar.

BCS teorisi düşük sıcaklık süperiletken malzemelerin büyük bir kısmına başarıyla uygulanmış olmasına karşın yeni yüksek sıcaklık süperiletken malzemeler için geçerli değildir. BCS teorisinin başarılı olduğu yönleri şu şekilde sıralayabiliriz;

a) Elektronlar arasındaki çekim etkileşmesi, taban durumu uyarılmış durumdan ayıran bir enerji aralığı oluşturur. Kritik alan, termal özellikler ve elektromagnetik özelliklerin çoğu enerji aralığının sonuçlarıdır.

b) Eş uyum uzunluğu ve sızma derinliği BCS teorisinin doğal bir sonucudur. London denklemi uzayda çok yavaş değişen magnetik alanlar için elde edilirken süperiletkenlerde ise Meissner olayı doğal yolla elde edilmiştir.

c) Enerji aralığı ve geçiş sıcaklığı arasındaki ilişki $E_g = 3.53 k_B T_c$ şeklindedir.

d) Bir süperiletken halkadan geçen akım kuantumludur ve etkin yük e nin iki katı; $2e$ dir (Serway, 1996).

1.6. Süperiletkenlik Çeşitleri

I.Tip ve II.Tip olmak üzere iki tip süperiletkenlik çeşidi vardır. Süperiletkenlerin tipini belirlemede Ginzburg-Landau parametresi ($\kappa = \lambda/\xi$) olarak bilinen nüfuz derinliğinin, uyum (koherens) uzunluğuna oranı kullanılır. I.Tip süperiletkenlik için $\kappa < 0.71$ oranı, II.Tip süperiletkenlik için $\kappa > 0.71$ oranı söz konusudur.

1.6.1. I.Tip Süperiletkenler ve Kritik Manyetik Alan (H_c)

Süperiletken halden normal hale dönünceye kadar manyetik akıyı, yüzeyindeki ince bir nüfuz derinliği hariç tamamen dışarlayan malzemeler I.Tip süperiletkenlerdir. Vanadyum (V) ve Niyobyum (Nb) hariç bütün süperiletken elementler ve bunların alaşımları I.Tip süperiletkenlerdiler. I.Tip süperiletkenler çok saf metallerdir ve süperiletken mıknatıslarda kullanmak için çok küçük kritik alanlara sahiptirler. H_c , kritik manyetik alan olarak nitelenen bir manyetik alanın varlığında, metalde süperiletkenliğin yok olduğu ve tekrar normal hale döndüğü keşfedilmiştir. I.Tip süperiletken için kritik manyetik alan sıcaklığa bağlıdır ve değeri

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

şeklinindedir. Buradaki H_{c0} , $T=0$ 'daki kritik manyetik alan, T_{c0} ise $H=0$ 'daki kritik sıcaklıktır. Şekil 1.4'de manyetik alanın sıcaklığa göre değişim grafiği gösterilmiştir.

Nüfuz derinliği ihmal edildiğinde numune içindeki manyetik akı için,

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \quad (1.4)$$

$$\mathbf{M} = (\mathbf{B}/\mu_0) - \mathbf{H} \quad (1.5)$$

bağıntısı yazılır. Burada M, manyetizasyon veya birim hacimdeki manyetik moment, μ_0 ise boşluğun manyetik geçirgenliğidir. H_c , numuneyi karakterize eden ve sıcaklığa bağlı kritik manyetik alan olmak üzere, I. Tip süperiletkenlerde $H < H_c(T)$ durumunda tüm numune

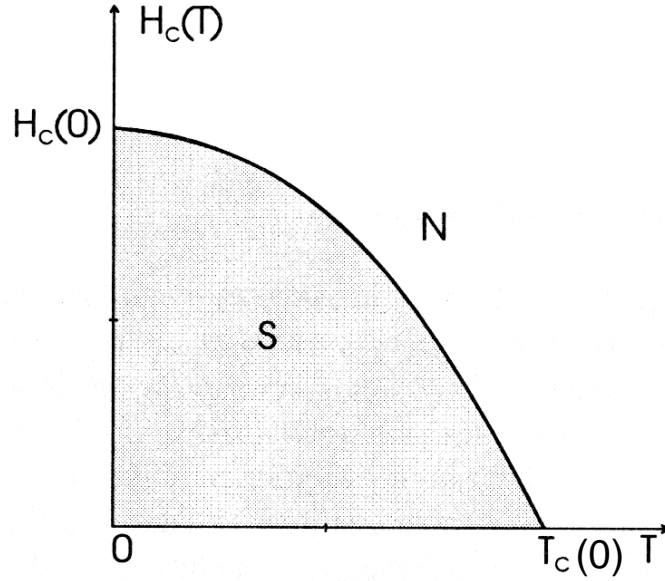
üzerindeki ortalama manyetik akı yoğunluğu $\mathbf{B} = 0$ olacağından (Meissner olayı), (1.5) ifadesinden manyetizasyon için

$$\mathbf{M} = -\mathbf{H} \quad (1.6)$$

ifadesi bulunur. Uygulanan manyetik alan $H > H_c(T)$ eşitsizliğini sağladığında ise numune normal haldedir ($\mathbf{M} = 0$) ve artık

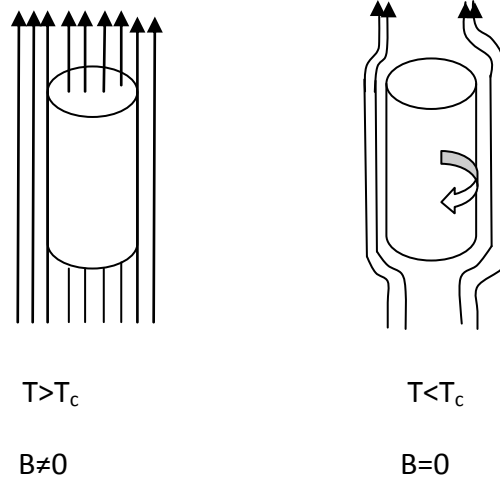
$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.7)$$

eşitliği geçerlidir.



Şekil 1.4. I.Tip süperiletken için H-T eğrisi.

Sabit bir manyetik alan içine konulan süperiletken numune $T > T_c$ iken manyetik alan çizgileri numuneye tamamen nüfuz eder. Numune $T < T_c$ olacak şekilde kritik alanın altına kadar soğutulursa süperiletken hale geçer. Numune normal halden süperiletken hale geçerken manyetik akı, indüklenen yüzey akımları tarafından dışarlanır. Buna Meissner olayı denir (Şekil 1.5).



Şekil 1.5. Meissner etkisinin şematik gösterimi

Malzeme süperiletken hale geçtiğinde yüzeyi boyunca dolaşan bir akım oluşur. Bu akım numunenin içindeki manyetik alanı sıfırlayacak şekilde bir manyetik alan üretir.

Numunenin içindeki dış manyetik alana karşı çıkacak şekilde bir yüzey akım dolanımı durumuna diamanyetik adı verilir. Bu durumda $\mathbf{M} = -\mathbf{H}$ 'dir. Numune içinde ise manyetik akı yoğunluğu $\mathbf{B}=0$ dir. Numunede herhangi bir gerilim olmadan içinde akan akımlara persistent (kalıcı) veya süper akımlar denir. Yani malzemede bir kere akım oluşturulunca bu akım uygulanan herhangi bir voltaj olmaksızın akmaya devam eder. Bu durumda numunede direnç sıfırdır ($R=0$).

1.6.2. I.Tip Süperiletkenlerde Kritik Akım (I_c)

Süperiletkenlerin önemli karakteristik özelliklerinden biri de, kayıpsız taşıyabilecekleri mümkün maksimum iletim akımı, yani kritik akım I_c 'dir. Kritik akımın değeri numune geometrisine ve kalitesine bağlıdır. Eğer akım bu kritik değeri aşarsa direnç ortaya çıkar.

Genelde, bir süperiletkenin yüzeyinde akan akıma iki katkı olabilir. Örneğin içinden bir batarya yardımıyla boyunca bir akım geçirilen bir süperiletken tel düşünelim. Bu akım, yükleri telin içine ve dışına taşıdığı için “iletim (transport) akımı” olarak adlandırılır. Tel uygulanan bir magnetik alan içerisindeyse, perdeleyici akımlar metalin içindeki akı yoğunluğunu iptal edecek şekilde dolanırlar. Bu perdeleyici akımlar iletim akımının üzerine ilave olurlar (süperimposed) ve herhangi bir noktadaki akım yoğunluğu \mathbf{J} ,

iletim akımından kaynaklanan \mathbf{J}_i ve perdeleyici akımlardan kaynaklanan \mathbf{J}_s bileşenlerinin toplamı olarak düşünülebilir:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_s \quad (1.8)$$

Herhangi bir noktadaki toplam akım yoğunluğu \mathbf{J} 'nin büyüklüğü kritik akım yoğunluğu \mathbf{J}_c değerini aştığında süperiletkenliğin bozulmasını bekleyebiliriz.

Bir süperiletken üzerinden akan toplam akım yeterince büyükse, yüzeydeki akım yoğunluğu \mathbf{J}_c kritik değerine ulaşacak ve yüzeyde bununla ilişkili manyetik alan şiddeti H_c değerine sahip olacaktır. Bunun tersi şekilde, yüzeydeki bir H_c manyetik alan şiddeti daima yüzey süperakım yoğunluğu \mathbf{J}_c ile ilişkilidir. Bu şu genel hipoteze gider: yüzeyde herhangi bir noktada, iletim akımı ve uygulanan manyetik alandan kaynaklanan toplam manyetik alan şiddeti kritik alan şiddeti H_c 'yi aştığında süperiletken sıfır direncini kaybeder (Silsbee, 1916). Süperiletkenin bir parçası boyunca direnç oluşturmaksızın geçirilebilen maksimum iletim akımı miktarı, bu parçanın kritik akımının ne olduğuna bağlıdır. Açık şekilde, uygulanan manyetik alan ne kadar güçlü ise kritik akım o kadar küçük olacaktır.

Uygulanan manyetik alan yoksa, sadece herhangi iletim akımı tarafından oluşturulan manyetik alan varsa, bu durumda kritik akım, iletkenin yüzeyinde kritik manyetik alan şiddeti H_c 'yi oluşturan akım olacaktır.

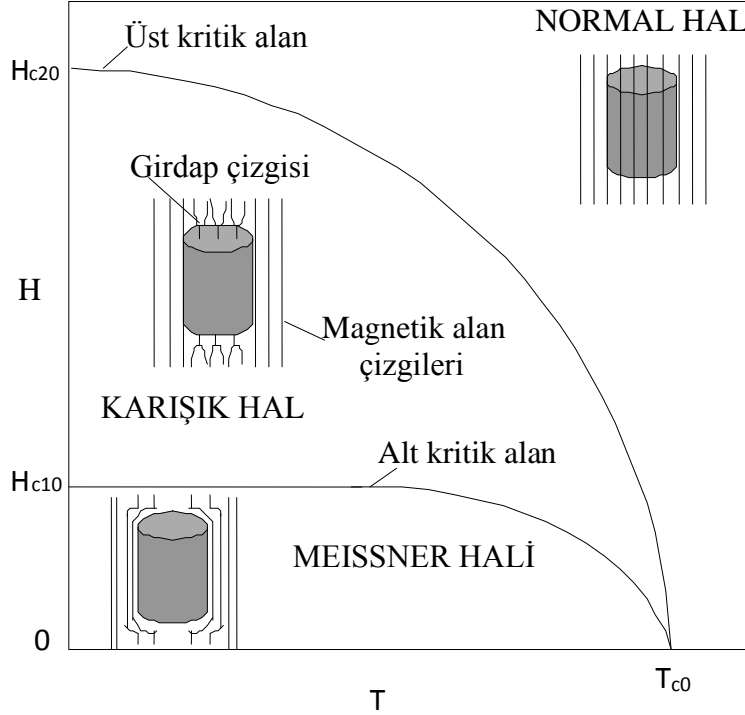
Kritik manyetik alan şiddeti H_c 'nin sıcaklığa bağlı olduğunu, sıcaklık yükseldikçe azaldığını ve geçiş sıcaklığı T_c 'de sıfıra düştüğünü biliyoruz. Bu kritik akım yoğunluğunun da sıcaklığa benzer halde bağlı olduğunu, kritik akım yoğunluğunun yüksek sıcaklıklarda azaldığını ifade eder. Bunun tersi şekilde, bir süperiletken bir akım taşıyorsa onun geçiş sıcaklığı azalır (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.6.3. II.Tip Süperiletkenler ve Kritik Manyetik Alanlar (H_{c1} , H_{c2})

Abrikosov'un 1957 yılında yayınlanan bir makalesinde ilk defa II.Tip süperiletkenlerden bahsedilmiştir. Abrikosov çalışmasında Ginzburg-Landau teorisinden yararlanarak bu tip malzemelerin manyetik özelliklerini açıkladı. Bu yeni tür süperiletkenlere, bir manyetik alan uygulandığında, manyetik akının, H_{c1} alt kritik manyetik alan alan değerinden H_{c2} üst kritik manyetik alan değerine kadar artacak şekilde

süperiletken numuneye nüfuz edeceğini göstermiştir. Ama artan dış manyetik alana konulan I.Tip süperiletkenlerde ise termodinamik kritik alan H_c 'de süperiletken özellik aniden ortadan kalkmaktadır. Bu yeni tür süperiletken özellik gösteren malzemelere II.Tip süperiletkenler ismi verilmiştir.

II. Tip süperiletkenlerde iki kritik alan mevcut olup, H_{c1} , H_{c2} sırasıyla alt ve üst kritik alanı temsil ederler (Şekil 1.6).



Şekil 1.6. II.Tip süperiletkenler için Manyetik Alan-Sıcaklık grafiği

Tersinir II. tip süperiletkenlerde $H < H_{c1}(T)$ durumunda iken I.tip süperiletkenlerde olduğu gibi manyetik akı numuneden tamamen dışarlanır yani $\mathbf{B}=0$ olur ve numune mükemmel bir diyamanyetik özellik gösterir. II.Tip bir süperiletkene uygulanan dış manyetik alan değeri, alt kritik alan şiddeti H_{c1} 'e ulaştığında numune bütünüyle karışık duruma geçer ve bir paralel göbekler (kor) örgüsü oluşur. Her göbek uygulanan manyetik alanla aynı yönlü olan manyetik akıdır ve her göbek içindeki akı, diyamanyetik yüzey akımına zıt yönde ve göbeğin etrafında dolanan bir kalıcı akım girdabı (vortex) tarafından oluşturulur (Şekil 1.8). Her girdap değeri,

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.067 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2 \quad (1.9)$$

olan manyetik akı, akı flamanları, akı çizgileri veya fluxonları taşır. Burada h Planck sabiti ve e elektronun yüküdür (Cyrot ve Pavuna, 1992).

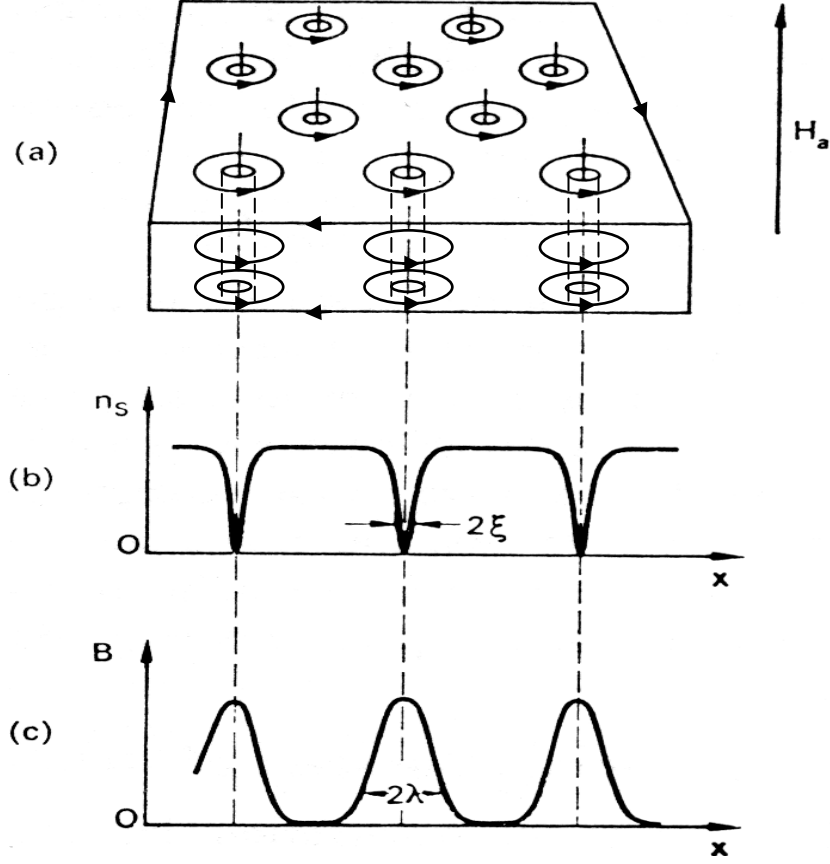
Uygulanan manyetik alan $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$ şartını sağladığında, süperiletkenin karışık halde olduğu söylenir. Karışık durumda numune içindeki ortalama manyetik akı yoğunluğu $B \leq \mu_0 H$ değerini alır. Uygulanan manyetik alan şiddeti H_{c1} 'i aşarsa, girdaplar birbirine yaklaşır ve her girdap belli miktar akı taşıdığından süperiletkenin ortalama manyetik akı yoğunluğu \mathbf{B} artar.

Normal bir göbek etrafında dolanan girdap akımı, herhangi bir başka göbek ile çevrelenen girdap akımı tarafından üretilen manyetik alan ile etkileşir ve bunun sonucu olarak iki göbek, yani paralel iki akı çizgisi birbirlerini iterler. Bu durum, aynı yönde akım taşıyan paralel iki iletken telin birbirini itmesi olayına biraz benzerlik gösterir. Bu karşılıklı etkileşmeden dolayı, girdap halde süperiletken içindeki göbekler rastgele yayılmazlar ve kendilerini Şekil 1.7'de görüldüğü gibi düzenli bir periyodik hegzagonal (altıgen) düzene sokarlar.

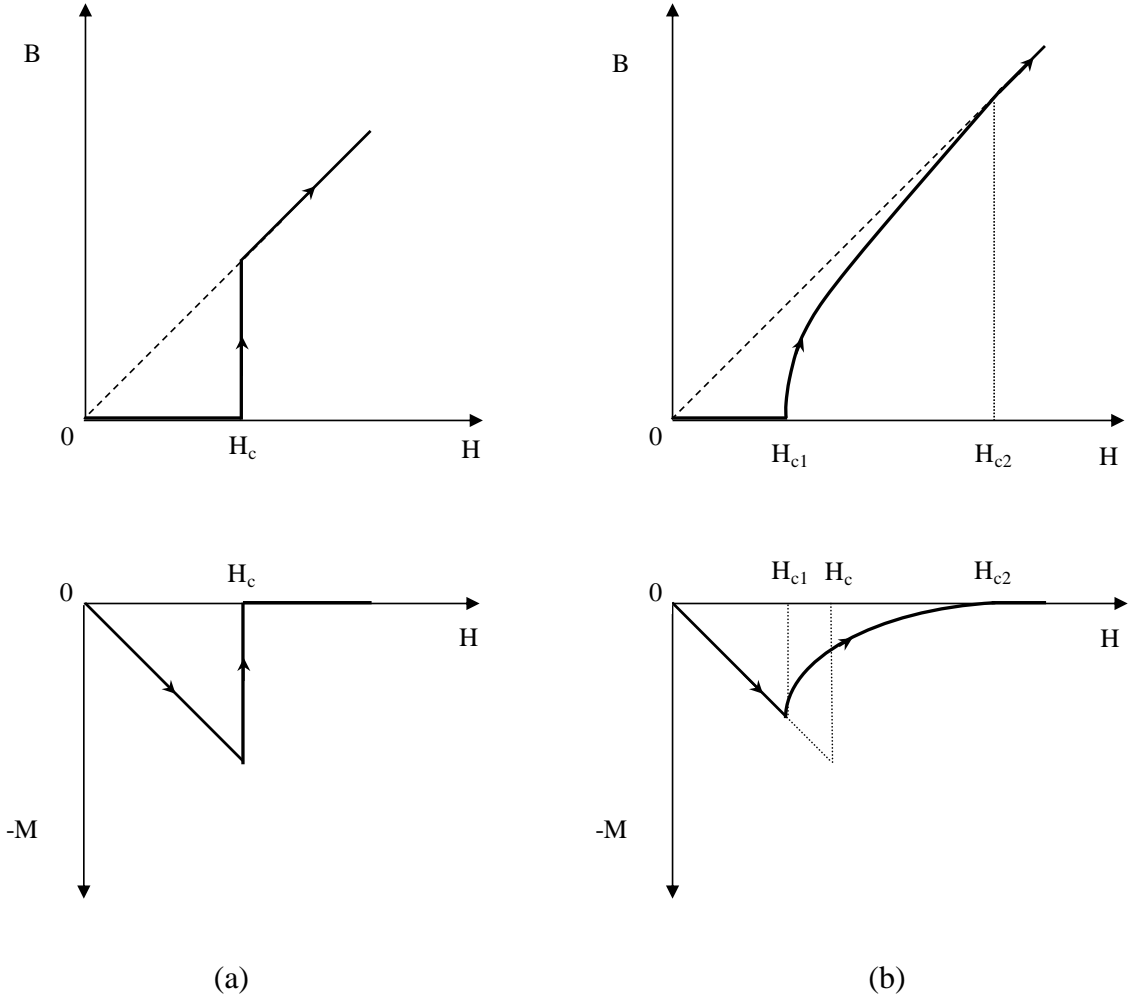
Girdap hal için, süperiletken malzeme içerisinde ince silindirik normal göbeklerin oluşması ile verilen anlatım pek çok amaç için yeterli bir yaklaşım olmasına rağmen yapısal detayları henüz tam olarak açıklayamamaktadır. Süperiletken ile normal bölgeler arasında, $B(x) = B(0)e^{-x/\lambda}$ ifadesinde görüldüğü gibi kesin bir sınır yoktur ve manyetik akı, süperiletken bölge içinde nüfuz derinliğiyle üstel olarak azalır. Geçiş, kabaca uyum uzunluğu ξ 'ya eşit olan bir mesafede gerçekleşir. Her bir girdaba eşlik eden manyetik akı, girme derinliği λ 'ya eşit olan bir mesafede malzeme içinde yayılır. Her bir girdabın merkezine doğru, süper elektronların n_s konsantrasyonu yaklaşık ξ mesafesinde sıfır olur ve böylece normal malzemedeki her bir girdabın merkezi bir çizgi gibi oldukça incedir. Bu durum Şekil 1.7.de görülmekte olup, süper elektron konsantrasyonundaki çukurlar yaklaşık iki uyum uzunluğu (2ξ) genişliğindedir. Uygulanan manyetik alandan kaynaklanan akı yoğunluğu normal göbeklerde ortadan kalkmaz ve göbeklerden yaklaşık bir λ kadar uzakta küçük bir değere düşer. Etrafında dolanan bir girdap akımı tarafından her göbekte oluşturulan toplam akı sadece bir flukson (Φ_0) kadardır.

Manyetik alan arttırılmaya devam edilirse, manyetik akı üst kritik manyetik alan olarak isimlendirilen H_{c2} değerinden sonra numuneye tamamen nüfuz eder ve karışık durumdaki süperiletkenlikten normal hale geçer.

I ve II.Tip süperiletkenlerde ortalama manyetik akı yoğunluğu (B-H) ile ortalama manyetizasyonun uygulanan manyetik alana bağlı (M-H) diyagramları Şekil 1.8'de gösterilmiştir.



Şekil 1.7. H_{c1} 'den daha büyük manyetik alan uygulandığındaki karışık durum. (a) Örgü korları ve onunla ilişkili girdaplar. (b) Süperelektron konsantrasyonunun konumla değişimi. (c) Akı yoğunluğunun konumla değişimi



Şekil 1.8. (a) I.Tip süperiletkenlerde, (b) II.Tip süperiletkenlerde ortalama manyetik akı yoğunluğu (B-H) ve ortalama manyetizasyonun uygulanan manyetik alana bağlılığı (M-H) diyagramları

1.6.4. II.Tip Süperiletkenlerde Kritik Akımlar

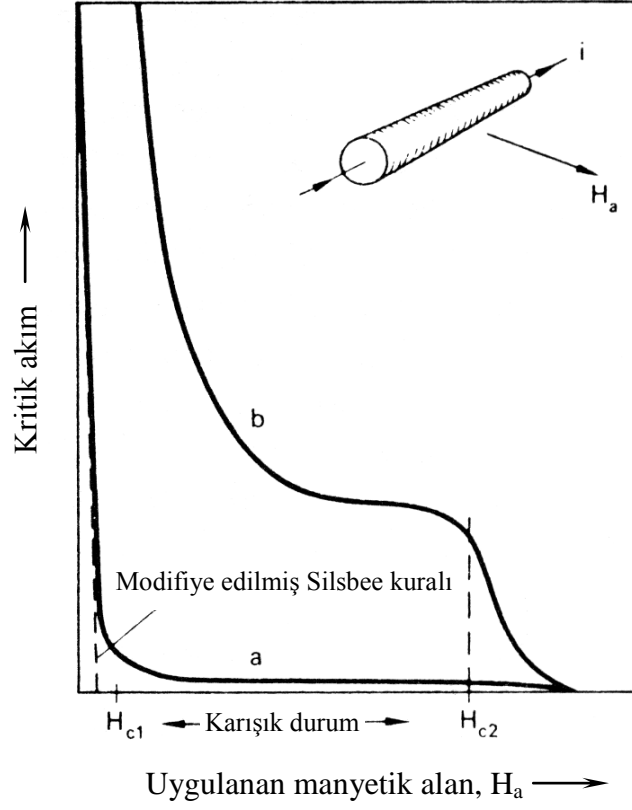
Uygulanan manyetik alanın kendisi malzemeyi karışık duruma sokmadığı sürece, kritik akım, Silsbee'nin (1916) I.Tip süperiletkenler için olan kuralı ile, H_c yerine H_{c1} konarak belirlenebilir: iletim akımı tarafından oluşturulan manyetik alan yüzeyde, H_{c1} 'in üzerinde bir toplam alan oluşturmadıkça metal dirençsiz olacaktır.

Deneyler göstermiştir ki, zayıf manyetik alan şiddetleri için, sadece aşırı derecede mükemmel yani tersinir manyetizasyon eğrisine sahip numunelerde bu modifiye edilmiş Silsbee kuralına uyulur. Saf II.Tip bir süperiletkende geçen akıma dik doğrultuda bir alan uygulanması durumunda, beklenildiği gibi kritik akım, alan şiddetinin artmasıyla doğrusal şekilde azalır. H_{c1} 'in üzerinde, malzemeyi karışık duruma sokabilecek kadar güçlü bir

alandaki II.Tip bir süperiletken bir miktar dirençsiz akım taşıyabilir. Şekil 1.9'da a eğrisi H_{c2} 'ye kadar uzanan bu küçük kritik akımı göstermektedir. Ancak, çoğu numune aşırı derecede mükemmel değildir ve böyle kusurlu numuneler için kritik akım H_{c1} 'in üzerinde ve aşağısında önemli derecede artar (Şekil 1.9, b eğrisi). H_{c2} 'ye kadar uzanan platolu b eğrisinin şekli, kusurlu II.Tip süperiletkenlerin karakteristik özelliğidir ve Silsbee kuralının herhangi bir biçimi ile öngörülenden oldukça farklıdır.

Bir süperiletken karışık durumda bulunduğu kritik akım yoğunluğu, neredeyse bütünüyle malzemenin mükemmelliği ile kontrol edilir. Malzeme ne kadar kusurlu ise kritik akım o derecede büyük olur, yani daha yüksek ve çıkıntılı bir plato verir("pik etkisi"). Oldukça kusurlu bir tel kesitinde 1000 A/mm^2 lik akım taşıyabilir. Buna ters şekilde, daha mükemmel bir numune mm^2 'de birkaç $10 \mu\text{A}$ 'lık oldukça küçük bir kritik akım taşır.

Kritik akımın malzemenin mükemmelliğine bağlılığı büyük teknik öneme sahiptir çünkü, süperiletken elektromıknatıslar yüksek akım taşıma kapasitesine sahip dirençsiz tellere gereksinim duyarlar (Rose ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.9. a) Oldukça mükemmel, b) kusurlu II.Tip süperiletken tellerin, geçen akıma dik uygulanan manyetik alanda, kritik akımlarının tipik değişimi

1.7. Akı Çivilemesi

II. Tip süperiletkenlerde alt kritik alandan (H_{c1}) daha büyük alanlar, kuantumlanmış akı girdapları şeklinde süperiletken içine girerler. II.Tip süperiletkenlerin en önemli özelliklerinden birisi, büyük şiddetteki manyetik alan altında dahi, ihmal edilecek kadar küçük dirençle büyük akım taşıyabilme yetenekleridir.

