

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

ERİTME YÖNTEMİ İLE ÜRETİLEN KÜLÇE $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$
SÜPERİLETKENİNİN, MANYETİK AKI ÇİVİLEME VE KALDIRMA KUVVETİ
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Şenol AKBULUT

EYLÜL 2010
TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

ERİTME YÖNTEMİ İLE ÜRETİLEN KÜLÇE (Sm123)_{1-x}(Yb211)_x
SÜPERİLETKENİNİN, MANYETİK AKI ÇİVİLEME VE KALDIRMA KUVVETİ
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Şenol AKBULUT

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde

“Yüksek Lisans (Fizik)”

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 07.09.2010

Tezin Savunma Tarihi : 30.09.2010

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Kemal ÖZTÜRK

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Tevfik KÜÇÜKÖMEROĞLU

Enstitü Müdürü: Prof. Dr. Salih TERZİOĞLU

Trabzon 2010

ÖNSÖZ

Bu çalışmada, eritme yöntemiyle (MPMG) üretilen külçe $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$ süperiletken yapısının, değişen Yb211 katkı oranına bağlı olarak manyetik akı çivileme (Pinning) ve kaldırma kuvveti özelliklerinin hangi oranda değiştiği araştırıldı.

Deneysel çalışmalar, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında gerçekleştirildi. Ayrıca bu çalışma, TÜBİTAK'ın 108T659 numaralı hızlı destek projesi ile desteklenmiştir.

Tez çalışmamın her aşamasında benden yardımlarını ve gerek maddi gerek manevi desteğini esirgemeyen danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Kemal ÖZTÜRK'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Tez çalışmam sürecinde değerli görüş ve bilgilerini benimle paylaşan, her türlü yardımı ve imkanı sağlayan değerli hocam ve bölüm başkanımız Sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a teşekkür ederim. Ayrıca bu çalışmanın deneysel aşamalarında yardımını esirgemeyen Doç. Dr. Şükrü ÇELİK'e, Yrd. Doç. Dr. Süleyman BOLAT'a, Yrd. Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK'e, Yrd. Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU'na, Arş. Gör. Mehmet BAŞOĞLU'na, Arş. Gör. Sezai KÜTÜK'e, bölümdeki tüm hocalarıma ve araştırma görevlisi arkadaşlara teşekkür ederim.

Şenol AKBULUT
Trabzon 2010

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET.....	V
SUMMARY.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
TABLolar DİZİNİ.....	X
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XI
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Mükemmel İletkenlik, Süperiletkenlik ve Meissner Olayı.....	2
1.3. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri.....	4
1.3.1 Sıfır Direnç.....	4
1.3.2. Kritik Sıcaklık (T_c).....	5
1.3.3. Nüfus Derinliği.....	6
1.3.4. Uyum (Koherens) Uzunluğu.....	7
1.3.5. Termodinamik Kritik Alan (H_c).....	8
1.4. I. ve II. Tip Süperiletkenler.....	9
1.5. Karışık Hal (Mixed State).....	11
1.6. Tersinir ve Tersinmez Süperiletkenler.....	14
1.7. Bean (Kritik Hal) Modeli.....	17
1.8. Katkılı Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri.....	18
1.9. Süperiletkenlerin Manyetik Kaldırma Kuvveti Özellikleri.....	19
1.10. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı.....	25
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	31
2.1. $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (Sm123) Bileşiğinin Hazırlanması.....	31
2.2. $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (Sm123) Tozunun Eritilmesi.....	32

2.3.	$\text{Yb}_2\text{BaCuO}_y$ (Yb_{211}) Katkı Bileşiğinin Hazırlanışı.....	33
2.4.	$(\text{Sm}_{123})_{1-x}(\text{Yb}_{211})_x$ Süperiletken Numunelerin Üretimi.....	34
2.5.	Yapılan Çalışmalar.....	34
2.5.1.	DTA Ölçümleri.....	34
2.5.2.	X-Işınları Kırınımı Ölçümleri.....	34
2.5.3.	Optik Fotoğraf.....	35
2.5.4.	Düşük Sıcaklık Direnç ve Manyetizasyon Ölçümleri.....	35
2.5.5.	Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümü.....	36
2.5.6.	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümü.....	37
2.5.7.	Kaldırma Kuvveti Ölçümleri.....	38
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA.....	39
3.1.	Giriş.....	39
3.2.	DTA Analizi.....	39
3.3.	Yb_{211} Katkılı Numunelerin XRD Analizi.....	40
3.4.	Metalografik Analiz.....	42
3.5.	$(\text{Sm}_{123})_{1-x}(\text{Yb}_{211})_x$ Süperiletkeninin Direnç ve Kritik Geçiş Sıcaklık Özellikleri.....	43
3.6.	Farklı Yb_{211} Katkı Oranlarında Üretilen Numunelerin Aktivasyon Enerjileri.....	48
3.7.	Manyetizasyon Ölçümleri.....	52
3.8.	Farklı Katkı Oranlarındaki Numunelerin Kritik Akım Yoğunluğu Özellikleri.....	55
3.9.	Numunelerin Manyetik Kaldırma Kuvveti Özellikleri.....	59
4.	SONUÇLAR.....	62
5.	ÖNERİLER.....	64
6.	KAYNAKLAR.....	65
ÖZGEÇMİŞ		

ÖZET

Bu çalışmada, eritme yöntemiyle (MPMG) üretilen külçe $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$ süperiletken yapısının, değişen Yb211 katkı oranına bağlı olarak manyetik akı çivileme (Pinning) ve kaldırma kuvveti özelliklerinin hangi oranda değiştiği araştırıldı.

Farklı katkı oranlarında ($x=0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ ve 0.35) üretilen süperiletken numunelerin yapısal özellikleri, diferansiyel termal analiz (DTA), X-ışını kırınımı ve polarize ışık optik mikroskobu kullanılarak incelendi. Elektriksel ve manyetik özellikleri PPMS sistemi kullanılarak (R-T) ve (M-H) ölçümleriyle; kaldırma kuvveti özellikleri ise kaldırma kuvveti ölçüm sistemiyle ölçüldü. Numunelerin manyetizasyon ölçümlerinden kritik akım yoğunluğu (J_c) ve normalize direnç eğrilerinden aktivasyon enerji (U) değerleri belirlendi.

Optik fotoğrafların incelenmesinde, taneler arası boşluk oranının azaldığı ve kristal yöneliminin arttığı görüldü. M-H ölçümlerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri, x katkı oranları 0.00 ve 0.25 için sırasıyla $5,64 \times 10^4$ ve $1,24 \times 10^5$ A/cm² olarak belirlendi. Alansız (ZFC) ve alanlı (FC) soğutma rejiminde alınan kaldırma kuvveti ölçümlerinden, x katkısı artıkça manyetik itme (repulsive) ve çekme (attractive) kuvvet yoğunluğunun arttığı görüldü. Böylece manyetik kaldırma kuvveti grafiklerinden, katkı arttıkça numunelerin akı çivileme özelliklerinin iyileştiği sonucuna varıldı. Bu durum katkılı Sm123 süperiletkeninin manyetik kaldırma kuvveti özelliklerinin, üstün tohumlama gibi yüksek kaldırma kuvveti veren farklı üretim teknikleri ile üretilecek numunelerde, daha büyük manyetik kaldırma kuvveti elde edilebileceğini gösterir.

Anahtar Kelimeler: Sm123, Yb211 Katkısı, Eritme-Toz-Eritme-Büyütme, Kaldırma Kuvveti Yoğunluğu

SUMMARY

Investigation of the Pinning and Levitation Force Properties Produced with Melting Method of Bulk Superconductor (Sm123)_{1-x}(Yb211)_x Composition

In this study, the pinning and levitation force properties of bulk superconductor (Sm123)_{1-x}(Yb211)_x composition, produced with melting method depending on changing on Yb211 doping ratio were investigated.

Structural properties of the superconductor samples which produced in different doping levels ($x=0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ and 0.35) were determined by differential thermal analysis (DTA), X-ray diffraction analysis and optical light microscopy while electrical and magnetic properties by the R-T and M-H measurements by means of physical properties measurement system. The magnetic levitation force measurements were determined by magnetic levitation force measurement system, while critical current densities (J_c) were determined from the magnetization measurements.

Optical imaging revealed that the amount of the intergranular spaces decreases and crystal-orientation increases. Critical current densities (J_c) determined from the magnetization measurements were estimated as $5,64 \times 10^4$ and $1,24 \times 10^5$ A/cm² respectively for doping level x of 0.00 and 0.25 . The levitation force measurements in ZFC and FC regime indicated that the magnetic repulsive and attractive force densities increase when the doping level increases. Thereby it was concluded from magnetic levitation force graphics the flux pinning properties of the samples enhances when doping level x increases. This results indicate that magnetic levitation force properties of doped-Sm123 superconductor increases by means of produce with top seeding method of Sm123.

Key Words: Sm123, Yb211 Doping, Melt-Powder-Melt-Growth, Levitation Force Density

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1.	Mükemmel bir iletkenin H_a dış manyetik alan altında soğutulması (a), (b) ve $H_a = 0$ yapılması durumunda (c) manyetik alan davranışı. I. Tip süperiletkenin H_a dış manyetik alan altında soğutulması (d), (e) ve $H_a = 0$ yapılması durumunda (f) manyetik alan davranışı.....	3
Şekil 1.2.	Süperiletkenliğe geçiş kritik sıcaklıkları.....	6
Şekil 1.3.	Manyetik akının süperiletken yüzeyinden içeri nüfuz etmesi (Rose ve Rhoderick, 1980).....	7
Şekil 1.4.	(a) I. tip ve (b) II. tip süperiletken için kritik manyetik alanın sıcaklıkla değişimini gösteren faz diyagramı.....	10
Şekil 1.5.	Ortalama manyetizasyonun; I. tip (a) ve II. tip (b) süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağlılığı (Rose-Innes, 1980).....	11
Şekil 1.6.	H_{c1} 'den büyük şiddette uygulanan alan durumunda karışık hal. a-) Göbek örgüsü ve onunla ilişkili girdaplar, b-) süper elektron yoğunluğunun ve c-) akı yoğunluğunun konumla değişimi (Rose-Innes, 1980).....	13
Şekil 1.7.	II. tip süperiletkenlerde manyetizasyonun uygulanan alana bağlılığı (Krabbes vd., 2006).....	15
Şekil 1.8.	II. tip süperiletkenlerde (a) çivileme yok iken tersinir (reversible), (b) çivileme olması durumunda yarı-tersinir (semi-reversible) ve (c) şiddetli çivileme olması durumunda tersinmez (irreversible) davranış özelliklerinin $\langle M \rangle$ - H histeresis çevrimleri.....	16
Şekil 1.9.	ZFC rejiminde Sm-Co mıknatıs ile YBCO disk arasındaki manyetik itme kuvvetinin mesafeye bağlılığı (Krabbes vd., 2006).....	20
Şekil 1.10.	FC rejiminde Sm-Co mıknatıs ile YBCO disk arasındaki manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye bağlılığı (Krabbes vd., 2006).....	20
Şekil 1.11.	Süperiletkenin mıknatıs üzerinde askıda kalması (Navau vd., 2003).	21
Şekil 1.12.	Kaldırma kuvvetinin temel şematik diyagramları (a) diyamanyetik tepki, (b) akı tuzaklama (Hull, 2000).....	22
Şekil 1.13.	Mıknatıs ile süperiletken arasındaki kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişimi (Murakami, 1992).....	24

Şekil 2.1. Sm123 toz karışımının kalsinasyon işlemi sıcaklık-zaman grafiği.....	32
Şekil 2.2. Sm123 tozunu eritme işlemi sıcaklık-zaman grafiği.....	32
Şekil 2.3. Yb211 toz karışımının kalsinasyon işlemi sıcaklık-zaman grafiği.....	33
Şekil 2.4. Diferansiyel termal analiz aletinin (DTA) sistem geometrisi.....	35
Şekil 2.5. Quantum Design PPMS sistemi.....	36
Şekil 2.6. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm düzeneği.....	38
Şekil 3. 1. Eritme yöntemiyle üretilen Sm123 süperiletken numunenin başlangıç toz bileşiminden alınan DTA eğrisi.....	40
Şekil 3. 2. Farklı katkı oranlarında üretilen numunelerin x-ışını kırınım desenleri.....	41
Şekil 3. 3. $x=0,00$ katkılı numunenin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafı.....	42
Şekil 3. 4. $x=0,15$ katkılı numunenin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafı.....	43
Şekil 3. 5. $x=0,25$ katkılı numunenin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafı.....	43
Şekil 3. 6. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=0,0$ T manyetik alandaki dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi.....	45
Şekil 3. 7. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=0,5$ T manyetik alandaki dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi.....	45
Şekil 3. 8. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=1,0$ T manyetik alandaki dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi.....	46
Şekil 3. 9. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=1,5$ T manyetik alandaki dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi.....	46
Şekil 3. 10. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=2,0$ T manyetik alandaki dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi.....	47
Şekil 3.11. $x=0.05$ katkılı numunenin, farklı manyetik alandaki normalize direnç değerlerinin sıcaklığa göre değişimi	47
Şekil 3. 12. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin manyetizasyon değerlerinin sıcaklığa göre değişimi.....	48
Şekil 3. 13. $x=0.00$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular.....	49

Şekil 3. 14. $x=0.05$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular.....	50
Şekil 3. 15. $x=0.15$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular.....	50
Şekil 3. 16. $x=0.25$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular.....	51
Şekil 3. 17. $x=0.35$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular.....	51
Şekil 3. 18. Farklı katkı oranlarda üretilen numunelerin aktivasyon enerjilerinin manyetik alana göre değişimi.....	52
Şekil 3. 19. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=3$ T manyetik alandaki ve $T=5$ K'deki M-H ilmekleri.....	53
Şekil 3. 20. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=50$ K'deki M-H ilmekleri.....	54
Şekil 3. 21. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=77$ K'deki M-H ilmekleri.....	54
Şekil 3.22. $x=0.25$ katkılı numunenin farklı sıcaklıklardaki M-H ilmekleri.....	55
Şekil 3. 23. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=5$ K'deki J_c -H grafikleri.....	57
Şekil 3. 24. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=50$ K'deki J_c -H grafikleri.....	57
Şekil 3. 25. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=77$ K'deki J_c -H grafikleri.....	58
Şekil 3. 26. $x=0.15$ katkı oranındaki numunenin 5, 50 ve 77 K sıcaklıklarındaki J_c -H grafikleri.....	58
Şekil 3. 27. $x=0.25$ katkı oranındaki numunenin 5, 50 ve 77 K sıcaklıklarındaki J_c -H grafiği.....	59
Şekil 3. 28. ZFC rejimi altında farklı katkı oranlarındaki numunelerin kaldırma kuvvet yoğunluğunun mesafeye göre değişimi.....	61
Şekil 3. 29. FC rejimi altında farklı katkı oranlarındaki numunelerin kaldırma kuvvet yoğunluğunun mesafeye göre değişimi.....	61

TABLÖLER DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 2.1. Sm123 başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan toz bileşimleri ve miktarları.....	31
Tablo 2.2. YB211 başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan toz bileşimleri ve miktarları	33
Tablo 3.1. Farklı katkı oranlarındaki numunelerin örgü parametreleri.....	41

SEMBOLLER DİZİNİ

a,b,c	: Örgü parametreleri
B	: Numune içindeki indüksiyon (manyetik akı yoğunluğu)
E	: Elektrik alan
FC	: Manyetik alan varken soğutma
F_L	: Lorentz kuvveti
F_P	: Akı çivileme kuvveti
H	: Dış manyetik alan
H_a	: Uygulanan manyetik alan
H_c	: I. tip süperiletkenlerde termodinamik kritik manyetik alan
H_{c1}	: II. tip süperiletkenlerde alt kritik manyetik alan
H_{c2}	: II. tip süperiletkenlerde üst kritik manyetik alan
$H_{c2}(0)$	: Mutlak sıfır sıcaklığındaki üst kritik manyetik alan
H^*	: İlk tam girme alanı
I_c	: Kritik akım
J	: Akım yoğunluğu
J_c	: Kritik akım yoğunluğu
J_s	: Perdeleme kritik akım yoğunluğu
K	: Kelvin
k_B	: Boltzman sabiti
M	: Manyetizasyon
$MPMG$	: Eritme-toz-eritme-büyütme
$PPMS$	: Fiziksel özellik ölçüm sistemi
R	: Direnç
T	: Sıcaklık
T_c	: Kritik sıcaklık

ZFC	: Manyetik alan yokken soğutma
Φ_0	: Akı kuantumu
κ	: Ginzburg-Landau parametresi
λ	: Girme derinliği
μ_0	: Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı
ρ	: Özdirenç
ξ	: Koherens (uyum) uzunluğu

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Süperiletkenlik, T_c kritik sıcaklık olarak bilinen belli bir sıcaklığın altında sıfır direnç gösteren maddelerle ilgili katıhal fiziğinin bir dalıdır. Bu olayın, H. Kamerling Onnes tarafından cıvanın sıvı helyum sıcaklığına (4.2 K) soğutulmasıyla ilk kez gözlemlendiği 1911 tarihi, aynı zamanda düşük sıcaklık fizik araştırmalarının da başlangıcı olmuştur. 1933 yılında W. H. Meissner ve R. Oschsenfeld, süperiletkenliğin belirleyici unsurlarından bir diğeri olan süperiletkenlerin diyamanyetik özelliğini keşfettiler. Meissner ve Oschsenfeld manyetik alan altında soğutulan bir süperiletkenin manyetik akıyı dışarıladığını gözlediler. Bu olay Meissner olayı olarak bilinir (Meissner ve Ochsensfeld, 1933).

Süperiletkenliğe ilk kuantum mekaniksel yaklaşım 1950 yılında Ginzburg ve Landau tarafından yapıldı (Ginzburg ve Kirznits, 1982). Bu araştırmacılar normal hal ile süperiletken hal arasında bir düzen parametresinin varlığını ortaya attılar. Aynı yıllarda H. Fröhlich teorik olarak, Maxwell ise deneysel olarak süperiletkenlik geçiş sıcaklığının, ortalama atomik kütlenin artmasıyla düştüğünü gözlediler. İzotop etkisi olarak bilinen bu olay, süperiletkenlerde elektron-fonon etkileşme mekanizmasının varlığını ortaya çıkardı.

Mikroskobik anlamda süperiletkenliğin doğası ve kökeni, J. Bardeen, L. Cooper, ve J. R. Schrieffer tarafından 1957 yılında geliştirilen teori ile açıklanmıştır (Bardeen vd., 1957). BCS teorisi olarak bilinen bu teori, süperiletkenliğin temel taşlarının elektron çiftleri (Cooper Çiftleri) olduğunu, süperiletken durum dengesini sağlayan bir enerji aralığının varlığını ve ikinci dereceden bir faz geçişi olduğunu göstermiştir. Daha sonra 1962 yılında C. P. Bean, süperiletkenlerin manyetik özellikleriyle ilgili çalışmalarında, süperiletkenleri karakterize eden kritik akım yoğunluğunun, alınganlık ve manyetizasyon eğrilerinden bulunabileceğini gösterdi (Bean, 1964).

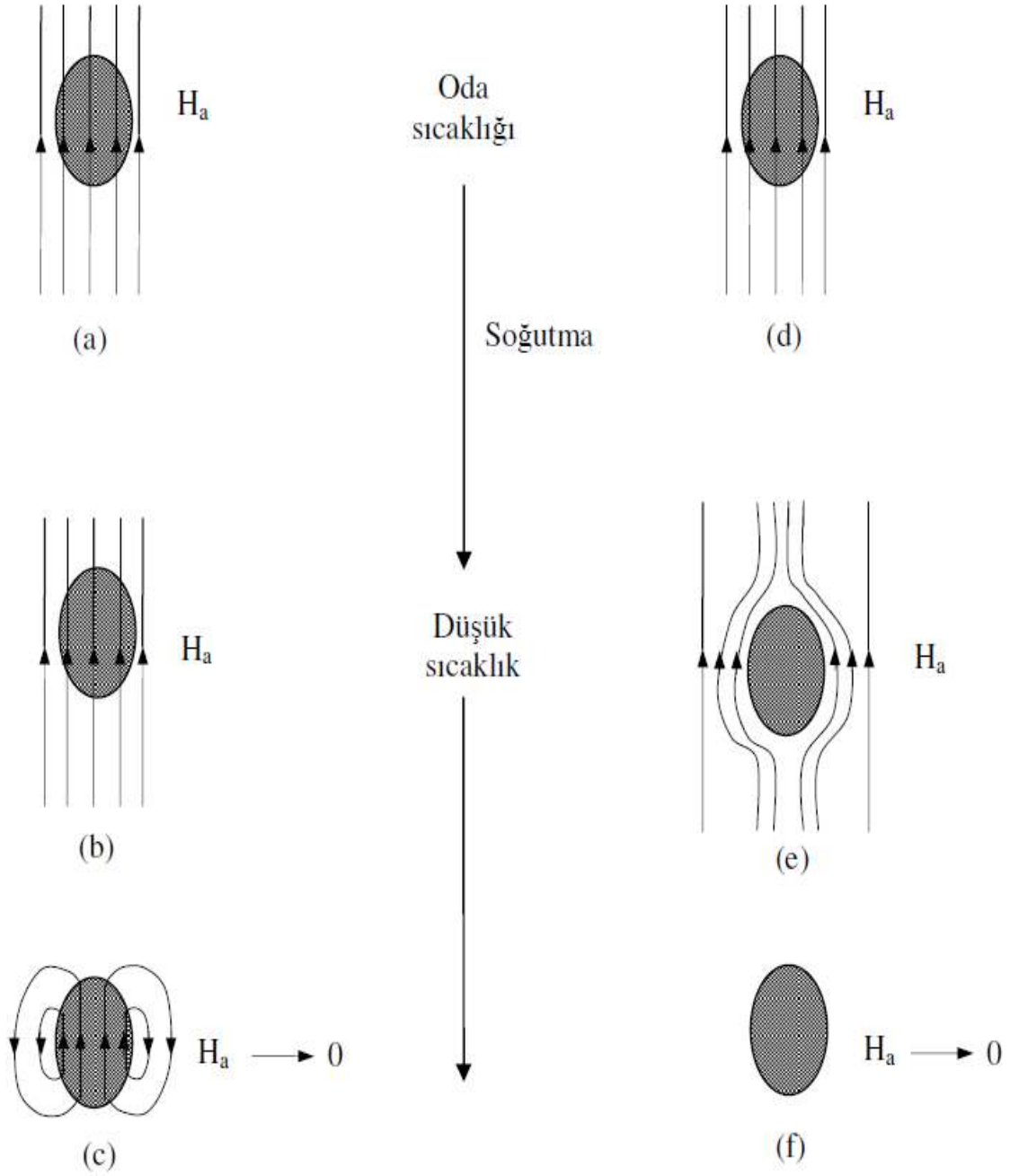
Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin tarihi ise 1986 yılında J. G. Bednorz ve K. A. Müller tarafından, kritik geçiş sıcaklığı 30 K olarak ölçülen La-Ba-Cu-O (LBCO) sisteminin bulunmasıyla başlamıştır (Bednorz ve Müller, 1986). 1987 yılında ise 92 K geçiş sıcaklığına sahip itriyum, baryum, bakır ve oksijenden oluşan seramik $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkeni bulundu. Bu bileşiğin geçiş sıcaklığının, sıvı azotun kaynama sıcaklığından (77 K) daha yüksek olması yapılan süperiletkenlik çalışmalarına büyük bir ivme

kazandırmıştır. Daha sonra Bi-Sr-Ca-Cu-O sisteminde 110 K ve Tl-Ba-Ca-Cu-O sisteminde de 125 K sıcaklığında süperiletkenlik özelliği gözlemlendi.