Uygulanan akım karışık hal durumunda süperiletkenden geçtiği zaman, Lorentz kuvveti (F_L) girdap üzerine etki eder. Süperiletken malzemelerde akı çizgilerinin çivilendiği veya sabitlendiği “çivileme” (pinning) merkezleri vardır. Malzemeyi karakterize eden birim hacim başına çivileme kuvveti (pinning force) F_p , numunenede çivileme merkezleri olarak görev yapan dislokasyonlar, gözenekler, tane sınırları, safsızlıklar vb. gibi malzeme özelliğini etkileyen çeşitli kusur yoğunluklarıyla orantılı olarak değişir. Böyle bir kusur girdapların serbest hareketini engeller (sınırlar) yani

“çivileme” yapar. Uygulanan akım yoğunluğu, kritik akım yoğunluğundan büyük olduğunda Lorentz kuvveti

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.10)$$

çivileme kuvveti \mathbf{F}_p 'yi yener ve bu durumda akı çizgileri hareket ederek enerji kaybı meydana gelir. Isıl aktivasyon olmadığı zaman, akı çizgilerinin hareketi için gerekli olan eşik veya kritik akım yoğunluğu $J_{c\perp}(B,T)$, $J_{c\perp}B = F_p(B,T)$ ifadesi ile verilir. Buradaki \perp işareti, akım yoğunluğunun, yerel manyetik akı yoğunluğu B 'ye dik yönde aktığını göstermektedir.

Yukarıdaki ifadeye göre çivileme etkisi şiddetlendikçe, çivileme kuvveti ve dolayısı ile kritik akım yoğunluğu artar.

Çivileme kuvveti; sıcaklığa, akı çizgisi yoğunluğuna ve çivileme bölgesinin doğasına bağlıdır. Olaya, numune içerisindeki akı çizgisi yoğunluğu açısından bakarsak; uygulanan manyetik alan, $H_a > H_{c1}$ olacak şekilde arttırıldığı zaman, akı çizgilerinin hareketi, çivileme merkezlerinin varlığından dolayı engellenecek ve numunede akı yoğunluğu gradyenti oluşacaktır.

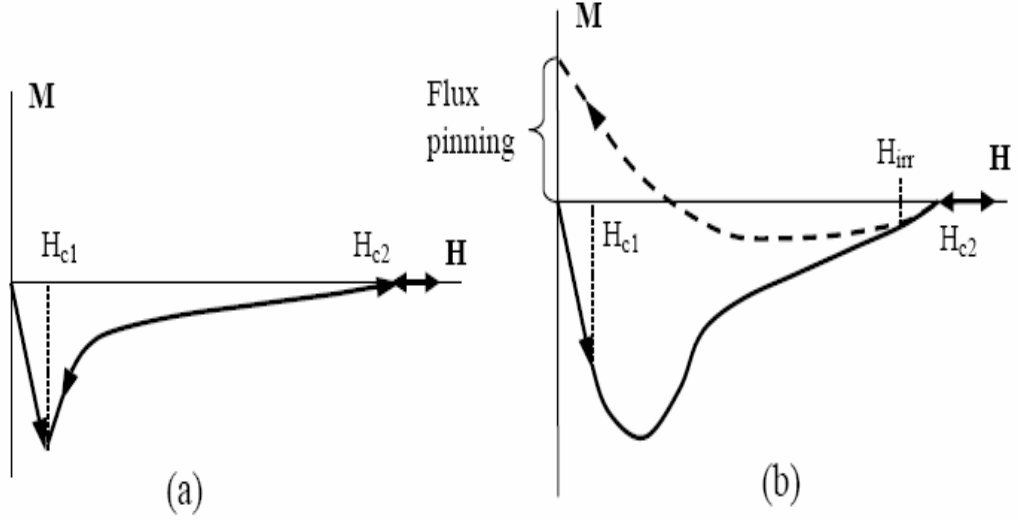
Bu kritik gradyentin büyüklüğü, çivileme kuvveti \mathbf{F}_p ile Lorentz kuvveti \mathbf{F}_L arasındaki denge ile ilişkilidir. Maxwell-Amper denklemi, $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$ dikkate alındığında, akı yoğunluğundaki kritik gradyent, kritik bir akım yoğunluğuna (J_c) eşlik edecektir.

Girdap çivilenmesi (vortex pinning) arttıkça;

- Girdapların hareketinden ileri gelen enerji kaybı azalır.
- Girdaplar harekete başlamadan, malzemedeki geçirilebilecek maksimum akım yoğunluğu (J_c) artar.
- Kalıcı (remnant) veya tuzaklanan magnetizasyon artar.
- Manyetizasyon histeresizi genişler ve bu miknatıs yapımında önemli bir özelliktir. Miknatıslar ise parçacık hızlandırıcılarında ve Manyetik Rezonans Görüntüleme (MRI) kullanılmaktadır.
- Tersinmezlik alanı H_{irr} artar (Çelebi, 2004).

1.8. Tersinir ve Tersinmez Manyetizasyonlar

Çivileme merkezleri olmayan mükemmel derecede homojen II.Tip süperiletkenlerde, uygulanan manyetik alan artarken elde edilen manyetizasyon eğrisi, manyetik alan azaltılırken elde edilen manyetizasyon eğrisi ile aynı yolu izler. Bu süperiletkenlerde histeresiz yoktur ve tersinir (reversible) davranış gözlenir. Ancak, gerçek numuneler manyetik karakteristiklerinde genellikle biraz tersinmezlik gösterir (Şekil 1.10). II.Tip süperiletkenlerde girdapların hareketi, boşluklar; dislokasyonlar, tane sınırları ve normal bölgeler gibi değişik kusur tipleri vasıtasıyla engellenir. Bu kusurlara çivileme bölgeleri (pinning sites) adı verilir. Süperiletkenlerdeki tersinmezlik, karışık durumda süperiletkenden geçen normal göbeklerin malzemedeki kusurlara “çivilenmesi” ve bu yüzden serbestçe hareket etmelerinin engellenmesine atfedilir. Bu nedenle, uygulanan alan şiddetini sıfırdan artırmada, yüzeyde oluşan göbeklerin içeri girmesi engellendiğinden H_{c1} 'de ani bir akı girişi olmaz. Burada şu gerçeği vurgulamak gerekir ki; süperiletkenlerin pratik uygulamalarında yüksek manyetik alan altında, süperiletkenlerden yüksek akımlar geçirebilmek için mümkün olduğunca çok çivilenme merkezlerinin bulunması istenir. Dikkat edilmesi gerekli nokta; uygulanan manyetik alan H , alt kritik alan H_{c1} değerini geçince M manyetizasyondaki hızlı değişimin azalmaya başlamasıdır. Sadece doğrusallıktan hafifçe bir sapma gözlenir. Bu numunedeki diyamanyetik durumun artık mükemmel olmadığını gösterir. Uygulanan manyetik alan H 'nın artışı daha yoğun bir manyetik akı nüfuzuna yol açar ve üst kritik alan H_{c2} 'de tam bir akı nüfuzuna ulaşılır. Bu durumda, manyetik akı yoğunluğu $B=\mu_0H$ olur ve malzeme artık süperiletken değildir. Süperiletkenlik durumunda, manyetik akının bir kısmı numune içerisinde tuzaklanır. H_{c2} 'ye ulaşıldıktan sonra, manyetik alan H azaltıldığında, manyetik akı çizgileri için başlangıçta bir hareket serbestliği vardır ve bu yüzden M - H eğrisi, H_{irr} tersinmezlik manyetik alanına ulaşıncaya kadar aynı yolu takip eder. H_{irr} tersinmezlik alanına ulaşıldığında, akı çivilenmesi şiddetlenir, manyetik akı yoğunluğu B , H 'den daha yavaş azalır ve bu yüzden M eğrisi alan artarken ortaya çıkan eğriden sapma gösterir. Uygulanan manyetik alan H daha da azaltıldığında, B 'ye göre yüksek kalır, çünkü manyetik akı yoğunluğu $B=\mu_0(H+M)$ dir, M pozitif değere doğru artış gösterir. Ters çevrimin sonunda, uygulanan manyetik alanın değeri $H=0$ yapıldığı zaman, B 'nin değeri süperiletken tarafından tuzaklanan manyetik akı yüzünden sonlu bir değerde kalır.



Şekil 1.10. (a) İdeal II.Tip bir süperiletkenin manyetizasyonu. Mükemmel diyamanyetizma durumu H_{c1} 'in altında meydana gelir ve H_{c2} 'nin yukarısında malzeme normal duruma döner. (b) Gerçek bir II. Tip süperiletkenin manyetizasyonu. Eğri yalnızca H_{irr} 'in yukarısında tersinirdir. $H=0$ 'da manyetik akı tuzaklanır ya da malzeme içerisinde belli bir miktar akı çivilenir

Süperiletken bir malzemenin tersinirliğinin, çivileme etkisine ve kritik akım yoğunluğuna bağlılığı şu şekildedir:

- Çivileme yoksa (pinning free), yani $J_c=0$ ise malzeme tersinirdir.
- Çivileme normal şiddette yani $J_{c1}>0$ ise ve dikkate değer Meissner akımı yüzeyde dolaşıyorsa, malzeme yarı tersinirdir.
- Çivileme çok kuvvetli ise, yani $J_{c2}>J_{c1}$ ise malzeme tersinmezdir.

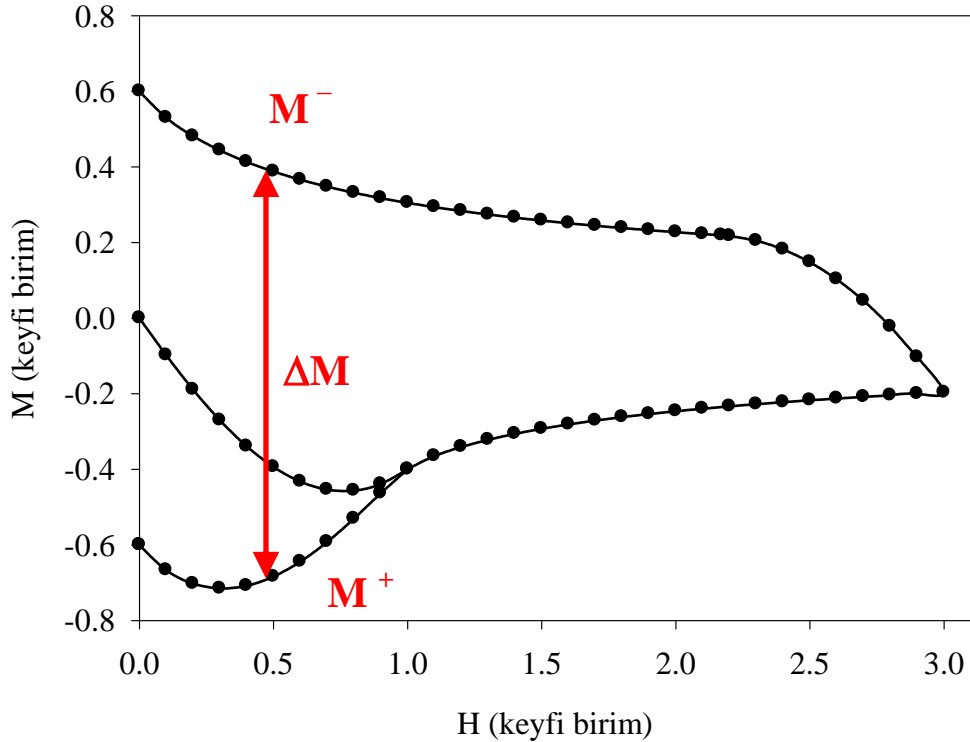
1.9. Histeresiz İlmeklerinden Kritik Akım Yoğunluğu (J_c) Elde Edilmesi

II.Tip süperiletkenlerde J_c 'nin sıcaklığa ve manyetik alana bağlılığı hakkındaki bütün bilgiler manyetizasyon ölçümlerinden elde edilebilir. Çeşitli manyetik alanlarda ve sıcaklıklarda Bean kritik hal modeli kullanılarak J_c 'nin elde edilmesi için deneyler yapıldı (Bean, 1962). Bean modelinde, kritik akım yoğunluğunun alandan bağımsız olduğu farz edilir ($J_c=\text{sabit}$), akı yoğunluğu dağılımı numuneye lineer bir şekilde yüzeyinden girer ve merkezine doğru ilerler. Manyetik alanın artmasıyla birlikte bu akı gradyenti numunenin içine doğru itilir ve belirli bir H^* manyetik alanında, numunenin merkezine ulaşır ve bu

alan manyetizasyon eğrisinde maksimum manyetizasyona erişildiği noktada uygulanan alana karşılık gelir. Bu H^* niceliği, girme (penetration) alanı olarak bilinir. Alanın daha da artırılmasıyla birlikte, manyetizasyon değişmez kalır. Alanın azaltılmasında ise akı gradyentinin işareti tersine döner. Alan $H \geq 2H^*$ değerinden tersine çevrildiği zaman, sıfır alanda maksimum kalıcı manyetizasyona ulaşılır. Açıkça, bu model numune boyutuna ve geometrisine bağlı bir manyetizasyon eğrisi verir. Deneysel bakış açısından J_c , DC manyetizasyon eğrisi (Şekil 1.11) ve denklem (1.11) tarafından basitçe belirlenebilir .

$$J_c = A \frac{M_+ - M_-}{R} \quad (1.11)$$

Denklem (1.11)'deki A , numune geometrisine bağlı bir katsayı, M_+ ve M_- , belirli bir manyetik alanda artan ve azalan alanlarda ölçülen manyetizasyon ve R numunenin yarıçapıdır (Bean, 1962; Fietz, Webb, 1969).



Şekil 1.11. M-H eğrisinin ve (1.11) eşitliğindeki terimlerin şematik gösterimi

J_c 'nin mutlak değerinin belirlenmesindeki hata, A katsayısının ve başlıca numunenin R yarıçapının kesin olmayışından dolayı büyük olabilir. Oysaki sıcaklık ve manyetik alan bağlılığının nitel karakterinin doğru olduğuna inanılır. Lee ve arkadaşları (Lee vd., 1995) J_c 'yi elde etmek için AC ve DC manyetik ölçümleri yaptılar ve DC $J_c(T)$ sonuçlarının, AC $J_c(T)$ sonuçlarına oldukça iyi bir şekilde benzediğini gösterdiler. Böylelikle araştırmacılar Bean kritik hal modelinin II.Tip süperiletkenler için kullanılabilir olduğunu ispatladılar.

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri tanecikli yapıya sahiptir. Bu yapının ortaya çıkardığı şekillere göre ise kritik akım yoğunluğunda değişimler gözükür. Tanecikli yapı nedeniyle polikristal yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde kritik akım yoğunluğu düşüktür. Oysa yönlenmiş ve tek kristal malzemelerde, (ince filimlerde) kritik akım yoğunluğu oldukça yüksektir. Örneğin, YBaCuO süperiletkenlerin tek kristallerinde $T=4$ K'de tane içi kritik akım yoğunluğu 10^6 A/cm² olarak ölçüldü (Ekin vd., 1987). Polikristal numunelerde ise kritik akım yoğunluğu 77 K'de 200 ile 3000 A/cm² arasında değiştii gözlenmiştir. Polikristal numunelerde J_c 'nin düşük olması, taneler arasında zayıf Josephson tipi bağlantılardan kaynaklanmaktadır (Ekin vd., 1987).

1.10. AC Manyetik Alınganlık

Yeni üretilen bir malzemenin süperiletkenlik özelliklerinin belirlenmesi için direncin ve alınganlığın ölçülmesi gerekir. Direnç ölçümleri kullanılarak süperiletken malzemenin elektriksel özellikleri belirlenir. Malzemeye uygulanan manyetik ölçümlerle de süperiletkenin manyetik özellikleri tespit edilir. Manyetik özelliklerin belirlenmesinde yaygın olarak kullanılan yöntemlerden bir tanesi de AC manyetik alınganlık ölçümüdür. AC manyetik alınganlık ölçümleri yoluyla yüksek sıcaklık süperiletkenlerin birçok özellikleri incelenebilir.

Alınganlık ölçümü malzemenin diyamanyetik geçişini gözlemek için yapılır. Alınganlık (χ) malzemede oluşan manyetizasyonun M, dışarıdan uygulanan manyetik alana göre değişimidir. AC alınganlığı, malzemenin içerisine manyetik akının girmesiyle oluşan mıknatıslanmanın, uygulanan alanın en yüksek ve sıfır noktasındaki değerleri ile ilişkilidir. Manyetik alınganlık

$$\chi = \chi' - \chi'' \quad (1.12)$$

ile ifade edilir. Burada gerçel (reel) χ' bileşeni, alınganlığın faz içi bileşenini, uygulanan alanla aynı fazda olan alınganlık bileşenini temsil etmektedir ve taneler içi ve taneler arası etkileşmelerle ilgilidir. Sanal (imajiner) χ'' bileşeni de, faz dışı bileşenini temsil etmektedir ve (numune tarafından, uygulanan manyetik alandan soğurulan enerji gibi) enerji kayıpları ile ilgilidir.

Özdirenç ölçümlerindeki T_c , numunenin normal durumdan süperiletken duruma geçiş sıcaklığıdır. Manyetik alınganlık ölçümlerinde ise perdeleme akımlarının oluştuğu sıcaklıktır. AC alınganlığın sıcaklığa ve alan şiddetine kuvvetli bağlı olmasına rağmen frekansa bağımlılığı zayıftır.

Yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerin AC alınganlık eğrilerinde tanecik içi ve taneler arası etkileşmelerin belirlediği iki çeşit diyamanyetik geçiş gözlenmektedir. 1. diyamanyetik geçiş tanecik içi, 2. diyamanyetik geçiş ise taneler arası etkileşmelerin sonucudur. Düşük sıcaklıklarda 2. diyamanyetik geçiş tamamlandıktan sonra numunede Meissner etkisi tamamen oluşur ve numune uygulanan alanı tamamen dışlar. 1. diyamanyetik geçişin başladığı sıcaklık olan T_c sıcaklığının üzerindeki normal durumlarda yüksek sıcaklık süperiletkenleri paramanyetik davranış gösterirler. Tanecikler arası diyamanyetik geçişin tamamlanması numune yüzeyinde dolaşan süperakımın tam bir perdeleme oluşturması ile tarif edilir. Çok küçük alan değerleri ve düşük sıcaklıklarda 2. diyamanyetik alan tamamlanmaktadır. χ -T eğrisinde genellikle düşüşlerin olduğu bölgelerde, sanal kısımlarda χ'' pikler görülür. Bu piklerin en tepe noktaları, süperakımın süperiletken tane içerisine, birbirleriyle etkileşen tane gruplarına veya bütün numune üzerine yayıldığını ifade eder. χ'' 'nin altında kalan alan ve pik şiddeti geçiş sırasında soğurulan enerji ile orantılıdır. χ'' piklerinin en tepe noktalarına karşılık gelen sıcaklık değerleri taneler arası süperiletken geçiş T_{c_j} ve tanecik içi süperiletken geçiş T_{c_g} kritik sıcaklıkları olarak tanımlanırlar. χ'' eğrisinde tane içi geçişe ait olan soğurma piki, tane içi kritik manyetik alan değerinden yüksek alanlarda gözlenebilir. Eğer tane içinde Meissner etkisi oluşursa, tane içine ait pik gözlenmez. Bu durumda 1. diyamanyetik geçişin başladığı sıcaklık T_c ve tanecik içi süperiletken geçiş sıcaklığı T_{c_g} birbirine eşit olur.

AC manyetik alınganlık ölçümü ile yüksek sıcaklık süperiletkenleri hakkında aşağıdaki genel bulgular elde edilebilir.

- AC manyetik alınganlık $\chi = \chi' - i\chi''$ gibi karmaşık bir büyüklüktür. χ' alınganlığın gerçel kısmıdır ve diyamanyetik geçişi temsil eder. χ'' ise diamanyetik geçiş sırasında soğurulan enerji ile orantılıdır.
- Gerçel kısım, malzemenin içerdiği fazlar ve mikroyapıya bağımlı diyamanyetik geçişler göstermektedir.
- Diyamanyetik geçiş aralıkları manyetik alan şiddeti ile orantılıdır. Azalan manyetik alan genliği ile geçiş aralığının keskinliği artar.
- Malzemenin süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı manyetik alan genliğine bağılı değildir.
- Malzemenin içerdiği fazların miktarları manyetik alınganlık eğrilerinden hesaplanabilir.
- χ'' sanal kısım manyetik alan şiddetine bağılı olarak diamanyetik geçiş sırasında pozitif pik oluşturabilir.
- χ'' pikinin maksimumuna karşılık gelen sıcaklık değeri, pikin büyüklüğü ve şekli, manyetik alan şiddetine bağılıdır.
- χ'' pikinin maksimumuna karşılık gelen sıcaklık değeri ile kritik akım yoğunluğu belirlenebilir (Yılmazlar, 2002).

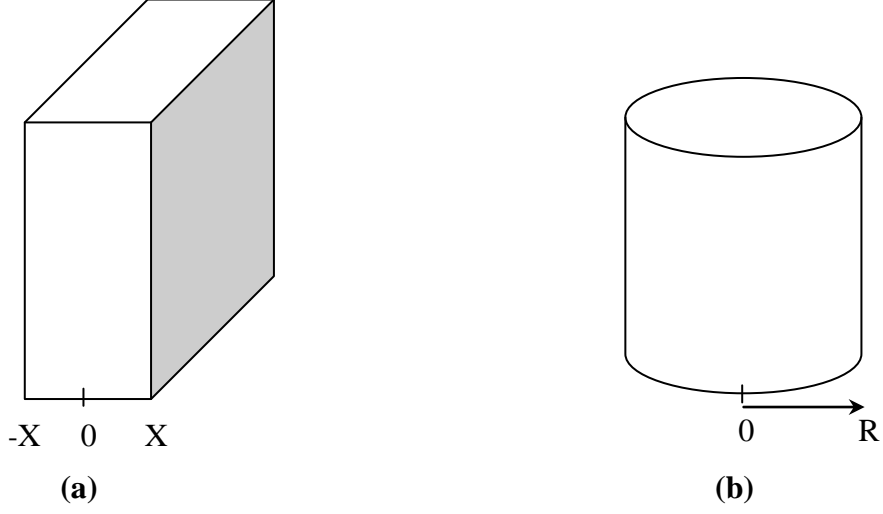
1.11. Bean Kritik Hal Modeli

Bean (1964) kritik hal modeli tersinmez (irreversible) II.Tip süperiletkenlerin, karışık halde, elektromagnetik davranışını tanımlar. Bean modelinde numune, merkezi sıfır, kalınlığı $2X$ olan, sonsuz genişlikte dilim (slab) veya yarıçapı R olan sonsuz uzunlukta silindir olarak düşünülmektedir (Şekil 1.12. a,b). Manyetik alan dilim yüzeyine (silindir eksenine) paralel olarak uygulanmaktadır. Numuneye nüfuz eden akı yoğunluğunun eğimi, $H_{c1}=0$ alınırsa ($H_a=H_s$, Meissner etkisinden doğan etki ihmal ediliyor), Maxwell denkleminden

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_c \quad (1.13)$$

$$\frac{dH}{dx} = \pm J_c = \pm \alpha_B \quad (1.14)$$

J_c 'yi verecektir.



Şekil 1.12. Kritik hal modellerinde yaygın olarak kullanılan a) dilim ve b) silindir geometrisi

Şekil 1.13'de dilim veya silindir geometrisi için Bean modelinin şematik gösterimi görülmektedir. Şekil 1.13 (a)'da alan yok iken soğutulmuş numuneye manyetik alan uygulanması, $H_a=2H_*$ değerine kadar artırılması ve sonra alanın sıfıra düşürülerek ardından da zıt yönde alan uygulanmasına karşılık gelen manyetizasyon histeresiz eğrisi görülmektedir. Şekil 1.13 (b) ve (c) akı yoğunluğu profilini (d) ve (e) ise akım yoğunluğunun numune boyutuna göre değişimini göstermektedir. Bu modelde kritik akım yoğunluğu sabit ve uygulanan alandan bağımsız kabul edilir. M birim hacim başına manyetizasyondur ve dilim geometrisi için

$$M = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad (1.15)$$

ve silindir geometrisi için

$$M = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int H(r) r dr - H_a \quad (1.16)$$

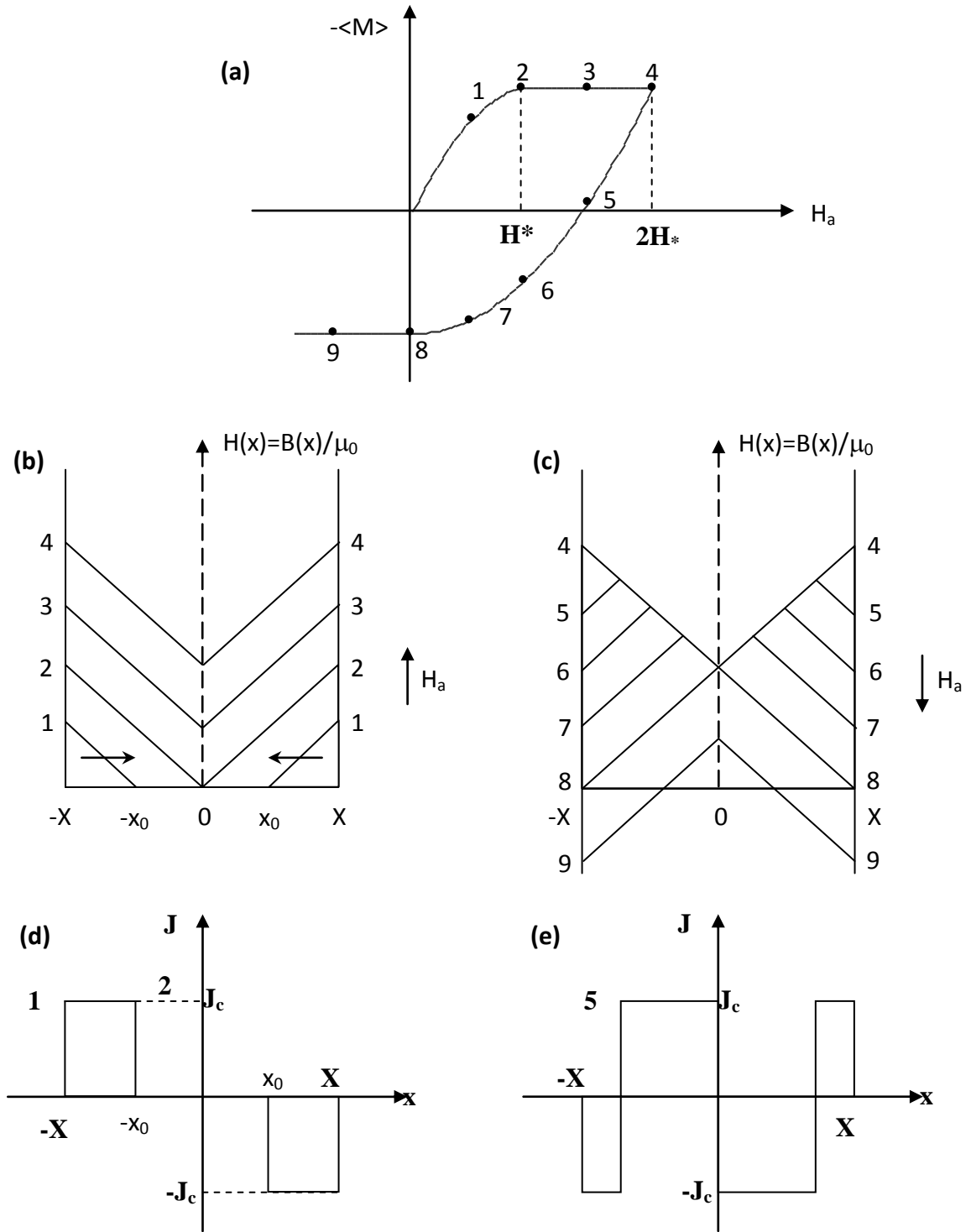
ile verilir. Formüllerdeki $H(x)$ veya $H(r)$ değerleri ile integralin sınırları, alan artırılırken veya azaltılırken akı yoğunluğu profilinin alacağı şekle göre belirlenir.

Magnetik alanın numuneye x_0 değerine kadar nüfuz ettiği düşünülürse $H=J_c(X-x_0)$ olacaktır. Numunenin tamamından akımın dolaşması için uygulanan en düşük alana, ilk tam nüfuz alanı adı verilir ve H_* ile gösterilmektedir. Dolayısıyla, $H_*=J_cX$ ile verilir ve kritik akım yoğunluğunun ve numune geometrisinin bir fonksiyonudur.

Bean modelinde, kritik akım yoğunluğu J_c hem AC hem de DC manyetizasyon ölçümlerinden elde edilebilir. DC ölçümlerinde, J_c histeresiz ilmeğinin genişliği ΔM ile orantılıdır ve SI birim sisteminde

$$J_c = \Delta M / X \text{ (A/m}^2\text{)} \quad (1.17)$$

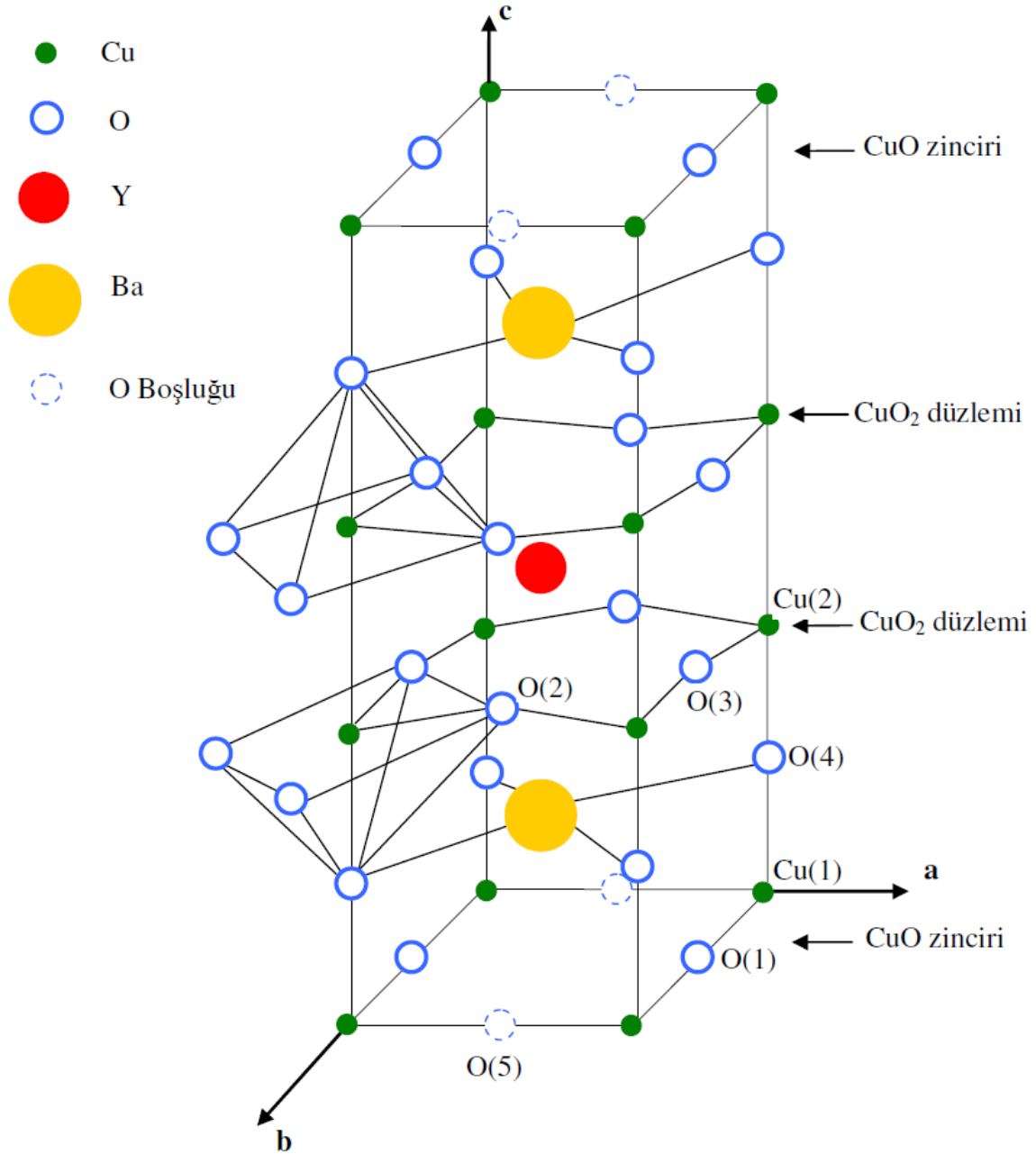
ile verilir. AC ölçümlerinde, sanal temel alınganlık bileşeni χ'' ($\chi = \chi' + i\chi''$) histeretik kayıplar ile orantılıdır ($\chi'' \propto W \propto \int H dM$), yani χ'' analizinden J_c hesaplanabilir (Öztürk, 2005)



Şekil 1.13. Silindir veya dilim geometrisi için Bean Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Negatif manyetizasyonun uygulanan manyetik alanla değişimi. İlk (virgin) eğri, ilk tam nüfuz alanına ulaşınca yani, $H_a = H^*$, sabit değere ulaşmaktadır. Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terk etmesini gösteren akı profilleri. Akı profiline verilen sayılar (a)'da görülen manyetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir. (d) Akı nüfuzu, (e) akı çıkışı esnasında numunede dolaşan kritik akım

1.11. YBaCuO (123) Bileşiklerinin Kristal Yapısı

Bu süperiletken ailesine ait kararlı bileşiklerden en çok çalışılanı $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ genel formülü ile verilmektedir. Sıvı azot kullanılarak soğutulan ve sıvı azot sıcaklığının üzerinde geçiş sıcaklığı gösteren ilk süperiletken malzemedir. Yapıdaki atom oranlarına bağlı olarak YBCO süperiletken malzemeler 1-2-3 malzemeleri olarak da anılmaktadırlar. YBCO hem tetragonal hem de ortorombik yapı halinde bulunabilir fakat süperiletken durum sadece ortorombik yapıda meydana gelmektedir. Tetragonal yapı, 700°C ile 950°C sıcaklık aralığında gözlenir. Sıcaklık azaldıkça ve oksijen miktarıda arttıkça 700°C 'de yapı tetragonal fazdan ortorombik faza geçer. Bu süperiletken bileşikler oksijen miktarına bağlı olarak farklı fiziksel ve yapısal özellikler gösterirler. δ iki farklı değer aldığında bu durum net olarak görülür. $\delta = 0$ için $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ bileşiğinin geçiş sıcaklığı 92 K olup ortorombik yapıda olup düzenli zincir yapısı vardır, Ama $\delta=1$ için $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ bileşiğinin süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı yaklaşık olarak 60 K olmakta ve kristal yapı tetragonal olup zincir yapı göstermemektedir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde süperakım iki CuO_2 düzlemi tarafından tabakalanmış bir şekil içinde akar. Bu iki düzlem İtiryum gibi tek bir atom tarafından ayrılır. Bu tabakalar iletkenlik tabakası olarak ifade edilir. İdeal olarak bu tabakalardaki Oksijen atomları bozulmadan kalan en iyi atomlardır. CuO_2 düzlemleri bozulurlarsa süperiletkenlik yok olur. Ayrıca birim hücrenin geri kalan kısmı yük deposu vazifesini yapar. Yüksek sıcaklık süperiletkeninde bir kusur ya da bir atomla yerdeğiştirme yapılarak CuO_2 düzlemlerine elektron sağlayan kaynaklar değiştirilebilir. Bunun anlamı birim hücre içindeki herhangi bir yerdeki farklılık, materyalin elektronik durumunda değişmelere neden olur. Bütün yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde CuO_2 düzlemleri birim hücrenin boyutunu belirler.



Şekil 1.14. Ortorombik $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ süperiletken bileşiğinin kristal yapısı

1.12. YBaCuO (123) Sistemine Yapılan Katkılar

Y-Ba-Cu-O sisteminde süperiletkenliğin keşfinden bu yana, süperiletkenlik özelliklerinin geliştirilmesi için pek çok araştırılma yapıldı. Y-123 sistemine elementler eklenerek YBCO'nun kritik sıcaklığını (T_c) ve kritik akım yoğunluğunu (J_c) artırmak için

çok sayıda makale yayımlandı. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde kritik akım yoğunluğunu azaltan başlıca faktörler, tane sınırları ve zayıf akı çivileme özellikleridir (Larbalestier vd., 1991). Tane sınırlarında zayıf kritik akım yoğunluğu, geniş ölçekli akım uygulamalarında büyük bir problem teşkil etmektedir. Bu sebeple J_c 'nin artırılması anahtar konudur. Bazı yazarlar bu problemi çözmek için üç yönlü bir yaklaşım sundular. Bu yaklaşımlar kritik akım yoğunluğunun, (a) tanelerin hizalanması yoluyla (Dimos vd., 1990), (b) tane-sınırına katkı yapma yoluyla (Hammerl vd., 2000) ve (c) etkin tane-sınırı alanını maksimum yapmak amacıyla mikroyapının en uygun hale getirilmesi yoluyla (Mannhart vd. 1989) iyileştirilmesi şeklindedir.

Y (İtriyum) elementi, RE-Ba-Cu-O (123) sisteminde, T_c 'de önemli bir değişim olmaksızın RE elementleri ile yerdeğiştirebilirler (RE: nadir toprak elementleri). Şimdiye kadar Hosoya vd., 1987; Hor vd., 1987; Tarascon vd., 1987; Raychaudhuri vd., 1987; Nakao vd., 1988; Yong vd., 1992; Yong ve Lian, 1992; Yoo vd., 1994; Balkin ve McGinn, 1994; Wei vd., 1994; Murakami vd., 1996; Murakami vd., 1996; Higuchi and Yoo, 1999; Carrillo vd., 2002; Koutzarova vd., 2002; Delorme vd., 2003 gibi pek çok araştırmacı Y-123 sisteminde Re elementlerinin etkisini araştırmışlardır. Bu araştırmacılardan bazıları Re elementi olarak Dy alarak bunun etkisini araştırmışlardır (Tarascon vd., 1987; Koutzarova vd., 2002; Delorme vd., 2003; Carrillo vd., 2002; Wei vd., 1994; Nakao vd., 1988).

RE elementleri Y-123 bileşiklerinde hem Y (İtriyum) hem de Ba (Baryum) ile yerdeğiştirebilirler. Y^{3+} ve Ba^{2+} için üç değerlikli RE iyon yerdeğiştirmesi durumunda, katkı elementlerinin boyutu önemli rol oynar. Y^{3+} için yerdeğiştirmelerde, RE iyonik yarıçapı arttıkça yerdeğiştirme imkanı azalır. Y^{3+} ile yerdeğiştirmesi en zor olan, iyonik yarıçapı en büyük olan üç değerlikli Re iyonu olan La^{3+} 'dur. Ba^{2+} için yerdeğiştirmelerde, Re iyonik yarıçapı arttıkça yerdeğiştirmesi imkanı artar. Re iyonlarından iyon boyutu olarak Y^{3+} 'e yakın olanların, Y (İtriyum) ve Ba (Baryum) bölgeleri arasına, bir karışım derecesi ile yerleşimi gerçekleşebilir (Islam ve Baetzold, 1989).

Lantanyum, üçüncü geçiş serisindeki ilk elementtir ve onu bu gruptaki elementler (Ce, Pr, Nd, Pm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb ve Lu) 4f yörüngelerinde 2 ve 14 sayıları arasında değişen elektrona sahip olan elementler takip eder. Lantanitlerin tümü Y gibi +3 oksidasyon haline sahiptir. Ce, Pr ve Tb aynı zamanda kararlı +4 haline ve Eu, Sm ve Yb kararlı +2 oksidasyon haline sahiptirler. Y'un, 8-katlı koordinasyonda iyonik yarıçapı 1.015 Å'dur. Ayrıca lantanitler, La için 1.18 Å' dan Lu için 0.97 Å' a kadar değişen yarıçaplara sahiptirler. 4f seviyesinde elektronu olmayan La^{3+} , Ce^{4+} ve 4f seviyesi

tamamen dolu olan Yb^{2+} , Lu^{3+} hariç çoğu lantanitlerde paramanyetizma gözlenir (Skakle, 1998)

Genellikle, Ce ve Tb'nin dört değerli durumu tercih etmeleri nedeniyle Y ile yerdeğiştirmedikleri kabul edilir (Liang vd., 1987). Lu elementi, muhtemelen küçük iyonik yarıçapından dolayı, Y ile tümüyle yer değiştiremez (Karen vd., 1990; Hor vd., 1987), fakat Ba yerine de küçük bir miktar Sr katkısı ile birlikte ($\text{LuBa}_{2-x}\text{Cu}_x\text{O}_7$), Lu ile Y tümüyle yerdeğiştirebilir (Badri ve Varadaraju, 1992).

$\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bileşiklerinin yapısal, manyetik ve elektronik özelliklerini incelemek için (RE = Nd, Sm, ... ve Lu) katkıları yapıldığında, La, Pr ve Tb haricindeki tüm lantanit serisinin kritik sıcaklıklarının (T_c) 87 ile 95 K arasında değerler aldığı görülmüştür. RE=Pr ve La yerdeğiştirmeleri yapıldığında bileşiğin süperiletken olmadığı gözlenmiştir (Tarascon vd., 1987).

Delorme ve arkadaşları üstten tohumlamalı eritme dökme büyütme (TSMTG) yöntemiyle üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ seramiklerinin süperiletkenlik özelliklerini ve mikroyapısını, üzerine ağırlıkça % 0.5 RE oksitleri ekleyerek etkilerini araştırdılar. Uygun bir tavlama işleminden sonra Eu, Lu, Tb, Gd ve Dy oksitlerinin katkısıyla elde edilen numunelerin kritik akım yoğunluklarının (J_c), katkısız numunelerin kritik akım yoğunluğundan daha iyi olduğunu gösterdiler. Bunların J_c değerleri H=1 T için 25000 A/cm^2 ile 30000 A/cm^2 arasında, H=3.5 T için $J_c=0$ dır. Ayrıca RE oksitleri katkılı numunelerin hepsinin kritik sıcaklıkları (T_c) 91K civarında olduğu gözlenmiştir (Delorme vd., 2003).

$\text{Dy}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sisteminde $x=0.4$, $x=0.6$ ve $x=1$ katkı oranlı numuneleri karşılaştıran Koutzarova ve arkadaşları T=4.2 K için en yüksek kritik akım yoğunluğunu $x=0.6$ katkı oranında gerçekleştiğini rapor ettiler. Ayrıca $\text{Dy}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bileşiğindeki Dy oranının artması ile örgü parametrelerinin arttığı belirtilmiştir. Bu, Dy atomunun iyonik yarıçapının (1.027 \AA), Y atomunun iyonik yarıçapına (1.019 \AA) göre büyük olmasına atfedilmiştir. Yapılan çalışmada daha büyük alanlara gidildikçe diyamanyetik özelliğinin paramanyetik özellik tarafından bastırıldığı ve manyetizasyonun pozitif değerler aldığı gözlenmiştir. Aynı zamanda katkı miktarının artması ile paramanyetik etkinin kendisini daha fazla hissettirdiği de rapor edilmiştir. Bu değişimin kaynağı, yapıda Dy atomunun artması ve süperiletken yapıya paramanyetik özellik katmasıdır (Koutzarova vd., 2002).

Melt-textured growth method (MTG) ile hazırlanan $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ kristalinin manyetik alana karşı manyetizasyon eğrisinde, sıcaklık 85 K iken manyetizasyonun 10

K'deki ölçüme göre azaldığı dolayısıyla ΔM 'nin düştüğü gözlenmiştir. Kritik akım yoğunluğu, 2 T'lık maksimum manyetik alan için 77 K'deki manyetizasyon eğrilerinden $2 \cdot 10^4$ A/cm² olarak hesaplanmıştır. Kritik sıcaklık değeri T_c , DC alınganlık ölçümünden 89.2 K olarak belirlenmiştir (Wei vd., 1994).

Yong ve Lian $Y_{1-x}Ho_xBa_2Cu_3O_y$ ve $Y_{1-x}Gd_xBa_2Cu_3O_y$ bileşiklerine farklı derecelerde Ho ve Gd katkısı yaparak kritik akım yoğunluğu J_c 'yi iyileştirmeye çalışmışlardır. Y-Ho-Ba-Cu-O bileşiğinde $x=0.2$ katkısı yapıldığında en yüksek J_c değerine 50000 A/cm² olarak (77 K sıcaklık ve 1 T manyetik alanda) ulaşılmıştır. Ho miktarının artmasıyla J_c değeri düşmüştür. $x=1$ olduğunda J_c nin değeri 18000 A/cm² değerini almıştır. Y-Ho-Ba-Cu-O ve Y-Gd-Ba-Cu-O bileşiklerinde J_c 'nin manyetik alana daha az bağlı olduğu gözlenmiştir. (Yong ve Lian, 1992).

$YBa_2Cu_3O_7$ fazında Y yerine nadir toprak elementleri $REBa_2Cu_3O_7$ (RE = Nd, Sm, ... ve Lu) konulduğunda kritik sıcaklık değerinin çoğunlukla 90K'nin üzerinde olduğu bulunmuştur. RE=Pr katkısı yapıldığında bileşik süperiletken olmadığından bunun dışındadır. Birçok çalışmada Y yerine yapılan lantanit katkılarında T_c değerlerinin önemli derecede değişmediği çoğu yazarlar tarafından rapor edilmiştir. Fakat bazı yazarlar da lantanitlerin iyonik yarıçapı azaldıkça kritik sıcaklıklarının yavaşça azaldığını rapor etmişlerdir (Tamegai vd., 1987, Nakabayashi vd.,1988 ve Guillaume, 1994).

Eu'nun molar olarak katkılanması durumunda, katkı miktarı ile T_c 'nin artış gösterdiği ve hatta Y'ye göre daha büyük bir yarıçapa sahip Sm'nin katkılanması durumunda ise kritik sıcaklıkta bir değişimin olmadığı gözlenmiştir (Skakle, 1998). Y bölgesine Tb katkılanması yapılarak elde edilen $Y_{1-x}Tb_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığının katkı oranı x 'e bağlı olmadığı görülmüştür. Ancak öz direnç, açık şekilde saf YBCO-123'ten daha büyüktür ve $x=0.08$ değerinde en düşük değeri vermiştir (Kasper vd., 1988).

Y yerine karışık halde katkılanan lantanit sistemlerinin çoğu ilginç özellikler gösterirler. Çoğu $(RE_{1-x}RE'_x)Ba_2Cu_3O_8$ bileşiklerinde $0 \leq x \leq 1$ aralığında yapılan katkılama oranı ile kritik sıcaklık $T_c \geq 90K$ şeklindedir (Poddar vd., 1988; Tsurumi vd., 1987). Halbuki $(Eu_{1-x}Yb_x)Ba_2Cu_3O_8$ bileşiğinde $x \approx 0.6$ katkısı yapıldığında T_c , 86 ve 90 K arasında gözlemlendi. $Y_{1-x}Sc_xBa_2Cu_3O_8$ bileşiklerinde kritik sıcaklık değerlerinin T_c değerleri x 'den bağımsız olduğu rapor edilmiştir. (Mori 1989; Zuo vd., 1988). $Y_{1-x}Al_xBa_2Cu_3O_8$ ($0 < x < 0.85$) için T_c 90,4 K olarak tespit edilmiştir (Franck vd., 1987). $Y_{1-x}B_xBa_2Cu_3O_y$ (YBBaCuO) malzemelerinde $x = 0.00$ ile $x = 0.33$ oranlarında ortorombik yapının $x = 0.50$ değerine gittikçe tetragonal yapıya geçiş yaptığı gözlenmiştir. Aşırı katkılama sınırına

yaklaştıkça T_c değeri azalmaktadır $0 < x < 0.85$ olmak üzere, $Y_{1-x}B_xBa_2Cu_3O_y$ yapısı, artan x 'e bağlı olarak 90.6 K'dan 50 K'ya doğru azalan bir T_c sergiler (Skakle, 1998).

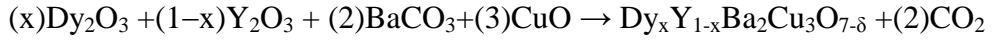
$Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_y$ ($x=0, 0.1, 0.2$) bileşiğinde Y yerine Ca katkısı yapıldığında örneklerin Ca konsantrasyonunun artmasıyla T_c 'nin azaldığı ama Ca katkılı örneklerde O katkısı yapıldığında T_c 'nin arttığı gözlenmiştir (Mohan vd., 2007).

$Y_{(1-xy)}Ba_{(2-x)(1-y)}Ca_xCu_3O_8$ yapısındaki bileşik, $x < 0.2$ için, Y ile Ca'un %75-80'i yer değiştirebilirken, $x=0.5$ değeri için Y ile Ca'un ancak %40'nın yer değiştirdiği belirlenmiştir. Katkılama yapılan x değeri arttırıldığında daha az Y ile Ca yer değiştirmesinin olduğu, ayrıca Ca'un Ba ile de yer değiştirmeye başladığı bulunmuştur. Bu da Ca bölgesi tercihinin örneği hazırlama yöntemlerine son derece bağlı olduğu olgusunu ortaya koyuyor. T_c 'nin maksimum değeri; %10 Ca için $x=6.90$ da ve %20 Ca için $x=6.85$ 'de gözlenmiştir. Araştırmacıların yaptığı bu çalışmada $x=7.00$ durumunda YBCO'nun aşırı katkılanmış olduğu ileri sürülmektedir (Skakle, 1998).

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (x= 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 ve 1.0) Süperiletken Numunelerin Hazırlanması

$Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ kompozisyonundaki bileşikleri, Dy_2O_3 , Y_2O_3 , CuO ve $BaCO_3$ tozları sitokiyometrik oranlarda hassas terazi ile tartılıp, $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ ve 1.0 katkıları için aşağıdaki kimyasal reaksiyon formülü kullanılarak katıhal tepkime yöntemi ile hazırlandı.



Kullanılan oksit bileşenlerin molekül ağırlıkları ve saflık değerleri Tablo 2.1’de verilmektedir.

Tablo 2.1. Başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan toz bileşimleri ve miktarları

Bileşiğin Adı	Kimyasal Formülü	Molekül Ağırlığı (gr/mol)	Saflık Derecesi (%)
Yttriyum Oksit	Y_2O_3	225.81	99
Disprosyum Oksit	Dy_2O_3	373	99.9
Baryum Karbonat	$BaCO_3$	197.35	99
Bakır Oksit	CuO	79.55	99

Kimyasal reaksiyonlarda x katkı miktarı 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 ve 1.0 olmak üzere yedi farklı değer almaktadır. Burada x katkılı örneklerin sitokiyometrik oranlara göre hesaplanmış oksit miktarları Tablo 2.2’de gösterilmektedir.

Her bir katkı için 10 g’lık numune hazırlandı. Kompozisyonu oluşturacak tozlar, Tablo 2.2’den yararlanarak tüm x katkı miktarları için belirtilen miktarlardaki oksitler, hassas terazi yardımıyla tartıldı. Tüm katkıları için ayrı ayrı tartılan tozlar, homojen karışım elde etmek için akik taşıdan yapılmış havanda 1 saatlik karıştırma işleminden sonra, elde

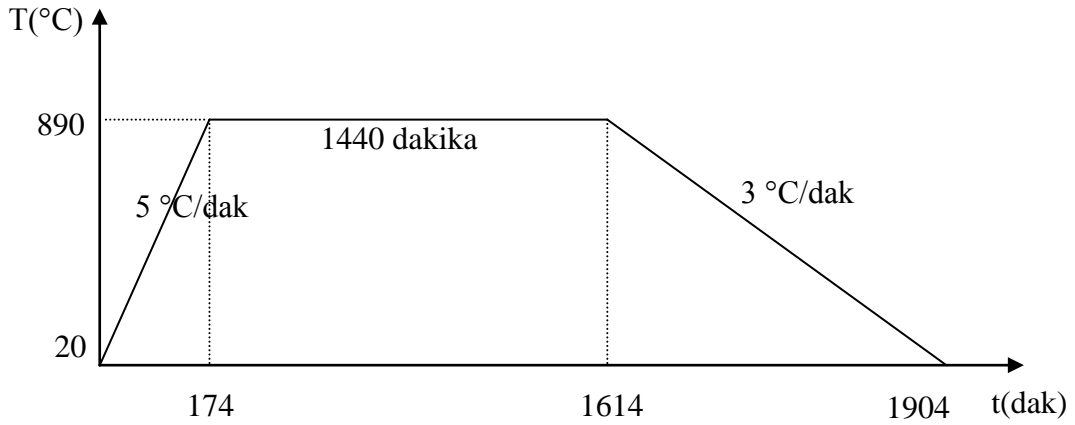
edilen gri renkli toz karışım, alümina (Al_2O_3) pota içerisine konarak kalsinasyon işlemine hazır hale getirildi.

Tablo 2.2. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiğinin oksit bileşenlerinin miktarları

Katkı miktarı (x)	Bileşiğin Formülü $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	Dy_2O_3 (g)	Y_2O_3 (g)	$BaCO_3$ (g)	CuO (g)	Toplam madde miktarı (g)
(0.0)	$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	0	1.51296	5.2891	3.1980	10
(0.2)	$Dy_{0.2}Y_{0.8}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	0.49016	1.18695	5.18677	3.13611	10
(0.4)	$Dy_{0.4}Y_{0.6}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	0.96172	0.87332	5.08835	3.0766	10
(0.6)	$Dy_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	1.41572	0.57137	4.993598	3.019311	10
(0.8)	$Dy_{0.8}Y_{0.2}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	1.85311	0.28046	4.9023	2.96411	10
(1.0)	$DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	2.2748	0	4.8143	2.9109	10

2.2. Kalsinasyon İşlemi

Bu işlem toz karışımının ilk ısıl kimyasal işlemini oluşturmaktadır. Bu işlem sayesinde toz karışımının içindeki karbondioksitlerin, oksitlerin ve yabancı maddelerin sıcaklıkla ayrışması sağlanır. Bunun için öğütülen toz örnekler, $890\text{ }^\circ\text{C}$ 'ye $5\text{ }^\circ\text{C}/\text{dak}$ hızla ısıtılmış, Lenton Marka Euroterm 808 kontrol üniteli programlanabilir kare fırına yerleştirildi. Bu sıcaklıkta 24 saat bekletilen örnekler, $3\text{ }^\circ\text{C}/\text{dak}$ hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Kalsinasyon işleminin şematik diyagramı Şekil 2.1.'de gösterilmektedir. Fırında oda sıcaklığına soğutulan külçeleşmiş bu tozlar 1 saat öğütüldü ve ikinci kez kalsinasyon işlemi için $900\text{ }^\circ\text{C}$ 'de aynı işleme tabi tutulmak için fırına kondu. İkinci kalsinasyon işleminden sonra fırından alınan külçeleşmiş tozlar 1 saat öğütülerek sinterlenme işlemi için hazır hale getirildi.

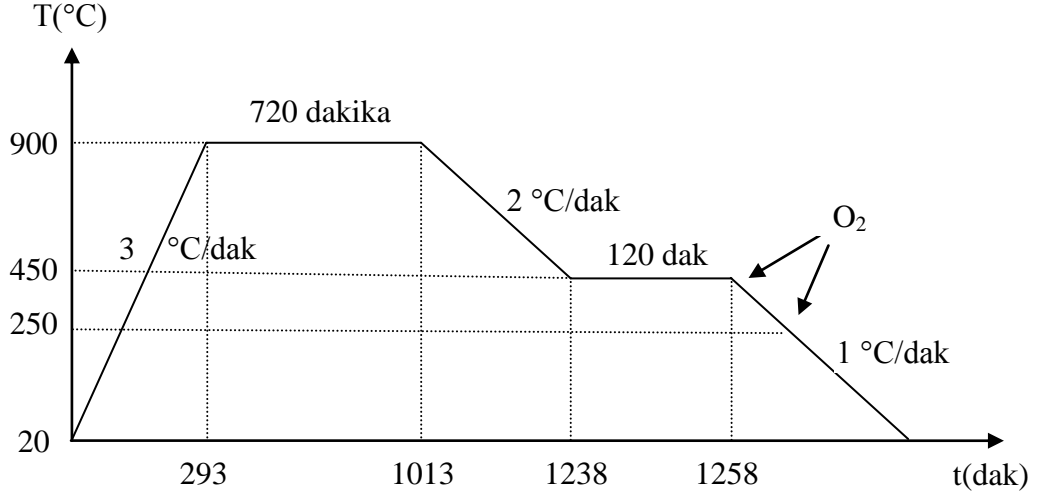


Şekil 2.1. Kalsinasyon işlemi için sıcaklık-zaman grafiği

2.3. Sinterleme İşlemi

Kalsinasyona tabi tutulduktan sonra öğütülen örneklerin tozları yaklaşık 1.5 gramlık miktarlarda, tablet kalıbında, 375 MPa basınç altında 1 dakika preslenerek 13 mm çapında silindirik tabletler haline getirildi. Bu tabletler, oda sıcaklığındaki silindir fırına yerleştirilip, 3 °C/dakika hızla 900 °C'ye çıkarıldı ve bu sıcaklıkta 12 saat süreyle bekletildi. Sonra 2 °C/dakika hızla 450 °C'ye soğutuldu. 450 °C'de oksijen ortamında 2 saat bekletildikten sonra ve yine 1 °C/dak hızla 450°C'den 250 °C sıcaklığına soğutulurken oksijen verildi ve bu sıcaklıktan sonra oda sıcaklığına soğutuldu. Sinterleme işlemi, süperiletken fazı elde etmek, karışımı oluşturan atomlar arasındaki bağları kuvvetlendirmek, polikristalleri meydana getirmek ve kristal kusurlarını ortadan kaldırmak için uygulanır. Bu ısıl işlemler şematik olarak Şekil 2.2.'de gösterilmektedir.

Oda sıcaklığına kadar soğutulan bu sinterlenmiş örneklerin, fırından çıkarıldıktan sonra siyah renkli oldukları gözlemlendi.



Şekil 2.2. Sinterleme ve oksijen verme işlemi sıcaklık-zaman grafiği

2.4. Deneysel Ölçümler

2.4.1. X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri

X-ışınları kırınım desenlerinden (XRD) yararlanarak bir malzemenin kristal yapısı hakkında bilgi edinilebilir ve örgü parametreleri tayin edilebilir.