1.2. Mükemmel İletkenlik, Süperiletkenlik ve Meissner Olayı

Süperiletkenliğin keşfinden sonra uzun yıllar boyunca süperiletkenlik, mükemmel iletkenliğin bir görünümü olarak kabul ediliyordu. Mükemmel bir iletken Şekil 1.1 (a)-(c)'de görüldüğü gibi manyetik alan altında (H_a), direnci sıfır olacak şekilde soğutulmuş olsun. Direncin sıfır olmasının manyetizasyon üzerine hiçbir etkisi olmaz ve akı dağılımı numune içerisinde değişmeden kalır. Daha sonra uygulanan manyetik alan sıfır yapılırsa, mükemmel iletken metal içerisindeki akı yoğunluğunun değişmemesi için, numune üzerinde sürekli akımlar oluşur ve bunun sonucunda da numune sürekli manyetik özellik kazanır (Şekil 1.1 (c)). Diğer bir ifadeyle mükemmel bir iletken, manyetik alan altında kritik sıcaklığın altına kadar soğutulursa, alan kaldırıldıktan sonra bile iletkenin içerisinde manyetik alan tuzaklanır. Mükemmel bir iletken için denge termodinamiği uygulanamaz. Bunun nedeni, maddenin manyetik alandaki son halinin, önce alan uygulanıp sonra soğutulduğuna mı, yoksa kritik sıcaklığın altına kadar soğutulup daha sonra alan uygulandığına mı bağlı olmasıdır. Süperiletkenler için beklenen durum, maddenin son hali bu işlemlerin yapılış sırasına bağlı olduğundan, alan T_c 'nin altına soğutulduktan sonra uygulanırsa, alanın süperiletkenden dışarlanması gerekir şeklindedir. Diğer yandan, önce alan uygulanıp sonra T_c 'nin altına soğutulursa, alanın süperiletkenden, mükemmel iletken olduğu gibi dışarlanmaması gerekir şeklindedir.

Meissner ve Ochsenfeld'in yaptığı deneyde, zayıf bir manyetik alanda (H_a) soğutulan metal süperiletken olduğunda, madde içinde her noktada manyetik alan sıfır olacak şekilde ($\mathbf{B} = 0$) uygulanan alanın dışarılandığını keşfettiler (Şekil 1.1 (d)-(f)). Böylece alan, ister süperiletken madde kritik sıcaklığın altına soğutulmadan önce, ister soğutulduktan sonra uygulanmış olsun, aynı $\mathbf{B} = 0$ durumuna ulaştığı bulunmuş oldu. Sıcaklık T_c 'den büyük iken, uygulanan alan Şekil 1.1 (d)'de görüldüğü gibi tüm örneğe nüfuz etmektedir. Bununla beraber, sıcaklık T_c 'nin altına düşürüldüğünde, alan çizgilerinin Şekil 1.1 (e)'deki gibi süperiletkenin iç noktalarından uzaklaştırıldığı görülmektedir. Bu duruma, numune içerisindeki alanı sıfırlamak için zıt yönde alan oluşturan ve numune yüzeyinde oluşan perdeleme akımları sebep olur. Beklenildiği gibi dış alan kaldırıldığında yüzey akımları da ortadan kaybolur.



Şekil 1.1. Mükemmel bir iletkenin H_a dış manyetik alan altında soğutulması (a), (b) ve $H_a = 0$ yapılması durumunda (c) manyetik alan davranışı. I. Tip süperiletkenin H_a dış manyetik alan altında soğutulması (d), (e) ve $H_a = 0$ yapılması durumunda (f) manyetik alan davranışı

Şekil 1.1 (d)-(f) de anlatılanlar I. tip olarak tanımlanan süperiletkenlerin özellikleri olup bu maddeler öz direnci $\rho = 0$ karşılık gelen mükemmel bir iletken olmanın ötesinde,

aynı zamanda $\mathbf{B} = 0$ olan mükemmel diamanyetik maddelerdir. Manyetik alanın süperiletkenden dışarlanması olayı ‘Meissner Olayı’ olarak bilinmektedir. I. Tip süperiletken içinde $\mathbf{B} = 0$ olması, bu maddenin direncinin sıfır olması kadar temel bir olgudur. Meissner olayı, elektrik ve manyetizma kanunlarına dayanan basit tartışmalarla bile açıklanabilir. Ohm kanununa göre, bir iletken içerisindeki elektrik alan, o iletkenin öz direncine $\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}$ ifadesiyle ile bağlıdır. Burada, $\mathbf{E}$ elektrik alanı, ρ öz direnci ve $\mathbf{J}$ elektriksel akım yoğunluğunu göstermektedir. Dolayısı ile bir süperiletken için $\rho = 0$ olduğundan, süperiletken içerisinde elektrik alan da sıfır olmak zorundadır. Aşağıdaki Maxwell denkleminde,

$$\text{curl } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (1.1)$$

ve yukarıdaki ifadede $-\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ elde edilir. Buradan süperiletken içerisindeki manyetik alanın zamanla değişmeyeceği sonucu çıkar. Bir dış manyetik alan altında soğutulan süperiletken numunenin alana karşı davranışı mükemmel iletkenle farklı olacaktır. Başlangıçta numune içerisinde alan mevcut iken, son durumda sıfır olmak zorundadır. Soğutma ve alan uygulama olaylarının sırasına bakılmaksızın numunenin aynı termodinamik durumda olması süperiletken içindeki alanın dışarlanması ile mümkün olur (Rose ve Rhoderick, 1980; Cyrot ve Pavuna, 1992).

1.3. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri

1.3.1. Sıfır Direnç

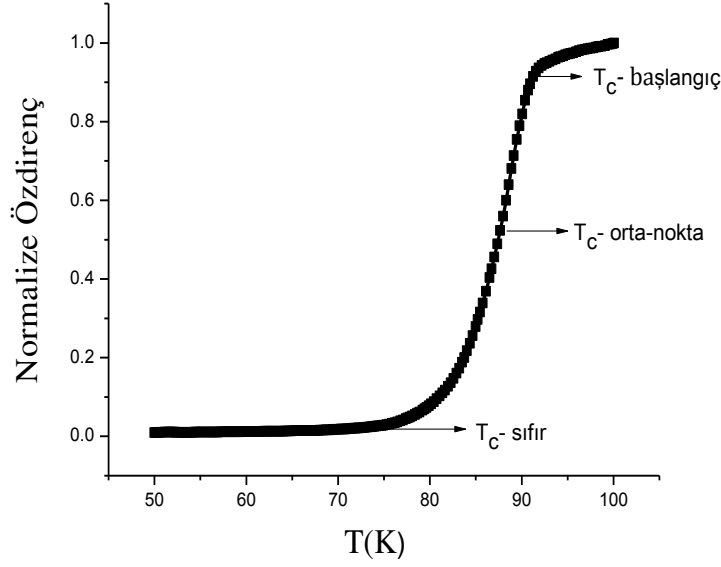
Bütün metal ve alaşımların elektriksel dirençleri sıcaklık azaldıkça azalır. Bir iletkendeki akım, iletken içerisinde serbest hareket eden ve iletim elektronları adı verilen elektronlarla iletilir. Elektronlar dalga özelliğine sahiptir ve metal içerisinde hareket eden bir elektron aynı doğrultuda hareket eden bir düzlem dalga ile temsil edilebilir. Bir düzlem dalganın, saçılmaya uğramadan periyodik bir yapıdan geçme özelliği vardır. Böylece, elektron aynı doğrultudaki momentumunda herhangi bir kayıp olmadan mükemmel bir kristalden geçebilir. Diğer bir ifadeyle, kusursuz bir kristalden akım geçirilirse akım bir dirençle karşılaşmaz. Metallerde direnç, elektronların; fononlar, safsızlıklar ve kristal kusurlarından saçılmaları ile oluşmaktadır. Mükemmel saf metallerde direnç sadece sıcaklığa kuvvetli bağımlılık gösteren fononların elektronları saçmasından

kaynaklanmaktadır. Bu nedenle saf metallerde sıcaklık mutlak sıfıra (0 K) giderken, dirençte sıfıra gidecektir. Ancak herhangi bir metalin daima safsızlıklara sahip olması nedeniyle elektronlar sıcaklıktan bağımsız olarak saçılacaklar ve mutlak sıfırda dahi bir direnç göstereceklerdir. Fakat süperiletken bir malzemede sıcaklığın düşmesiyle örneğin direnci sürekli azalır ve kritik sıcaklığa gelindiğinde aniden sıfıra düşer. Süperiletken durumda, doğru akım için elektriksel direnç sıfırdır yani süperiletken durumda akımda herhangi bir kayıp yoktur. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri tanecikli yapıya sahip olduklarından sıfır direnç ancak bu tanecikler arasındaki bağlantı sağlandığı zaman geçerli olmaktadır.

1.3.2 Kritik Sıcaklık (T_c)

Kritik sıcaklık, süperiletkenin direncini kaybettiği sıcaklık olup T_c ile gösterilir ve her metal için süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı farklıdır. Bütün metaller süperiletkenlik göstermez. Örneğin; bakır, demir ve sodyum ulaşılan en düşük sıcaklığa soğutulduklarında bile süperiletkenlik göstermemişlerdir. Bununla beraber metalik elementlerin yarısı ve alaşımların büyük bir çoğunluğu süperiletkenlik gösterirler.

Bir malzemenin normal-süperiletken geçiş durumu için iki önemli aşama vardır. Bunlar, taneli yapının karakteristik yapısal özelliği olan taneler ve taneler arası etkileşimlerdir. Soğutma işlemi yapılan malzemede, süperiletkenliğe ilk geçenler tanelerdir ve birinci aşamada tanelerden ileri gelen geçiş sıcaklığı gözlenir. Tanelerin süperiletken olmasıyla geçişin başladığı ve malzemenin direncini kaybetmeye başladığı ilk geçiş sıcaklığı başlangıç geçiş sıcaklığı ($T_{c\text{-başlangıç}}$) olarak adlandırılır. Soğumayla tanelerin tamamen süperiletken olduğu ve taneler arası etkileşmeden kaynaklanan geçişin başladığı sıcaklık, orta-nokta kritik sıcaklığı ($T_{c\text{-orta nokta}}$) olarak adlandırılır (Şekil 1.2). Malzemenin tamamen süperiletken hale geçtiği ve direncini kaybettiği sıcaklık ise sıfır direnç geçiş sıcaklığı ($T_{c\text{-sıfır}}$) olarak adlandırılır.



Şekil 1.2. Süperiletkenliğe geçiş kritik sıcaklıkları

1.3.3. Nüfuz Derinliği

Süperiletken mükemmel bir diamanyetik maddedir. Süperiletken örneğin yüzeyinde oluşan yüzey akımları uygulanan manyetik alana ters yönde bir manyetik alan oluştururlar. Manyetik alanın örneğe girmesini engelleyen yüzey akımının tamamı yüzeyde oluşmaz. Eğer akımın sadece yüzeyde olduğu varsayılır ve kalınlığı yok kabul edilirse, akım yoğunluğu sonsuz olur ve bu fiziksel açıdan imkânsızdır. Akım farklı metallere göre değişiklik gösteren yaklaşık olarak 10^{-5} cm kalınlıklı çok ince bir yüzey tabakasından akar. Bu tabaka çok ince olmasına rağmen, süperiletkenin özelliklerini tanımlamada önemli rol oynar.

Süperiletken bir örneğe manyetik alan uygulandığında, içerdeki manyetik akıyı yok edecek şekilde dolaşan perdeleme akımı bu yüzey tabakasının içinden akar. Sonuçta, akı yoğunluğu birden bire örneğin yüzeyinde sıfıra düşmez. Akı, perdeleme akımının aktığı yüzey tabakası içinde sıfıra düşer. Bu nedenle, perdeleme akımının aktığı bu derinliğe nüfuz derinliği (λ) denir. Bu derinlikte uygulanan dış alan yok olur.

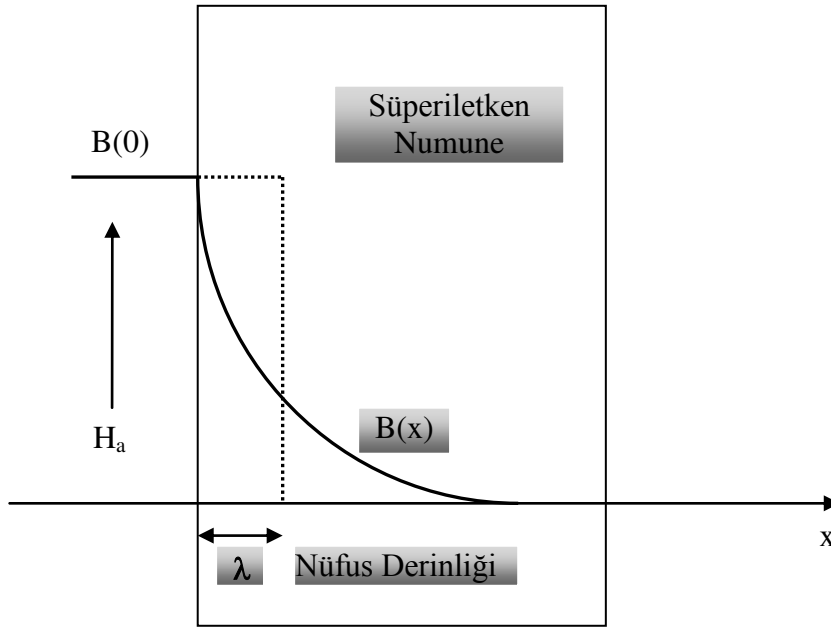
Yarı-sonsuz bir tabakada (Şekil 1.3), sınırdan x kadar uzaklıkta akı yoğunluğu $B(x)$ değerine düşerse, nüfuz derinliği λ aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\int_0^{\infty} B(x)dx = \lambda B(0) \quad (1.2)$$

Burada $B(0)$ örneğin yüzeyindeki akı yoğunluğudur.

London teoremine göre, numune nüfuz derinliğinden daha kalın ise manyetik alan üstel olarak yok olur (Rose ve Rhoderick, 1980).

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.3)$$



Şekil 1.3. Manyetik akının süperiletken yüzeyinden içeri nüfuz etmesi (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.3.4. Uyum (Koherens) Uzunluğu

Süperiletkenlikle ilgili önemli parametrelerden bir diğeri de uyum uzunluğu olarak bilinen ξ ' dir. İlk olarak 1953 yılında Pippard tarafından ortaya atılan uyum uzunluğu ile ilgili birçok tanımlama vardır. Uyum uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin oluşturulabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünülebilir. BCS teorisinde uyum uzunluğu, Cooper çiftindeki iki elektronun birbirleri ile bağlı olarak kaldığı mesafe ile doğrudan ilgilidir.

Uyum uzunluğu, nüfuz derinliğinden büyükse madde I. tip bir süperiletkendir ve pek çok metalik süperiletken bu gruba girmektedir. Ayrıntılı analizler, uyum uzunluğu ve nüfuz derinliğinin, normal bir metalin elektronlarının ortalama serbest yoluna bağlı olduğunu göstermiştir.

Bir metaldeki ortalama serbest yol, metale safsızlıklar katılarak kısaltılabilir. Metale safsızlıklar eklendikçe, nüfuz etme derinliği artar, uyum uzunluğu azalır. 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 neden olmaktadır. Öyleyse I. tip süperiletkene safsızlıklar katılarak (λ 'yı büyüterek) kritik sıcaklıkta önemli bir değişiklik olmadan II. tip süperiletkene dönüştürülebilir. Sözgelimi saf kurşun I. tip bir süperiletken olmasına rağmen, ağırlık olarak % 2 indiyum eklenmesiyle, T_c 'de önemli bir değişiklik olmadan II. tip süperiletkene dönüştürülebilir. Saf bir süperiletken içindeki uyum uzunluğu ξ_0 olmak üzere uyum uzunluğunun sıcaklığa bağlılığı,

$$\xi = \frac{\xi_0}{\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2}} \quad (1.4)$$

ifadesiyle verilir (Hook ve Hall, 1990).

1.3.5. Termodinamik Kritik Alan (H_c)

Süperiletkenliğe geçişi en az kritik sıcaklık kadar belirleyen bir başka temel özellik de kritik manyetik alandır. Süperiletken durumda malzemeye dış bir manyetik alan uygulandığında, alanın belirli bir değerine kadar malzeme süperiletkenliğini korurken, yeteri kadar güçlü bir manyetik alan süperiletkenliği yok edebilir ve normal direnç tekrar ortaya çıkabilir. Süperiletkenliği bozan ve sıcaklığın bir fonksiyonu olan bu alan kritik manyetik alan (H_c) olarak tanımlanır.

$H_c(0)$ mutlak sıfırdaki kritik alan olmak üzere, kritik manyetik alan H_c 'nin sıcaklığa bağlılığı,

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.5)$$

eşitliğiyle ifade edilir (Seeber, 1998; Rose ve Rhoderick, 1980). $H_c(0)$ değeri, verilen bir malzemede süperiletkenliğin ortadan kaldırılması için gereken maksimum alan olarak da tanımlanır. I. tip süperiletkenler için $H_c(0)$ değeri oldukça düşük olup genelde $0,2 T$ 'nin altındadır. Her süperiletken kendi H_c ve T_c değerleri ile karakterize edilir. H_c 'nin sıcaklığa bağlılığı şematik olarak Şekil 1.4 (a)'da verilmektedir.

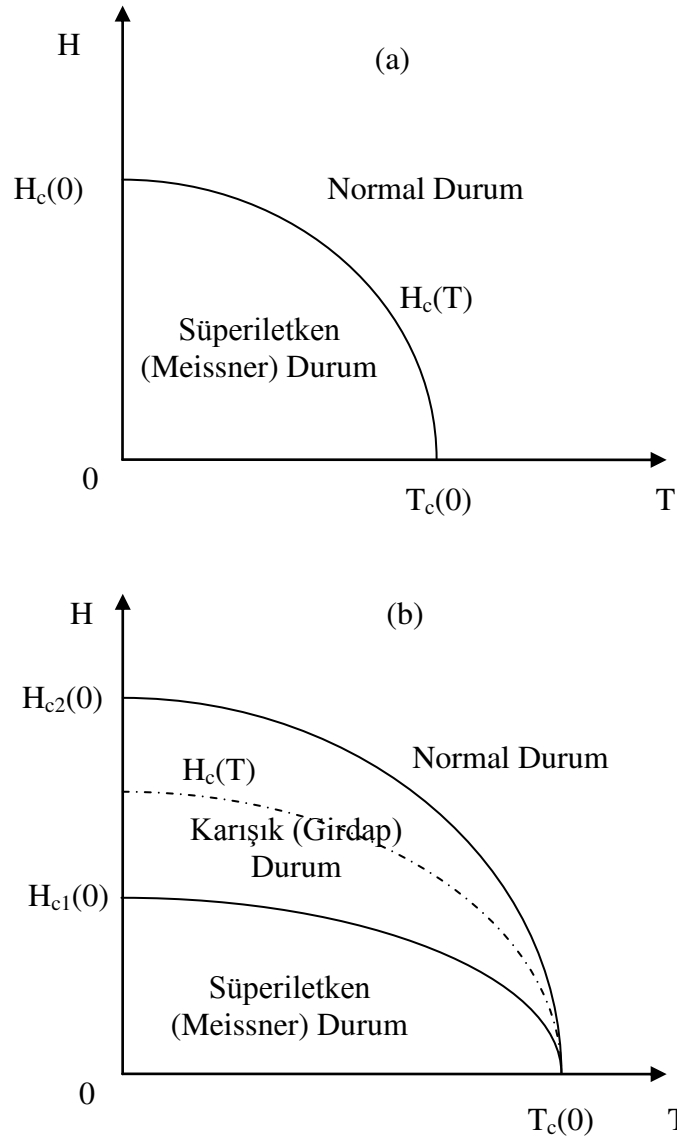
1.4. I. ve II. Tip Süperiletkenler

Süperiletken malzemeler uygulanan manyetik alandaki davranışlarına göre iki sınıfa ayrılırlar. Bunlar I. ve II. tip süperiletken olarak adlandırılırlar. Süperiletkenlik özelliği gösteren niyobyum (Nb) ve vanadyum (V) dışındaki tüm metalik elementler I. tip süperiletken sınıfındadırlar. I. tip süperiletkenlerde, uygulanan dış alan $H < H_c(T)$ durumunda, yüzeydeki λ nüfuz derinliği hariç numune içindeki tüm noktalarda manyetik akı dışarlanır. Böylece, nüfuz derinliği ihmal edildiğinde (yaklaşık 100 nm) numune içindeki manyetik akı için,

$$\langle B \rangle = \mu_0(H + \langle M \rangle) \quad (1.6)$$

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 $\langle B \rangle = 0$ olacağından (Meissner olayı), 1.6 ifadesinden manyetizasyon için $\langle M \rangle = -H$ ifadesi bulunur. Uygulanan manyetik alan $H > H_c(T)$ eşitsizliğini sağladığında ise numune normal haldedir ($\langle M \rangle = 0$) ve artık $\langle B \rangle = \mu_0 H$ eşitliği geçerlidir. Şekil 1.4 (a), I. tip süperiletkenler, Şekil 1.4 (b) ise II. Tip süperiletkenler için manyetik alanın sıcaklığa göre (H-T) faz diyagramını göstermektedir.