Üretilen numunelerin X-ışını kırınım analizleri Rigaku D/Max-IIIC difraktometresinde yapılmıştır. Ölçümler esnasında difraktometredeki bakır hedefe 30 kV'luk gerilim ve 20 mA'lık akım uygulanarak elde edilen $\lambda=1.54059 \text{ \AA}$ dalga boyundaki Cu-K α ışınları gönderilmiştir. $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığı için 3°/dakika tarama hızı ve 0.05° örnekleme aralığı kullanılmıştır. Örgü parametreleri,

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (2.1)$$

denklem (2.1) ile birlikte ve (003), (103), (005), (113), (006), (200), (116), (213) pikleri kullanılarak bilgisayar programı yardımı ile hesaplandı. Burada d, düzlemler arası mesafeyi; a, b ve c örgü parametrelerini; (hkl) ise örgü düzlemlerini göstermektedir.

2.4.2. Manyetizasyon Ölçümleri

Numunelerin manyetizasyon ölçümleri “QUANTUM DESIGN” marka PPSM (Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi) (Şekil 2.3) sisteminde VSM (Titreşen Numune Manyetometre) modülü kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Numunenin lineer titreşimi VSM lineer motor hareketi tarafından belirlenir. Standart titreşim frekansı 40 Hz olup, numunenin konumunun belirlenmesi sistem tarafından otomatik olarak veya kullanıcı tarafından gerçekleştirilir. VSM manyetizasyon ölçümünde temel prensip, örneğin algılama bobini yakınında bobinin eksenini doğrultusunda titreştirilmesi sırasında eş zamanlı olarak algılama bobininde etki ile voltaj oluşturulması ve bu voltajın sistem tarafından ölçülmesidir.

Bu çalışmada, (i) alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrasında sabit bir dc alan uygulanması ile manyetizasyon, sıcaklığın fonksiyonu olarak (M-T) ölçümü ve (ii) alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrasında sabit sıcaklıkta, manyetizasyon dc alanın fonksiyonu olarak (M-H) ölçümü gerçekleştirildi.

2.4.3. Manyetik Alınganlık Ölçümleri

Süperiletkenlerin kritik akım karakteristikleri ve akı dinamiğinin anlaşılmasında manyetik alınganlık ölçümleri önemli bir rol oynamaktadır. Dy katkısı ile hazırlanan $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ süperiletken numunelerin, 50-100 K sıcaklık aralığında manyetik alınganlıklarının gerçel (reel) ve sanal (imajiner) kısımları; 1 Oe’lik bir manyetik alan ve 20 Hz’lik sabit bir frekansta ölçüldü. Bu ölçümler, “QUANTUM DESIGN PPMS” (Şekil 2.3) sisteminde ACMS (AC Alınganlık Ölçüm Sistemi) modülü kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu sistemde AC alan sürücü bobin aracılığı ile uygulanmakta ve algılayıcı bobinlerden süperiletken numunelerin manyetik alana tepkisi belirlenmektedir.



Şekil 2.3. PPMS (Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi)

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Giriş

Bu bölümde, katıhal tepkime yöntemi ile hazırlanan $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ süperiletkeninin, XRD ölçümleri, manyetizasyon ölçümleri, manyetik alınganlık ölçümleri incelenerek elde edilen deneysel sonuçlar verilmiştir.

3.2. X-Işını Kırınımı (XRD) Analizi

Hazırlanan $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ ve 1) numunelerinin $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında X-ışını kırınım desenleri Şekil 3.1'de gösterilmektedir. Şekilden, numunelerin ortorombik tek faz YBCO(123) yapısına sahip olduğu görülmektedir. Tüm numunelerde safsızlık hemen hemen hiç yoktur. Tüm numunelerin kırınım desenlerinde Y123 yapısına ait olan (003), (013), (103), (005), (113), (006), (200), (116) ve (213) pikleri etiketlendi. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ yapısına yapılan Dy katkı oranı $x=0.4$ olduğunda (003), (005) ve (006) pik şiddetlerinde belirgin bir artışın olduğu gözlenmektedir. Katkı oranının $x=0.6$ ve $x=0.8$ olduğu durumlarda bu (003), (005) ve (006) pik şiddetlerinin düştüğü, ama $x=1$ olduğunda tekrar arttığı gözlenmektedir. Tablo 3.1'de X-ışını kırınım deseninden elde edilen pik şiddetlerinin katkı oranlarına göre değişimi gösterilmiştir. Bütün (003), (013), (103), (005), (113), (006), (200), (116) ve (213) pik şiddetlerinin $x=0.6$ katkı oranında en küçük değerlerini aldığı gözlemlendi.

Elde edilen kırınım desenlerindeki ilgili düzlemlerin (hkl) Miller indisleri ve düzlemler arası mesafe (d) kullanılarak örgü parametreleri (a, b, c) ve bunlar ile birim hücre hacmi V hesaplandı. Örgü parametresi hesaplamalarında en küçük kareler metodu kullanılarak geliştirilen bilgisayar programından faydalanıldı. Ayrıca, numunelerin ortorombikliğe kayma derecesi

$$\Delta=(b-a)/(b+a) \quad (3.1)$$

denklemleri ile belirlendi. Bu değerler Tablo 3.2'de gösterilmektedir. Hesaplanan a, b, c ve V (hacim) değerlerinin katkı miktarına (x) göre değişimleri Şekil 3.2'de verilmektedir.

Tablo 3.1. X-ışını kırınım deseninden elde edilen pik şiddetlerinin katkı miktarına göre değişimi

Pikler	(003)	(013)	(103)	(005)	(113)	(006)	(200)	(116)	(213)
$Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	Pik Şiddetleri (Keyfi birim)								
x=0	300	1000	1700	293	314	390	198	531	211
x=0.2	330	925	1470	313	243	408	200	447	195
x=0.4	552	809	1356	415	271	657	209	382	150
x=0.6	296	640	1210	161	266	276	132	372	167
x=0.8	304	808	1534	177	302	332	147	454	181
x=1	521	1030	1670	350	300	647	189	450	217

Tablo 3.2. Hesaplanan a , b , c örgü parametreleri, V (hacim) değerleri ve ortorombiklik derecesinin katkı oranlarına (x) göre değişimleri

Bileşik	$Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$					
Katkı miktarı	x=0	x=0.2	x=0.4	x=0.6	x=0.8	x=1
$a(\text{Å})$	3.819	3.823	3.820	3.821	3.826	3.833
$b(\text{Å})$	3.885	3.889	3.883	3.888	3.886	3.891
$c(\text{Å})$	11.666	11.681	11.680	11.669	11.678	11.698
$V(\text{Å}^3)$	173.074	173.624	173.232	173.358	173.614	174.457
$\Delta=(b-a)/(b+a)$	8.543×10^{-3}	8.564×10^{-3}	8.142×10^{-3}	8.599×10^{-3}	7.862×10^{-3}	7.449×10^{-3}

Örgü parametrelerinden numunelerin YBCO (123) ortorombik süperiletken yapısında olduğu görülmektedir. (a , b , c) örgü parametrelerinin değerleri, bütün numuneler için benzer (birlikte azalma veya artma şeklinde) değişim göstermektedirler. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ yapısında Dy oranının artması ile örgü parametreleri arttığına dikkat edilmelidir. Bu, Dy atomunun iyonik yarıçapının (1.027 Å), Y atomunun iyonik yarıçapına (1.019 Å) göre büyük olmasına atfedilebilir. Numunelerimize ait örgü parametreleri ile Koutzarova vd. (2002)'nin $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiğinde Y bölgelerine yaptıkları Dy yerdeğiştirmesi sonucu elde ettikleri numunelerin örgü parametrelerinin karşılaştırılması Tablo 3.3'de verilmektedir.

Tablo 3.3. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiği için, (A) Koutzarova vd. (2002)'nin ve (B) bu tez çalışmasında elde edilen örgü parametrelerinin karşılaştırılması

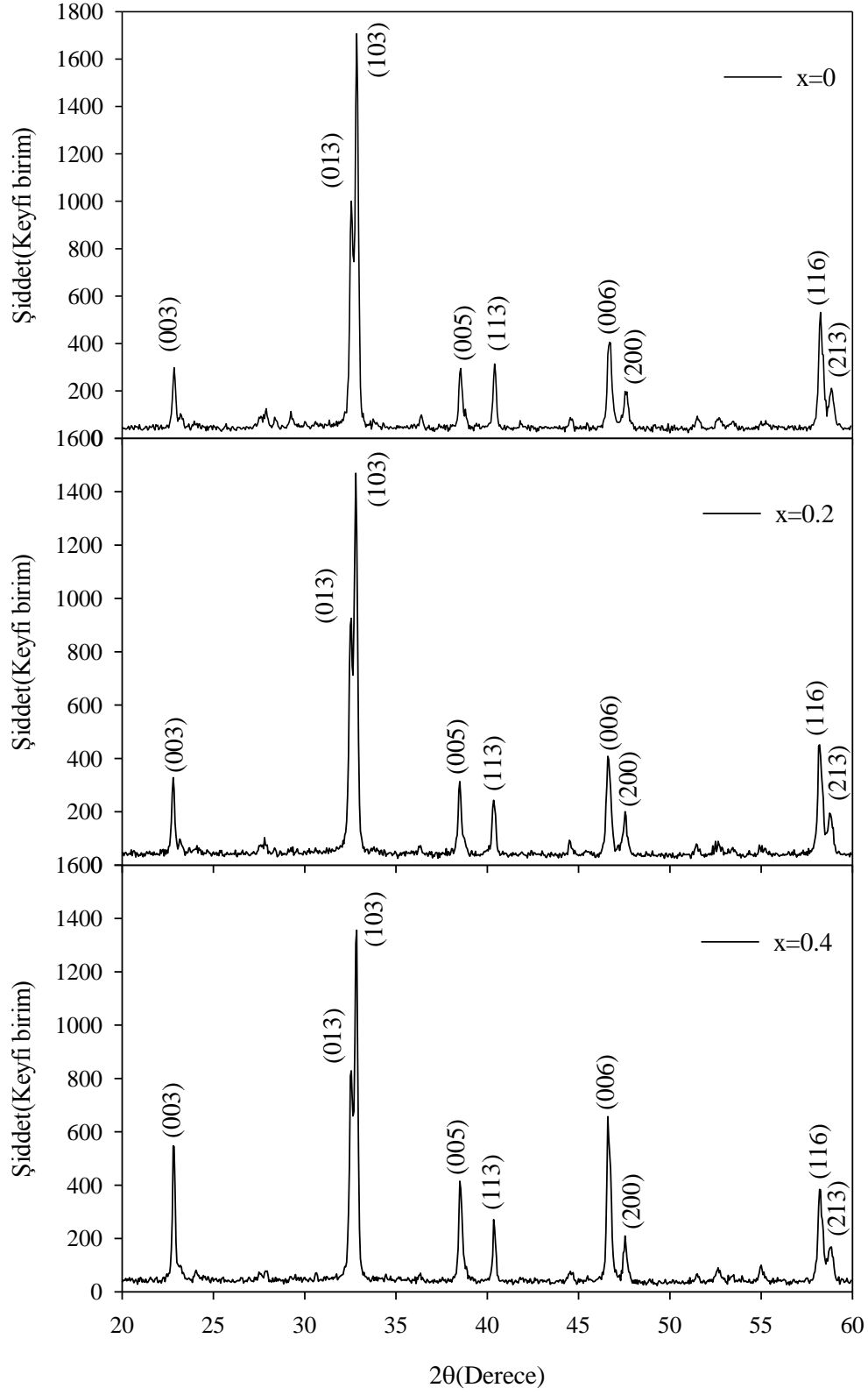
Numune		a (Å)	b (Å)	c (Å)	(b - a)/(a + b)
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	A	3.820	3.887	11.680	0.0084
	B	3.819	3.884	11.665	0.0085
$Dy_{0.4}Y_{0.6}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	A	3.825	3.888	11.680	0.0081
	B	3.820	3.882	11.679	0.0081
$Dy_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	A	3.825	3.886	11.672	0.0079
	B	3.821	3.887	11.669	0.0086
$DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	A	3.827	3.892	11.683	0.0085
	B	3.833	3.890	11.697	0.0074

Tablo 3.3'deki değerlerden bu tez çalışmasındaki numunelerin örgü parametrelerinin literatürde mevcut olan örgü parametreleriyle uyum halinde olduğu görülmektedir.

Üretilen numunelerden dikdörtgenler prizması şeklinde kesilen ve manyetik ölçümlerde (VSM ve ACMS ölçüm sistemlerinde) kullanılan numunelerin boyutları Tablo 3.4'de verilmektedir.

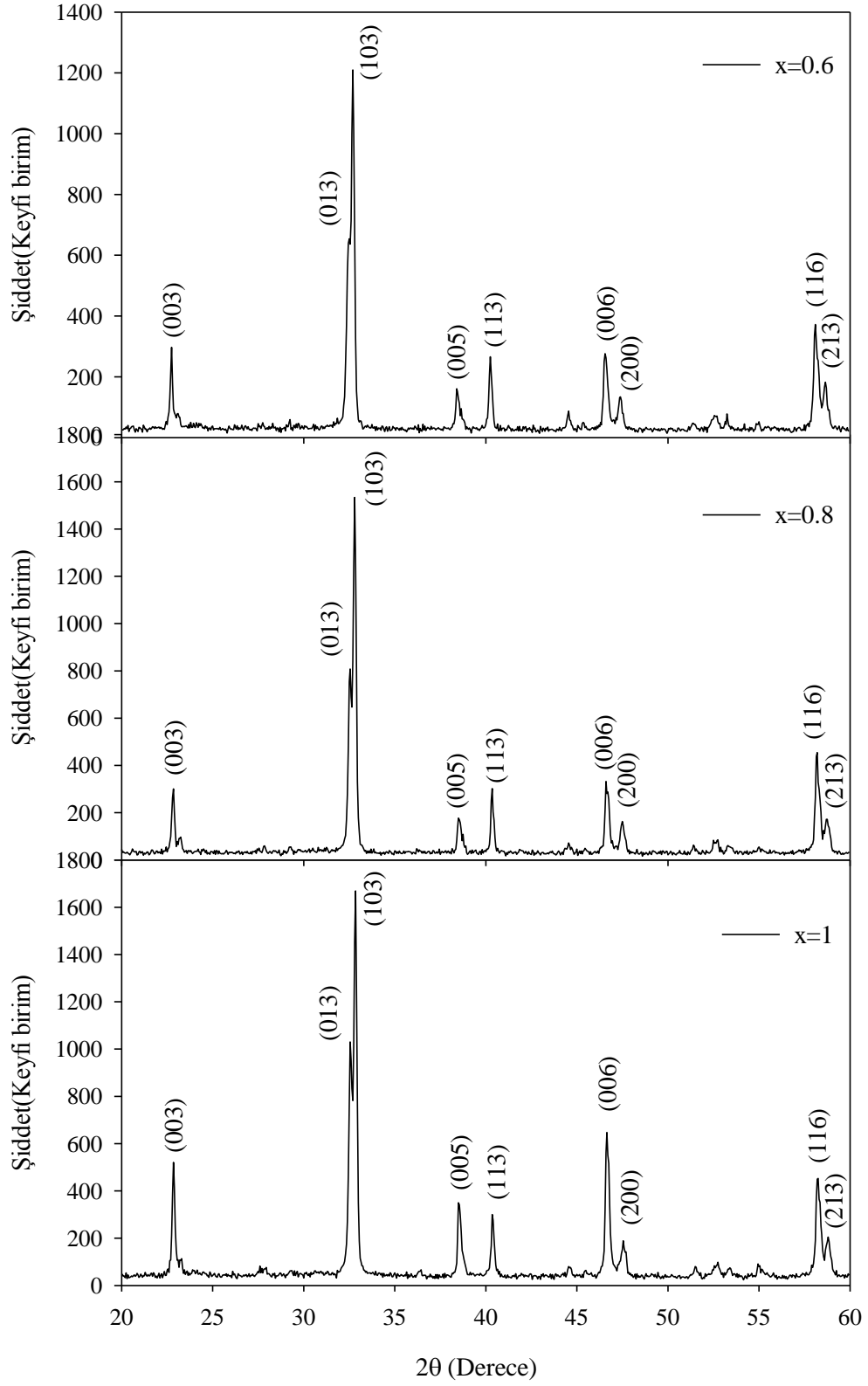
Tablo 3.4. Manyetik ölçümlerde kullanılan dikdörtgenler prizması şeklindeki numunelerin boyutları

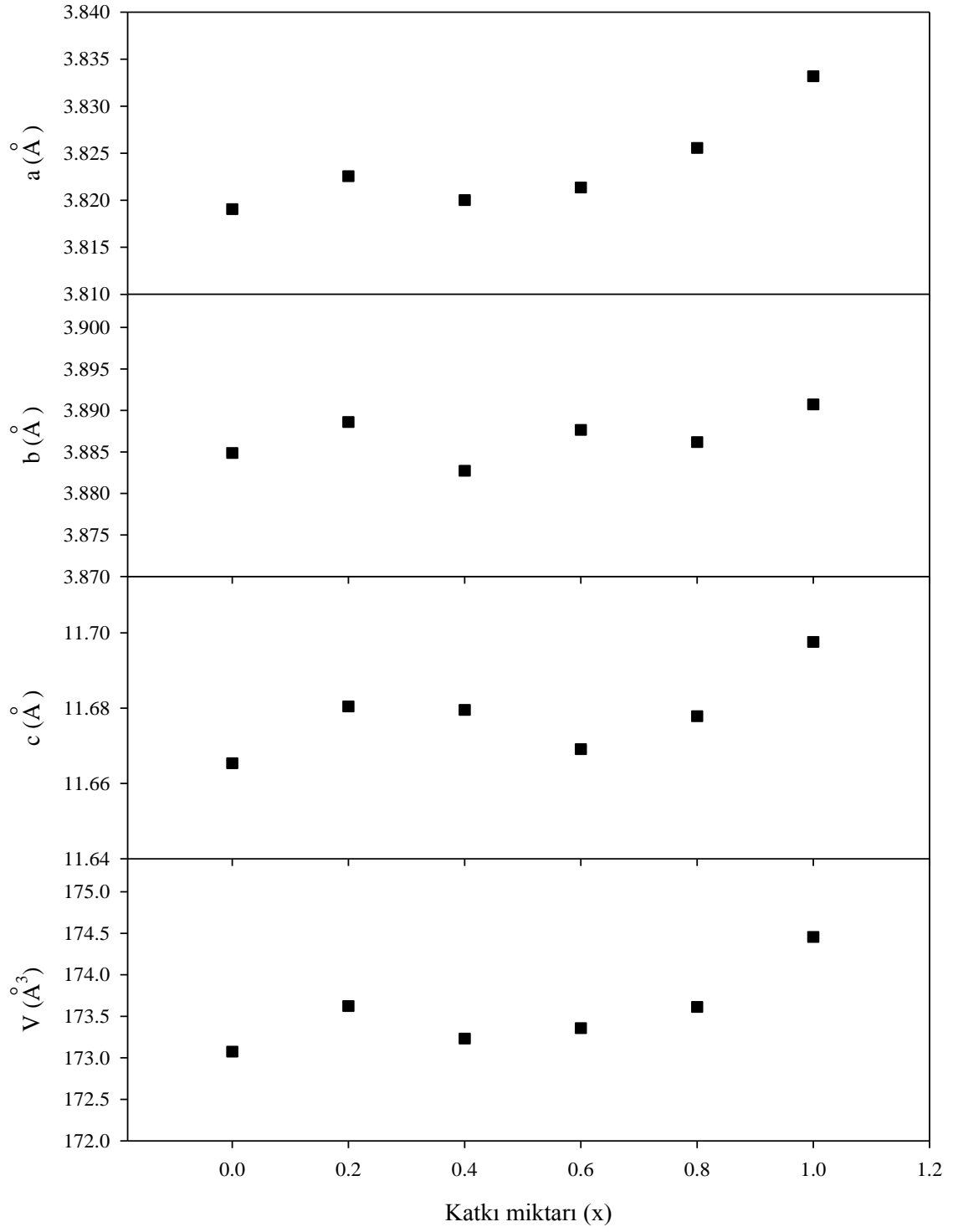
Katkı miktarı (x)	Numune	L ₁ (mm)	L ₂ (mm)	L ₃ (mm)
x= 0	$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	2.20	2.35	2.50
x= 0.2	$Dy_{0.2}Y_{0.8}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	2.15	2.25	2.70
x= 0.4	$Dy_{0.4}Y_{0.6}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	2.20	2.25	2.65
x= 0.6	$Dy_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	2.15	2.25	2.80
x= 0.8	$Dy_{0.8}Y_{0.2}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	2.15	2.25	2.70



Şekil 3.1. (a) $x=0$, (b) $x=0.2$, (c) $x=0.4$, (d) $x=0.6$, (e) $x=0.8$ ve (f) $x=1$ katkıli numunelerin $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında x-ışını kırınım desenleri

Şekil 3.1'in devamı





Şekil 3.2. Numunelerin x-ışını kırınımları kullanılarak hesaplanan örgü parametreleri (a , b ve c) ve hacimlerinin(V), katkı miktarına göre değişimleri

3.3. Uygulanan Alanın Fonksiyonu Olarak Manyetizasyon Ölçümleri

Manyetizasyon ölçümleri süperiletkenlerin kritik akım karakteristiklerinin ve akı dinamiğinin anlaşılmasında önemli rol oynamaktadır. Kritik akım yoğunluğunun bir süperiletkenin çivileme özelliklerine bağlı olduğu iyi bilinmektedir. Çivileme kuvveti, sıcaklığa, akı çizgisi yoğunluğuna ve çivileme merkezlerinin (ki bunlara çatlaklar, dislokasyonlar ve tane sınırı safsızlıkları gibi kusurlar neden olur) tabiatına bağlıdır. Çivileme şiddeti ne kadar büyük olursa, kritik akım yoğunluğu o kadar büyük, dolayısıyla histeresiz zarfı o denli geniş olur (Öztürk vd., 2001).

Üretilen numunelerin eş sıcaklık manyetizasyon ölçümleri, sıfır alan altında soğutma işlemi (ZFC) sonrasında $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklık değerlerinde gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümde önce manyetik alan sıfırdan $H_{maks}=5000$ Oe'e kadar artırılmış, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Bu sıfır değerinden sonra alanın işareti (yönü) değiştirilerek $H_{maks}=-5000$ Oe'e kadar artırılıp, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Son olarak da kalınan noktadan alan yeniden $H_{maks}=5000$ Oe değerine artırılırken manyetizasyon verilerinin kaydı yapılmıştır. Burada H_{maks} , manyetizasyon ölçümlerinde uygulanan maksimum manyetik alan büyüklüğünü ifade etmektedir. Yapılan ölçümlerde manyetik alan numunelerin büyüme eksenine (c eksenine (L_3)) paralel olarak uygulanmıştır.

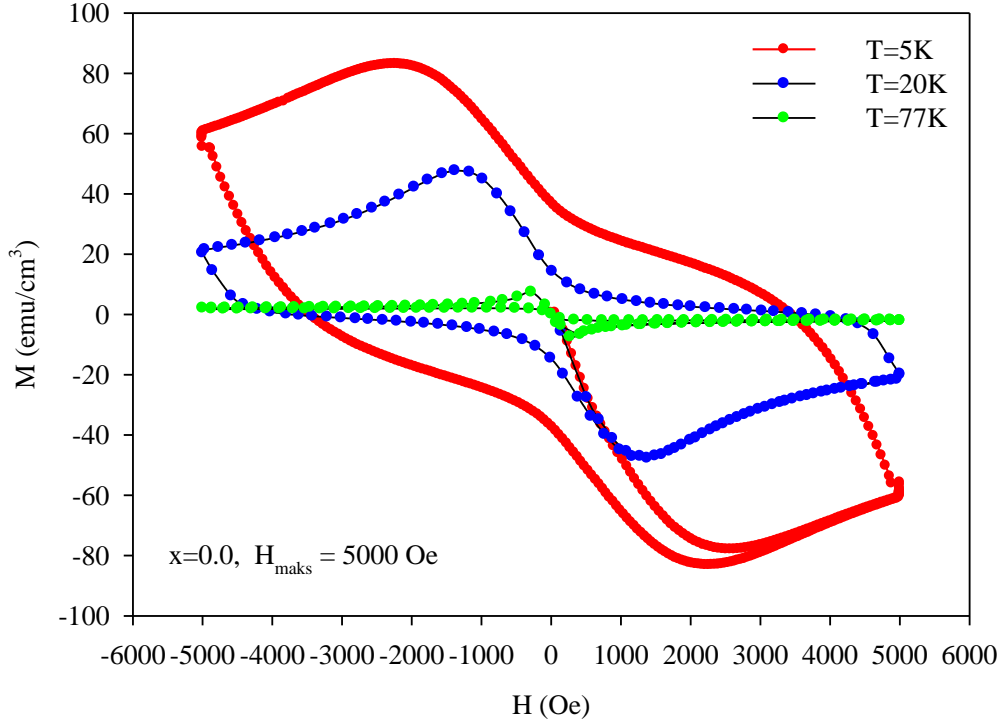
Manyetizasyon ölçümleri üç şekilde karşılaştırıldı. İlk önce, Şekil 3.3, 3.4, 3.5, 3.6 ve 3.7'de gösterildiği gibi sabit katkı oranları için sıcaklık değerleri sırasıyla $T=5$ K, 20 K ve 77 K alınarak ölçülen M-H ilmekleri karşılaştırıldı. Sonra, Şekil 3.8, Şekil 3.9 ve Şekil 3.10' de gösterildiği gibi sırasıyla $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit ölçüm sıcaklığında farklı katkı oranları için ölçülen M-H ilmekleri karşılaştırıldı. Son olarak, Şekil 3.11 ve Şekil 3.12'de bazı numunelerin, aynı sıcaklık değerinde fakat farklı H_{maks} değerlerine göre elde edilen M-H ilmekleri karşılaştırıldı.

Şekil 3.3, 3.4, 3.5, 3.6 ve 3.7'den görüldüğü gibi, her katkı oranı için en geniş histeresiz ilmekleri $T=5$ K sıcaklığında gerçekleşmektedir. Bu ölçümlerde en yüksek sıcaklık olan $T=77$ K sıcaklığındaki histeresiz ilmekleri de en dar olan ilmeklerdir.

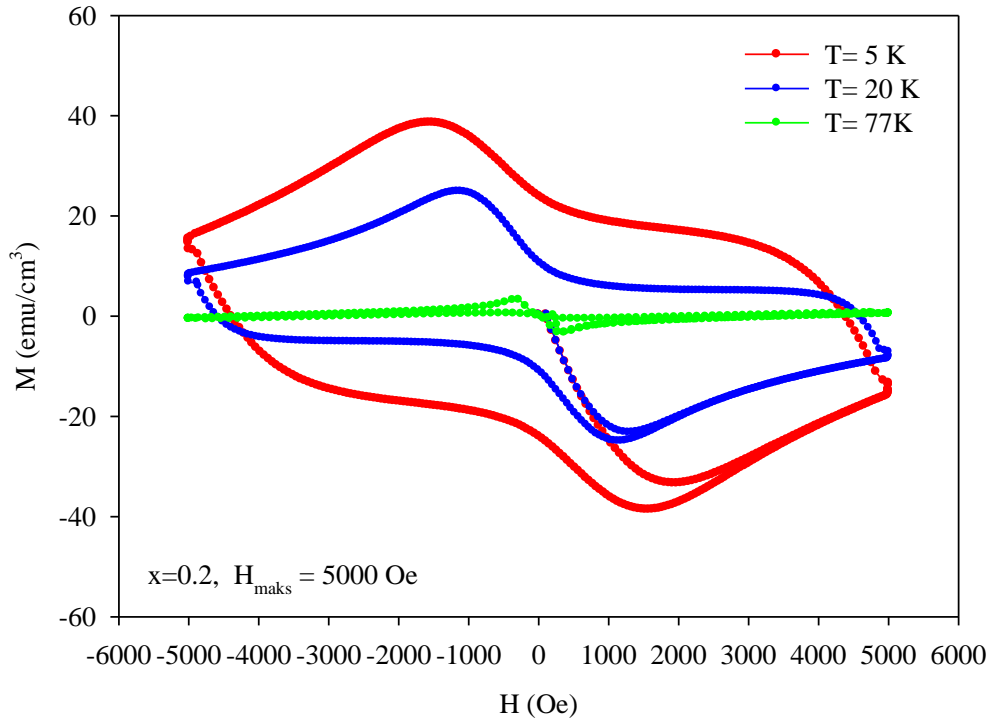
Şekil 3.8, 3.9 ve 3.10'dan görüldüğü gibi, her üç sıcaklık için histeresiz ilmeklerinin genişlikleri, katkı oranlarına göre büyükten küçüğe doğru $x=0$ ile $x=0.6$ yaklaşık aynı genişlikte, sonra $x=0.2$, $x=0.4$ ve $x=0.8$ şeklinde sıralanmaktadır. Yani her üç sıcaklık için, en geniş histeresiz ilmekli numune $x=0$ ve $x=0.6$ katkı oranına sahip olan numunelerdir, ayrıca $x=0$ katkı oranlı numune en yüksek alt kritik alan (H_{c1}) değerine

sahiptir. Aynı sıcaklık ve aynı maksimum manyetik alan şiddetleri için örneklerin histeresiz ilmek genişlikleri, c örgü parametrelerinin büyüklükleri ile ters orantılı bir değişim sergilemektedir.

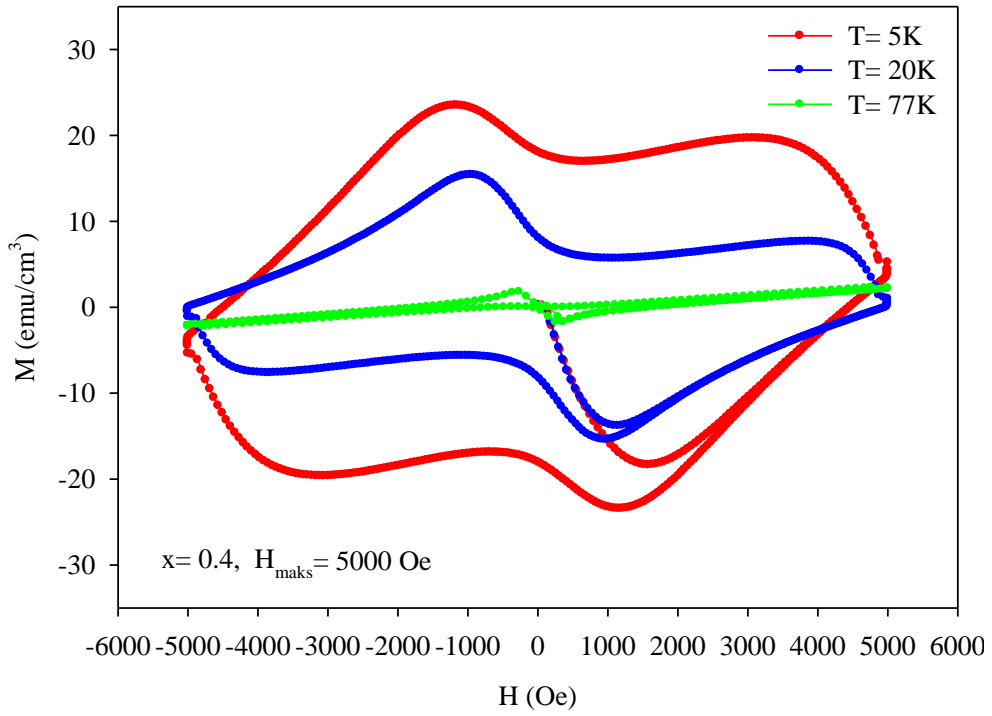
Şekil 3.11 ve 3.12'den, her iki numune için ($x=0.2$ ve $x=0.4$ katkı oranlı), alan şiddeti artırıldıkça diyamanyetik özelliğinin paramanyetik özellik tarafından bastırıldığı görülmektedir. Aynı zamanda katkı miktarının artması ile paramanyetik etkinin kendisini daha fazla hissettirdiği Şekil 3.13'den görülmektedir. Bu değişimin kaynağı, yapıda Dy atomunun artması ve süperiletken yapıya paramanyetik özellik katmasıdır. Benzer davranış Nakao vd., (1988), Noguchi vd., (1989) ve Koutzarova vd., (2002) tarafından da rapor edilmiştir.



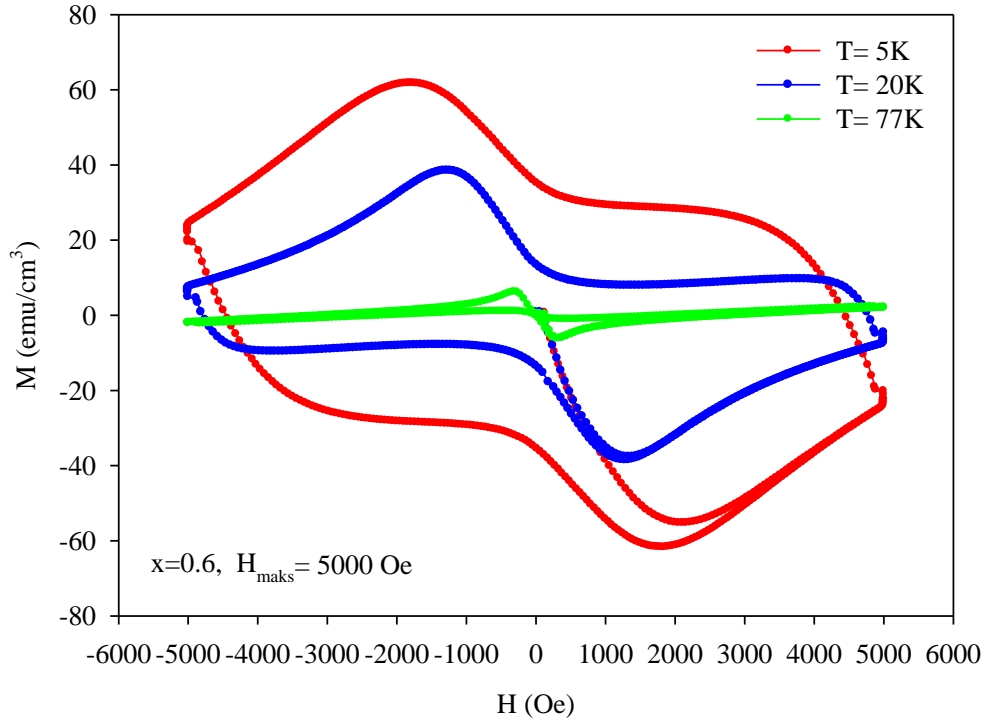
Şekil 3.3. $x=0.0$ katkılı (saf YBCO(123)) numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri



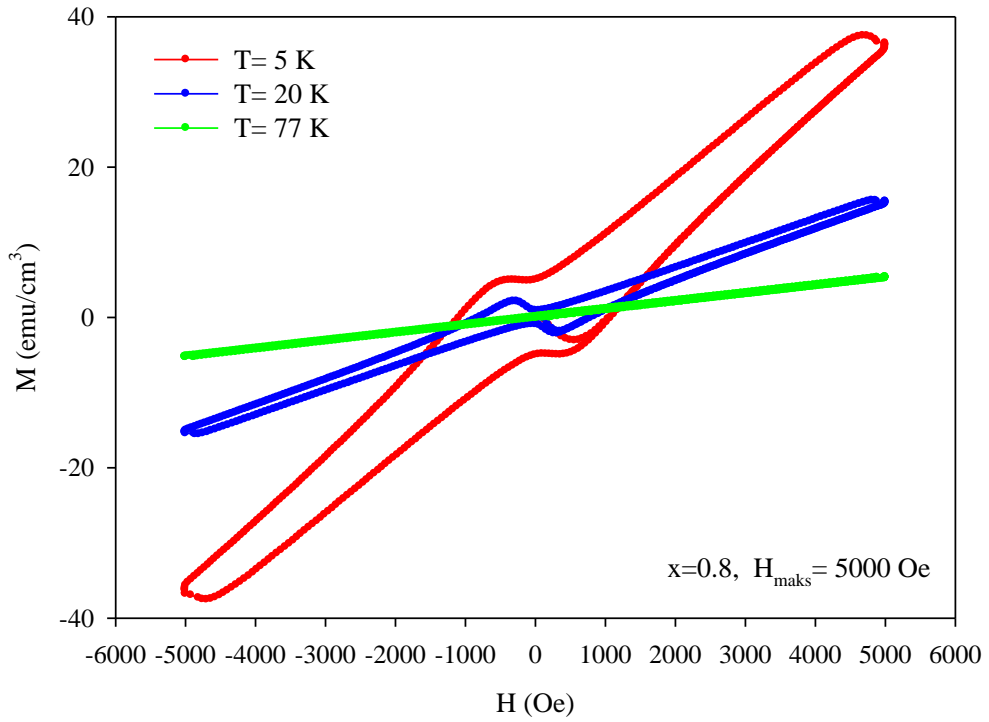
Şekil 3.4. $x=0.2$ katkıli numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri



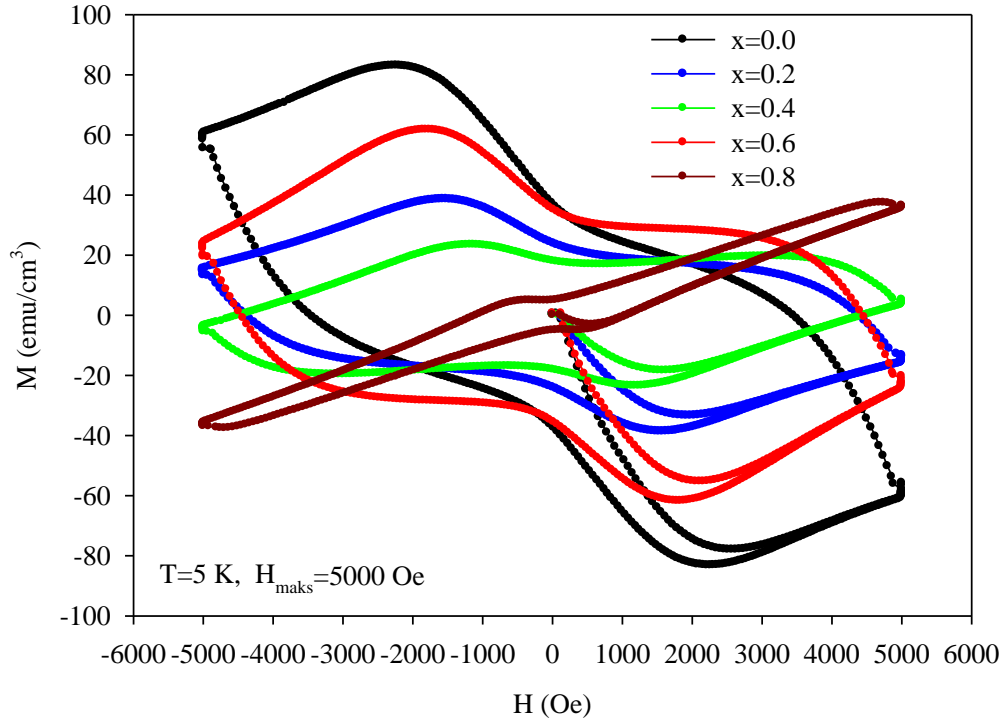
Şekil 3.5. $x=0.4$ katkıli numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri



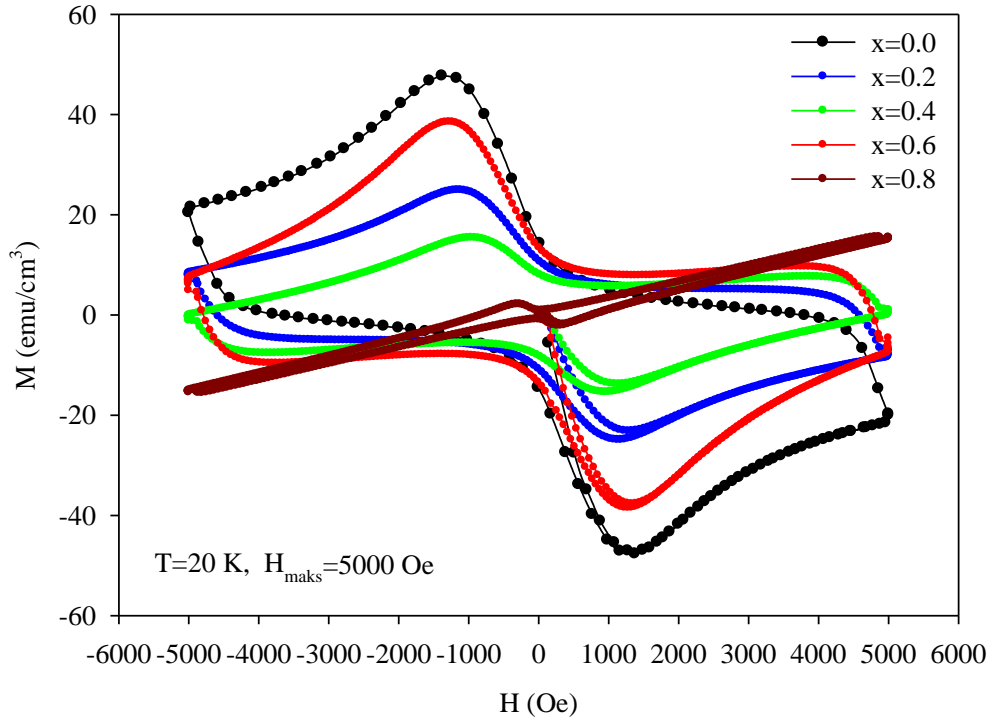
Şekil 3.6. $x=0.6$ katkılı numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri



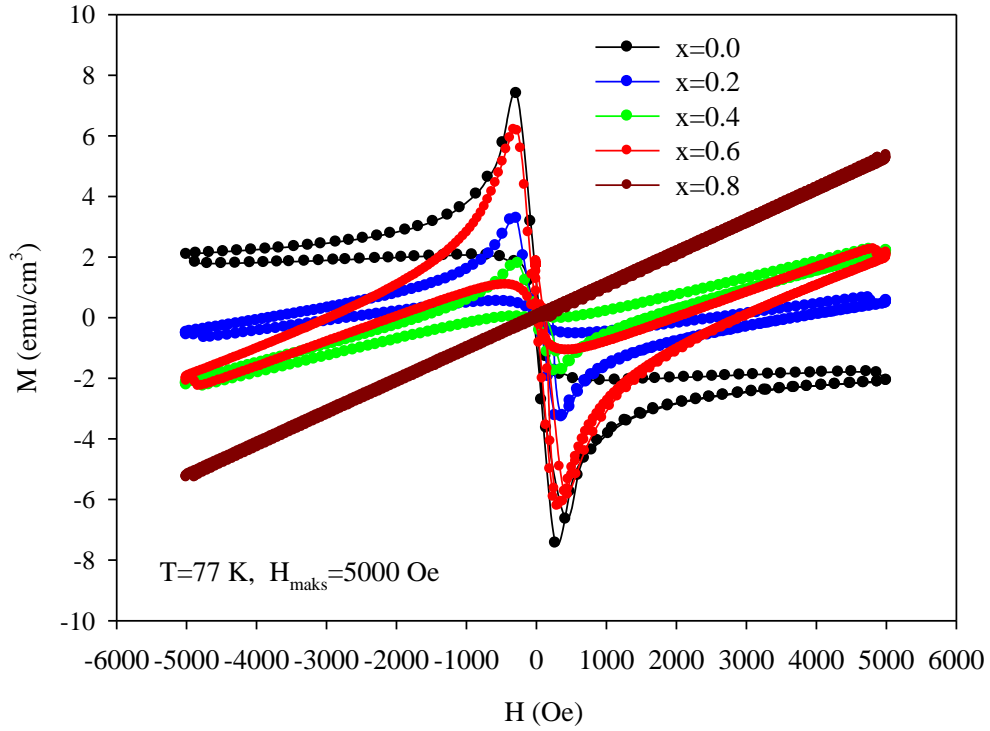
Şekil 3.7. $x=0.8$ katkılı numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için ölçülen M-H ilmekleri



Şekil 3.8. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=5$ K sabit sıcaklığında ölçülen M-H ilmekleri



Şekil 3.9. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=20$ K sabit sıcaklığında ölçülen M-H ilmekleri



Şekil 3.10. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=77$ K sabit sıcaklığında ölçülen M-H ilmekleri

Şekil 3.11 ve 3.12, $x=0.2$ ve $x=0.4$ katkılı numuneler için, $T=20$ K sıcaklığında farklı maksimum alan şiddeti için ($H_{maks}=5000$ Oe ve $H_{maks}=20000$ Oe) manyetizasyonun uygulanan alana göre değişimini göstermektedir. Dikkat edilirse, daha büyük alanlara doğru gidildikçe ($H_{maks}=20000$ Oe), diyamanyetik özelliğinin paramanyetik özellik tarafından bastırıldığı ve manyetizasyonun pozitif değerler aldığı görülmektedir. Aynı zamanda katkı miktarının artması ile paramanyetik etkinin kendisini daha fazla hissettirdiği de her iki katkıya ait ilmeğin M/H eğiminden anlaşılmaktadır (Şekil 3.13). Bu değişimin kaynağı, yapıda Dy atomunun artması ve süperiletken yapıya paramanyetik özellik katmasıdır. Deneysel manyetizasyon ölçümlerimiz iki bileşeni birden içermektedir: süperiletken manyetizasyon $M_{süper}$, diğeri paramanyetik katkı manyetizasyonu M_{para} . Bu nedenle deneysel manyetizasyon,

$$M = M_{süper} + M_{para} \quad (3.2)$$

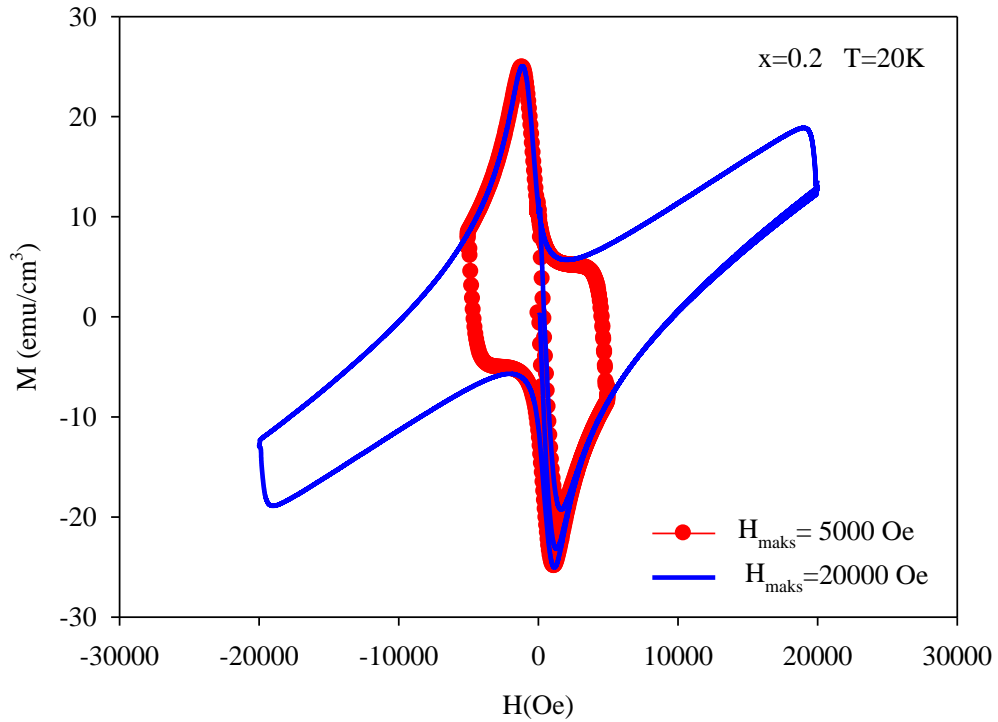
şeklinde ifade edilebilir. Aslında süperiletken manyetizasyonda tersinir manyetizasyon $M_{tersinir}$ ve tersinmez manyetizasyonun $M_{tersinmez}$ toplamı şeklindedir:

$$M_{\text{süper}} = M_{\text{tersinir}} + M_{\text{tersinmez}} \quad (3.3)$$

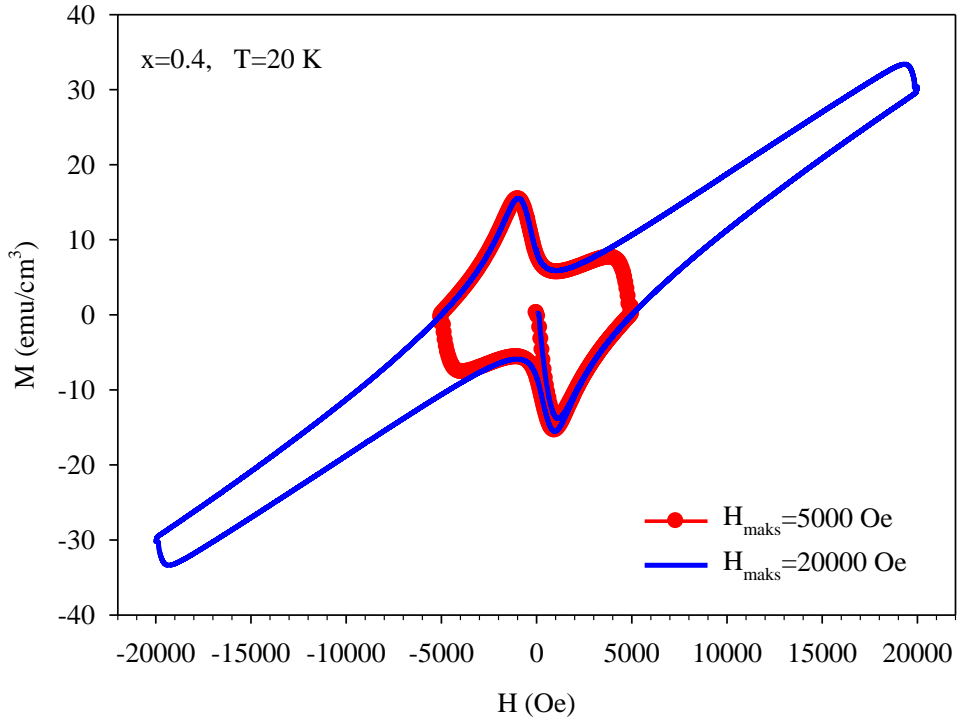
Böylece deneysel olarak ölçülen manyetizasyon,

$$M = M_{\text{süper,tersinir}} + M_{\text{süper,tersinmez}} + M_{\text{para}} \quad (3.4)$$

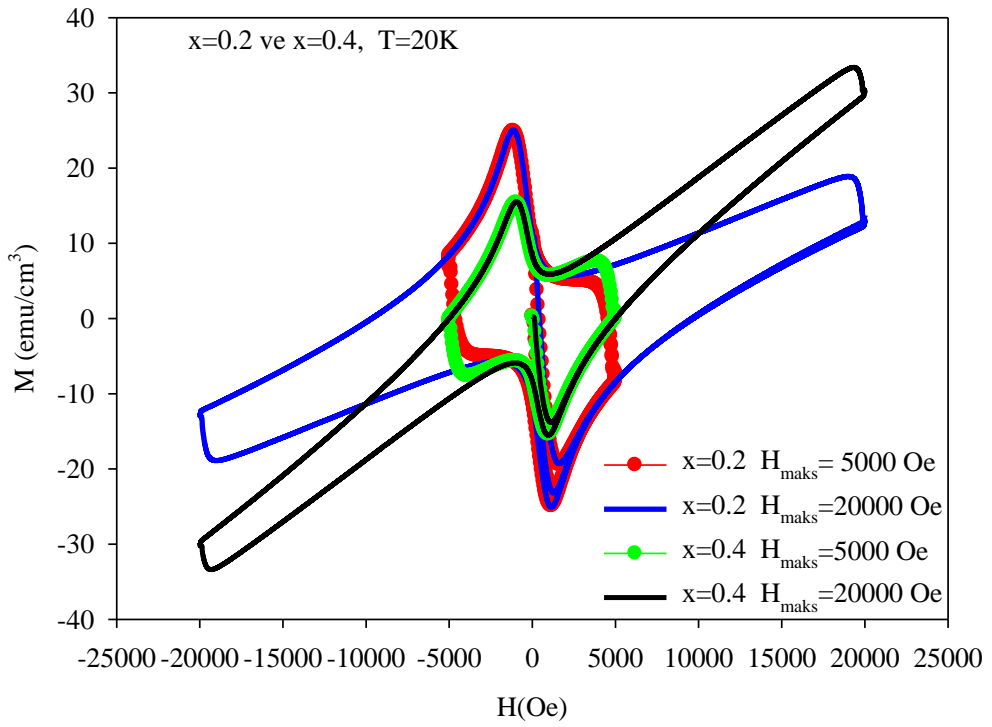
şeklinde bütün katkıların toplamı olmaktadır. Benzer davranış YBCO (123) yapısında Y yerine yapılan RE (nadir toprak) element katkıları için, Nakao vd., (1988); Noguchi vd., (1989); Qin vd., (1994); El Ali vd., (2002); Koutzarova vd., (2002); Sandu vd., (2004) ve Sandu vd., (2006) tarafından da rapor edilmiştir.



Şekil 3.11. $x=0.2$ katkılı numunenin $T=20$ K sabit sıcaklığında, farklı iki maksimum alan değeri için ölçülen M-H ilmekleri



Şekil 3.12. $x=0.4$ katkılı numunenin $T=20$ K sabit sıcaklığında, farklı iki maksimum alan değeri için ölçülen M-H ilmekleri



Şekil 3.13. $x=0.2$ ve $x=0.4$ katkılı numunelerin $T=20$ K sabit sıcaklığında, farklı iki maksimum alan değeri için ölçülen M-H ilmekleri

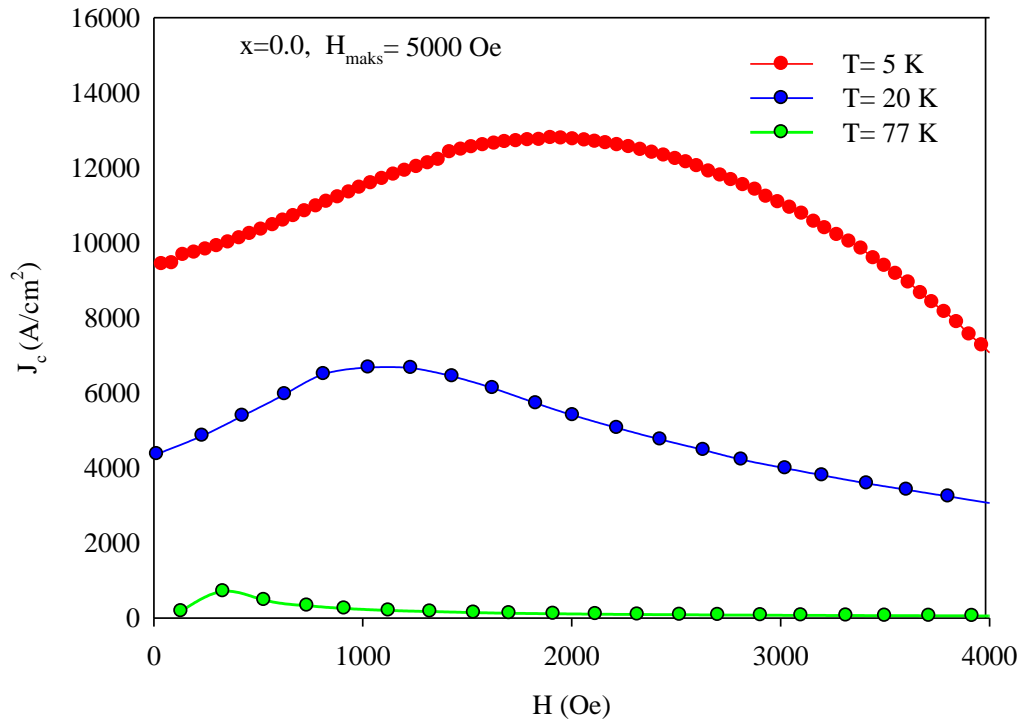
3.4. Kritik Akım Yoğunluğu Hesapları

Numunelerin kritik akım yoğunlukları (J_c), farklı sıcaklık ve farklı manyetik alanlardaki manyetizasyon ölçümlerinden hesaplandı. Bu ölçüm için M-H ilmeğinde pozitif ve negatif manyetik alandaki manyetizasyon değerleri ele alındı. Manyetizasyon verilerinden kritik akım yoğunluğunu hesaplamak için aşağıdaki bağıntı (Chen ve Goldfarb, 1989) kullanıldı.