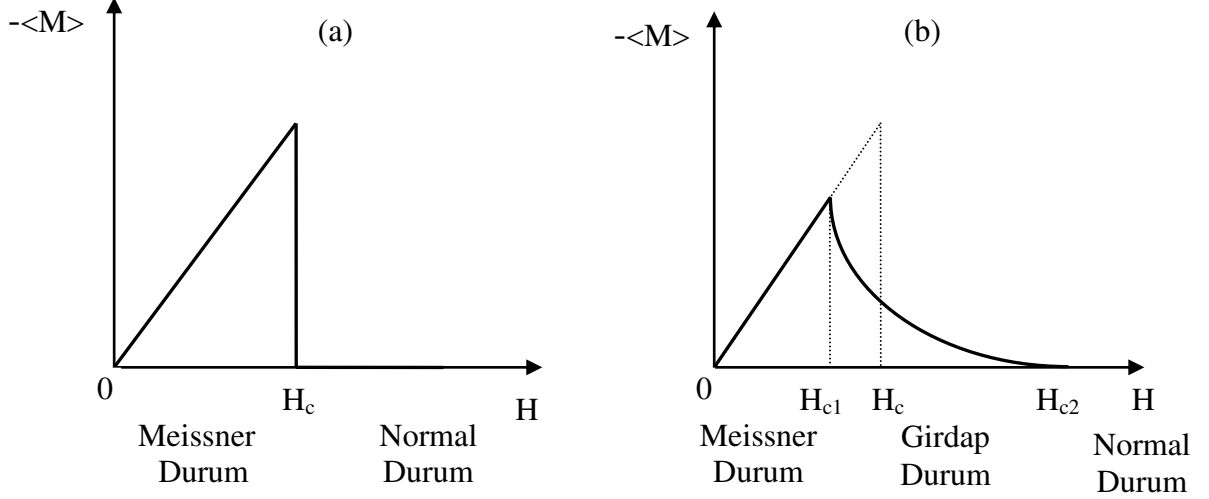
II. tip süperiletkenlerde ise iki kritik alan mevcut olup, H_{c1} , H_{c2} sırasıyla alt ve üst kritik alanı temsil ederler. İdeal (tersinir = reversible) II. tip süperiletkenlerde $H < H_{c1}(T)$ iken I. tip süperiletkenlerde olduğu gibi numune mükemmel diyamanyetik özellik gösterir (Meissner durumu) ve bu durumda $\langle B \rangle = 0$ dır. H_{c1} alt kritik alan, manyetik alanda bulunan II. tip bir süperiletkenin enerji yönünden daha uygun olan karışık duruma geçebilmesi için numuneye uygulanması gereken minimum alandır.



Şekil 1.4. (a) I. tip ve (b) II. tip süperiletken için kritik manyetik alanın sıcaklıkla değişimini gösteren faz diyagramı

Şekil 1.4 (b)' de görüldüğü gibi uygulanan manyetik alan $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$ şartını sağladığında, süperiletkenin karışık halde (mixed state) olduğu söylenir. Karışık halde numune içindeki ortalama manyetik akı yoğunluğu $\langle B \rangle$ artık sıfır değildir ve $\langle B \rangle \leq \mu_0 H$ olan bir denge değerine sahiptir. II. tip bir süperiletken, alt kritik alan şiddeti H_{c1} 'in üzerinde akı girdaplarından oluşan karışık duruma geçer. Uygulanan alan şiddeti H_{c1} 'i aşarsa, akı göbekleri birbirine yaklaşır ve her göbek belli miktar akı taşıdığından süperiletkenin ortalama akı yoğunluğu artar. II. tip süperiletkenlerde karışık durumdan sonra süperiletkenin normal hale geçtiği yüksek manyetik alan şiddeti, üst kritik alan (H_{c2})

olarak adlandırılır. Şekil 1.5'te ortalama manyetizasyonun; I. tip (a) ve II. tip (b) süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağılılığı gösterilmiştir.



Şekil 1.5. Ortalama manyetizasyonun; I. tip (a) ve II. tip (b) süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağılılığı (Rose-Innes, 1980)

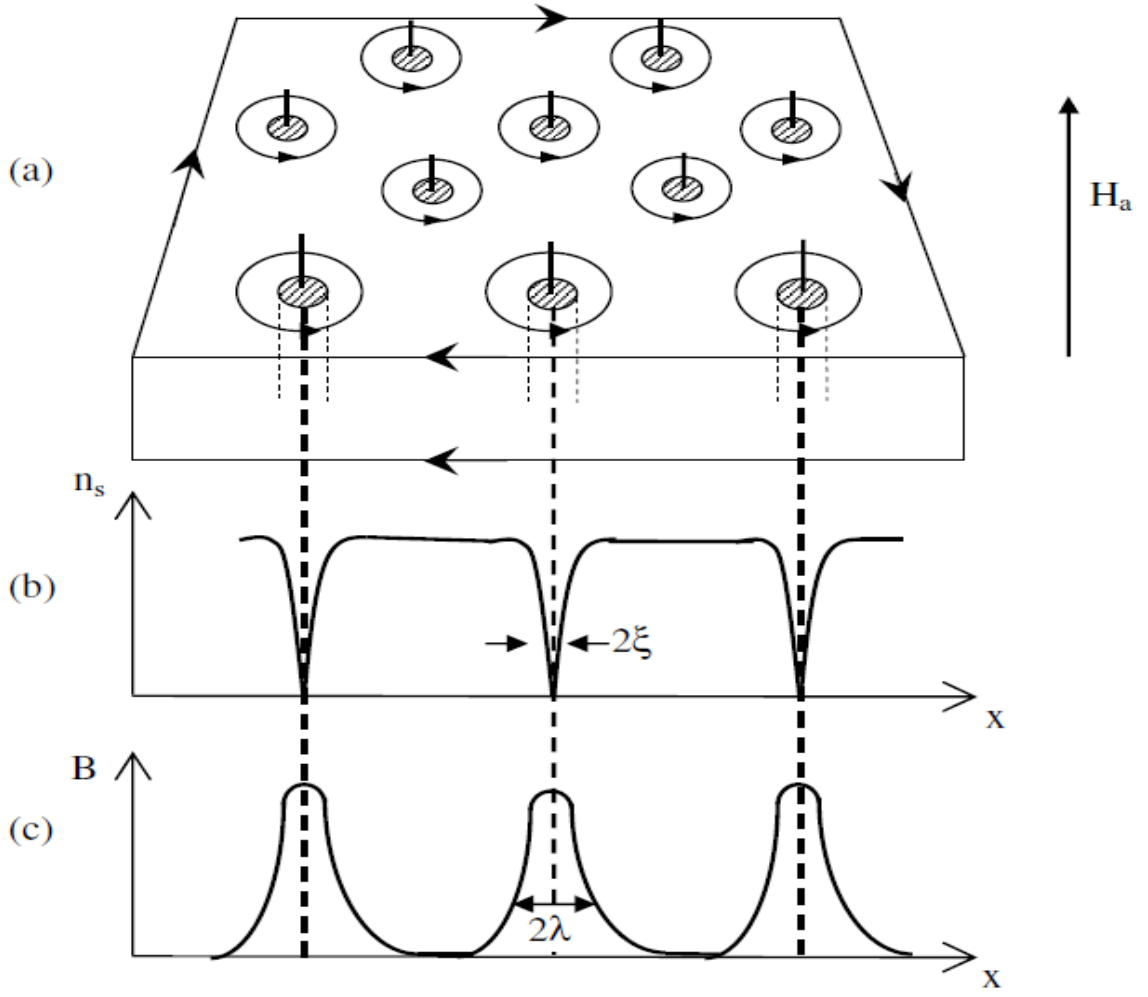
1.5. Karışık Hal (Mixed State)

İdeal diamanyetizmanın oluşum mekanizması, metalde herhangi bir normal ve süperiletken bölgeler arasındaki sınırda yüzey enerjisinin varlığını ortaya koyar. Bu yüzey enerjisi, süperiletkenin davranışını belirlemede önemli bir parametredir ve malzemenin I. tip veya II. tip olmasını belirler.

Manyetik alan altındaki bir malzemenin en düşük toplam serbest enerjili duruma sahip olduğu varsayılır. Bu yüzden yeterince negatif yüzey enerjili bir durumda, süperiletken malzemenin minimum serbest enerjili durumu oluşturmak için, çok sayıda normal bölgeler oluşturması beklenir. Düzenlenme, normal malzemenin hacmine göre maksimum sınır alanı verecek şekilde olur. Bunun için elverişli konfigürasyon, manyetik akının uygulanan alana paralel olarak normal malzemenin silindirleri biçiminde süperiletkene girmeye zorlanması halidir. Silindirler normal göbekler (core) olarak isimlendirilirler ve bunlar düzenli girdap örgüsü oluştururlar (Şekil 1.6). Böylece süperiletken malzeme, sınırları uygulanan manyetik alana paralel uzanan çok küçük ölçekli

normal ve süperiletken bölgelerden oluşan karışım haline ayrılır. Bu durum karışık durum olarak adlandırılır. Enerji yönünden elverişli durum, normal göbeklerin oldukça küçük bir yarıçapa sahip olmasını gerektirir; silindirin yarıçapı ne kadar küçük olursa, onun yüzeyinin hacmine oranı o kadar büyük olur. Uygulanan alan sebebiyle oluşan akı, malzemenin yüzeyinde dolanan diamanyetik bir yüzey akımı tarafından engellenir. Bu diamanyetik malzemede, uygulanan alana paralel olan normal göbekler oluşur ve her göbeğin içinde uygulanan manyetik alanla aynı yönlü manyetik akı mevcuttur. Göbeklerin içindeki akı, diamanyetik yüzey akımına zıt yönde ve göbeğin etrafında dolanan kalıcı bir akım girdabı (vortex) tarafından oluşturulur. Ayrıca her bir girdap, $\Phi_0 = h/2e$ büyüklüğünde bir manyetik akı (fluxon) taşır.

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, paralel iki solenoid veya iki çubuk mıknatısın birbirini itmesi olayına biraz benzerlik gösterir. Bu karşılıklı etkileşmeden dolayı, girdap halde süperiletken içindeki göbekler rastgele yayılmazlar ve kendilerini Şekil 1.6'da 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 1.4 ifadesinde verildiği 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 malzemede her bir girdabın merkezi oldukça incedir (bir çizgi gibi). Bu durum Şekil 1.6 (b)'de görülmekte olup, süper elektron konsantrasyonundaki çukurlar yaklaşık iki uyum uzunluğu genişliğindedir. Uygulanan manyetik alan sebebiyle oluşan akı yoğunluğu, normal göbekler içinde ihmal edilemez ve göbeklerden uzaklığı yaklaşık λ girme derinliğinde küçük bir değere düşer (Şekil 1.6 c).



Şekil 1.6. H_{c1} 'den büyük şiddette uygulanan alan durumunda karışık hal. a-) Göbek örgüsü ve onunla ilişkili girdaplar, b-) süper elektron yoğunluğunun ve c-) akı yoğunluğunun konumla değişimi (Rose-Innes, 1980)

II. tip süperiletkenlerde, uygulanan manyetik alan ile sınır bölgedeki serbest enerjiyi düşünerek göbeklerin oluşum mekanizmasını inceleyelim. Her göbekte elektron yoğunluğu n_s azalır. Bir yaklaşım olarak, her göbek ξ yarıçaplı bir normal malzeme silindiri gibi düşünülebilir. Normal bir göbeğin ortaya çıkması ile elektron yoğunluğundaki azalmadan dolayı, göbeğin birim uzunluk başına $(1/2)\pi\xi^2\mu_0 H_c^2$ serbest enerjisi yerel olarak bir artış meydana gelir.

Bununla birlikte malzeme yaklaşık λ yarıçapı mesafesinde diamanyetik değildir ve böylece yerel manyetik enerjide birim uzunluk başına H_a uygulanan alanın şiddeti olmak üzere, yaklaşık $(1/2)\pi\lambda^2\mu_0 H_a^2$ büyüklüğünde bir azalma olur. Böylece, göbek oluşumu ile serbest enerjide bir azalma var ise bu durum $(1/2)\pi\xi^2\mu_0 H_c^2 < (1/2)\pi\lambda^2\mu_0 H_a^2$ ile ifade edilir. Bu ifadeye göre, girdap halinde uygulanan alanlar kritik H_c alanından küçük ise $\xi <$

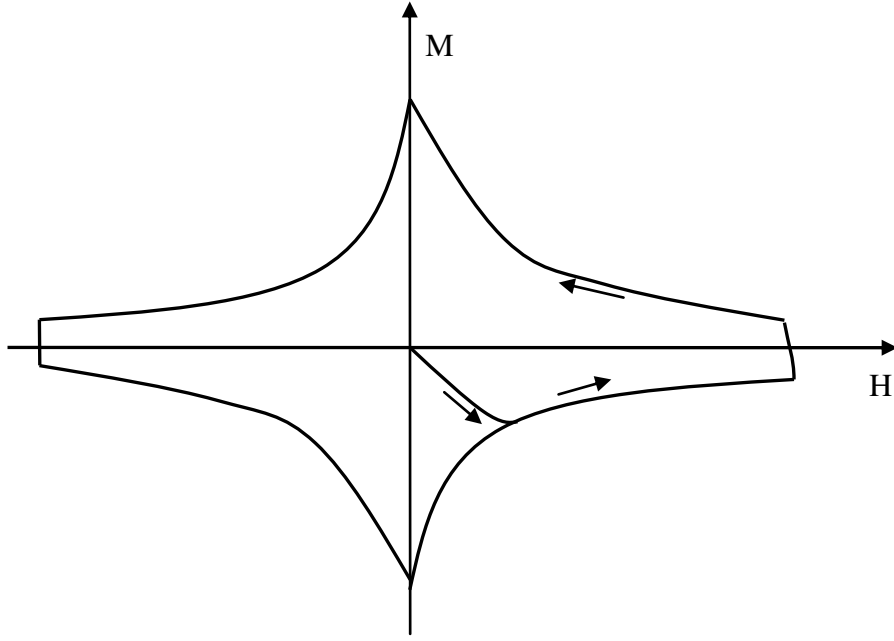
λ olur. Bu durum manyetik alan altında karışık haldeki II. tip bir süperiletkenin negatif yüzey enerjisine sahip olduğunu gösterir. Uygulanan alan H_c 'den küçük olduğunda yüzey enerjisi pozitif ise $\xi > \lambda$ olur ve bu durum I. tip süperiletken özelliği işaret eder (Li, 1998; Rose ve Rhoderick, 1980).

1.6. Tersinir ve Tersinmez Süperiletkenler

Manyetik alana karşı hassaslığın, malzeme yapısına, sıcaklığına ve manyetik alanın uygulama sürecine bağlı olduğu II. tip süperiletkenlere manyetik alan iki farklı şekilde uygulanabilir: Birincisi numune herhangi bir manyetik alan altında normal halden soğutularak süperiletken hale getirilebilir (alan altında soğutma (FC)). İkincisi normal haldeyken herhangi bir manyetik alan yokken soğutularak süperiletken hale getirildikten sonra manyetik alan (alan yokken soğutma (ZFC)) uygulanabilir.

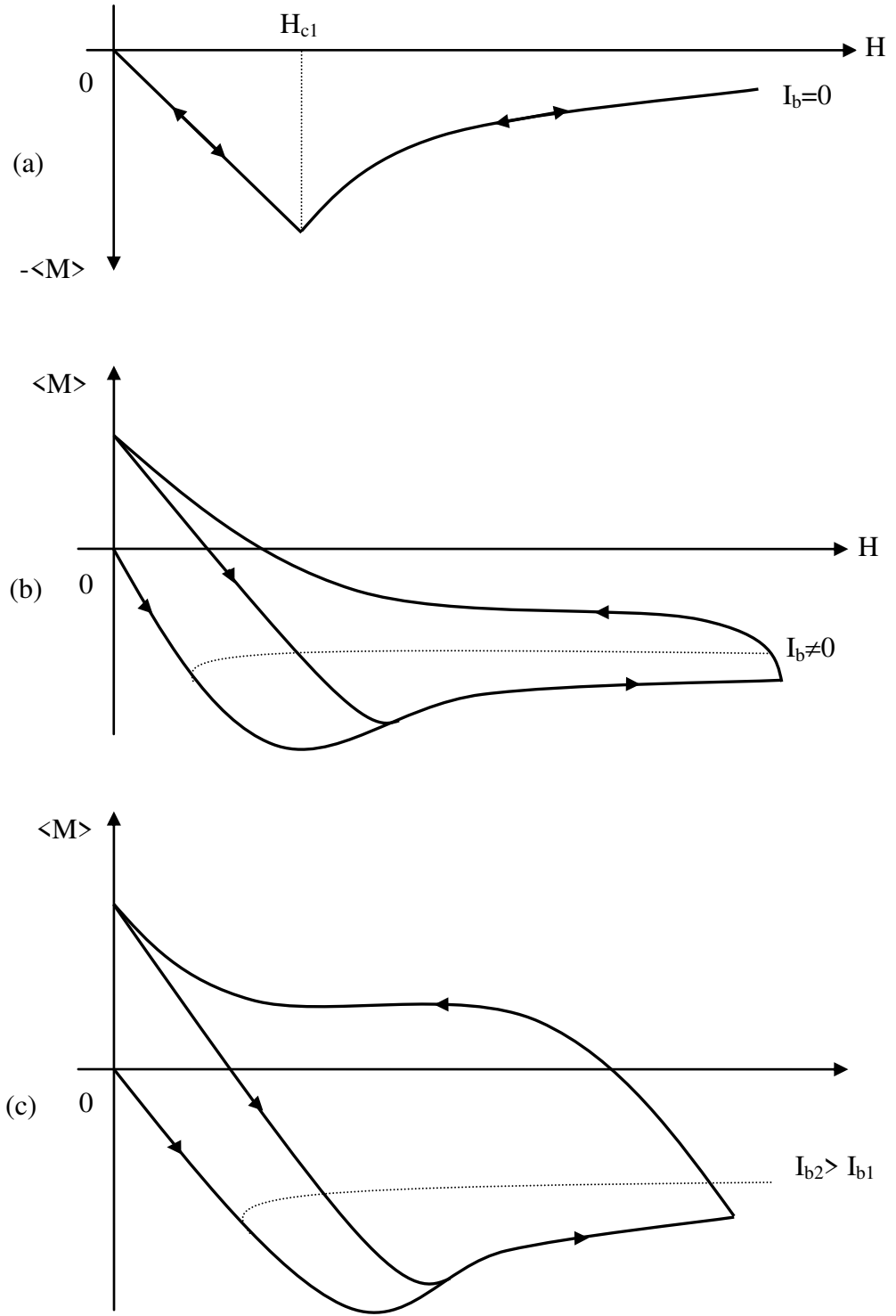
Numune süperiletken haldeyken dış manyetik alanın, numunenin içine girmesi üç şekilde artabilir: 1) Numunenin sıcaklığı kritik sıcaklığı geçmeyecek şekilde manyetik alan altında arttırılırsa, 2) Numune sabit sıcaklıkta iken dış manyetik alanın arttırılmasıyla veya 3) her ikisi uygulandığında numunenin içine nüfus eden manyetik alan şiddeti artar. Numunenin içine manyetik alan homojen şekilde girmeyip, önce tane arasına akı kuantumunun katları şeklinde, toplam akı değerine sahip akı merkezleri oluşturacak şekilde girer. Bu işlemlerin tersi uygulandığında ise örneğin içinden manyetik alan dışarı atılmaya başlar. Fakat numunenin özelliğine göre belirli akı girişi olan yerlerde akı, çivilenme merkezlerinden dolayı numune dışına çıkamaz. Dolayısıyla akı o merkezlerde tuzaklanır. Tuzaklanan akı merkezleri etrafında, çivilenmesinden dolayı akım halkası oluşur. Oluşan akımlar ise örneğin manyetizasyonunu, dolayısıyla kritik akım yoğunluğunun yüksek olmasını sağlar.

Eğer numunede tuzaklanma merkezleri çok ise, dış manyetik alan sıfırdan belirli bir değere kadar arttırılıp sonra da sıfıra indirildiğinde, tuzaklanan akılardan dolayı belirli bir değere sahip manyetizasyon oluşacaktır. Yani manyetizasyonun uygulanan dış manyetik alana göre değişimi, manyetik alan arttırıldığında ve azaltıldığında aynı yolu izlemeyecektir (Şekil 1.7). Bu tip süperiletkenlere tersinmez süperiletkenler denir. Numunenin yapısında akı merkezleri hiç yoksa örnek sabit sıcaklıkta manyetik alan arttırılsa da azaltılsa da aynı manyetizasyon eğrisi üzerinden gider. Bu tip süperiletkenlere de tersinir süperiletkenler denir.



Şekil 1.7. II. tip süperiletkenlerde manyetizasyonun uygulanan alana bağılılığı (Krabbes vd., 2006)

Şekil 1.8. II. tip süperiletkenlerde (a) çivileme yok iken tersinir (reversible), (b) çivileme olması durumunda yarı-tersinir (semi-reversible) ve (c) şiddetli çivileme olması durumunda tersinmez (irreversible) davranış özelliklerinin $\langle M \rangle$ - H histeresis çevrimleri göstermektedir. Şekil 1.8'de gösterilen I_b ; çivileme şiddeti ile orantılı, numunenin içinde dolaşan akı perdeleyici (alan arttırılırken) ve akı tutucu (alan azaltılırken) akımı temsil etmektedir (Öztürk, A., 1999).



Şekil 1.8. II. tip süperiletkenlerde (a) çivileme yok iken tersinir (reversible), (b) çivileme olması durumunda yarı-tersinir (semi-reversible) ve (c) şiddetli çivileme olması durumunda tersinmez (irreversible) davranış özelliklerinin $\langle M \rangle$ - H histeresis çevrimleri

1.7. Bean (Kritik Hal) Modeli

Bean modeli karışık durumdaki II. tip süperiletkenlere uygulanan bir modeldir (Bean, 1964). Bu model başlangıç koşulu olarak, düşük kritik alan H_{c1} 'in sıfır olduğunu kabul eder ve süperiletken malzemenin taşıyabileceği en yüksek değerdeki akımın, kritik akıma eşit olduğunu öngörür. Bean kritik hal modeli, tersinmez ikinci tip süperiletkenlerin girdap haldeki elektromanyetik davranışını tanımlar. Bean modeline göre; uygulanan manyetik alanın malzeme içerisine girdiği bölgelerde kritik akım dolaşmaktadır. Ayrıca bu model, malzemede oluşan kritik akım yoğunluğunun uygulanan dış manyetik alana, alanın uygulama yönüne ve malzemenin büyüklüğüne bağlı olabileceğini açıklar. Bu modelde numune merkezi sıfır, kalınlığı $2X$ olan sonsuz genişlikte dilim (slab) veya yarıçapı R olan sonsuz uzunlukta silindir olarak ele alınır. Manyetik alan dilim yüzeyine (veya silindir eksenine) paralel olarak uygulanmaktadır. Başlangıç şartı olarak $H_{c1} = 0$ alınırsa ($H_a = H_s$ Meissner olayından gelen katkı ihmal ediliyor), aşağıdaki Maxwell denkleminde örneğe nüfuz eden akı yoğunluğu eğiminin J_c 'ye eşit olduğu görülür.

$$\Delta \times H = J_c \quad (1.7)$$

$$\frac{dH}{dx} = \pm J_c \quad (1.8)$$

Bu modelde kritik akım yoğunluğu sabit ve uygulanan alandan bağımsız olduğu kabul edilir.

Birim hacim başına manyetizasyon $\langle M \rangle$, dilim ve silindir geometrileri için sırasıyla (1.9) ve (1.10) denklemleriyle verilir.

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad (1.9)$$

$$\langle M \rangle = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int H(r) r dr - H_a \quad (1.10)$$

Bu denklemlerdeki $H(x)$, $H(r)$ değerleri ve integralin sınırları, alan arttırılırken veya azaltılırken akı yoğunluğu görüntüsünün alacağı şekle göre belirlenir.

Manyetik alanın numuneye x_0 değerine kadar nüfuz ettiği düşünülürse, $H = J_c(X - x_0)$ olur. Bu durumda numunedeki ilk tam girme alanı H^* için, $H^* = J_c X$ ifadesi elde edilir. Bu ifade H^* 'ın kritik akım yoğunluğunun yanı sıra, numune geometrisinin de bir fonksiyonu olduğunu gösterir (Narlikar, 2000).

Bean modelinde kritik akım yoğunluğu J_c , hem DC hem de AC manyetizasyon ölçümlerinden elde edilebilir. DC ölçümlerinde, ΔM histeresis ilmeğinin genişliği J_c ile orantılıdır ve SI birim sisteminde $J_c = \Delta M/X$ (A/m^2) ifadesiyle verilir.

1.8. Katkılı Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

$RE_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{6+\delta}$ ($RE = Nd, Sm, Eu, Gd$; REBCO) süperiletkenleri üzerine yapılan birçok araştırma, bu bileşiğin YBCO süperiletkeni ile karşılaştırıldığında, manyetik alanda daha yüksek J_c , T_c ve tersinmezlik alan değerine sahip olduğunu göstermiştir. Özellikle NdBCO süperiletkeni 96 K'lık geçiş sıcaklığı ile REBCO bileşenleri arasında dikkat çekmektedir. Yapılan son çalışmalarda, RE elementlerinin YBCO süperiletken yapısında Ba ile yer değiştirdiği (Gd/Ba ve Nd/Ba) ve değişim oranına bağlı olarak çivileme yoğunluğunun ve J_c 'nin arttığı bulunmuştur (Koshizuka vd., 2001).

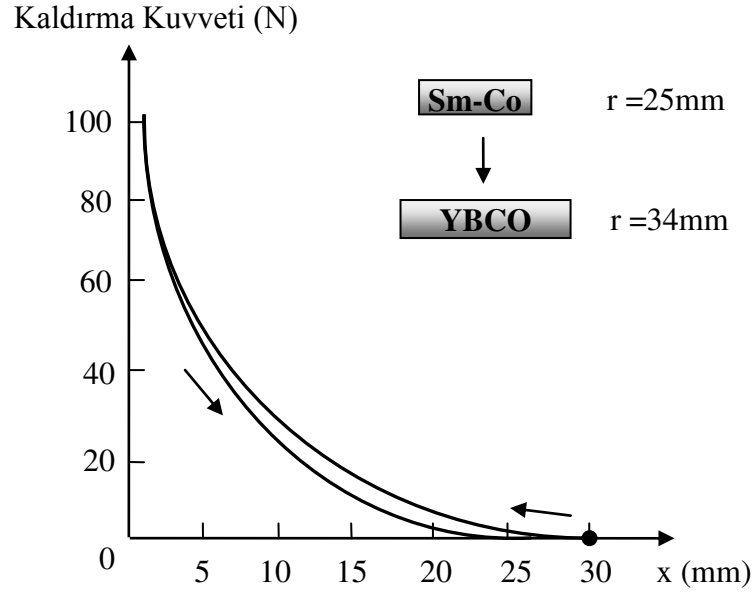
RE123 ($RE: Nd, Sm, Eu, Gd, Yb$) süperiletkeninin bulunuşundan günümüze kadar bu süperiletkenin yapısal ve fiziksel özelliklerinin iyileştirilmesi amacıyla değişik araştırmacılar tarafından Au, Ni, Ag, Hg, Al, Zn, Fe, Co, Gd ve Yb gibi farklı iyonik katkı atomları kullanılmıştır (Zahou vd., 2006; Sawamura vd., 2002). Ayrıca literatürde, RE123 süperiletken bileşiğin fiziksel ve manyetik özelliklerinin geliştirilmesi amacı ile bu bileşiğe, mikro boyutta RE211 süperiletken olmayan toz katkılanmasının yapıldığı çalışmaya az da olsa rastlanmaktadır (Kaiser vd., 1998; Shlyk vd., 2003). Katkılama işleminde kullanılan katkı atomlarının çapları, ana yapıdaki atomların çaplarından farklı olduğunda, numunenin yapısal ve fiziksel özelliklerinde değişimler meydana geldiği görüldü. Eritme-büyütme (melt-textured) yöntemiyle hazırlanan Y123 bileşiğine Ag_2O katkısının, numunenin kritik akım yoğunluğu, tersinmezlik çizgisi ve manyetik kaldırma kuvveti gibi süperiletkenlik parametrelerini arttırdığı bilinmektedir. Yapılan çalışmalarda kritik akım yoğunluğunun artmasının birinci nedeni, Ag_2O ilavesiyle numunedeki mikro çatlak yoğunluğunun azalması şeklinde açıklanmaktadır (Diko, 2004). Kaldırma kuvveti ve kritik akım yoğunluğu değerlerinin artmasında diğer bir etken olarak, mikro boyutlu Y211 (Y_2BaCuO_5) parçacıklarının etkili olduğu düşünülmektedir (Murakami vd., 1991; Mendoza

vd., 2000). Ayrıca mikro boyutlu RE211 süperiletken olmayan fazın, süperiletken numune içerisinde akı tuzaklama merkezi olarak görev yaparak, kritik akım yoğunluğunun artmasına neden olduğu bilinmektedir.

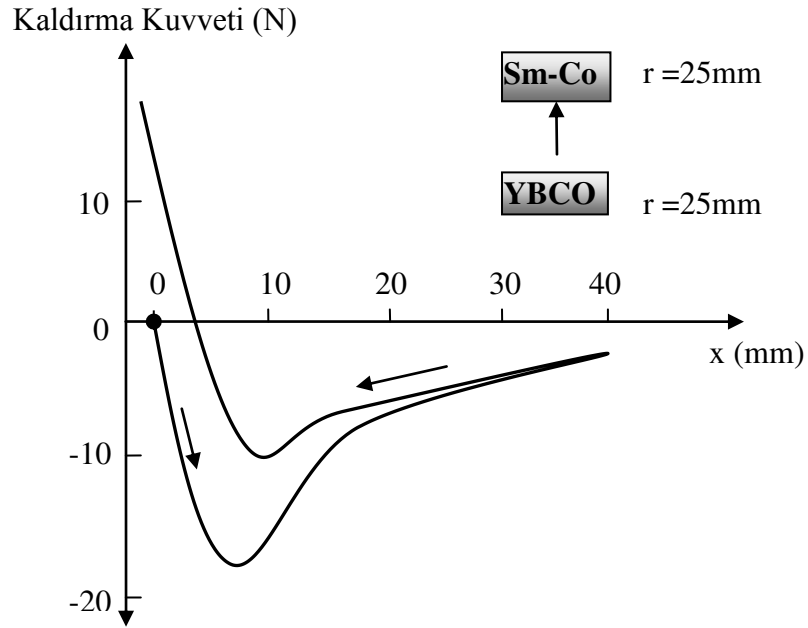
1.9. Süperiletkenlerin Manyetik Kaldırma Kuvveti Özellikleri

Külçe RE123 ve Y123 süperiletkenlerinin yüksek manyetik kaldırma kuvveti özelliği, bu süperiletkenlerin manyetik yatak; enerji depolayan dönen çark; güçlü süperiletken mıknatıs ve manyetik olarak havalanmış ulaşım araçları (Maglev trenleri) gibi birçok sistemde uygulama alanı bulmasına olanak sağlar. Belli bir süperiletkenin manyetik kaldırma kuvveti değerinin, alan kaynağının (mıknatıs) manyetik alan dağılımıyla çok fazla değişmesi, birçok araştırmacıyı bu alana yönlendirmiştir. Yang ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalarda, süperiletken ile mıknatıs arasındaki manyetik kaldırma kuvvetinin; mıknatıs sayısına, mıknatıs konfigürasyonuna ve mıknatıs boyutuna bağlı değiştiği görülmüştür (Yang vd., 2001). Bu çalışmalarda, süperiletken ve mıknatıs boyutu arttıkça, manyetik kaldırma kuvvetinin de arttığı ve maksimum değerine mıknatıs boyutu süperiletken boyutuna eşit olduğunda ulaştığı tespit edildi. Süperiletken ile mıknatıs arasındaki manyetik kuvvetin, süperiletkenin manyetik alan altında (FC) ve alansız (ZFC) soğutma durumlarına da bağlı değiştiğini gösteren birçok çalışma yapılmıştır (Hull ve Cansız, 1999). Şekil 1.9 ZFC rejiminde Sm-Co mıknatıs ile YBCO disk arasındaki manyetik itme kuvvetinin düşey mesafeye bağlılığını göstermektedir.

Ayrıca, FC durumundaki maksimum manyetik çekme kuvveti değerinin ZFC durumundan daha büyük olduğu tespit edildi (Yang vd., 2003). Yapılan çalışmalar süperiletken ile mıknatıs arasında bizim ihtiyacımızı karşılayacak büyük manyetik kaldırma veya çekme kuvveti için boyut oranı veya soğutma şartlarının optimizasyonunun gerekli olduğunu söyler. Şekil 1.10 FC rejiminde Sm-Co mıknatıs ile YBCO disk arasındaki manyetik kaldırma kuvvetinin düşey mesafeye bağlılığını göstermektedir.



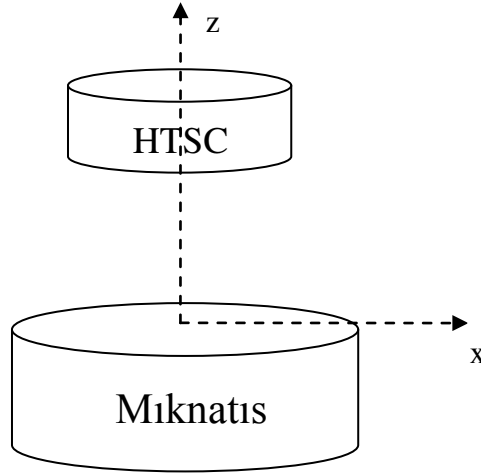
Şekil 1.9. ZFC rejiminde Sm-Co mıknatıs ile YBCO disk arasındaki manyetik itme kuvvetinin düşey mesafeye bağlılığı (Krabbes vd., 2006)



Şekil 1. 10. FC rejiminde Sm-Co mıknatıs ile YBCO disk arasındaki manyetik kaldırma kuvvetinin düşey mesafeye bağlılığı (Krabbes vd., 2006)

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) numunesi üzerinde, sıvı azot sıcaklığında (77K) mıknatısların havada kalması, süperiletkenlik için yeni bir çağın başlangıcı olmuş ve bu olay süperiletkenlerin direnç göstermemesi özelliğinden daha büyük ilgi uyandırmıştır (Hellman vd., 1988). Şekil 1.11 süperiletkenin bir mıknatıs

üzerinde havada kalmasını göstermektedir. Süperiletkenlerin kaldırma kuvveti, çoğunluk tarafından heyecan uyandıran bir gelişme kabul edilmesine karşın, bazı bilim adamları ciddi pratik uygulamalar sağlayıncaya kadar bu kaldırma kuvveti özelliğine kuşku ile baktılar.



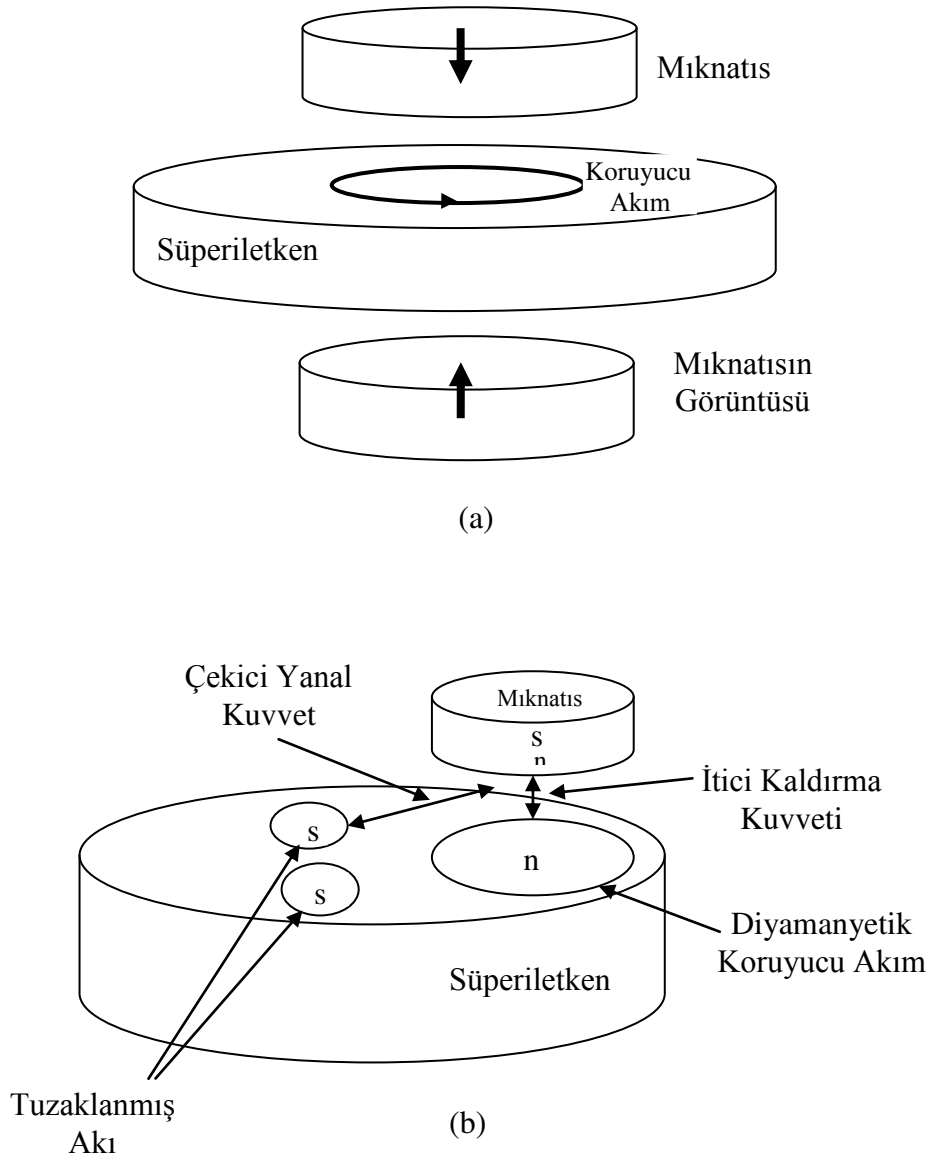
Şekil 1. 11. Süperiletkenin mıknatıs üzerinde askıda kalması (Navau vd., 2003)

Buna gerekçe olarak da süperiletkenlerin düşük kaldırma basıncı özelliğini öne sürdüler. Bu kuşkulara rağmen, çeşitli laboratuarlardaki birçok araştırmacı YBCO'yu kullanarak kaldırma kuvveti uygulamalarıyla ilgili çalışmalar yaptı. İlk olarak 1990'lı yıllarda Amerika'daki bir üniversitede 10 gramlık bir dönen çubuk kütle (rotor) dakikada 10^5 'lık bir (10^5 rpm) hızla döndürüldü. Daha sonra bu hız, yapılan ilave çalışmalarla 5×10^5 rpm ye kadar çıkarıldı. Ayrıca malzeme üretim tekniklerindeki gelişmeler sayesinde, süperiletkenin kaldırma basıncı 25 kat arttırıldı. Japonya'da yapılan bir çalışmada döndürme olmaksızın süperiletken numuneler kullanılarak 120 kilogramlık yükler kaldırıldı. Süperiletkenlerin enerji depolayan çark olarak kullanılabilmesi için birçok çalışma yapılmakta olup, endüstri laboratuvarlarında 100 kilogramın üzerindeki rotorların 10000 rpm lik hızla döndürülmesi planlanmaktadır (Moon and Chang., 1990).

Şekil 1.12'de manyetik kaldırma kuvveti temel diyagramları gösterilmiştir. Şekil 1.12 (a) süperiletken numune ile mıknatıs arasındaki diyamanyetik ilişkiyi göstermektedir. Mıknatıs süperiletken numuneye yaklaştırılmaya başlanırsa, belli bir mesafeden sonra süperiletken numune manyetik alanı dışlamaya başlar. Çünkü bu esnada, numunede perdeleme akımı ortaya çıkar. Bunun neticesinde, süperiletken numune mıknatısa bir itici kuvvet uygular ve mıknatıs süperiletken numunenin hemen üzerinde boşlukta dengede

kalır. Bu olayın tersi olarak, eğer süperiletken numune yeterince manyetik alan tuzaklarsa, mıknatıs süperiletken numunenin hemen altında da dengede kalabilir.

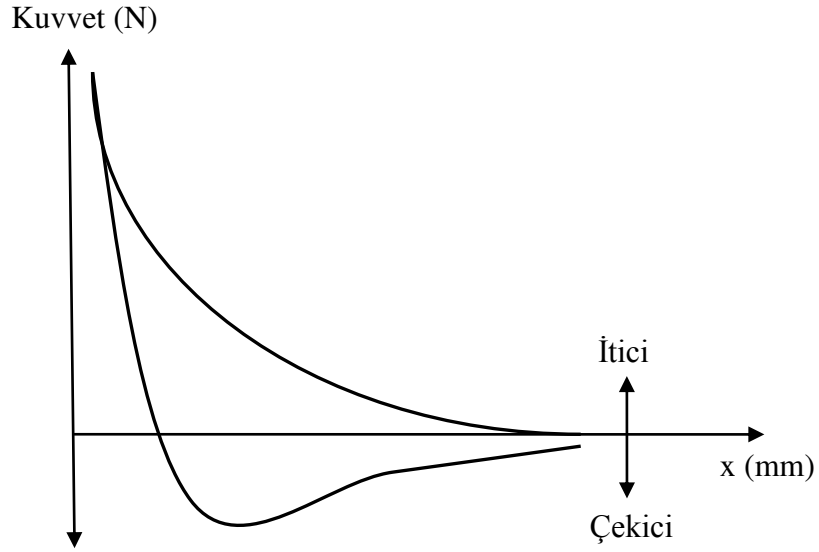
Ayrıca, süperiletken numunenin mıknatısa karşı direnç göstermesi olayı, mıknatısın ayna görüntüsü olarak da yorumlanabilir. Çünkü iki mıknatısın aynı kutupları birbirlerine doğru yaklaştırılırsa, bunların her ikisi de birbirlerini iterler. Şekil 1.12 (b) mıknatıs süperiletken numuneye en yakın olacak şekilde yaklaştırıldıktan sonra uzaklaştırılırsa, çivileme merkezlerinde manyetik alanın tuzaklanmasından dolayı, süperiletken numune mıknatısa çekici bir kuvveti uygular. Bu olay, iki zıt kutuplu mıknatısın birbirlerine doğru yaklaştırılmaları halinde birbirlerini çekmelerine benzetilir. (Cardwell vd., 2003)



Şekil 1.12. Kaldırma kuvvetinin temel şematik diyagramları (a) diyamanyetik tepki, (b) akı tuzaklama (Hull, 2000)

Yüksek sıcaklık süperiletken seramiklerde, oluşan akım veya etkin manyetizasyon, artan veya azalan manyetik alan altında farklı davranışlar sergiler. Bu durum kaldırma kuvveti davranışının uygulanan alanın geçmişine bağlı olacağını işaret eder. Bunun sonucu olarak mıknatıs ile süperiletken numune arasındaki mesafe değiştikçe, kaldırma kuvvetinin konuma bağlı değişim eğrileri histerisiz özellik gösterir (Şekil 1.13). Histerisiz ilmeklerinin genişliği numune içerisindeki akı çivileme merkezleri arttıkça artar (Moon, 2004). Süperiletkenlerin kaldırma kuvveti özelliklerini belirlemek için yapılan birçok deneysel çalışmada, kaldırma kuvvetinin mıknatıs-süperiletken numune arasındaki mesafeye üstel olarak bağlı olduğu görüldü (Chang vd., 1990).