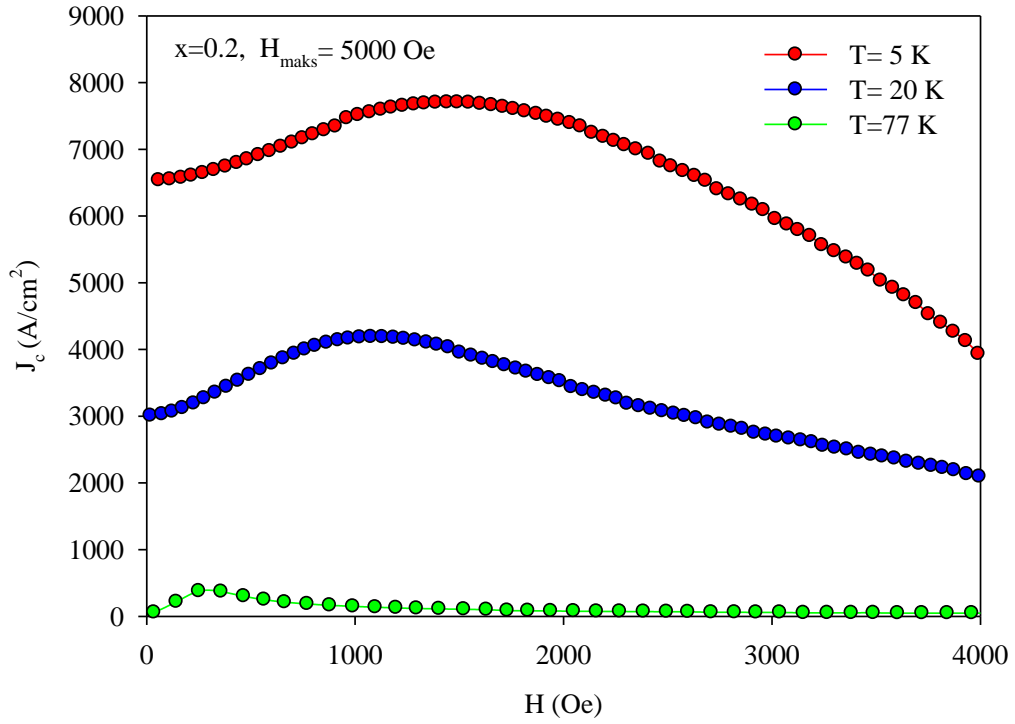
$$J_c = 20 \frac{\Delta M}{L_1 \left(1 - \frac{L_1}{3L_2}\right)} \quad (3.5)$$

Bu bağıntıda L_1 ve L_2 uygulanan manyetik alana dik doğrultudaki kenarları temsil etmekte olup $L_2 > L_1$ 'dir. ΔM ise manyetizasyon farkı olup, M-H ilmeğindeki manyetik alan şiddeti H_{maks} değerinden sıfıra azalırken manyetizasyon değerleri ile $-H_{maks}$ 'tan H_{maks} 'a alan artarken sıfır- H_{maks} aralığındaki manyetizasyon değerleri arasındaki farktır. Burada ΔM , emu/cm³ ve J_c , A/cm² birimlerindedir. Kritik akım yoğunluğunun uygulanan manyetik alan şiddetine bağlılığı, (3.5) eşitliği kullanılarak hesaplandı.

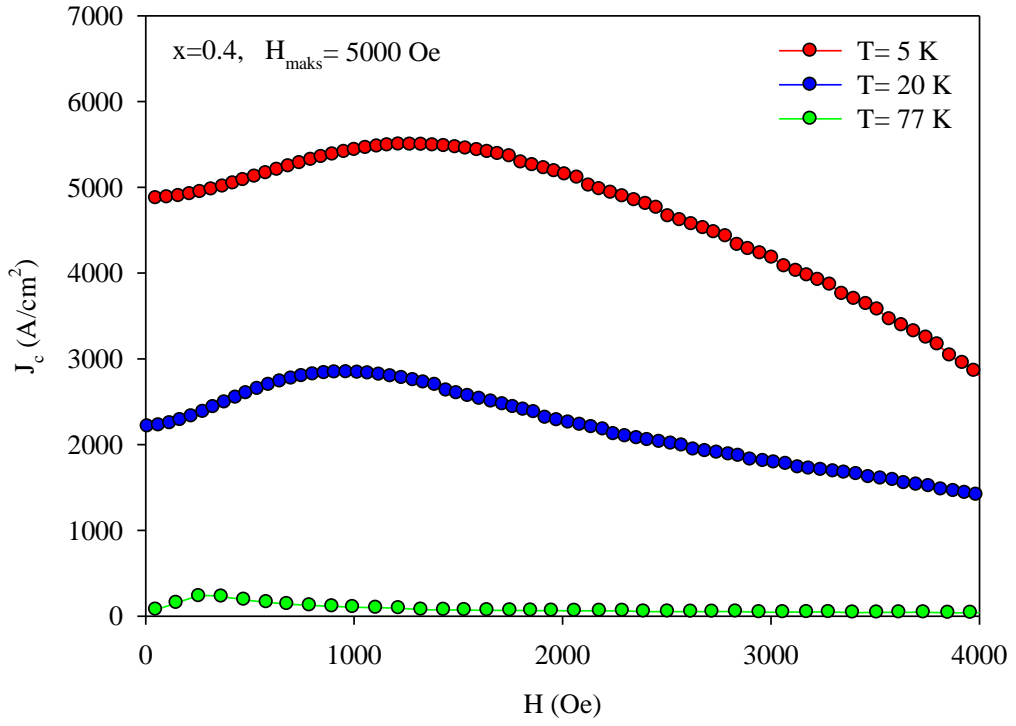
Şekil 3.14, 3.15, 3.16, 3.17 ve 3.18'de sabit katkılar için sıcaklık değerleri sırasıyla T=5 K, 20 K ve 77 K alınarak hesaplanan kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi gösterilmektedir. Bu şekillerden görüldüğü gibi, bütün katkılar için en yüksek kritik akım yoğunluğu T=5 K sıcaklığında gerçekleşmektedir. Bu kritik akım yoğunluklarını büyükten küçüğe doğru sırasıyla T=20 K ve T=77 K sıcaklığındaki değerler takip etmektedir. $x=0.8$ katkı oranına sahip numune T=77 K sıcaklığında süperiletken olmadığı için bu sıcaklığa ait kritik akım yoğunluğu hesaplanmamıştır.



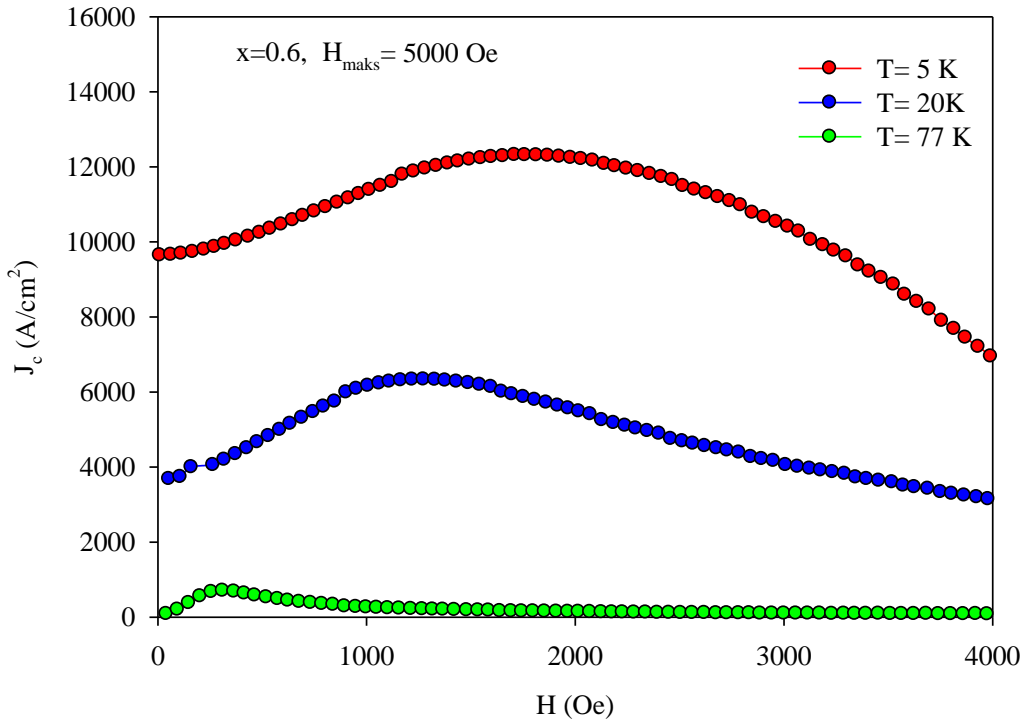
Şekil 3.14. $x=0.0$ katkılı (saf YBCO(123)) numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c - H eğrileri



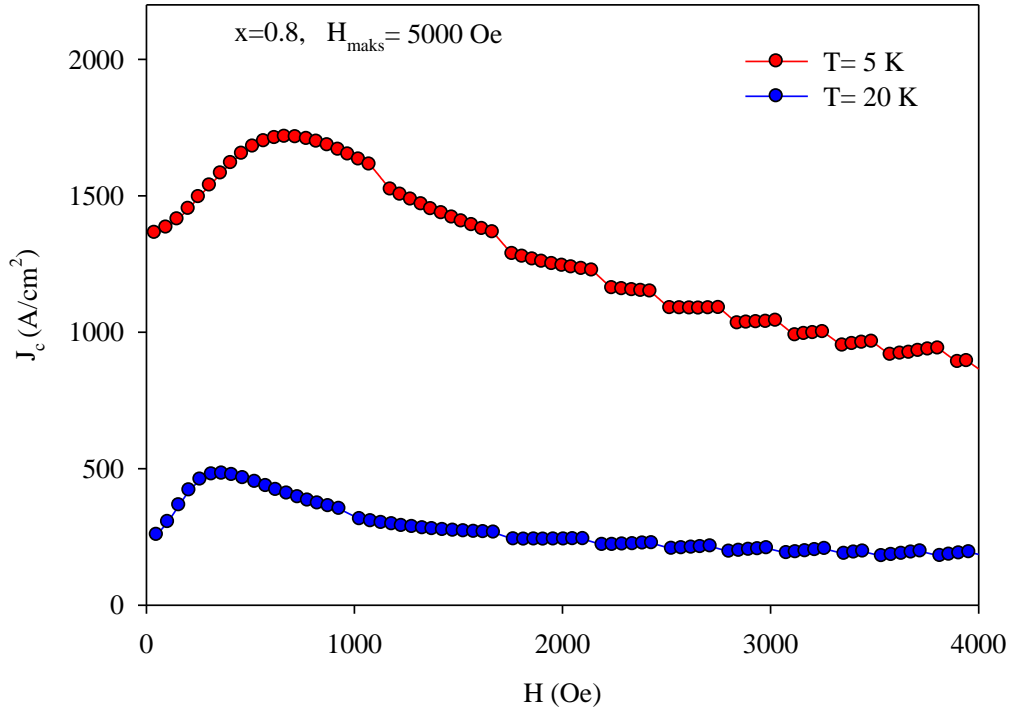
Şekil 3.15. $x=0.2$ katkılı numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c - H eğrileri



Şekil 3.16. $x=0.4$ katkılı numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c - H eğrileri

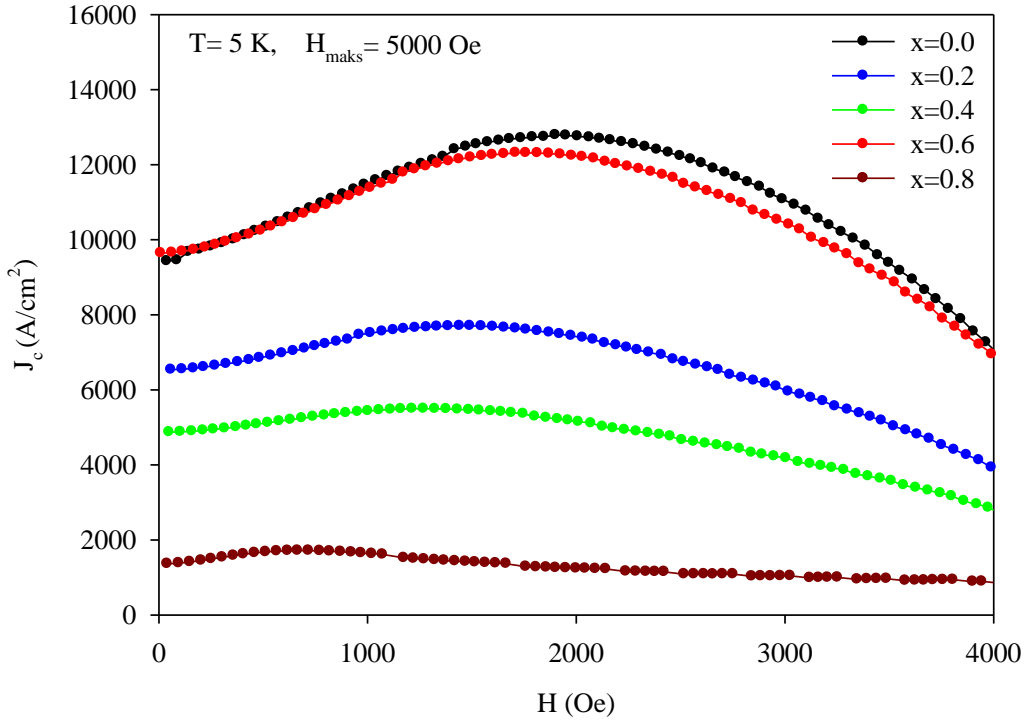


Şekil 3.17. $x=0.6$ katkılı numunenin $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c - H eğrileri

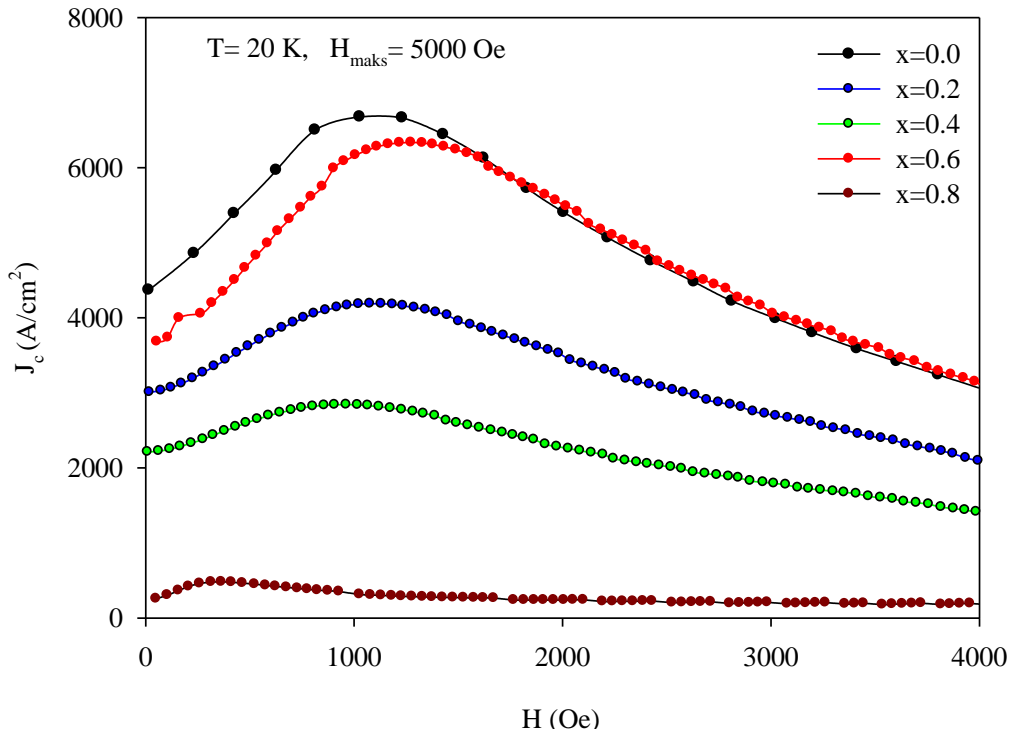


Şekil 3.18. $x=0.8$ katkılı numunenin $T=5$ K ve 20 K sabit sıcaklıkları için hesaplanan J_c - H eğrileri

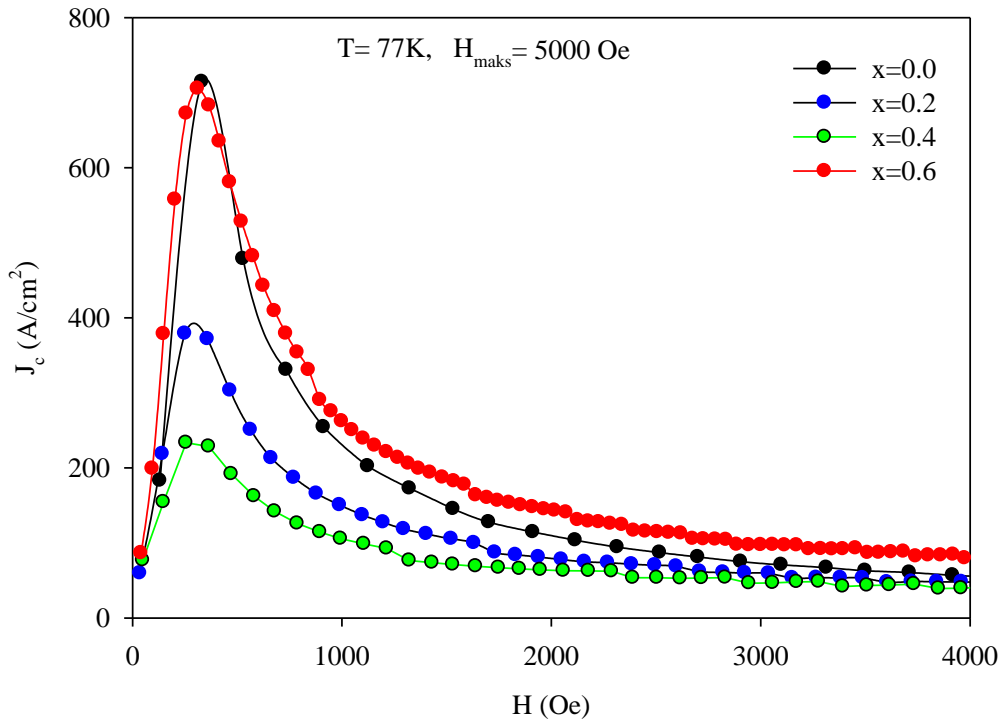
Şekil 3.19, Şekil 3.20 ve Şekil 3.21’de sırasıyla $T=5$ K, 20 K ve 77 K sabit ölçüm sıcaklığında farklı katkı oranları için hesaplanan kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi gösterilmektedir. $T=5$ K, 20 K ve $T=77$ K sıcaklıkları için elde edilen J_c - H eğrilerinin maksimumlarına baktığımızda ($J_{c,max}$: maksimum kritik akım yoğunluğu), $x=0$ katkılı numune en yüksek değere sahip olmaktadır. Diğer kritik akım yoğunlukları büyükten küçüğe doğru sırasıyla $x=0.6$, 0.2 , 0.4 ve 0.8 katkı oranlı numunelere aittir ve her üç sıcaklık için bu sıralama değişmemektedir. Fakat $T=5$ K sıcaklığı için sıfır alandaki kritik akım yoğunluğu en yüksek numune $x=0.6$ katkılı numunedir (Tablo 3.5’e bakınız). Ayrıca, $T=20$ K sıcaklığında yüksek alanlarda çok az bir farkla ve $T=77$ K sıcaklığında yine yüksek alanlarda belirgin şekilde $x=0.6$ katkı oranına sahip numune en büyük kritik akım yoğunluğuna sahip olmaktadır. Yine aynı sıcaklık ve aynı maksimum manyetik alan şiddetleri için örneklerin kritik akım yoğunluklarının, c örgü parametrelerinin büyüklükleri ile ters orantılı bir değişim sergilediği görüldü. Bu değişimin, c örgü parametresinin artması ile birim hücre hacmi başına düşen hole (boşluk) taşıyıcı sayısının azalmasından kaynaklanabilir.



Şekil 3.19. Farklı katkılı numunelerin $T=5$ K sabit sıcaklığı için hesaplanan J_c - H eğrileri



Şekil 3.20. Farklı katkılı numunelerin $T=20$ K sabit sıcaklığı için hesaplanan J_c - H eğrileri



Şekil 3.21. Farklı katkıli numunelerin $T=77$ K sabit sıcaklığı için hesaplanan J_c -H eğrileri

Tablo 3.5. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinin $H_{maks}=5000$ Oe için, $T=5, 20$ ve 77 K'deki manyetizasyon-uygulanan alan ilmeklerinden elde edilen J_c kritik akım yoğunlukları

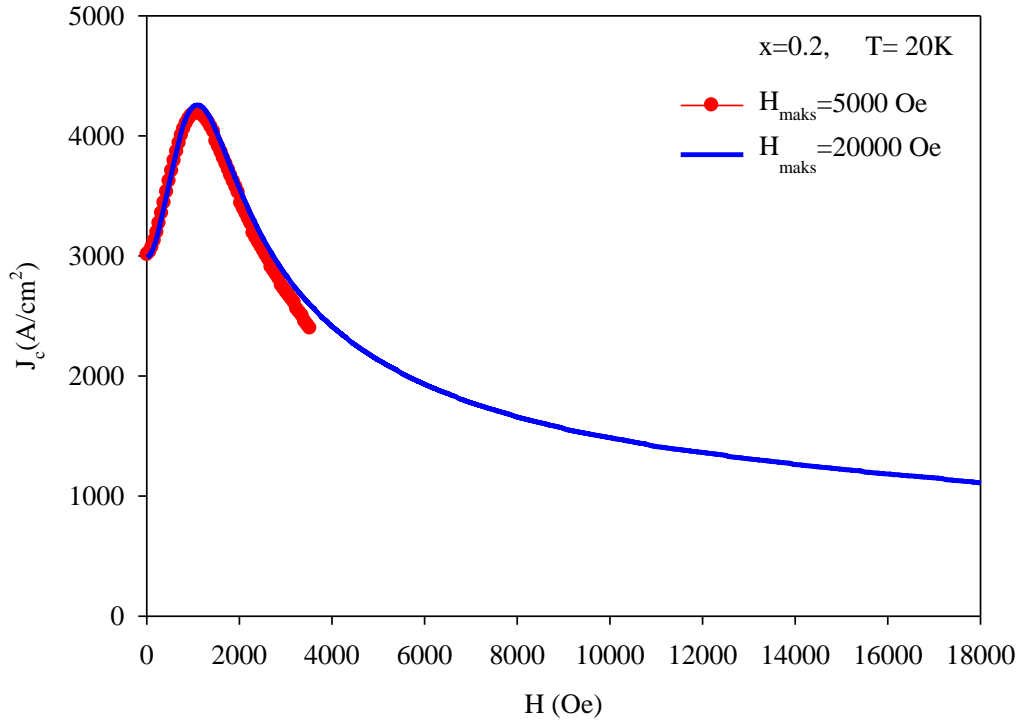
Katkı miktarı (x)	$J_{c,0\text{ Oe}, 5\text{ K}}$ (A/cm^2)	$J_{c,maks, 5\text{ K}}$ (A/cm^2)	$J_{c,0\text{ Oe}, 20\text{ K}}$ (A/cm^2)	$J_{c,maks, 20\text{ K}}$ (A/cm^2)	$J_{c,maks, 77\text{ K}}$ (A/cm^2)
x= 0	9433	12790	4370	6677	714
x= 0.2	6536	7704	3008	4188	379
x= 0.4	4872	5499	2212	2843	234
x= 0.6	9645	12316	3682	6335	705
x= 0.8	1364	1716	258	482	-

Tablo 3.5'den, x katkı miktarının artması ile kritik akım yoğunluklarının önce azaldığı (x=0.2 ve x=0.4 için) ve daha sonra arttığı (x=0.6 için) görülmektedir. Ayrıca x=0 ve x=0.6 katkı miktarlarına sahip numunelerin kritik akım yoğunlukları birbirine yakın değerdedirler. Fakat $T= 5$ K sıcaklığı için sıfır alandaki kritik akım yoğunluğu en yüksek

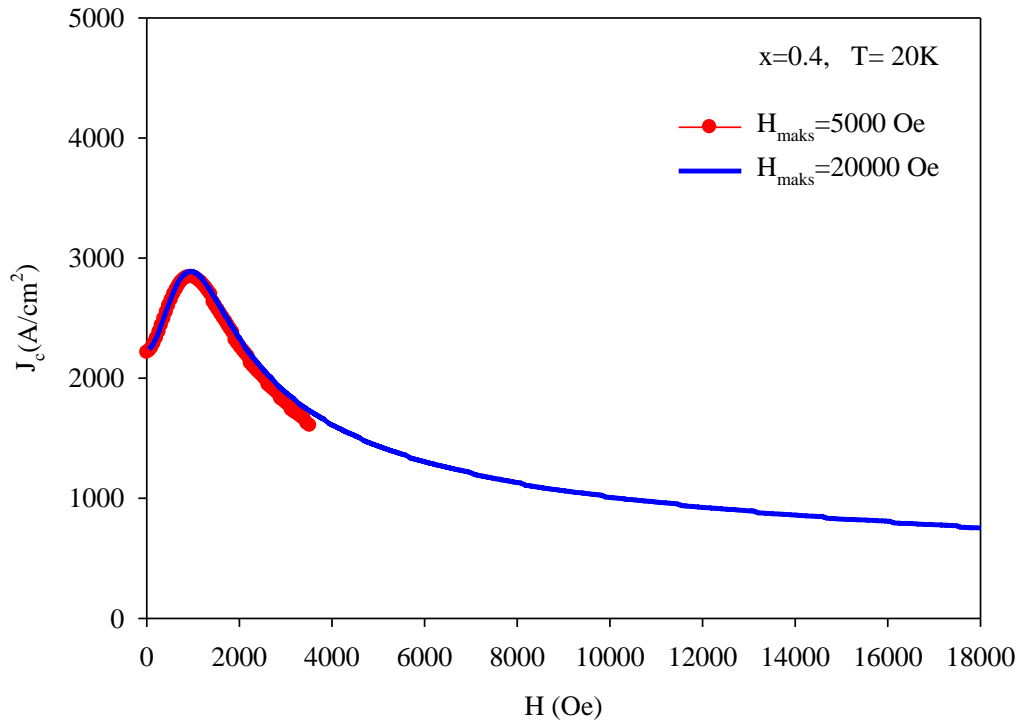
numune $x=0.6$ katkılı numunedir. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ sisteminde $x=0.4$, $x=0.6$ ve $x=1$ katkı oranlı numuneleri karşılaştıran Koutzarova ve arkadaşları $T=4.2$ K için en yüksek kritik akım yoğunluğunu $x=0.6$ katkı oranı gerçekleştiğini rapor ettiler (Koutzarova vd., 2002). Kısmi Dy katkısı ile kritik akım yoğunluğunun artması Nakao vd. (1998) ve Radhika Devi vd., (2000) tarafından da rapor edilmiştir.

Şekil 3.22 ve Şekil 3.23’de bazı örneklerin ($x=0.2$ ve $x=0.4$ katkı oranlı), aynı sıcaklık değerinde ($T=20$ K) fakat farklı ($H_{maks}=5000$ Oe ve 20000 Oe) değerlerine göre elde edilen manyetizasyon ölçümlerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi gösterilmektedir. $H_{maks}=5000$ Oe için elde edilen kritik akım yoğunluğu verilerinin $H_{maks}=20000$ Oe için elde edilenlerden yaklaşık 3000 Oe’den sonra farklılık gösterdiğine dikkat edilmelidir. Bu farklılığın nedeni, $H_{maks}=5000$ Oe için yapılan hesaplamalarda ΔM için, maksimum alandan sonra azaltma yani “köprü” (numunenin yarı kalınlığında birden fazla külçe akımının dolandığı) aşamalara denk gelen manyetizasyon değerlerinin alınmasındandır. $H_{maks}=20000$ Oe için elde edilen kritik akım yoğunluğu değerlerinden (mavi çizgi ile verilen) uzak olan veriler (kırmızı içi dolu çember ile verilen) anlamlı değildirler.

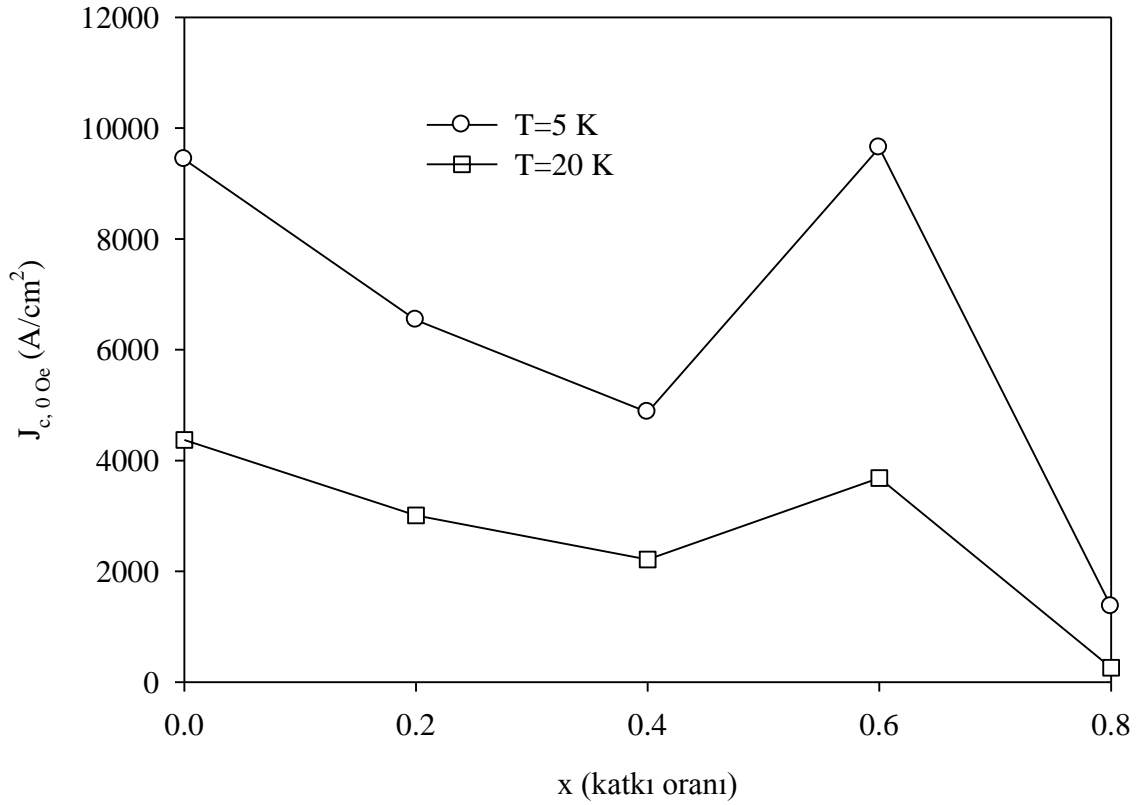
Şekil 3.24’de $T=5$ K ve 20 K, sabit ölçüm sıcaklıkları için, hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerlerinin katkı oranlarına göre değişimi verilmektedir.