Mıknatıs boyutu ve geometrisinin, manyetik kaldırma kuvvetine etkisi üzerine yapılan analitik çalışmalarda, mıknatıs geometrisi ve kalınlığının özellikle küçük kaldırma mesafelerinde önemli olduğu görüldü (Alqadi vd., 2007). Değişik laboratuvarlarda, mıknatıs boyutunun tek kristal yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin (HTS) kaldırma ve çekme kuvveti üzerine etkisinin incelendiği deneysel çalışmalar yapıldı. Diğer şartlar sabit tutulmak üzere mıknatıs boyutu, süperiletken numune boyutuna yaklaştığında, kaldırma kuvvetinin maksimum bir pik değerine ulaştığı görüldü. Bunlara ilave olarak mıknatıs boyutu süperiletken numune boyutundan büyük olduğunda, kaldırma kuvvetinin tekrar azaldığı gözlemlendi. Bu sonuçlar, manyetik alan dağılımının, süperiletken aletlerin üretim ve tasarımında dikkate alınması gereken önemli bir özellik olduğunu gösterir. Bu çalışmalara ilave olarak, farklı soğutma süreçlerinin tek kristal yüksek sıcaklık süperiletkeninin, kaldırma ve çekme kuvvetine etkisi incelendi. Alan altındaki soğutma mesafesi azaldıkça, süperiletken ve mıknatıs arasındaki kuvvet sabitinin arttığı gözlemlendi (Yang vd., 2002; Yang vd., 2003).



Şekil 1.13. Mıknatıs ile süperiletken arasındaki kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişimi (Murakami, 1992)

HTS bulk malzemesi kullanılarak yapılan süperiletken manyetik yatakların, dinamik ve statik davranışı, süperiletkenlerin teknolojik uygulanabilirliği açısından incelendi. Süperiletkenlerin kararlı manyetik yatak olarak kullanımına, özellikle II. tip süperiletkenlerin akı çivileme özellikleri imkân verir. Özellikle son on yıldır bir grup araştırmacı, yüksek sıcaklık süperiletkeni ve mıknatıslardan oluşan bir ulaşım aracı tasarlamaya çalışmaktadırlar. Bu anlamda, manyetik kuvvet ile kaldırılmış aracı ve kılavuzlama sistemini optimize etmek için ulaşım sisteminin statik ve dinamik davranışları incelenmektedir. Elde edilen statik ve dinamik parametrelerin uyumlu olduğu görüldü. Yapılan bu çalışmaların, manyetik kaldırma kuvveti kullanılarak yapılacak ulaşım sistemlerinin tasarımını ve bu alanda çalışan araştırmacılara yardımcı olacağı düşünülmektedir (Kuehn vd., 2007). Wenjiang ve arkadaşları, pratik mıknatıs-süperiletken maglev (manyetik olarak havalandırılmış) test aracı ile histerisiz kuvvet kaybı üzerine bir çalışma yaptılar. Yapılan çalışmada, histerisiz kaybının dinamik incelenmesinde, küçük genliklerde frekansa bağlılığın zayıf olduğu fakat genlik arttıkça frekansa bağlılığın da arttığını gözlemlediler (Yang vd., 2008). HTS süperiletkenlerinin düşey, yatay kaldırma kuvveti ve kuvvet sabitinin düşey ve yatay yer değiştirmeye göre değişimleri alanlı ve alansız soğutma altında farklı araştırmacılar tarafından deneysel ve sayısal olarak incelendi. Yapılan çalışmalar neticesinde alansız soğutmada, düşey kuvvet sabiti değerinin mıknatısın numuneye ilk yaklaşmasında, ikinci yaklaşımdan daha büyük olduğu görüldü.

Ayrıca bu çalışmada, alanlı soğutma durumunda düşey kuvvet sabitinin her bir yükseklikte yanal kuvvet sabitinden iki kat daha büyük olduğu tespit edildi (Hull ve Cansız, 1999; Zheng ve Yang, 2007).

1.10. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı

Külçe (bulk) süperiletken üretiminde taneler arası zayıf bağlantıyı azaltmak ve pinning merkezlerinin yapı içerisinde düzenli dağılımını sağlamak için bazı bilim adamları MPMG yöntemini kullanmışlardır. Literatürde yapılan birçok çalışmada $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ süperiletken numune içerisinde, artan Y211 oranına bağlı olarak J_c kritik akım yoğunluğu değerinin arttığı ve 1 T (77 K sıcaklığında) manyetik alan altında bu değer $3 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 'ye ulaştığı görüldü (Murakami, 1992). Benzer özellikler nanometre boyutundaki MgO parçacıklarının Y123 süperiletken örneğine katılmasında da görülür (Fujimoto vd., 1992; Chen vd., 1997). Bu yöntemin en önemli avantajı, ısıtma işlem süreçleriyle numunenin mikroyapı kontrolüne imkan vermesidir.

Y123 ve RE123 (RE: Nd, Sm, Eu, Gd, Yb) süperiletkeninin bulunuşundan günümüze kadar bu süperiletkenin yapısal ve fiziksel özelliklerinin iyileştirilmesi amacıyla değişik araştırmacılar tarafından Au, Ni, Ag, Hg, Al, Zn, Fe, Co, Gd ve Yb gibi farklı katkı atomları kullanılmıştır. Katkılama işleminde kullanılan katkı atomlarının çapları, ana yapıdaki atomların çaplarından farklı olduğunda, numunenin yapısal ve fiziksel özelliklerinde değişimler meydana gelir. Örneğin, eritme-büyütme (melt-textured) yöntemiyle hazırlanan Y123 bileşiğine Ag_2O katkısının, numunenin kritik akım yoğunluğu ve tersinmezlik çizgisi gibi süperiletkenlik parametrelerini arttırdığı bilinmektedir. Kritik akım yoğunluğunun artmasının nedeni, Ag_2O ilavesiyle numunedeki mikro çatlak yoğunluğunun azalması şeklinde açıklanmaktadır (Mendoza vd., 2000). Altın'ın Y123 bileşiğine katkılanmasında, örgü parametresinde (11,6821 Å'den 11,7121 Å'a) ve süperiletkenliğe geçiş sıcaklığında ($\sim 2 \text{ K}$) belli bir miktar artış gözlenmiştir. Geçiş sıcaklığındaki bu artışın sebebi, Au ilavesiyle CuO_2 düzlemlerindeki delik (hole) konsantrasyonunun artması şeklinde açıklanmıştır (Cieplak vd., 1990).

Toz-eritme yöntemiyle (PMP) üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ve $\text{Y}_{0.4}\text{Gd}_{0.6}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ numunelerinin karşılaştırmalı manyetizasyon ölçümlerinde, farklı sıcaklıklardaki J_c ve akı çivileme kuvveti değerlerinin Gd eklenmiş numunede daha büyük olduğu saptandı. Bu çalışmada, örneğe Gd eklenmesiyle YBCO'daki Y211 parçacık boyutlarının $3,2 \mu\text{m}$ 'den

0,96 μ m'ye azaldığı görülmüştür. Y211 parçacıklarının boyutlarındaki azalma, numunedeki mikro çatlakların azalmasını ve Y123 ile Y211 fazları arasındaki ara yüzeyin artmasını sağlar. Etkin çivileme merkezi özelliğine sahip olan Y123 ile Y211 fazları arasındaki ara yüzeyin artması ise J_c ve akı çivileme merkez yoğunluğunun artışına sebep olur. J_c 'deki artışın diğer bir nedeni akı çivilemesinin, girdap örgüsüyle etkin alan arasındaki elastik etkileşmeden kaynaklandığı düşünülmektedir. YBCO'da bölgesel örgü uyumsuzlukları, Y ile farklı iyonik yarıçaplara sahip nadir toprak elementlerinin (RE) kısmi yer değiştirmesi ile oluşur ve bu durum numune içerisinde ilave etkin alan oluşumuna yol açar. Gd^{3+} iyon yarıçapı Y^{3+} iyon yarıçapından daha büyük olduğundan, Gd katkılanmış numunede ilave bir akı çivilemesi oluşur ve bu durum J_c artışına sebep olur (Feng vd., 1998; Feng vd., 2001).

Katıhal tepkime yöntemiyle hazırlanan $Y_xGd_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiğinde, $x=0,2$ için kritik akım yoğunluğu 10 K'de $1,5 \times 10^8$ A/m² olup, bu değer saf Gd123 süperiletkeninden üç kat daha büyüktür. Nishida ve arkadaşlarının yaptığı bu çalışmada ayrıca, manyetizasyonun sıcaklığa göre değişimi de incelenmiştir (Nishida vd., 2003). Kritik hal modeline göre II. tip süperiletkenlerde manyetizasyon (ΔM), sıcaklıkla $[1-(T/T_c)^2]^m$ ifadesine bağlı olarak değişirken (m kritik üst sabiti), yapılan çalışmada ise ΔM manyetizasyonunun Ae^{-T/T_0} ifadesine göre eksponansiyel olarak değiştiği bulunmuştur. Burada T_0 verilen bir alandaki karakteristik sıcaklık değeri olup 10-30 K arasında değişir. Araştırmacılar ΔM 'deki eksponansiyel değişimin kökeninde üç farklı unsurun etkili olabileceğini düşündüler. Bunlar; (1) taneler arası zayıf çiftlenim, (2) tane içi zayıf çivilenme (Hagen ve Griessen, 1989) ve (3) tane sınırlarındaki zayıf çivilenme (Manuel vd., 1991) şeklinde sıralanabilir.

Külçe RE123 ve Y123 süperiletkenlerinin yüksek manyetik kaldırma kuvveti özelliği, bu süperiletkenlerin manyetik yatak, enerji depolayan dönen çark, güçlü süperiletken mıknatıs ve manyetik olarak havalanmış ulaşım araçları (Maglev trenleri) gibi birçok sistemde uygulama alanı bulmasına olanak sağlar. Belli bir süperiletkenin manyetik kaldırma kuvveti değerinin, alan kaynağının (magnet) manyetik alan dağılımıyla çok fazla değişmesi, birçok araştırmacıyı bu alana yönlendirmiştir. Yang ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalarda, süperiletken ile mıknatıs arasındaki manyetik kaldırma kuvvetinin; mıknatıs sayısına, mıknatıs konfigürasyonuna ve mıknatıs boyutuna bağlı olarak değiştiği görülmüştür (Yang vd., 2001). Bu çalışmalarda, süperiletken ve mıknatıs boyutu arttıkça, manyetik kaldırma kuvvetinin de arttığı ve maksimum değerine, mıknatıs boyutu

süperiletken boyutuna eşit olduğunda ulaştığı tespit edildi. Süperiletken ile mıknatıs arasındaki manyetik kuvvetin süperiletkenin manyetik alan altında (FC) ve alansız (ZFC) soğutma durumlarına da bağlı değiştiğini gösteren birçok çalışma yapılmıştır. FC durumundaki maksimum manyetik çekme kuvveti değerinin ZFC durumundan daha büyük olduğu tespit edildi (Yang vd., 2003). Yapılan çalışmalar süperiletken ile mıknatıs arasında bizim ihtiyacımızı karşılayacak büyük manyetik kaldırma veya çekme kuvveti için boyut oranı veya soğutma şartlarının optimizasyonunun gerekli olduğunu söyler. Yapılan bu çalışmada, literatürde yer almayan $(\text{Sm}_{123})_{1-x}(\text{Yb}_{211})_x$ süperiletkeni ile mıknatıs arasında oluşan manyetik kaldırma ve çekme kuvveti, Yb211 katkı miktarına bağlı olarak farklı FC ve ZFC şartlarında incelendi ve böylece literatüre katkı sağlamaya çalışıldı.

Yb123 süperiletken bileşiğinin RE123 ailesi içerisinde nispeten düşük erime sıcaklığına sahip olması (Soh ve Fan, 2000), onun çeşitli süperiletken aletlerin yapımında tercih edilmesini sağlarken, bu özellik aynı zamanda düşük altlık sıcaklığında sıvı faz-büyütme tekniğiyle de film üretimine kolaylık sağlar (Yamaguchi vd., 2003; Ichino vd., 2003; Inoue vd., 2003). $(\text{Yb}_{1-x}, \text{RE}_x)\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, $(\text{Yb}, \text{RE})_{123}$ süperiletkeninin oluşumu üzerine RE (RE = La, Pr, Sm, Gd, Nd) elementlerinin etkisinin incelendiği çalışmalarda, belli oranlardaki RE elementleri yer değiştirmesiyle $(\text{Yb}, \text{RE})_{211}$ ve BaCuO yabancı fazlarının azaldığı görüldü. Ortalama 1,1 μm çapa sahip Yb211 parçacıkları içeren Yb-Ba-Cu-O bulk süperiletkeni eritme yöntemiyle hazırlandığında, numuneler 2 K gibi dar bir geçiş aralığında ve 88,5 K'de geçiş gösterdi. RE123 ailesi içerisinde, Yb123'ün düşük T_c (süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı) sıcaklığına rağmen, 77 K'de ve 0 T'da $5,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ gibi yüksek değerlerde koruyucu akıma sahip olması, onun benzer yöntemle hazırlanmış Y123 ve Nd123 süperiletkenleri ile karşılaştırılmasına imkan verir. Analizler, eritme yöntemiyle hazırlanmış Yb123 süperiletken bileşiğinin yüksek koruyucu akıma sahip olmasında, yapı içersine homojen dağıtılmış Yb211 parçacıklarının akı çivileme merkezi olarak görev yapmasının etkili olduğunu gösterir (Mochida vd., 2002).

Eritme yöntemi, zayıf bağlantı içermeyen büyük taneli ve yüksek değerlerde koruyucu akıma sahip RE-Ba-Cu-O malzemelerinin üretiminde başarılıdır. İri taneye sahip tek kristal üretmek için, üstten tohumlamalı eritme-büyütme tekniği yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu yöntem büyük açılı tane sınırlarından kaynaklanan zayıf taneler arası etkileşim probleminin üstesinden gelinmesine olanak sağlar. Buna rağmen yöntem, hassas bileşim kontrolüne, hassas sıcaklık değişimine (gradyant) ve uzun işlem zamanına gereksinim duyar. Bu nedenle, manyetik olarak yükselmiş tren gibi bazı pratik uygulamalar için

gerekli olan 100 mm'den büyük tek kristal tanesinin üretilmesi zordur (Hull, 2000; Fujimoto, 2000). Literatürde bu sorunu ortadan kaldırmak için değişik çalışmalar yapılmıştır. RE123 ailesi içerisinde Yb123' ün çok düşük ayrışma sıcaklığına (yaklaşık 900°C) sahip olması, bu yapının iki Y123 veya RE123 süperiletken tanelerinin birleştirilmesi işlemindeki kullanılabileceğini gösterir. Delamare ve arkadaşları, iki Y123 tanesini Yb123'ü kaynak malzemesi olarak kullanarak birleştirmeyi başardı. Bu durum RE123'ün uygun bir şekilde birleştirilmesi yönteminde, Yb123 kullanımının zorunlu olduğunu gösterir (Delamare vd., 2000). Mukhopadhyay ve arkadaşları (Mukhopadhyay vd., 2000) teknolojik uygulamalar için gerekli yüksek manyetik kaldırma kuvveti değerine ulaşmak amacıyla, iki Y123 süperiletken tanesini (single domain) Yb123'ü kaynak malzemesi olarak kullanıp birleştirerek daha büyük Y123 tanesi elde etmeye çalıştılar. Yapılan bu çalışmada, büyük bölgeli Y123 süperiletken tanesi ortadan kesilip iki parçaya bölündüğünde ve sonra mekanik olarak tekrar birleştirildiğinde, süperiletkenin sıfır mesafedeki kaldırma kuvvetinin, kesilmeden önceki orijinal değerine göre %30 oranında azaldığı görüldü. Bu durum araştırmacılar tarafından iki tane sınırındaki ara yüzeyde akı çizgilerinin süreksizliğinden kaynaklanır şeklinde yorumlanmıştır. Kesilen parçalar düşük erime sıcaklığına sahip Yb123 süperiletkeni ile kaynak yapılarak birleştirildiğinde, sıfır mesafedeki kaldırma kuvvetinin %8 gibi düşük bir azalmayla orijinal değerine yaklaştığı görüldü. Bu durum, Yb123 süperiletkeninin kaynak malzemesi olarak kullanıldığı ara yüzeyde tek bölgeli büyük süperiletken oluşumunda pozitif rol oynadığı ve akı süreksizliğini ortadan kaldırdığı şeklinde yorumlanabilir.

Dünya ölçeğinde yapılan birçok çalışma, eritme yöntemiyle üretilmiş yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin (HTS) kritik akım yoğunluğu, tuzaklanmış manyetik alan ve kaldırma kuvveti özelliklerinin iyileştirilmesinde etkili olan nanometre boyutunda, numune içerisinde zayıf süperiletken bölgeler oluşturmakla ilgilidir. Bilindiği gibi numune içerisinde süperiletkenliğin zayıf olduğu bölgeler süperiletkenin koherens (uyum) uzunluğu olan birkaç nanometre büyüklüğünde olduğunda, kaldırma kuvvetini arttıran akı çivileme bölgeleri çok daha etkindir. Bu zayıf süperiletkenliğin olduğu bölgeler değişik araştırmacılar tarafından $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ numunesinde, süperiletkenlikten sorumlu CuO_2 düzlemine veya CuO zincirine Zn, Co, Ni, Li veya Ga gibi iyonik doping yapmakla oluşturulmuştur. Yapılan çalışmalar, Zn ve Li katkısının farklı manyetik moment özelliğine sahip Cu(I) veya Cu(2) boşluğuna yerleşmeleriyle süperiletkenin; tuzaklanmış alan,

kaldırma kuvveti ve J_c değerlerinde daha fazla artış olduğunu göstermiştir (Zhou vd., 2006; Shlyk vd., 2003).

RE123 bileşiminde oluşan nadir toprak elementleri sıvı azotun kaynama sıcaklığının üzerinde süperiletkenlik gösterir. RE iyonik yarıçapına bağlı olarak RE123 süperiletkenlerinin erime noktaları, artan iyonik yarıçapla artar ve bu değerler 880 °C ile 1090 °C arasında değişir. RE123 süperiletkenlerinin farklı erime sıcaklıklarına sahip olması, onların çeşitli mühendislik uygulamalarındaki kullanımını arttırır. Örneğin Sm123 ve Nd123 süperiletkenlerinin Y123 süperiletkeninden daha yüksek erime sıcaklığına sahip olması, bu bileşimlerin mükemmel tane yönelimine sahip büyük Y123 külçe numune üretiminde kristal tohumu olarak kullanılmasını sağlar (Murakami vd., 1996). Sm-Ba-Cu-O ve Gd-Ba-Cu-O süperiletkenleri Y-Ba-Cu-O'dan daha büyük süperiletkenlik geçiş sıcaklığına (T_c) ve 77K de daha büyük kritik akım yoğunluğuna sahiptir. Ayrıca Sawamura ve Morita'nın (Sawamura ve Morita, 2001; Sawamura ve Morita, 2002) yaptıkları çalışmada, Sm123 süperiletken numunelerinin Y123 numunelerinden daha büyük manyetik alan tuzaklama değerlerine sahip olduğu görüldü (Sm123 ve Y123 numuneleri için tuzaklanan alan değerleri sırasıyla 1.3 ve 1 T). Daha büyük tuzaklanan manyetik alan değerine, Sm123 numunesinin çatlak içermemesi ve taneler arası zayıf bağlantısının olmamasının neden olduğu düşünülmektedir. Ayrıca, eritme yöntemiyle üretilmiş Sm123/Sm211 ve Nd123/Nd/422 süperiletkenlerinde Sm123/Sm211 yapısının, daha iyi mikroyapı ve yüksek manyetik alan altında daha yüksek J_c değerine sahip olduğu belirtildi. Bu durum Sm123 süperiletkeninin manyetik kaldırma kuvveti değerinin beklenildiği gibi Nd123'den daha büyük olmasına neden olmuştur (Kaiser vd., 1998; Ikuta vd., 1998).

Sonuç olarak literatürde, külçe RE123 süperiletkenlerinin kritik akım yoğunluğu (J_c) ve manyetik alan kaynağı ile süperiletken arasında oluşan manyetik kaldırma kuvveti (F_L) değerlerini arttırmakla ilgili çalışmalar altı başlık altında özetlenebilir. Bunlar: a-) RE123 süperiletkenlerine iyonik doping yaparak, süperiletken içerisinde koherens uzunluğu mertebesinde, yapay zayıf süperiletken bölgeler oluşturmakla, b-) RE123 tanelerini daha düşük erime sıcaklığına sahip RE123 süperiletkeniyle birleştirmekle, c-) Yüksek erime sıcaklığına sahip RE123 kristallerini kristal tohumlamada (top seeding) kullanıp daha büyük bölgeli süperiletken oluşturmakla, d-) Külçe RE123 süperiletkenlerine belli oranlarda aynı RE elementine ait RE211 süperiletken olmayan normal faz katkılıyıp akı çivileme merkezleri oluşturmakla (Sm123/Sm211 gibi), e-) manyetik alan kaynağı (mıknatıs) ile süperiletken arasında oluşan manyetik kaldırma kuvveti ölçüm değerlerini

alanlı (FC) veya alansız soğutma (ZFC) altında almakla, f-) Süperiletkenin boyutunu arttırmakla veya mıknatıs konfigürasyonunu en yüksek manyetik kaldırma kuvveti verecek şekilde optimize etmek şeklinde sıralanabilir. Yapılan bu çalışmada bunlardan farklı olarak, yüksek erime sıcaklığına sahip Sm123 süperiletkenine düşük ayrışma sıcaklığına sahip Yb211 süperiletken olmayan fazı katkılamak ve böylece daha büyük manyetik kaldırma kuvveti değeri için yukarıda sıralanan b, c ve d adımları aynı anda gerçekleştirilmeye çalışılacak. Ayrıca bu çalışmada, literatürde yer almayan $(\text{Sm}_{123})_{1-x}(\text{Yb}_{211})_x$ süperiletkeni ile mıknatıs arasında oluşan manyetik kaldırma ve çekme kuvvetini, Yb211 katkı miktarına bağlı olarak FC ve ZFC şartlarında incelemek ve böylece literatüre katkı sağlamaya çalışılacak.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. SmBa₂Cu₃O_{7-y} (Sm123) Bileşiğinin Hazırlanması

Eritme yöntemiyle (MPMG) hazırlanacak SmBa₂Cu₃O_{7-y} bileşiğini üretmek için Sm₂O₃, BaCO₃ ve CuO tozları tartıldı ve akik taşından yapılmış havan yardımıyla tozların birbiri içerisinde homojen bir şekilde karışması sağlandı. Toz bileşiklerinin miktarları SmBa₂Cu₃O_{7-y} stokiometresine uygun olarak aşağıdaki tepkime yardımıyla hesaplandı.