Şekil 3.22. $x=0.2$ katkılı numunelerin $T=20 \text{ K}$ sabit sıcaklığında $H_{maks}=5000 \text{ Oe}$ ve $H_{maks}=20000 \text{ Oe}$ alanları için hesaplanan J_c - H eğrileri



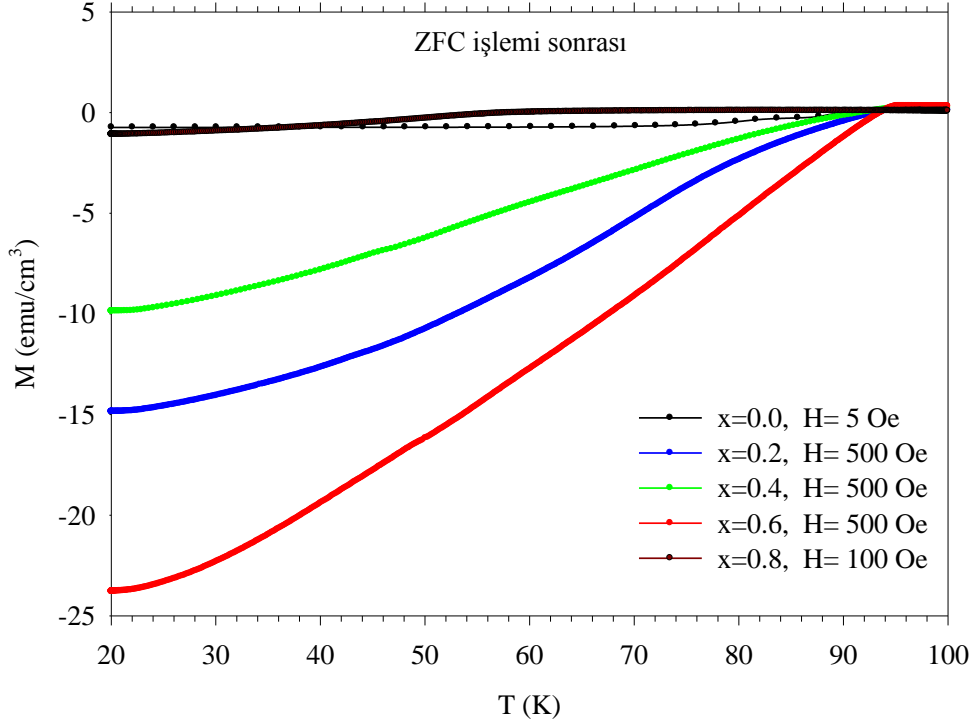
Şekil 3.23. $x=0.4$ katkılı numunelerin $T=20 \text{ K}$ sabit sıcaklığında $H_{maks}=5000 \text{ Oe}$ ve $H_{maks}=20000 \text{ Oe}$ alanları için hesaplanan J_c - H eğrileri



Şekil 3.24. $H_{maks}=5000$ Oe için, $T=5$ ve 20 K'deki manyetizasyon-uygulanan alan ilmeklerinden hesaplanan sıfır alan kritik akım yoğunluklarının ($J_{c, 0 Oe}$) katkı miktarına (x) göre değişimi

3.5 Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Manyetizasyon Ölçümleri

$x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=20-100$ K sıcaklık aralığı ve sabit H alan şiddetleri için manyetizasyon-sıcaklık eğrileri Şekil 3.25'de verilmektedir. Numunelere ait ölçümler aynı alan altında gerçekleştirilmediğinden birbirleri ile kıyaslama yapmak doğru olmaz. Fakat $x=0.2, 0.4$ ve 0.6 katkılı numuneler için $H=500$ Oe olduğundan kendi aralarında karşılaştırılabilirler. Bu üç numune içerisinde (örneğin $T=20$ K için), en büyük manyetizasyon değeri (dolayısıyla çivileme şiddeti ve kritik akım yoğunluğu) $x=0.6$ katkılı numuneneye aittir ki bu önceki sonuçlarımızı desteklemektedir. Numunelerin bu grafikler yardımıyla elde edilen süperiletken geçiş sıcaklıkları (T_c) Tablo 3.6'de verilmektedir.



Şekil 3.25. $x=0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=20-100$ K aralığı ve belli sabit H alan şiddetleri için manyetizasyon-sıcaklık eğrileri

İlk bakışta Tablo 3.6' den, kritik sıcaklıkların saf ($x=0$ miktarlı) numuneye göre, $x=0.2-0.6$ Dy miktarları için artmış olduğu görülmektedir. Dy^{+3} iyonlarının Y^{+3} iyonları ile yerdeğiştirmesi muhtemelen CuO_2 düzleminin elektronik durumunda bir fark oluşturmakta ve T_c kritik sıcaklığı bundan etkilenmektedir. x katkı miktarının artması ile kritik sıcaklıklarının önce arttığı ($x=0.2$ ve $x=0.4$ için) ve daha sonra azaldığı ($x=0.6$ ve $x=0.8$ için) görülmektedir. $x=0-0.6$ katkı miktarı aralığı için, kritik sıcaklıkların x katkı miktarları ile değişimi, kritik akım yoğunluklarının x katkı miktarları ile değişimin tersidir. Yani, $x=0-0.6$ katkı oranı aralığı için kritik sıcaklık önce artıp sonra azalırken, kritik akım yoğunluğu önce azalıp sonra artmaktadır.

Tablo 3.6. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinin manyetizasyon-sıcaklık (M-T) verilerinden elde edilen T_c kritik geçiş sıcaklıkları

Katkı miktarı(x)	Numune	T_c (K) (M-T eğrilerinden elde edilen)
x= 0	$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	92
x= 0.2	$Dy_{0.2}Y_{0.8}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	94.4
x= 0.4	$Dy_{0.4}Y_{0.6}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	94.8
x= 0.6	$Dy_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	94.6
x= 0.8	$Dy_{0.8}Y_{0.2}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	60

3.6. AC Manyetik Alınganlık Ölçümleri

Taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde AC alınganlık ölçüm tekniği, süperiletkenlik özellikleri hakkında çok önemli bilgiler vermektedir. Bu teknik hem hazırlanan süperiletken numunenin karakterizasyonu hem de akı çizgilerinin dinamiği konusunda birçok araştırmacı tarafından kullanılmıştır (Müller, 1989; Chen vd., 1989; Ishida ve Goldfarb, 1990; Yamamoto vd., 1992; Loegel vd., 1993; Lee ve Kao, 1995; Perez vd., 1996; Gencer vd., 1996; Çelebi vd., 1997;). Zayıf AC magnetik alanlarda, kritik hal modelleri (Bean, 1964; Anderson, 1962; Kim vd., 1962; Clem, 1988; LeBlanc ve LeBlanc, 1992) taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin magnetik davranışını da tanımladığından, taneler arası çivileme (pinning) mekanizmasının tabiatı AC alınganlık çalışmaları ile araştırılabilmektedir (Müller, 1989; Chen vd., 1989; Ishida ve Goldfarb, 1990).

$Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ süperiletken bileşiğın $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 Dy katkı malzemelerin ac manyetik alınganlığının gerçel (reel) ve sanal (imajiner) kısımlarının sıcaklıkla değişim eğrileri Şekil 3.26, Şekil 3.27, Şekil 3.28, Şekil 3.29 ve Şekil 3.30'da gösterilmektedir. Taneli yüksek sıcaklık süperiletkenleri soğutulduklarında, ilk önce bireysel taneler süperiletken hale geçer ve uygulanan alanı perdelerler. Bu AC alınganlığın gerçel bileşeninde negatif bir χ' olarak kendini gösterir. Yeterince düşük sıcaklıklarda χ' nin taneler arası bileşeni ortaya çıkar. Oldukça düşük sıcaklıklarda, etrafında dolanan süperakım sayesinde tüm numune tarafından perdeleme gerçekleşmesi beklenir ve bu

yüzden $\chi' -T$ eğrisi doyuma ulaşır (Çelebi vd., 1998). Düşük alanlarda ve yeterince düşük sıcaklıklarda demanyetizasyon düzeltmesi $\chi' = -1$ vermesi gerektiğinden, deneysel ac alınganlık verilerini (farklı genliklerde dahil olmak üzere) en düşük alan genliğindeki (1 Oe) ve en düşük sıcaklıktaki ($T=50$ K'deki) $|\chi'|$ değeri ile normalize edildi.

Histeretik bir $B-H_{ac}$ ilmeğinin çevrelediği alan, B numunenin boyutları üzerinden ortalama akı yoğunluğu ve H_{ac} uygulanan dış magnetik alan olmak üzere, H_{ac} 'nin çevrimi başına numunedeki kayıp enerjisinin bir ölçüsüdür ve aynı zamanda kompleks AC alınganlığın imajiner kısmı AC kayıpları ile yakından ilişkilidir. Düşük magnetik alan genliği aralığında taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde AC alınganlığın sanal kısmı taneler arası bulk pinning kayıplarını temsil eder (Müller vd., 1991; Çelebi vd., 1997).

Numunelerin AC manyetik alınganlıklarının sanal kısımlarının hiçbirinde tane içi bileşen (tane içi kritik akım yoğunluğu ile ilişkili) piki gözlenmemiştir. Bu, H_{ac} alan genliğinin (1 Oe) tane içine nüfuz edecek kadar büyük olmamasına atfedilebilir. Fakat $x=0.2, 0.4$ ve 0.8 katkı oranlarına sahip numunelerin AC manyetik alınganlık ölçümlerinin sanal kısmında, tane içi pik görülmediği gibi taneler arası bileşen (taneler arası kritik akım yoğunluğu ile ilişkili) piki de görülmemektedir. Bu numunelerde Dy katkısının etkisi ile taneler arası temasın (dolayısı ile taneler arası kritik akım yoğunluğunun) zayıf olması ve $H_{ac}=1$ Oe için, tane içinde dolaşan akımların da muhtemelen yüzey akımları olması bu sonucu doğurmaktadır. Bu durum, ilgili numunelerin paramanyetik davranışa neden olan Dy katkısının etkisi ile yüksek sıcaklıklardaki histeresiz ilmeklerinin tersinire çok yakın davranış göstermesi ile ilişkilendirilebilir (Şekil 3.10'a bakınız). $x=0$ ve $x=0.6$ katkı oranlarına sahip numunelerin, AC alınganlıklarının sıcaklığa bağlı eğrilerinin hemen hemen aynı olduğu görülmektedir (Şekil 3.31). $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiğine ait, AC manyetik alınganlık ölçümlerinden belirlenen süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları (T_c) Tablo 3.7'de verilmiştir.

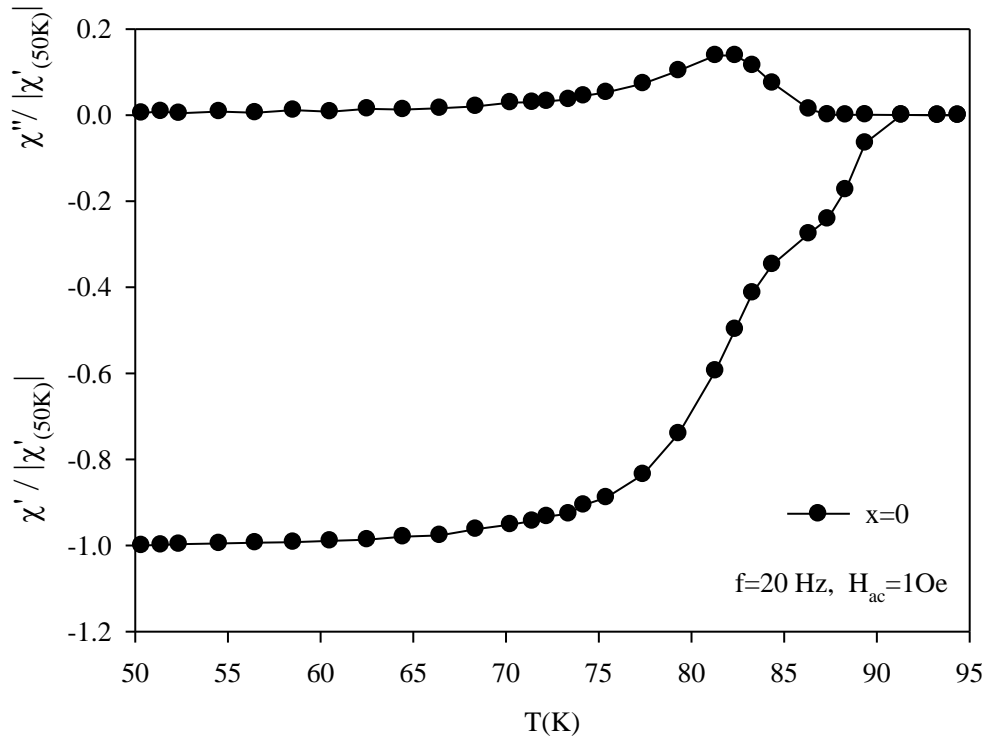
Tablo 3.7' den, x katkı miktarının artması ile kritik sıcaklıklarının önce arttığı ($x=0.2$ ve $x=0.4$ için) ve daha sonra azaldığı ($x=0.6$ ve $x=0.8$ için) görülmektedir. Ayrıca $x=0$ ve $x=0.6$ katkı miktarlarına sahip numunelerin kritik sıcaklıkları hemen hemen aynı değerdedir. $x=0-0.6$ katkı miktarı aralığı için, kritik sıcaklıkların x katkı miktarları ile değişimi, kritik akım yoğunluklarının x katkı miktarları ile değişimin tersidir. Yani, $x=0-0.6$ katkı miktarları aralığı için kritik sıcaklık önce artıp sonra azalırken, kritik akım yoğunluğu önce azalıp sonra artmaktadır. Ayrıca $x=0.0-0.6$ katkı miktarları aralığı için,

kritik sıcaklıklar ile numunelerin c örgü parametrelerinin büyüklükleri ile (doğru) orantılı bir değişim göstermektedir.

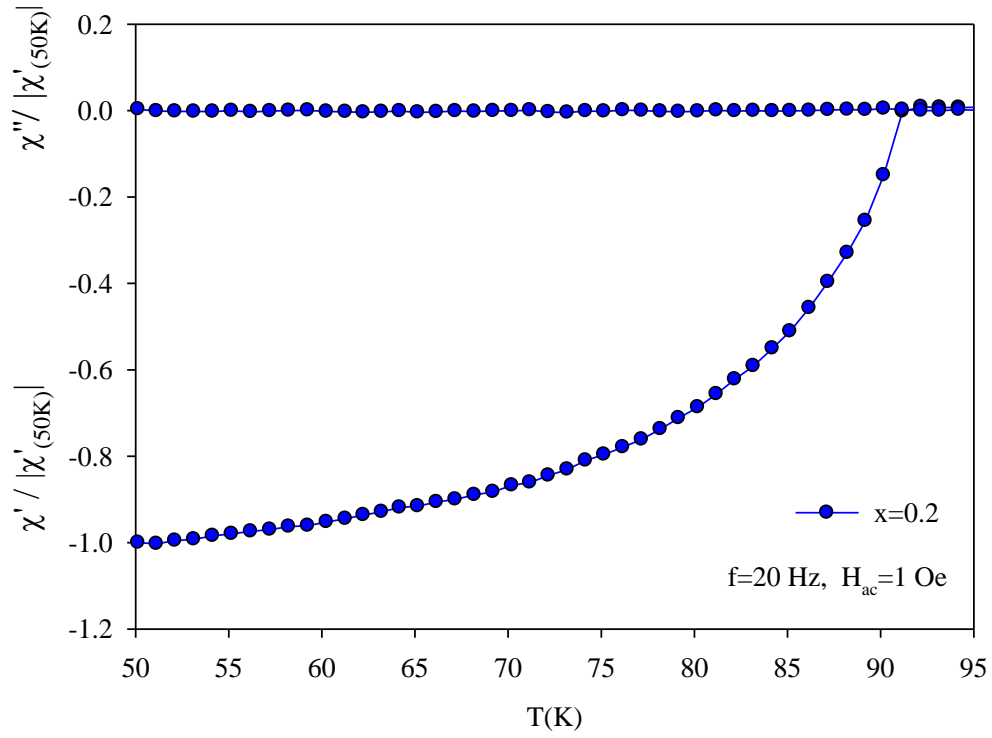
Tablo 3.6 ile tablo 3.7'daki kritik sıcaklıklar karşılaştırıldığında, her katkı miktarı için, AC manyetik alınganlık verilerinden elde edilen T_c kritik geçiş sıcaklıklarının, manyetizasyon-sıcaklık (M-T) verilerinden elde edilen T_c kritik geçiş sıcaklıklarından daha küçük değerler aldığı görülmektedir. Bu farklar, değişik ölçüm yöntemlerinden elde edilmiş olmalarından kaynaklanmaktadır. Sayısal değerler bir miktar farklı olsa da, katkı oranının kritik sıcaklıklar üzerinde yaptığı etkiyi her iki ölçüm yöntemi ile elde edilen sonuçlar desteklemektedir. Yani, Dy katkı oranının artışı ile kritik sıcaklıklar önce artışa geçmekte, sonra azalmaya başlamaktadırlar.

Tablo 3.7. $Dy_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiklerinin AC manyetik alınganlık verilerinden elde edilen T_c kritik geçiş sıcaklıkları

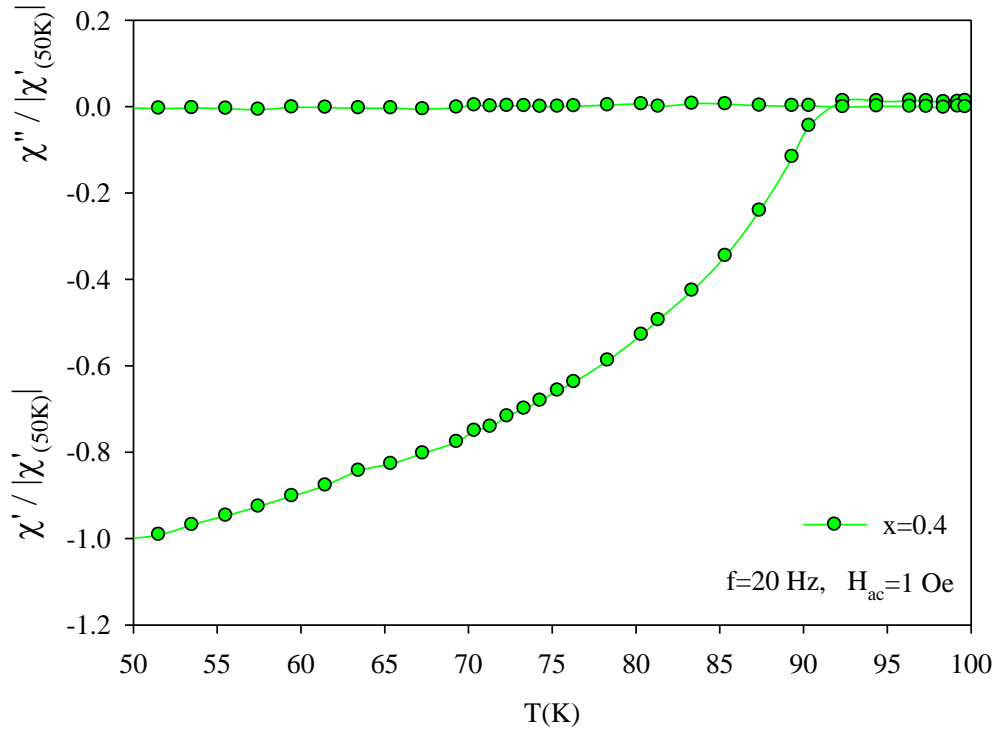
Katkı miktarı(x)	Numune	T_c (K) (χ_{ac} -T eğrilerinden elde edilen)
x= 0	$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	91.3
x= 0.2	$Dy_{0.2}Y_{0.8}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	92.2
x= 0.4	$Dy_{0.4}Y_{0.6}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	92.4
x= 0.6	$Dy_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	91.4
x= 0.8	$Dy_{0.8}Y_{0.2}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	62



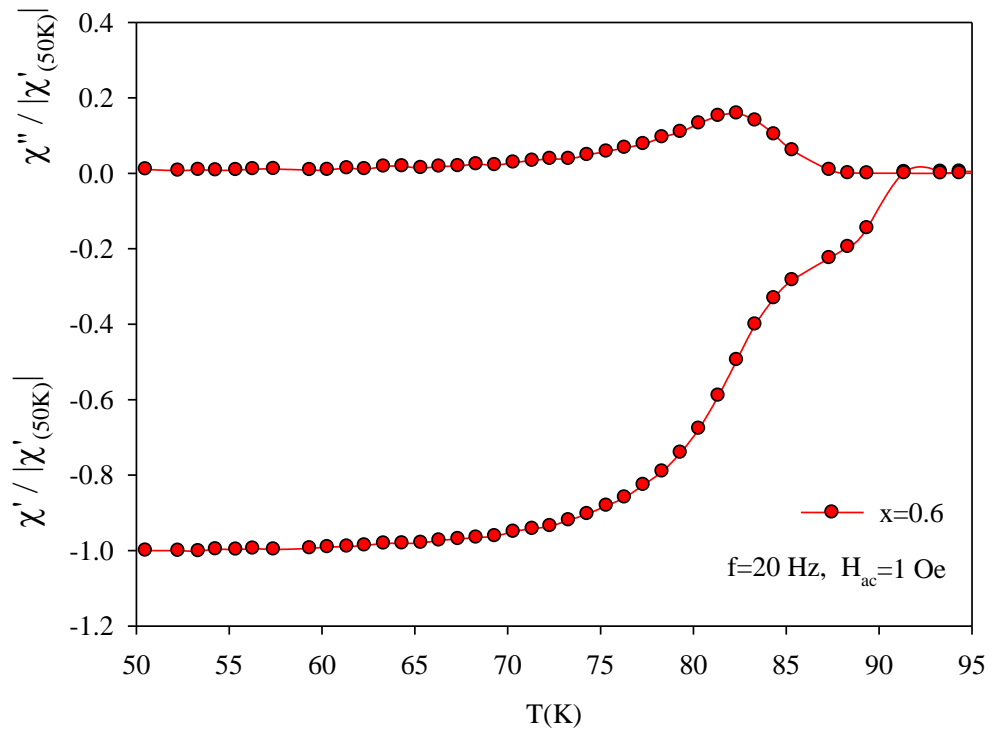
Şekil 3.26. $x=0.0$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri



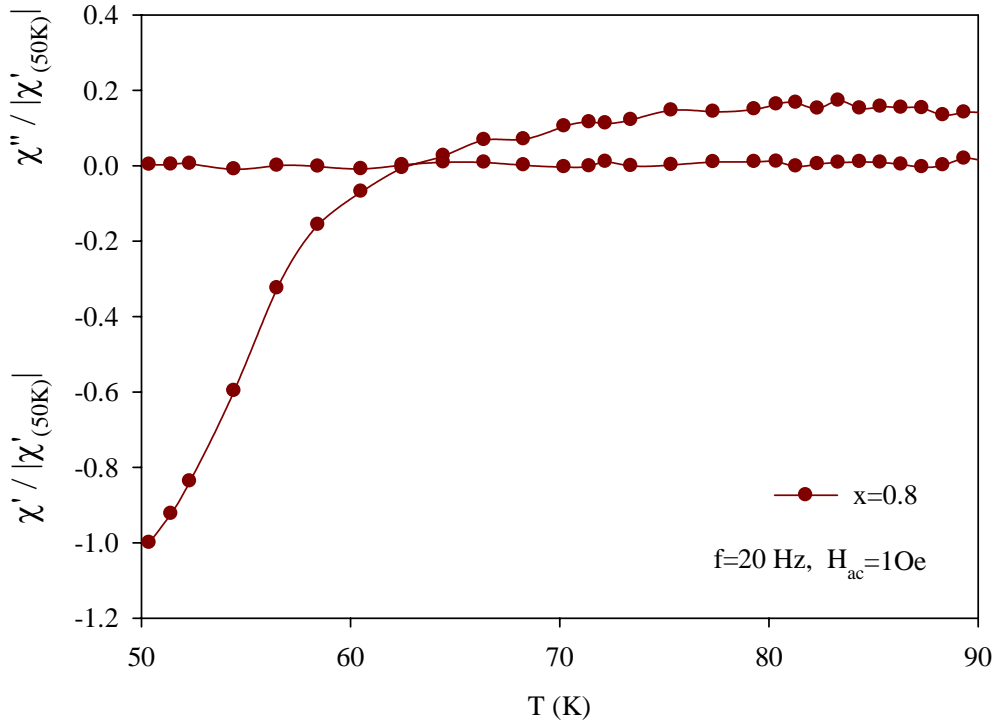
Şekil 3.27. $x=0.2$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri



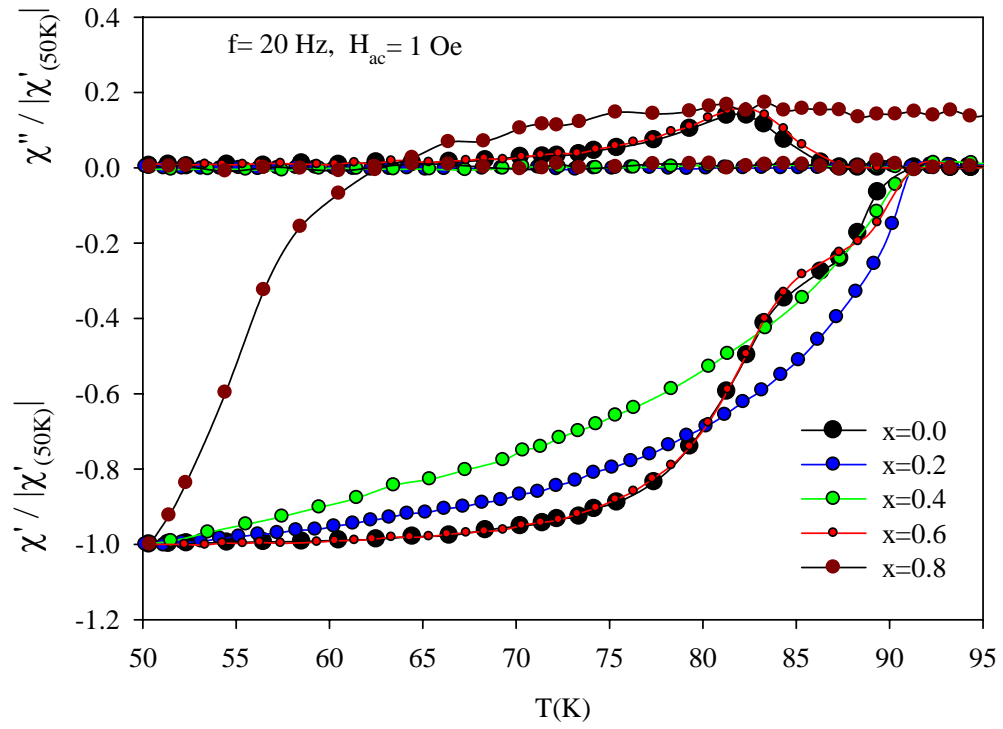
Şekil 3.28. $x=0.4$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri



Şekil 3.29. $x=0.6$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri



Şekil 3.30. $x=0.8$ katkılı numunenin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri



Şekil 3.31. $x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6$ ve 0.8 katkılı numunelerin $T=50-95$ K sıcaklık aralığındaki A.C. alınganlık ölçümleri

Akı çizgileri malzemeye bütünüyle nüfuz ettiğinde, yani $H_m = \sqrt{2}H_{ac}$ (rms), ilk tam nüfuz alanı H^* 'a eşit olduğunda, AC kayıpları maksimuma ulaşır (Clem, 1988). Dolayısıyla, Bean modelini kullanarak, pik sıcaklığındaki (T_p) kritik akım yoğunluğu hesaplanabilir (Bean, 1964). Belirli bir sıcaklıktaki kritik akım yoğunluğunun sabit olduğu (J_c =sabit) Bean modeline göre, T_p pik sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğu için

$$J_c(T_p) = \frac{H_m}{R} \approx \frac{H_m}{\sqrt{\left(\frac{L_1}{2}\right)\left(\frac{L_2}{2}\right)}} \quad (3.6)$$

yazılabilir. Burada silindir şeklindeki numunenin yarıçapı R , dikdörtgen çubuk biçimli numunenin kesiti $L_1 \times L_2$ 'dir.