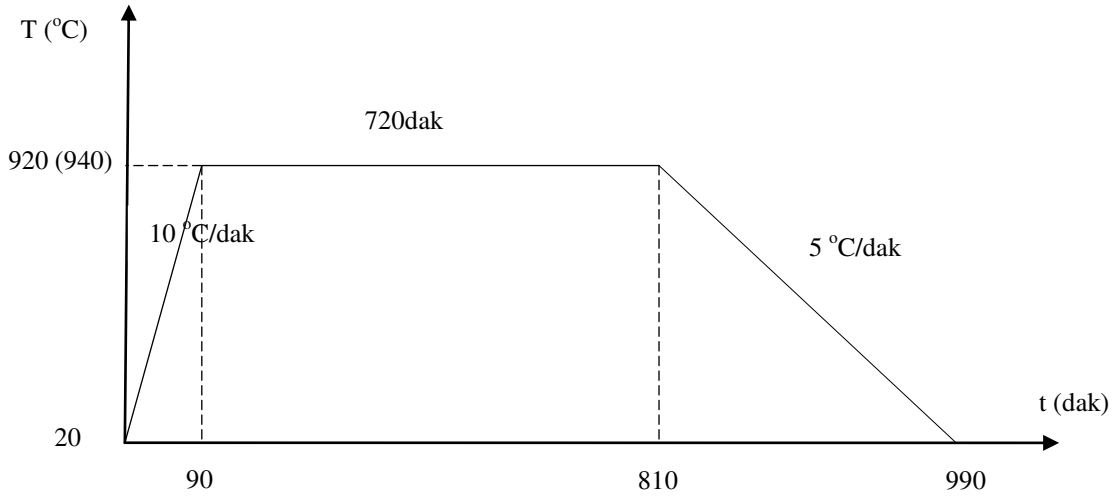


Kullanılan başlangıç tozlarının saflık dereceleri, molekül ağırlıkları ve 70 gr'lık toplam kütle için toz bileşimi miktarları Tablo 2.1'de verildi.

Tablo 2.1. Başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan toz bileşimleri ve miktarları.

Tozun Adı	Sembolü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (a.u.)	Bileşik Miktarı (gr)
Samaryum Oksit	Sm ₂ O ₃	99,99	348,7	15,1116
Baryum Karbonat	BaCO ₃	99,999	197,35	34,2060
Bakır Oksit	CuO	99,99	79,54	20,6824

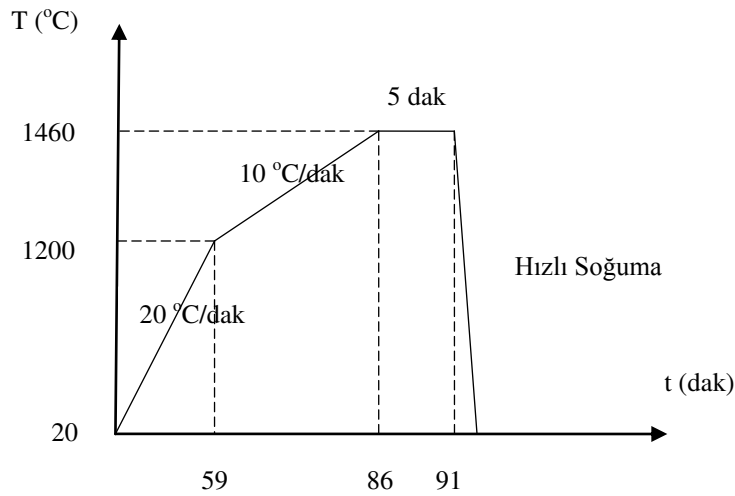
Homojen karışım elde etmek için uygulanan 1 saatlik öğütme işleminden sonra, elde edilen toz karışım alümina (Al₂O₃) pota içerisine konularak Euroterm 808 kontrol üniteli Lenton marka kare fırın içerisine kalsinasyon işlemi için yerleştirildi. Kalsinasyon ilk reaksiyon anlamına gelip, toz karışımın ilk termo-kimyasal işlemini oluşturur. Kalsinasyon işlemi yardımıyla ana fazı oluşturacak ikili ve üçlü fazların oluşumu gerçekleşir. Toz, 920°C'de 12 saat süreyle iki kez kalsinasyon işlemine tabi tutuldu. İkinci kalsinasyon işlemi sürecinde toz fırından çıkarıldı ve 30 dakikalık ara öğütmeden sonra tekrar aynı sıcaklığa yerleştirildi. Son olarak toz, 940°C'de 12 saat süreyle kalsinasyon işlemine tabi tutuldu. Bu ısı işlemlerin şematik gösterimi Şekil 2.1'de verildi.



Şekil 2.1. Sm123 toz karışımının kalsinasyon işlemi sıcaklık-zaman grafiği

2.2. SmBa₂Cu₃O_{7-y} (Sm123) Tozunun Eritilmesi

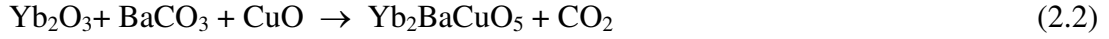
Kalsinasyon işlemi yapılan Sm123 tozu platin potaya konularak Euroterm 808 kontrol üniteli Lenton marka kare fırın içerisine yerleştirildi. Fırına yerleştirilen Sm123 tozu 1460 °C'de eritildi. Eritilen toz, bakır tepsiye dökülerek hızlı soğumasını sağlamak için bakır plakayla sandviç edildi. İnce plakalar halinde soğuyan toz, önce agad havanında elle 1 saatlik öğütme işleminden sonra, 30 dakika mekanik karıştırıcıda karıştırılarak tekrar toz haline getirildi. Eritme işleminin şematik gösterimi Şekil 2.2. de verildi.



Şekil 2.2. Sm123 tozunu eritme işlemi sıcaklık-zaman grafiği

2.3. Yb₂BaCuO_y (Yb211) Katkı Bileşiğinin Hazırlanışı

Yb₂BaCuO_y bileşiğini oluşturmak için Yb₂O₃, BaCO₃ ve CuO tozları stokiometrik oranlarda tartıldı ve akik taşından yapılmış havan yardımıyla birbiri içerisinde homojen bir şekilde karışması sağlandı. Toz bileşiklerinin miktarları Yb₂BaCuO_y stokiometresine uygun olarak aşağıdaki tepkime yardımıyla hesaplandı.

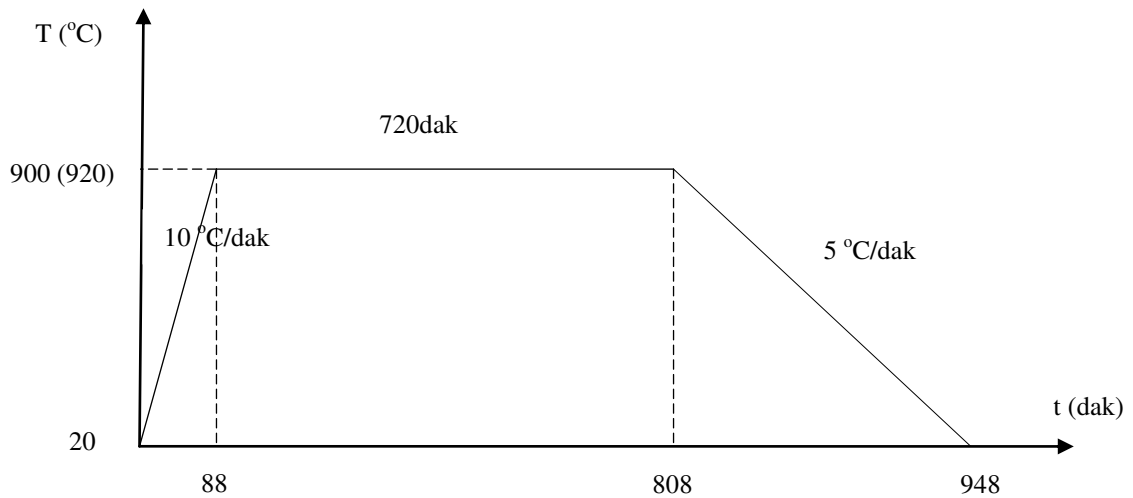


Kullanılan başlangıç tozlarının saflık dereceleri, molekül ağırlıkları ve 15 gr'lık toplam kütle için toz bileşimi miktarları Tablo 2.2'de verildi.

Tablo 2.2. Yb211 başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan toz bileşimleri ve miktarları.

Tozun Adı	Sembolü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (a.u.)	Bileşik Miktarı (gr)
İterbiyum Oksit	Yb ₂ O ₃	99,99	394,08	8,8100
Baryum Karbonat	BaCO ₃	99,999	197,35	4,4117
Bakır Oksit	CuO	99,99	79,54	1,7783

Homojen karışım elde etmek için uygulanan 1 saatlik öğütme işleminden sonra, elde edilen toz karışım alümina (Al₂O₃) pota içerisine konularak Euroterm 808 kontrol üniteli Lenton marka kare fırın içerisine kalsinasyon işlemi için yerleştirildi. Toz, 900°C'de 12 saat süreyle kalsinasyon işlemine tabi tutuldu. Son olarak toz, 920°C'de 12 saat süreyle kalsinasyon işlemine tabi tutuldu. Bu ısı işlemlerin şematik gösterimi Şekil 2.3'te verildi.



Şekil 2.3. Yb211 toz karışımının kalsinasyon işlemi sıcaklık-zaman grafiği

2.4. (Sm123)_{1-x}(Yb211)_x Süperiletken Numunelerin Üretimi

(Sm123)_{1-x}(Yb211)_x süperiletken numuneleri, değişen x (0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25 ve 0.35) katkı oranına bağlı olarak, Sm123 ve Yb211 tozlarının belli oranlarda karıştırılmasıyla üretildi. Üretilen numuneler 13 mm çapında ve 4 ton'da silindirik tabletler halinde basıldı. Son olarak basılan tabletler 500 °C'de 4 saat boyunca oksijen ortamında tavlandı.

2.5. Yapılan Ölçümler

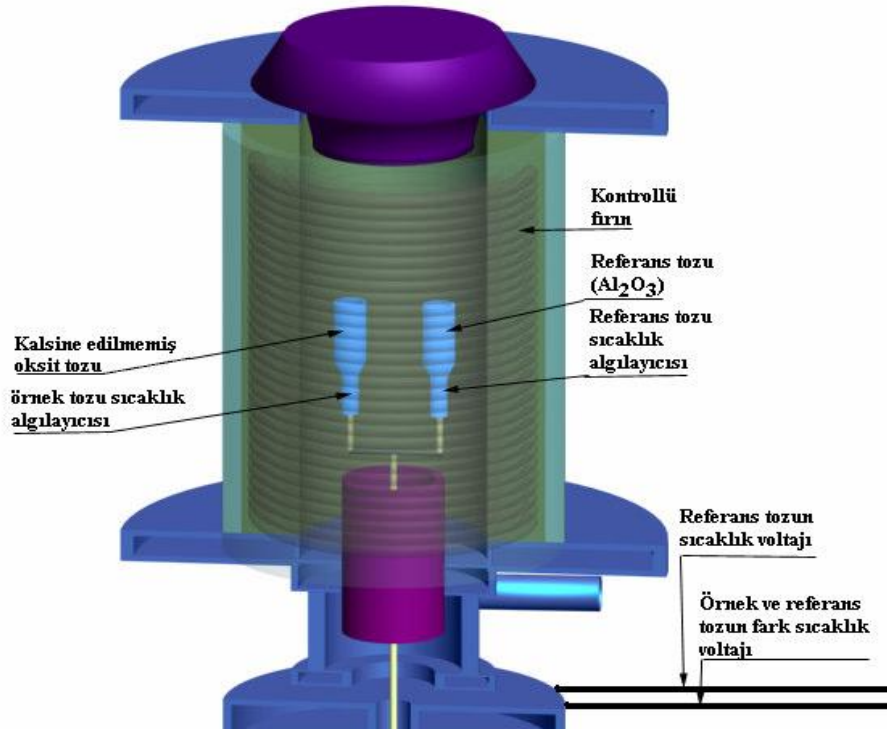
2.5.1. DTA Ölçümleri

Sm123 bileşimine uygun olarak karıştırılan başlangıç tozlarından numunenin; kalsinasyon, sinterleme, faz geçiş ve oksijen salma veya alma sıcaklıklarını belirlemede toz örneğin DTA ölçümünden yararlanıldı. Bu ölçümler sonucunda numunelerin kalsinasyon ve sinterleme sıcaklıkları belirlendi.

Numunelerin endotermik ve ekzotermik reaksiyonunun sıcaklığa göre değişimi DTA analiziyle saptandı. Sm123 numune toz ve referans örneği olarak kullanılacak Al₂O₃ tozu küçük iki ayrı alümina potaya yerleştirildi. Daha sonra fırın 5 °C/dak hızla 1200 °C sıcaklığa kadar ısıtıldı. Deney süresince Al₂O₃ tozunun sıcaklığı (T) ve numune ile referans tozu sıcaklıkları farkı ΔT (voltaj cinsinden) ölçüldü. DTA ölçümünde kullanılan numune tozları, daha önceden stokiometrik oranlarda karıştırılmış oksit tozlarıdır. Sıcaklık ölçümlerinde Pt- Pt/Rh%13 termočift kullanıldı. Ölçümler, geliştirilen bir program kullanılarak bilgisayar yardımıyla alındı. DTA sisteminin şematik çizimi Şekil 2.4'te verildi.

2.5.2. X-Işınlari Kırınımı Ölçümleri

Üretilen numunelerden elde edilen X-ışını kırınım desenleri, Rigaku D/Max-IIIIC difraktometresinde CuK α ($\lambda = 1,5418 \text{ \AA}$, 40 kV, 30 mA) ışını kullanılarak alındı. Tüm ölçümler, oda sıcaklığında $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında 3°/dak. tarama hızında 0.02°'lik örnekleme aralığında alındı. Ölçüm yapılmadan önce numunelerin yüzeyleri her defasında parlatıldı ve alkolle temizlendi.



Şekil 2.4. Diferansiyel termal analiz aletinin (DTA) sistem geometrisi

2.5.3. Optik Fotoğraf

Üretilen numunelerin yüzey mikroyapıları, polarize ışıklı bir optik mikroskop kullanılarak incelendi. Bütün numuneler 10 μm ve 0,25 μm 'lik elmas pastalar kullanılarak parlatıldı. Nikon ECLIPSE ME600 polarize optik mikroskopta 20X büyütme ve fotoğraf makinesinin (3,2) dijital büyütme özelliğinden faydalanılarak optik mikroyapı çekimleri yapıldı.

2.5.4. Düşük Sıcaklık Direnç ve Manyetizasyon Ölçümleri

Numunelerin fiziksel özelliklerinden direnç ve manyetizasyon ölçümlerinde "Quantum Design PPMS" sistemi kullanılmış olup, bu deney sistemi ilgili parça (modül) değiştirilerek çeşitli ölçüm sistemlerine dönüştürülebilmektedir. Laboratuarda mevcut olan modüller direnç ölçüm modülü ile titreşim örneklemeli manyetometre (VSM) modülü olup, deney sisteminin genel görüntüsü ise Şekil 2.5'te verildi. Fiziksel özellik ölçüm sistemi (PPMS); manyetik alan akım kaynağı, sıvı azot ceketli helyum tankı ve tüm bu bileşenleri hassas bir şekilde kontrol edebilen Quantum Design Model 6000 ana

kontrolcüsünden meydana gelmektedir. Ana kontrolcü; sıcaklık kontrolcüsü (1,9 K – 400 K) ile manyetik alan kontrolcüsünü (-7 T – 7 T) içermekte olup, bilgisayar tarafından CAN (açık network protokolü) data iletişim kartı yardımıyla tamamen kontrol edilebilmektedir.



Şekil 2.5. Quantum Design PPMS sistemi

2.5.5. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümü

DC direnç modülü ‘‘Model 6000 PPMS’’ kontrolcüsüne direnç köprüsü eklenerek, direnç ölçüm sistemine dönüştürülmektedir. Bu köprü, dört nokta direnç ölçüm yöntemiyle veri alabilen birbirinden bağımsız dört kanal içermektedir. Program üç kanalı aynı anda kontrol edebilmektedir. Böylece, direnç ölçümlerinde aynı anda 3 farklı örneğin (kanalın) direnci ölçülebilmektedir. Direnç ölçümünde gerekli olan akım, sistemdeki akım kaynağı tarafından 5 nA ile 5 mA aralığında istenilen değerde uygulanmakta olup sistemin voltaj okuma hassasiyeti ise 20 nV’tur.

Numunelerin direnç ölçümü, 0,0; 0,5; 1,0; 1,5 ve 2,0 T gibi farklı manyetik alanlarda (manyetik alan örneğin büyüme yüzeyine dik) ve 50 – 100 K sıcaklık aralığında yapıldı. Her ölçüm öncesinde numuneler alansız olarak soğutuldu. Direnç ölçümlerinde kullanılan numunelerin boyutu yaklaşık $0,6 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$ olup, ölçümler dört nokta yöntemiyle alındı.

Manyetik alan, Şekil 2.5'te görülen sıvı helyum tankı içindeki Nd süperiletken telden oluşan bobine akım uygulanmasıyla elde edilmektedir ve manyetik alanın hassasiyeti ise 0,01 mT'dır. Ölçümlerde uygulanan akım 2mA olup sıcaklık hassasiyeti ise 0,05 K'dir.

2.5.6. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümü

Manyetizasyon ölçümünde kullanılan Model P525 VSM ölçüm aparatı PPMS sistemine monte edilebilmekte olup; hızlı, hassas ve tamamen DC manyetometre kontrolüyle çalışmaktadır. Numunenin lineer titreşimi, VSM lineer motor hareketi tarafından sağlanmaktadır. Titreşim frekansı 40 Hz olup, titreşim hareketi yapılmadan önce örneğin başlangıç konumu sistem tarafından otomatik olarak veya kullanıcı tarafından belirlenir. VSM algılama bobininin hassasiyeti manyetik alanın büyüklüğüyle etkilenmemektedir.

Titreşim örneklemeli manyetometre sistemindeki (VSM) manyetizasyon ölçümünde temel prensip, örneğin algılama bobini yakınında bobinin eksensel yönünde titreştirilmesi sırasında eş zamanlı olarak algılama bobininde etki ile voltaj oluşturulması ve bu voltajın sistem tarafından ölçülmesidir. VSM algılama bobini, standart PPMS numune yerleştirme çubuğu kullanılarak PPMS numune odasına yerleştirilir. Algılama bobiniyle birleşik, bağlı osilasyon genliği 1-3mm ve frekansı 40 Hz olan gradiyometre kullanıldığında, sistem 1 Hz veri hızında 10^{-6} emu'dan daha az değişimleri algılayabilmektedir.

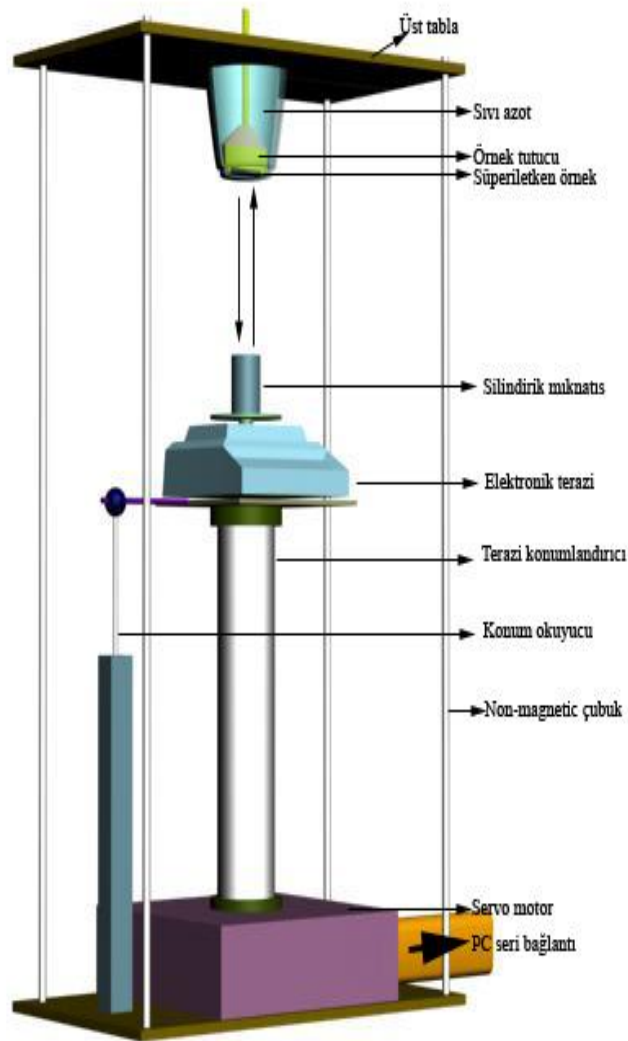
Manyetizasyon ölçümü için numune, sinüsel titreşim yapan numune çubuğunun ucuna takılır. Titreşim merkezi tayini, gradiyometre algılama bobinin dikey ortasında isteğe bağlı olarak otomatik veya elle oluşturulabilir. Doğru merkezleme ve titreşim genliği, optik lineer kod çözücü kullanan VSM motor modülü (parçası) ile kontrol edilir. Algılama bobininde indüktif voltaj yükseltildikten sonra, frekans ve faz kilitlemeli yükselteç tarafından VSM algılama modülünde ölçülür. Eş zamanlı algılama için VSM algılama bobini, referansa göre konum çözücü sinyali kullanır. Bu çözücü sinyal ise VSM lineer motor hareketini sağlayan modülden gelen ham sinyali dönüştüren VSM motor modülünden elde edilir. VSM algılama modülü, çözücüden ve algılama bobininden gelen yükseltilmiş voltajdan faz içi veya belirli fazlardaki sinyali algılar.