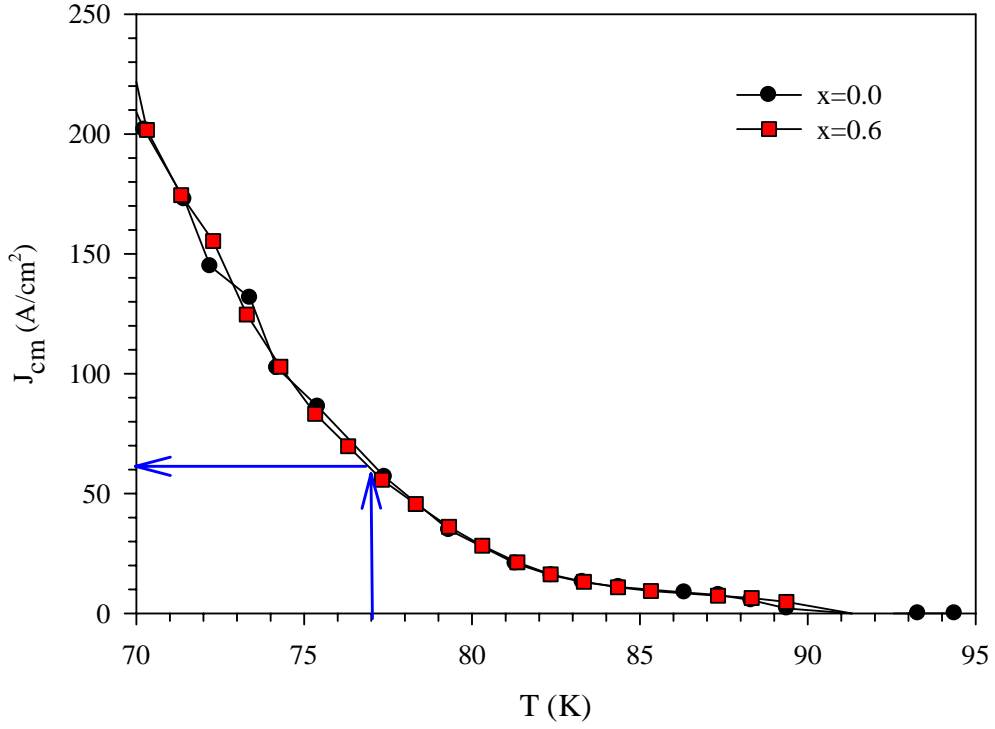
Bean modelini kullanarak Clem (1988), taneler arası ve tane içinde dolaşan akımı, ölçülen alınganlık verilerinden bulmak için aşağıdaki eşitlikleri elde etti:

$$\chi'(T) = -1 + \frac{J_c(T_p)}{J_c(T)} \left(1 - \frac{5 J_c(T_p)}{16 J_c(T)} \right) \quad T < T_p \text{ için} \quad (3.7)$$

$$\chi'(T) = \frac{-5 J_c(T)}{16 J_c(T_p)} \quad T > T_p \text{ için} \quad (3.8)$$

Burada T_p , AC alınganlığın sanal kısmının maksimumuna karşılık gelen sıcaklığı ve $J_c(T_p)$ ise (3.6) denklemi ile verilen bu sıcaklıktaki kritik akım yoğunluğunu göstermektedir. Çalıştığımız düşük alanda ($H_{ac}=1$ Oe (rms)) $x=0$ ve 0.6 katkı miktarlı numunelerin AC alınganlığın χ'' imajiner kısmında yalnızca tek pik gözlemlediğimizden, bu pikin taneler arası bileşenden kaynaklandığını düşündük. Bu nedenle yukarıdaki (3.7) ve (3.8) eşitlikleri taneler arası bileşenler için kullandık. $x=0$ ve 0.6 katkı miktarlı numuneler için, denklem (3.7) ve (3.8) kullanılarak elde edilen taneler arası kritik akım yoğunluğunun J_{cm} , sıcaklıkla değişimi Şekil 3.31'de görülmektedir. Şekil 3.32'den, $T=77$ K sıcaklığında her iki numunenin yaklaşık olarak 60 A/cm^2 taneler arası kritik akım yoğunluğuna sahip oldukları görülmektedir. Şekil 3.21'de $T=77$ K için tüm numunelerin sıfır alan kritik akım yoğunluklarının $60-90 \text{ A/cm}^2$ aralığında olduğuna dikkat edilirse, $x=0$

ve 0.6 katkı miktarlı numunelerin $T=77$ K için farklı yöntemlerle elde edilen kritik akım yoğunluklarının uyum içinde olduğu söylenebilir.



Şekil 3.32. $x=0.0$ ve 0.6 katkı oranlı numunelerin $T=70-95$ K sıcaklık aralığındaki taneler arası kritik akım yoğunluğu J_{cm} 'nin sıcaklıkla değişimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, katıhal tepkime yöntemi ile hazırlanan YBaCuO(123) sisteminde Y yerine Dy katkısını etkisi XRD ölçümleri, manyetizasyon ölçümleri ve manyetik alınganlık ölçümleri ile araştırıldı. Elde edilen sonuçlar aşağıda verilmiştir.

1. X-ışını kırınım desenlerinden, üretilen numunelerin ortorombik yapıya sahip olduğu görüldü.

2. Üretilen numunelerde Dy katkısının artmasıyla birlikte örgü parametrelerinin değerlerinin arttığı belirlendi. Bu artışın sebepleri, Dy atomunun iyonik yarıçapının (1.027 Å), Y atomunun iyonik yarıçapına (1.019 Å) göre büyük olmasına atfedildi.

3. Uygulanan alanın fonksiyonu olarak manyetizasyon ölçümlerinden (M-H), her Dy katkıları için en geniş histeresiz ilmekleri T=5 K sıcaklığında gerçekleşti. Bu ölçümlerde en yüksek sıcaklık olan T= 77 K'deki histeresiz ilmekleri de en dar olan ilmekler olarak gözlemlendi.

4. T= 5, 20 ve 77 K sıcaklıkları için, en geniş histeresiz ilmekli numunelerin x=0 ve x=0.6 katkılarına sahip olan numuneler olduğu, ayrıca x=0 katkılı numunenin en yüksek alt kritik alan (H_{c1}) değerine sahip olduğu belirlendi. Aynı sıcaklık ve aynı maksimum manyetik alan şiddetleri için örneklerin histeresiz ilmek genişlikleri, c örgü parametrelerinin büyüklükleri ile ters orantılı bir değişim sergilediği belirlendi.

5. Daha büyük maksimum alanlı ($H_{maks}= 20000$ Oe) M-H ilmeklerinde, diyamagnetik özelliğinin paramanyetik özellik tarafından bastırıldığı ve manyetizasyonun pozitif değerler aldığı görüldü. Aynı zamanda Dy katkı miktarının artması ile paramanyetik etkinin kendisini daha fazla hissettirdiği ilmeklerin M/H eğiminin artmasından anlaşıldı. Bu değişimin, yapıda Dy atomunun artmasından ve süperiletken yapıya paramanyetik özellik katmasından kaynaklandığı sonucuna varıldı.

6. T=5 K, 20 K ve 77 K sabit ölçüm sıcaklığında farklı katkı oranları için M-H ilmeklerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi eğrilerinin maksimumları ($J_{c,maks}$: maksimum kritik akım yoğunluğu) açısından, x=0 Dy katkılı numunenin en yüksek değere sahip olduğu görüldü. Diğer kritik akım yoğunlukları büyükten küçüğe doğru sırasıyla x=0.6, 0.2, 0.4 ve 0.8 Dy katkılı numunelere ait olduğu ve her üç sıcaklık için bu sıralamanın değişmediği belirlendi. Fakat T= 5 K sıcaklığı için sıfır alandaki kritik akım yoğunluğunun en yüksek değeri x=0.6 Dy katkılı numuneye ait

olduğu gözlemlendi ($J_{c,0} = 9645 \text{ (A/cm}^2\text{)}$). Ayrıca, $T=20 \text{ K}$ sıcaklığında yüksek alanlarda çok az bir farkla ve $T=77 \text{ K}$ sıcaklığında yine yüksek alanlarda belirgin şekilde $x=0.6$ Dy katkı miktarına sahip numunenin en büyük kritik akım yoğunluğuna sahip olduğu görüldü. Yine aynı sıcaklık ve aynı maksimum manyetik alan şiddetleri için örneklerin kritik akım yoğunluklarının, c örgü parametrelerinin büyüklükleri ile ters orantılı bir değişim sergilediğine dikkat edildi. Bu değişim, c örgü parametresinin artması ile birim hücre hacmi başına düşen hole (boşluk) taşıyıcı sayısının azalmasına bağlandı.

7. Sıcaklığın fonksiyonu olarak manyetizasyon ($M-T$) ölçümlerinden, kritik geçiş sıcaklıklarının (T_c) saf ($x=0$ katkı oranlı) numuneye göre, $x=0.2-0.6$ Dy katkı miktarları aralığı için artmış olduğu görüldü.

8. AC alınganlık ölçümlerinden numunelere ait kritik sıcaklıklar (T_c) belirlendi. Bu ölçümlerden elde edilen değerlerin $M-T$ ölçümlerinden belirlenen kritik sıcaklıklarla uyumlu olacak şekilde değişim gösterdiği gözlemlendi.

9. AC alınganlık verilerinden yararlanarak, en iyi kritik akım yoğunluğuna sahip $x=0$ ve $x=0.6$ Dy katkı oranlı numunelerin, taneler arası kritik akım yoğunluklarının sıcaklık bağılılıkları ($J_{cm}-T$) belirlendi. Her iki numunenin $J_{cm}-T$ değişiminin hemen hemen aynı olduğu görüldü.

10. $x=0$ ve $x=0.6$ Dy katkı oranlı numunelerin AC alınganlık verilerinden $T=77 \text{ K}$ ve $H_{ac}=1 \text{ Oe}$ için elde edilen taneler arası kritik akım yoğunluğu değerlerinin, $M-H$ eğrilerinden $T=77 \text{ K}$ için ve yaklaşık sıfır alan için elde edilen kritik akım yoğunluğu değerleri ile uyum içinde olduğu belirlendi.

5. ÖNERİLER

Süperiletkenlik alanında yapılan çalışmalarda, üretilen süperiletkenlerin kritik sıcaklığının (T_c) ve kritik akım yoğunluğunun (J_c) iyileştirilmesi yanında şiddetli manyetik alan altında kayıpsız büyük akımlar taşıyabilecek kapasitede olması ve teknolojik açıdan verimli bir şekilde uygulanabilir olması hedef teşkil etmektedir. Bu sebeple, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde yapıya değişik elementler ilave edilerek veya katkı yapılarak, kritik sıcaklığı ve kritik akım yoğunluğunu yükseltmek amacıyla pek çok çalışma yapılmaktadır.

Bu çalışmada, YBaCuO(123) sisteminde Y yerine Dy katkısının etkisi, katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numuneler üzerinde gerçekleştirilen XRD ölçümleri, manyetizasyon ölçümleri ve manyetik alınganlık ölçümleri ile araştırıldı.

Bundan sonra yapılacak çalışmalarda daha düşük Dy katkılarının ($x=0.05, 0.10, 0.15, 0.20$ vs.) etkisi incelenebilir. Bu çalışmada yapılmayan, farklı üretim yöntemi (hızlı soğutma-eritme-büyütme yöntemi (QMG), eritme-toz-yöntemi (PMP), eritme-toz-eritme-büyütme yöntemi (MPMG), üstten tohumlamalı-eritme-büyütme yöntemi (TSMTG)), farklı ısıl işlem ve farklı oksijen verme süresi denenebilir.

AC Manyetik ölçümleri her numune için, çeşitli alan genlikleri, frekanslar için sıcaklığın fonksiyonu olarak, ve sabit sıcaklıkta alan genliğinin ve frekansın fonksiyonu olarak gerçekleştirilebilir. Benzer ölçümler hem AC hem de DC alanın varlığında gerçekleştirilebilir.

Ayrıca, üretilen numunelerin (sertlik, süneklik, elastiklik modülü, kırılma tokluğu, mukavemet vb.) mekaniksel özellikleri de incelenerek uygulamaya yönelik özellikleri karakterize edilebilir.

6. KAYNAKLAR

- Anderson, P.W., 1962, Theory of Flux Creep in Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 9, 309.
- Badri, V. ve Varadaraju, U. V., 1992, Structure and Superconductivity Studies on $\text{LnBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Ln = Yb and Lu; $0.0 \leq x \leq 0.5$), Mat. Res. Bull., 27, pp. 591-602.
- Balkin, D. K. and McGinn P. J., 1994, The effect of Er 211 Additions on the Microstructure and Magnetic Properties of Zone-Melt Textured Y123, Supercond. Sci. Technol., 7, 72-79
- Bean, C.P., 1962. Magnetization of hard superconductors, Phys. Rev. Lett., 8, 250.
- Bean, C.P., 1964. Magnetization of High-Field Superconductors, Review of Modern Physics, 36, 31-38.
- Buzea, C ve Yamashita, T., 2001, Review of Superconducting Properties of MgM_2 , Superconductor Science and Technology, 14, 11, R115-R146.
- Carrillo, A. E., Rodriguez Jr. P., Puig, T., Palau, A., Obradors, X., Zheng, H., Welp, U., Chen, L., Veal, B. W., Claus, H., Crabtree, G.W., 2002, Growth and Microstructure of MTG $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{RE}'_2\text{BaCuO}_5$ With Heavy Rare Earth Elements, Physica C., 372–376, 1119–1122.
- Chen, D.X., ve Goldfarb, R.B., 1989. Kim Model for Magnetization of Type-II Superconductors. J. Appl. Phys., 66, 2499.
- Chu, C. V., Gao, L., Chen, F., Huang, Z. J., Meng, R. L., Xue, Y. Y., 1993, Superconducting above 150K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ at High Pressures, Nature, 365, 323-325.
- Clem, J.R., 1988. Granular and Superconducting-Glass Properties of the High-Temperature Superconductors, Physica C, 153-155, 50-55.
- Cyrot, M. ve Pavuna, D., 1992, Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials, World Scientific, Singapore
- Çelebi, S., Nezir, S., Gencer, A., Yanmaz, E. ve Altunbaş, M., 1997. AC Losses and Irreversibility Line of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O- High- T_c Superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 255, 5-10.
- Çelebi, S., Karaca, I., Aksu, E. ve Gencer, A., 1998. Frequency Dependence of the Intergranular AC Loss Peak in a Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O bulk Superconductor, Physica C, 309, 131-137.
- Çelebi, S., 2004, II. Tip süperiletkenlerde “Pinning” Mekanizması ve Girdap Dinamiği, 11. Yoğun Madde Fiziği Ankara Toplantısı, 3 Aralık, Gazi Üniversitesi, Ankara, Özet Kitapçığı, 01, 10.

- Delorme, F., Hannois, C., Monot-laffez, I., 2003, Additions of 0.5 wt% of rare earth oxides to TSMTG $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Y}_2\text{BaCuO}_5$ composites, Physica C., 399, 129–137.
- Dimos, D. ve Chaudhari, P., 1990, Superconducting Transport Properties of Grain Boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Bicrystal, Physical Review B., 41,7.
- Ekin, J. W., Braginsky, A. I., Janocko, M. A., 1987, Evidence for Weak Link and Anisotropy on The Transport Critical Current in Bulk Polycrystalline $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, J. Appl. Phys. 62, 12.
- El Ali, A., Azez, K. A., Al-Omari, I. A., Shobaki, J., Hasan (Qaseer), M. K., Albissb, B. A., Khasawneh, Kh., Ziq, Kh. A., Salem, A.F., 2002, The Paramagnetic Contribution in the Magnetization Behavior of $\text{Y}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Physica B., 321, 320–323.
- Fietz, W. A., Webb, W. W., 1969, Physical Review, 178, 657.
- Franck, J. P., Jung, J., Mohamed, M. A. K., 1987, Superconductivity in the system $(\text{Al}_x\text{Y}_{1-x})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5+\delta}$, Phys. Rev. B., 36, 2308 – 2310.
- Gencer, A., Nezir, S., Altunbaş, M. ve Aydinuraz, A., 1996, AC Susceptibility Study of $\text{BiPbSrCaCuO}(2223)$ Superconductors, Supercond. Sci. Technol., 9, 467-473.
- Guillaume, M., Allenspach, P., Henggeler, W., Mesot, J., Roessli, B., Staub, U., Fischer, P., Furrer A., Trounov, V., 1994, A Systematic Low-Temperature Neutron Diffraction Study of the $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (R = Yttrium and Rare Earths; $x = 6$ and 7) Compounds, J. Phys.: Condens. Matter 6, 7963-7976.
- Hammerl, G., Schmehl, A., Schulz, R. R., Goetz, B., Bielefeldt, H., Schneider, C. W., Hilgenkamp, H., Mannhart, J., 2000, Enhanced Supercurrent Density in Polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ at 77 K from Calcium Doping of Grain Boundaries, Nature, 407, 162–164.
- Harshman, D. R. Jr., Mills, A. P., 1991, Concerning the Nature of High-Tc Superconductivity: Survey of Experimental Properties and Implications for Interlayers Coupling, Physical Review B, 45, 10684-10712.
- Hazen, R. M., Prewiet, C.T., Angels, R. J., Ross, N. L., Finger, W., Hadidiacos, C. G., Veblen, D.R., Heaney, P. J., Hor, P. H., Meng, R. I., Sun, Y. Y., Wang, Y. Q., Xeu, Y. Y., Huang, Z. J., Gao, L., Bechtold, J., Chu, C. W., 1988, Superconductivity in the High Tc Bi-Sr-ca-Cu-O System Phase Identification, Physical Review Letters, 60, 1117-1174.
- Higuchi, T. and Yoo, S. I., 1999, Comparative Study of Critical Current Densities and Flux Pinning Among a Flux-Grown $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Single Crystal, Melt-Textured Nd-Ba-Cu-O, and Y-Ba-Cu-O bulks, , Physical Review B, 59, 2.
- Hor, P. H., Meng, R. L., Wang, Y. Q., Gao, L., Huang, Z. J., Bechtold, J., Forster, K., Chu, W., 1987, Superconductivity above 90 K in the Square-Planar Compound System $\text{ABa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ with A = Y, La, Nd, Sm, Eu, Gd, Ho, Er and Lu, Physical Review Letters, 58, 18, 1891-1894.

- Hosoya, S., Shamoto, S., Onoda, M., Sato, M., 1987, High-Tc Superconductivity in New Oxide System, Japanese Journal of Applied Physics, 26, 4, 325-326.
- Ishida, T. ve Goldfarb, R.B., 1990. Fundamental and harmonic susceptibilities of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Physical Review B, 41, 13, 8937-8948.
- Islam, M. S. Ve Baetzold, R. C., 1989, Atomistic Simulation of Dopant Substitution $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Physical Review B, 40, 10926-10935.
- Karen, P., Fjellvåg, H., Braaten, O., Kjekshus, A., Bratsberg, H., 1990, Lanthanide Substitution in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-\delta}$, Acta Chemica Scandinavica, No. 44, 994-1001.
- Kasper, J. E., Martinson, L. S., Savage, W. R., Baenziger, N. G., Schweitzer, J. W., 1988, Superconductivity in Yttrium-Terbium-Barium-Copper Oxide, Solid State Communications, 68, 1, 57-60.
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F. ve Strnad, A.R., 1962. Critical Persistent Current in Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9, 306-309.
- Koutzarova, T., Nedkov I., Ausloos, M., Cloots, R., Midlarz, T, ve Nogues, M., 2002. The Influence of the Polycrystalline State and Partial Dy Substitution on the Superconducting Properties of YBCO, Phys. Stat. Sol. (a), 191, 1, 235–242.
- Kölemen, U., 2002, ZnO İlavesinin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Süperiletkeninin Yapısal, Mekaniksel ve Manyetik Özellikleri Üzerine Etkisi, D. Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Larbalestier, D.C., Babcock, S.E., Cai, X.Y. , Field, M.B., Gao, Y., Heinig, N.F., Kaiser, D.L., Merkle, K., Williams, L.K., Zhang, N., 1991, Physica C 185–189, 315–320.
- LeBlanc, D. ve LeBlanc, M.A.R., 1992. AC-Loss Valley in Type-II Superconductors, Physical Review B, 45, 5443-5449.
- Lee, C. Y., Kao, Y. H., 1995, Low-Field Magnetic Susceptibility Studies of high-Tc Superconductors Physica C, 241, 167-180.
- Liang, R., Inaguma, Y., Takagi, Y., Nakamura, T., 1987, The Effect of Substitution of La for Ba and Ce for Y on the T_c of Superconducting $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$, Japanese Journal of Applied Physics, 26, 7, L1150-L1152.
- Loegel, B., Mehdaoui, A., Bolmont, D., Danesi, P., Bourgault, D., Tournier, R., 1993, Irreversibility Line and Anisotropy of Magnetic Melt Textured $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Studied by AC Susceptibility, Physica C, 210, 432-438.
- Mannhart, J., Tsuei, J.J., 1989, Limit of the Current Density Polycrystalline High-Temperature Superconductors Based on the Current Properties of Single Grain Boundaries, Zeitschrift Fur Physik B-Condensed Matter 77. 53–59

- Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutumi, M. ve Asano, T., 1988, New High-Tc Oxide Superconductor without a Rare Earth Element, Jpn. J. Appl. Phys., 27, 209-210.
- Mohan, R., Singh, K., Kaur, N., Bhattacharya, S., Dixit, M., Gaur, N. K., Shelke, V., Gupta, S. K., Singh, R. K., 2007, Calcium and Oxygen Doping in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, Solid State Communications, 141, 605–609.
- Mori, N., 1989, Effects of Substitution by Sc on Superconductivity and Chemical Structures in Y–Ba–Cu–O Systems, Jpn. J. Appl. Phys., 28, 980-983.
- Murakami, M., Sakai, N., Higuchi, T. ve Yoo, S.I., 1996, Melt-Processed Light Rare Earth Element-Ba-Cu-O, Supercon. Sci. Technol., 9, 1015-1032.
- Murakami, M., Sakai, N., Higuchi, T., Chikumoto, N., Yoo, S. I., 1996, Flux Pinning in Melt Grown LRE123, Superconductors, Journal of Low Temperature Physic, 105, 5/6.
- Müller, K.H., 1989. AC Susceptibility of High Temperature Superconductors in a Critical State Model, Physica C, 159 , 717-726.
- Müller, K.H., Nikolo, M. ve Driver, R., 1991. Flux Pinning at Grain Boundaries in Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Ceramic Superconductors, Phys. Rev. B, 43, 7976-7979.
- Nagamatsu, J., Nakagama, N., Murakana, T., Zenitani, Y., Akimitsu, J., 2001, Superconductivity at 39 K in Magnesium Diboride, Natura, 410, 6824, 63-64.
- Nakabayashi, Y., Kubo, Y., Manako, T., Tabuchi, J., Ochi, A., Utsumi, K. , 1988, The Orthorhombic-Tetragonal Phase Transformation and Oxygen Deficiency in $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Japanese Journal of Applied Physics, Vol.27, No.1, pp. L64-L66.
- Nakao, K., Tatsuhaara, K., Miura, N., Uchida, S., Takagi, H., Wada, T., Tanaka, S., 1988, Magnetization and Critical Current Density of High-Tc Superconductors $\text{ABa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (A=Y, Eu, Gd, Dy, Er) in Pulsed High Magnetic Fields, Journal of the Physical Society of Japan, 57, 7, 2476, 2481.
- Noguchi, S., Okuda, K., Sugiyama, K., Yamagishi, A., Date, M., 1989, Magnetization and Critical Currents in High-T_c Superconducting Oxides, Physica B., 155, 182-185.
- Öztürk, A., Çelebi, S., Karaca, İ. ve Kölemen, U., 2001. Yarı Tersinir ve Tersinmez Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerine Ait Magnetizasyon Eğrilerinin Analizi, II.Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, 11-13 Temmuz, İnönü Üniversitesi, Malatya, Bildiri Kitabı, 109-114.
- Öztürk, A., 2005, Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Elektriksel ve Manyetik Özelliklerinin Deneysel Modelleme ile İncelenmesi, D. Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Perez, F., Obradors, X., Fontcuberta, J., Bozec, X., Fert, E., 1996, Magnetic Flux Penetration and Creep in a Ceramic (Y,Sm) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconductor, Supercond. Sci. Technol., 9, 161-175.

- Poddar, A., Mandai, P., Choudhury, p., Das, A.N., Ghosh, B., 1988, Physica C. 153-155, 924.
- Quin, M., Ji, H. L., Jin, X., Yao, X. X., 1994, Paramagnetism and Macroscopic Magnetic Properties of Single-Crystal $Y_xGd_{1-x}Ba_2Cu_{2.43}Al_{0.19}O_{6+y}$, Physical Review B, 50, 6.
- Radhika Devi, A., Seshu Bai, V., Patanjali, P. V., Pinto, R., Harish Kumar, N. and Malik, S, K., 2000, Enhanced Critical Current Density Due To Flux Pinning From Lattice Defects Impulsed Laser Ablated $Y_{1-x}Dy_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Thin Films, Supercond. Sci. Technol., 13, 935–939.
- Raychaudhuri, A.K., Sreedhar, K., Rajjeev, K.P., Mohan R.A., Ganguly, P., Rao, C.N.R., 1987. High-Temperature Ceramic Oxide Superconductors, Philos. Mag. Lett. 56 29–34.
- Rose-Innes, A.C. ve Rhoderick, E.H., 1980. Introduction to Superconductivity, İkinci Baskı, Pergamon Press Ltd., England
- Sandu, V., Popa, S., Di Gioacchino, D. ve Tripodi, P., 2004, Paramagnetism and Superconductivity in $Eu_{0.7}Sm_{0.3}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, 17, 6.
- Sandu, V., Gyawali, P., Katuwal, T. ve Almasan, C. C., 2006, Magnetic Response of $Y_{0.47}Pr_{0.53}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$: Superconductivity, Glassiness, and Paramagnetism, Physical Review B, 74, 184511
- Schilling, A., Cantoni, M., Guo, J.D. ve Ott, H.R., 1993. Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O System, Natura, 363, 56-58.
- Serway, R.A., 1996, Ankara, Fen ve Mühendislik İçin Fizik, Palme Yayıncılık, 3.Baskıdan Çeviri, 3. Cilt, 1290 s.
- Silsbee, F. B., 1916. A Note on Electrical Conduction in Metals at Low Temperatures, Journal of Washington Academy of Sciences, 6, 597-602.
- Skakle, J.M.S., 1998. Crystal Chemical Substitutions and Doping of $YBa_2Cu_3O_x$ and Related Superconductors, Materials Science and Engineering, R23, 1-40.
- Tamegai, T., Watanabe, A., Oguro, I., Iye, Y., 1987, Structures and Upper Critical fields of High Tc Superconductors (RE) $Ba_2Cu_3O_x$, Japanese Journal of Applied Physics, 26, No.8, L1304-L1306.
- Tarascon, J.M., McKinnon, W. R., Greene, L. H., Hull, G. W., Vogel, E. M., 1987, Oxygen and Rare-Earth Doping of the 90-K Superconducting Perovskite $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, Physical Review B, 36, 1, 226-234.
- Tsurumi, S., Hikita, M., Iwata, T., Semba, K., 1987, Jpn. J. Appl. Phys., 26, L704.

- Wei, C. D., Liu, Z. X., Gan, Z. Z., 1994, Scaling Properties of the Magnetization Curves of the $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Crystal Prepared by the Melt-Textured Growth Method, Physica C., 222, 267-270
- Wu, M.K., Ashburn, J.R., Tomg, C.J., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Huang, Z.J., Wang Y.Q. ve Chu, C.W., 1987, Superconductivity at 93K in a New Mixed- Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, Phys. Rev. Lett., 58, 908-910.
- Yamamoto, K., Mazaki, H., Yasuoka, H., Katsuyama, S. ve Kosuge, K., 1992. Harmonic Susceptibilities of a Sintered Oxide Superconductor, Phys. Rev. B, 46, 1122-1129.
- Yılmazlar, M., 2002, $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2-x}\text{Sm}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ Süperiletkenine Sm_2O_3 Katkısının Etkileri, D. Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Yong, F., Lian, Z., Pingxiang, Z., Keguang, W., Ping, J., Xiaozu, W., Changxun, L., Mianrong, X., 1992, Properties and Microstructures of Melt-Processed (YHo)Ba₂Cu₃O_{7-y} Superconductor, Supercond. Sci. Technol., 5, 431-434.
- Yong, F., Lian, Z., 1992, Superconducting Properties and Microstructures of the Powder Melting Processed Y-Ho-Ba-Cu-O and Y-Gd-Ba-Cu-O Superconductors, Physica C., 202, 298-302.
- Yoo, S.I., Sakai, N., Takaichi, H., Higuchi, T., Murakami, M., 1994, Melt Processing of Obtaining $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconductors with High T_c and Large J_c , Appl. Phys. Lett., 65, 633-635.
- Zuo, F., Chen, X. D., Chakraborty, A., Patton, B. R., Gaines, J. R., Epstein, A. J., 1988, Anomalous magnetic properties of $\text{Y}_{1-x}\text{Sc}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Solid State Communications 68, 239-243.

ÖZGEÇMİŞ

1975 yılında Hatay ili Kırıkhan ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Kırıkhan'da tamamladı. 1997 yılında girdiği Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden üçüncülükle mezun olduktan sonra, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı ve başarıyla tamamladı. Yüksek Lisans öğrenimine devam ederken Fizik Öğretmeni olarak göreve başladığı için yarıda bırakmak zorunda kaldığı eğitime 2009 yılında tekrar başladı. İngilizce bilmektedir, evli ve bir çocuk babasıdır.