Çalışmada kullanılan numunelerin manyetizasyon ölçümleri, 5; 50 ve 77 K'lık sabit sıcaklıklarda, 5 mT/s'lik süpürme hızında ve -3 T ile +3 T arasında manyetik alan uygulayarak yapıldı. Ölçüm süresince manyetik alan örneğin büyüme yüzeyine dik olarak

uygulandı. Manyetizasyon ölçümlerinde numune boyutları yaklaşık $2,2 \times 2,3 \times 3 \text{ mm}^3$ olarak belirlendi.

2.5.7. Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

Üretilen süperiletken numunelerin kaldırma kuvveti ölçümleri, sıvı azot sıcaklığında (77K), alanlı (FC) ve alansız soğutma altında (ZFC), manyetik kaldırma kuvveti ölçüm sistemi (Şekil 2.6) kullanılarak yapıldı. Ölçümler sırasında yüzeyinde 0.5T manyetik alan üreten 13mm çapında ve 6mm yüksekliğinde mıknatıs kullanıldı. Mıknatısı ile süperiletken numune arasındaki mesafe adım motoru kullanılarak değiştirildi. Kaldırma kuvveti verileri, mıknatıs-süperiletken numune arasındaki düşey mesafeye bağlı olarak alındı. Bütün ölçümler sürekli olarak bilgisayar kontrollü yapıldı.



Şekil 2.6. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm düzeneği

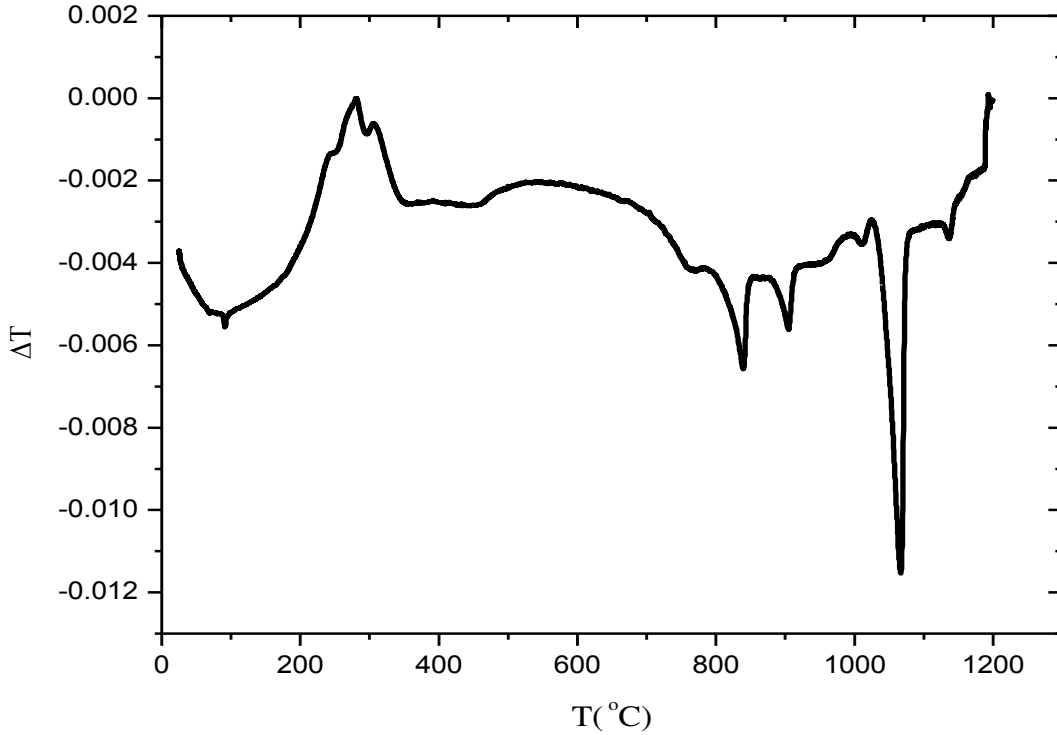
3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3. 1. Giriş

Bu çalışmada, eritme yöntemiyle (MPMG) üretilen külçe $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$ süperiletkeninin, değişen Yb211 katkı oranına ($x=0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ ve 0.35) bağlı olarak çivileme (Pinning) ve kaldırma kuvveti özellikleri incelendi. Üretilen numunelerin yapısal özellikleri X- Işını kırınım analizi ve optik mikroskop ölçümleriyle; elektriksel ve manyetik özellikleri PPMS sistemi kullanılarak R-T, M-T ve M-H ölçümleriyle; kaldırma kuvveti özellikleri de kaldırma kuvveti ölçüm sistemiyle incelendi. Farklı katkı oranlarında üretilen süperiletken numunelerin, manyetizasyon ölçümlerinden kritik akım yoğunluğu (J_c) ve normalize direnç eğrilerinden aktivasyon enerji (U) değerleri belirlendi.

3. 2. DTA Analizi

Üretilen numunelerin tümü için kalsinasyon, sinterlenme, oksijen salma ve faz geçiş sıcaklıklarının hepsi Şekil 3.1’de verilen DTA ölçümleri sonucunda belirlendi. Numuneler arası kıyaslama yapabilmesi için, tüm numunelere aynı sıcaklık değerleri uygulanması gerekir. Numune katkı oranı göre erime sıcaklığı az da olsa değişmektedir. Bundan dolayı tüm numuneler için ortak sinterleme sıcaklığı, en düşük erime sıcaklığına sahip katkılı toz karışımının $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ altındaki sıcaklık değeri ($940\text{ }^{\circ}\text{C}$) alındı. Oksijen salma sıcaklıkları ise $250\text{ }^{\circ}\text{C} - 500\text{ }^{\circ}\text{C}$ arasında olduğu için, numunelerin oksijende tavlanması 500°C ’de 4 saat bekletildikten sonra yine oksijen ortamında dakikada $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ hızla $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’ye soğutularak her numuneye eşit oranlarda uygulandı.



Şekil 3.1. Eritme yöntemiyle üretilen Sm123 süperiletken numunenin başlangıç toz bileşiminden alınan DTA eğrisi

3. 3. Yb211 Katkılı Numunelerin XRD Analizi

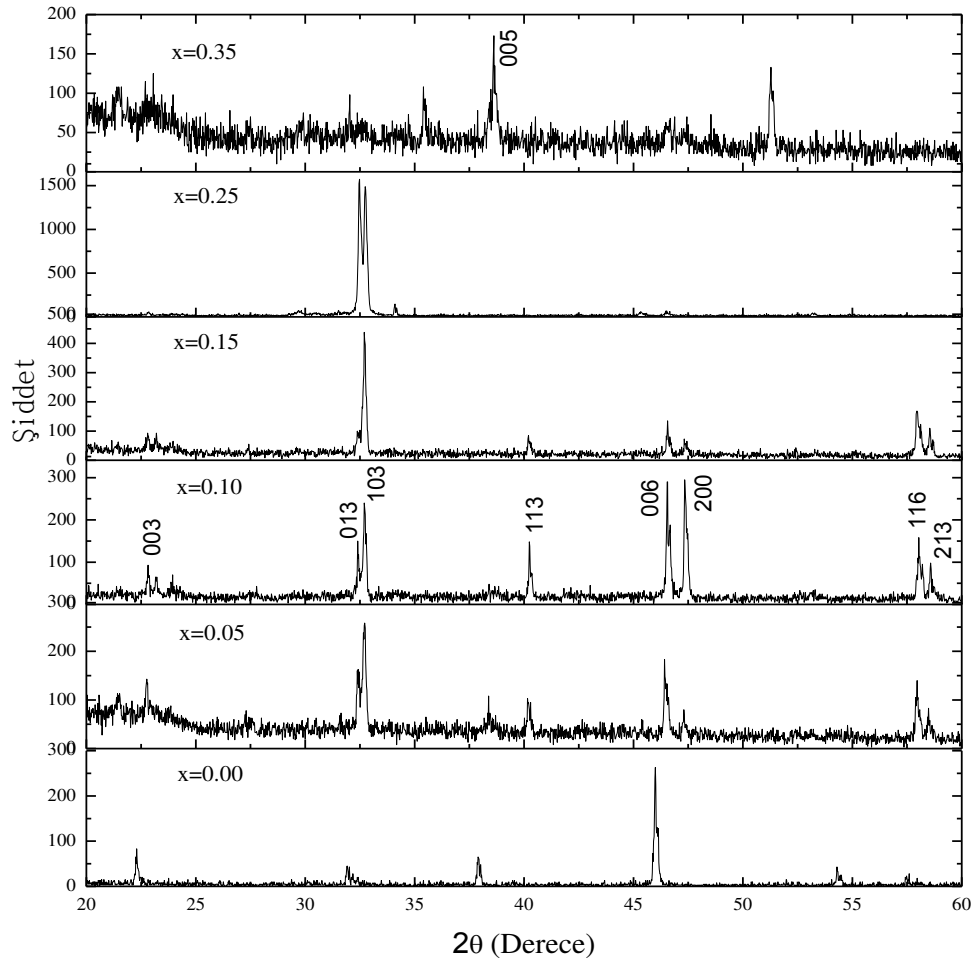
Farklı katkı oranlarında üretilen numunelerin parlatılmış yüzeylerinden alınan X-ışını kırınım desenleri Şekil 3.2’de gösterilmektedir. Numunelerin XRD spektrumlarında ortorombik Sm123 yapısına ait (003), (013), (103), (113), (006), (200), (116) ve (213) karakteristik pikleri görüldü. Şekilde, katkı arttıkça genel olarak (013) ve (103) pik şiddetlerinde artışın olduğu gözlemlendi. Bu artışa, yüksek sıcaklıkta yapı içinde sinterleme esnasında Yb211’den çözünüp 900-930°C de oluşan Yb123’ün neden olduğu düşünülmektedir. $x=0.15$ ’de (103) pik şiddetindeki artış, bu katkı oranının numunenin kristalleşme özelliğini iyileştirdiğini gösterir. Yüksek katkı oranında ($x=0.35$) ise pik şiddetlerindeki azalma, yabancı fazların arttığını ve ortorombik fazdan uzaklaştığını gösterir.

Numunelerin X-ışını kırınım desenlerinden yararlanılarak, farklı katkı oranlarındaki numunelerin örgü parametreleri (a, b ve c) hesaplandı. Hesaplama en küçük kareler metodu kullanılarak yazılan bilgisayar programından yararlanıldı.

Tablo 3.1. Farklı katkı oranlarındaki numunelerin örgü parametreleri

Parametreler Katkı oranı	a (Å)	b (Å)	c (Å)
$x=0.00$	3.9157	3.9323	11.8410
$x=0.15$	3.8803	3.7235	11.7384
$x=0.25$	3.8800	3.8157	11.7160
$x=0.35$	3.9084	3.9057	11.6554

Tablo 3.1’de $x=0.00$, 0.15, 0.25 ve 0.35 için örgü parametreleri verilmiştir. Tabloda katkı oranı arttıkça ortorombik (süperiletken faz) fazın iyileştiği, $x=0.35$ katkısı için ise numunenin süperiletken ortorombik fazdan yarıiletken tetragonal faza geçtiği görüldü.

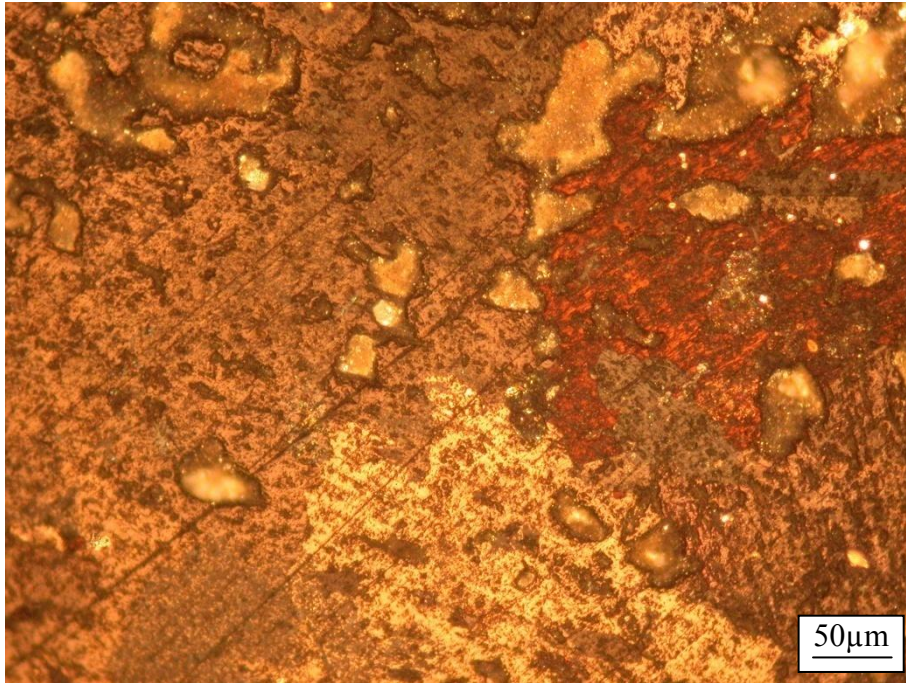


Şekil 3.2. Farklı katkı oranlarında üretilen numunelerin X-ışını kırınım desenleri

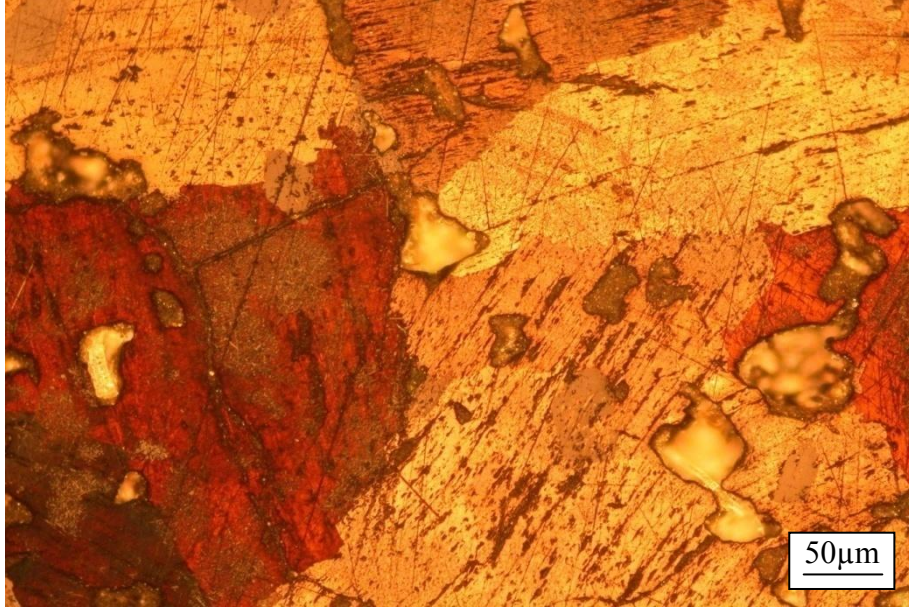
3. 4. Metalografik Analiz

Polarize ışık demeti kullanılarak optik mikroskopta çekilen $x=0.00$, 0.15 ve 0.25 katkı oranlarındaki optik fotoğraflar sırasıyla Şekil 3.3, 3.4 ve 3.5'te verildi. Optik fotoğrafların incelenmesinden, süperiletken kristallerinin oluştuğu ve tane boyutları ile yönelimlerinin farklı olduğu açıkça görülmektedir. Fotoğraflardaki siyah bölgeler boşlukları temsil etmektedir. Numunelerdeki boşluk miktarının azalması, kütsel yoğunluğun arttığını ve numunelerin süperiletkenlik özelliklerinin iyileştiğini gösterir.

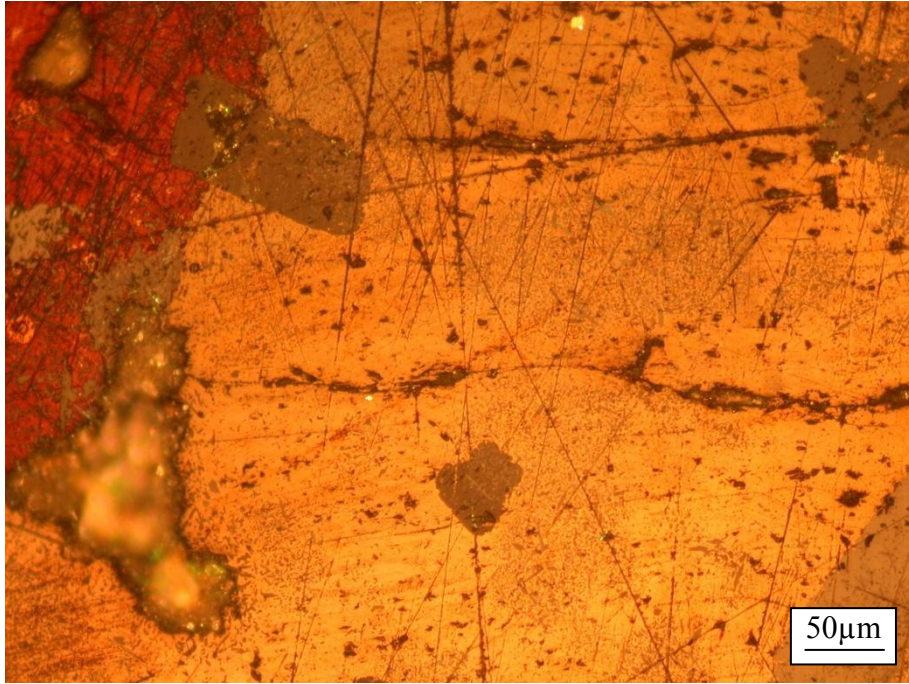
Şekil 3.5'te Yb211 katkısıyla boşluk yoğunluğunun azalması, kritik akım yoğunluğunun artmasında etkili olan ve potansiyel sabitleştirme (pinning) merkezleri olarak görev yapan normal bölge sayısının artabileceğine bir işarettir. Şimdiye kadar yapılan birçok çalışmada, RE123 (RE = Nd, Sm, Eu, Gd, Yb) ailesi içerisindeki Yb123 süperiletken bileşiğinin en düşük ayrışma sıcaklığına sahip olması, bu yapının birleştirme (kaynak) malzemesi olarak kullanılabileceği şeklinde rapor edilmiştir (Soh ve Fan, 2000; Yamaguchi vd., 2003).



Şekil 3.3. $x=0.00$ katkılı numunenin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafı



Şekil 3.4. $x=0,15$ katkılı numunenin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafı



Şekil 3.5. $x=0,25$ katkılı numunenin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafı

3. 5. $(\text{Sm}_{123})_{1-x}(\text{Yb}_{211})_x$ Süperiletkeninin Direnç ve Kritik Geçiş Sıcaklık Özellikleri

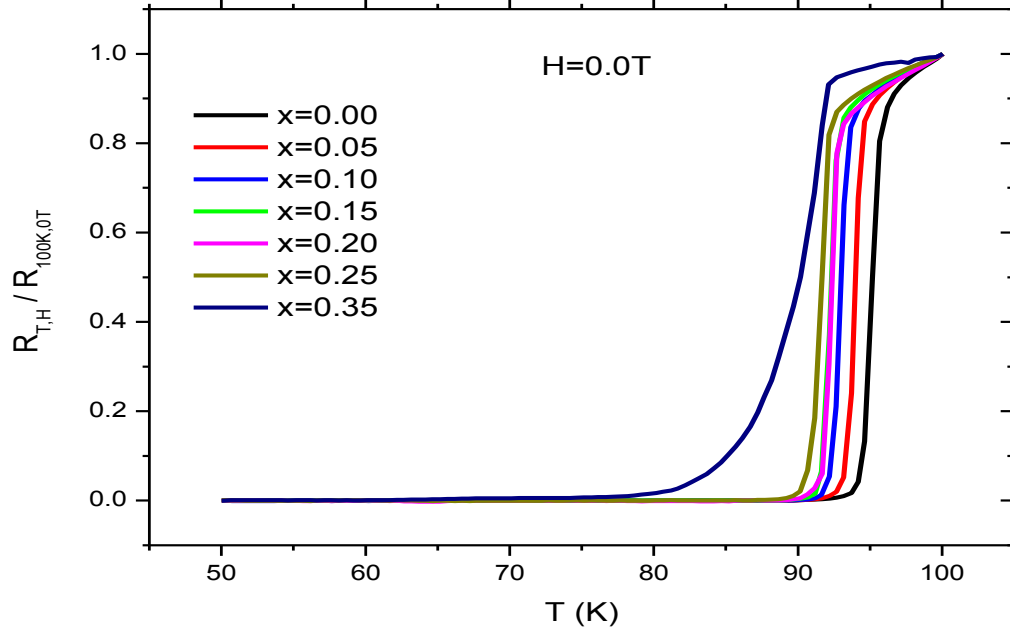
Üretilen numunelerin direnç ölçümü, 0; 0,5; 1,0; 1,5 ve 2 T gibi farklı manyetik alanlarda “Quantum Design Model 6000” fiziksel ölçüm sistemi kullanılarak alındı. Her

ölçüm öncesi numuneler, manyetik alan yokken soğutuldu (zero-field-cooled (ZFC)) ve ölçümler, sitemin sıcaklığı istenilen değerde ısıl dengeye ulaştıktan sonra ısıtma esnasında alındı.

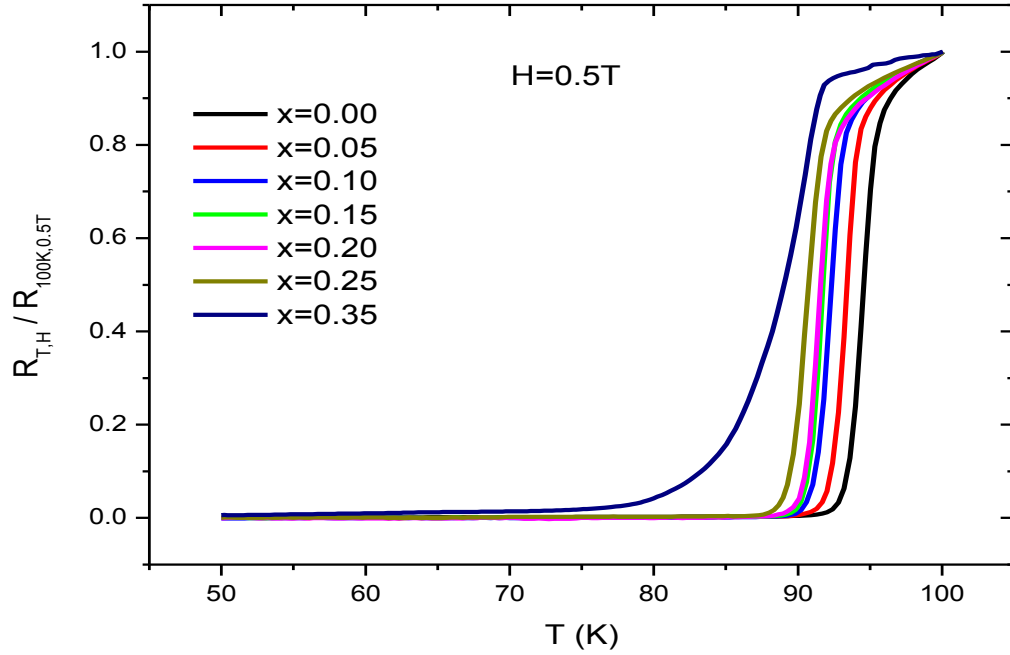
Şekil 3.6-3.10 üretilen numunelerinin $H=0.0 - 2.0$ T (0,5 T aralıklarla) manyetik alan altındaki dirençlerinin sıcaklığa göre değişimlerini göstermektedir. Bu bölüm altındaki grafiklerdeki tüm direnç değerleri 100 K sıcaklık ve ölçüm alınan manyetik alandaki direnç değeriyle normalize edildi. Şekillerden, katkı oranı arttıkça direncin de katkı oranına bağlı olarak arttığı görüldü. Bu duruma katkı ile beraber CuO düzlemindeki taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının neden olduğu düşünülmektedir. Ayrıca literatürde yapılan birçok çalışmada, Y123 ve Gd123 gibi yüksek sıcaklık süperiletkenlerine yapılan metalik katkıların, numune içerisindeki normal bölge yoğunluğunu arttırdığı, süperiletkenin elektriksel özelliğinin bastırıldığı, bununda kritik geçiş sıcaklığını azalttığı bilinmektedir (Zhou vd., 2006; Ruckman vd., 1990). Şekil 3.6'da alansız alınan direnç ölçümlerinde, Yb211 katkı oranı $x=0.00$ 'den $x=0.35$ 'e arttıkça, süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı $T_{c-sıfır}$ değeri, 92.68 K 'den 78.64 K'e düştüğü gözlemlendi.

Şekil 3.11, $x=0.05$ katkılı numunenin farklı manyetik alandaki direnç değerlerinin sıcaklığa göre değişimini göstermektedir. Şekil 3.11'de, uygulanan dış manyetik alan arttırıldıkça, süperiletkenliğe geçişteki ΔT_c ($\Delta T_c = T_{c-başlangıç} - T_{c-sıfır}$) sıcaklık aralığının genişlediği ve süperiletkenliğe geçiş sıcaklığının çok küçükte olsa azalmasına sebep olduğu gözlemlendi. Uygulanan dış manyetik alan yokken geçiş sıcaklık aralığı ΔT_c yaklaşık 3K iken 2T alan uygulandığında ise ani artış sergileyerek 5K'e ulaşmaktadır. R-T grafiklerinde belirli bir manyetik alan değerine kadar, külçe yapıdaki örneğin taneler arasına manyetik alan girmekte olup, bu değer üstündeki manyetik alanlarda ise alan tane içine girmeye başlamıştır. Böylece normal halden süperiletken hale geçişin bir göstergesi olan direncin sıcaklığa göre değişimi farklılaşmaktadır ve manyetik alan yokken direncin hemen hemen sıfır olduğu bazı sıcaklık aralığında alan arttıkça belirli bir direnç göstermektedir. Bu duruma polikristal örneklerde manyetik alanın tane içine kısmi olarak girmesinin neden olduğu düşünülmektedir. Bunların dışında yapıda, Yb211 katkısı ile beraber süperiletken olmayan fazlar da taneler arası etkileşimi zayıflatmaktadır. Bu ise, manyetik alanın tane içine girmesini kolaylaştırmaktadır. Böylece manyetik alanla süperiletken tanelerin içine bir miktar akı girmesi yapıya elektriksel direnç kazandırmaktadır (Awad vd., 2001; Palstra vd., 1988). Ayrıca katkı arttıkça süperiletkenlik

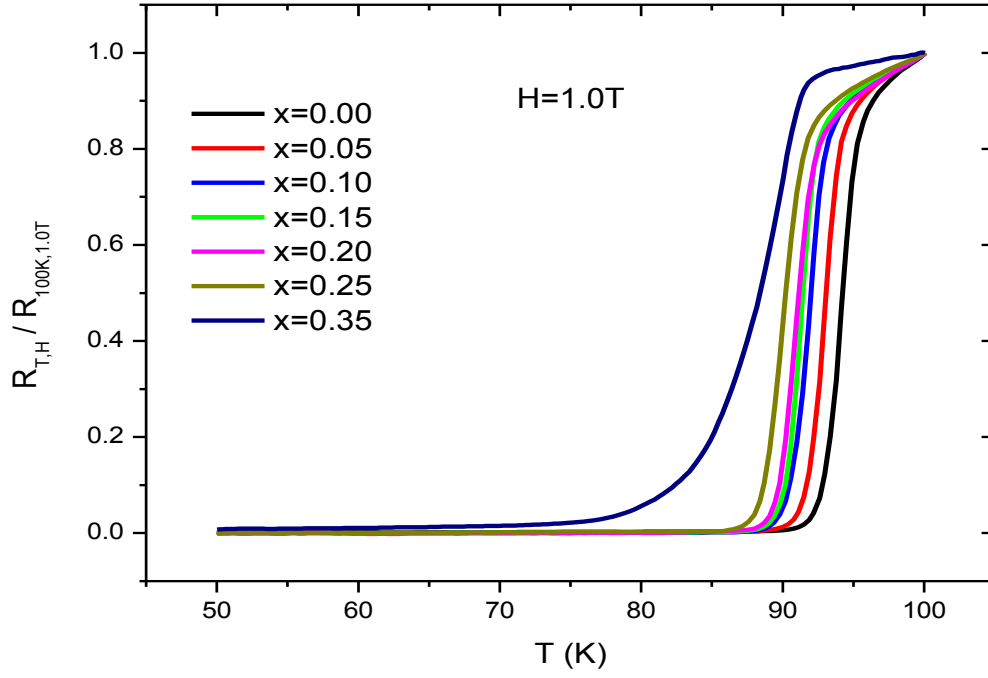
geçiş sıcaklığının azaldığı, Şekil 3.12'deki manyetizasyon-sıcaklık (M-T) ölçümlerinde de gözlemlendi.



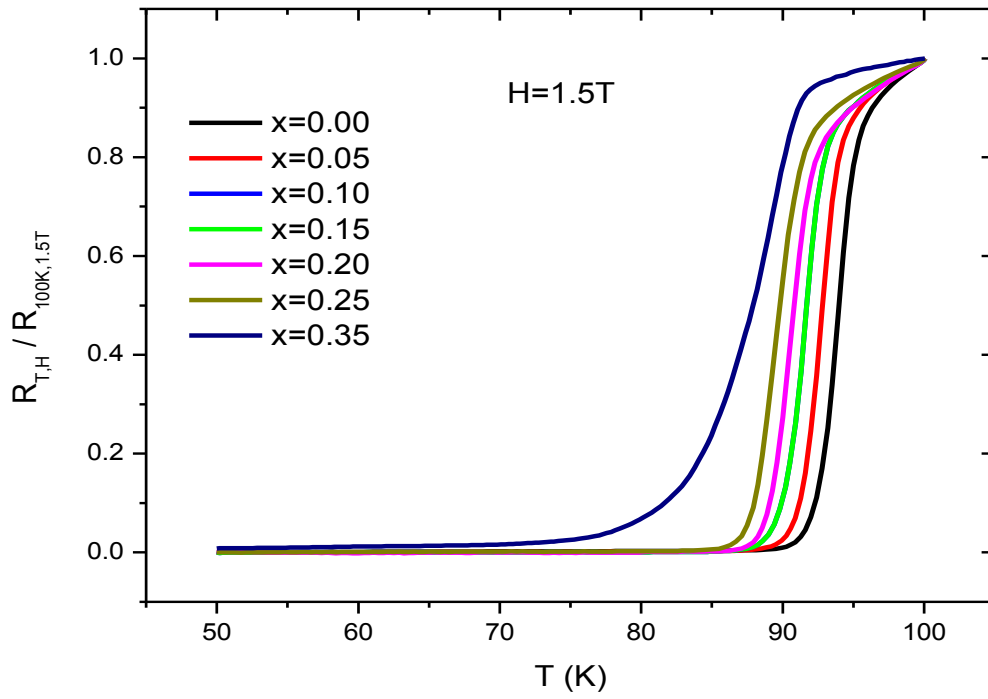
Şekil 3.6. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=0.0T$ manyetik alandaki normalize dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi



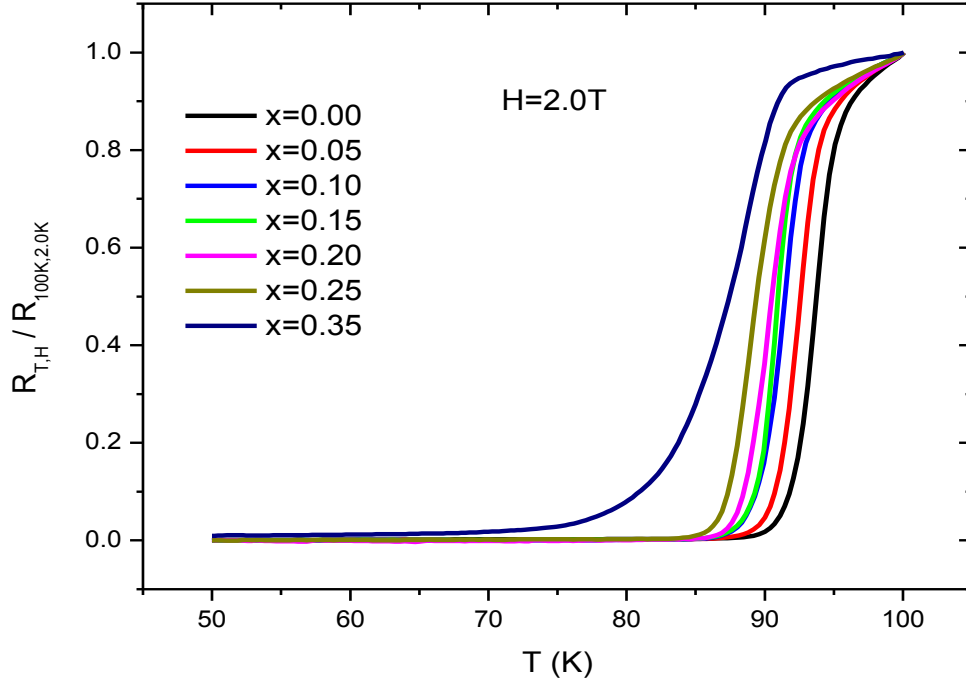
Şekil 3.7. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=0.5T$ manyetik alandaki normalize dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi



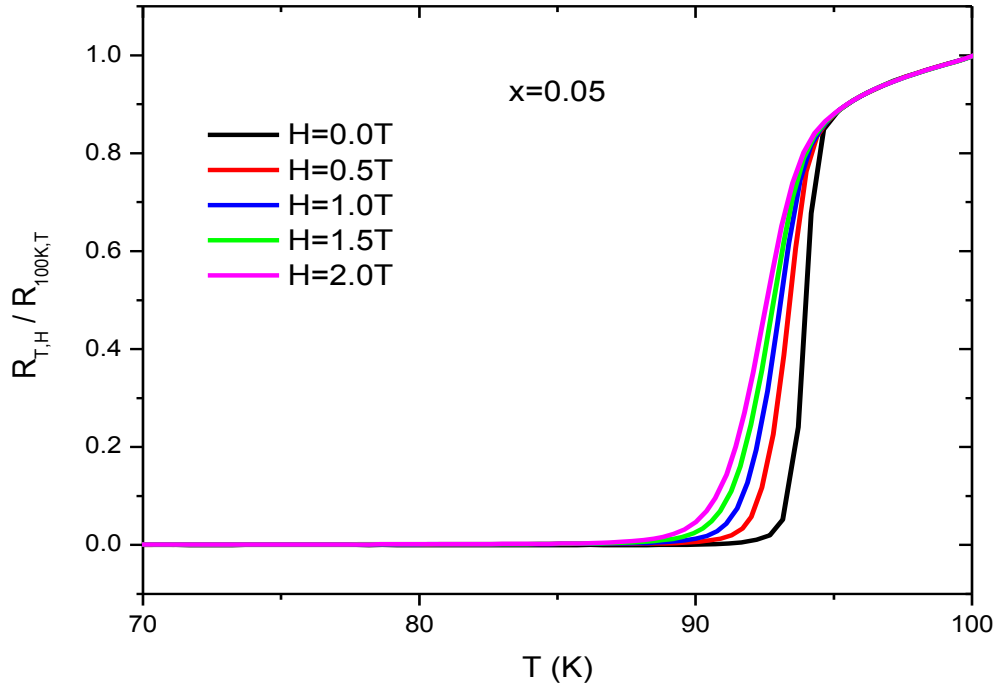
Şekil 3.8. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=1.0T$ manyetik alandaki normalize dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi



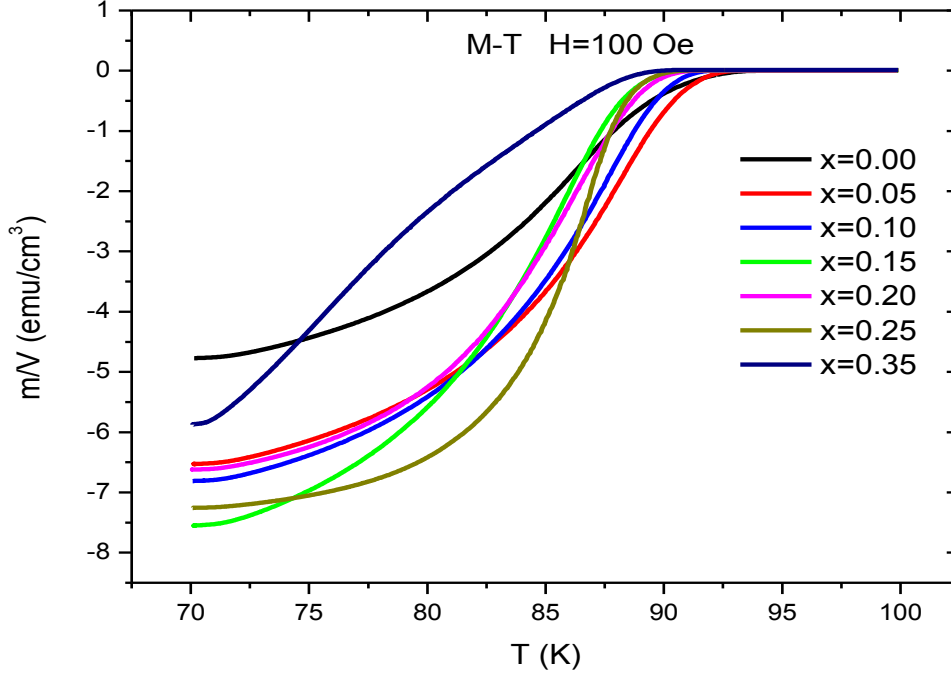
Şekil 3.9. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=1.5T$ manyetik alandaki normalize dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi



Şekil 3.10. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin, $H=2.0T$ manyetik alandaki normalize dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi



Şekil 3.11. $x=0.05$ katkılı numunenin, farklı manyetik alandaki normalize direnç değerlerinin sıcaklığa göre değişimi



Şekil 3.12. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin manyetizasyon değerlerinin sıcaklığa göre değişimi

3.6. Farklı Yb211 Katkı Oranlarda Üretilen Numunelerin Aktivasyon Enerjileri

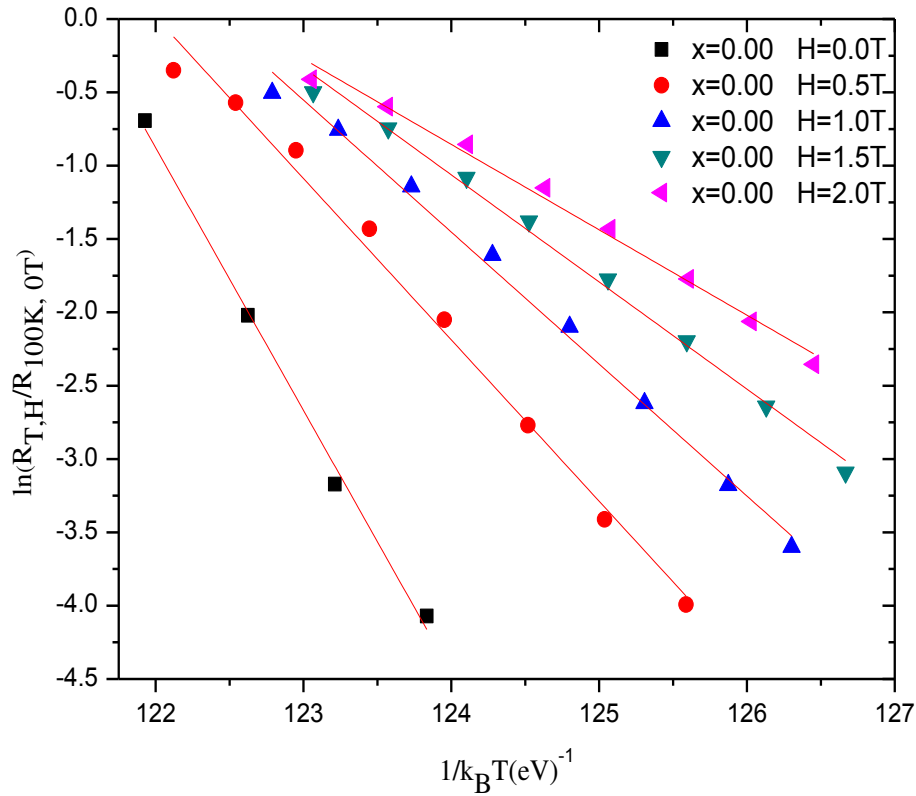
Örneklerin 0-2T dış manyetik alan aralığı altında ölçülen direnç değerlerinden farklı alanlardaki aktivasyon enerjileri hesaplandı. Hesaplanan enerjilerinin manyetik alana ve katkıya göre değişimi incelendi. Öncelikle, örneklerin normal halden süperiletken hale geçişin en hızlı olduğu sıcaklık aralığındaki dirençleri, 100K ve 0T manyetik alandaki direnç değerlerine normalize edildi ve hesaplamada aşağıda verilen Arrhenius aktivasyon enerjisi (Kim vd., 1969) bağıntısı kullanıldı.

$$R(H,T)=R_0 e^{-U(H)/k_B T} \quad (3.1)$$

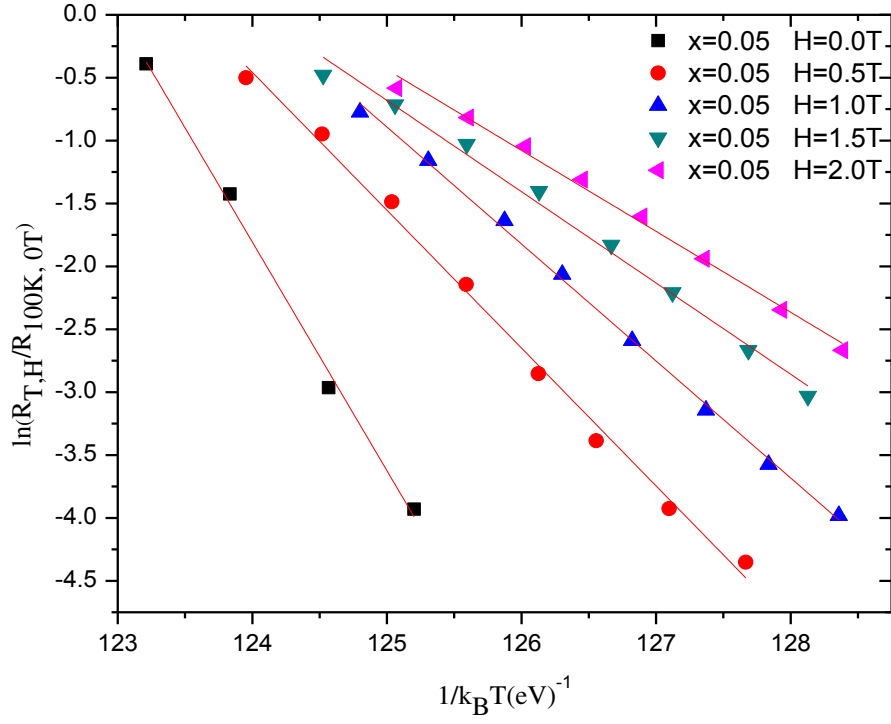
Bu ifadedeki $U(H)$, uygulanan dış manyetik alan altındaki örnekte akı çizgilerinin hareket etmesi için gerekli aktivasyon enerjisi (ısıyla uyarılmış akı akısı (TAFF)); k_B Boltzmann sabiti; $R(H, T)$ belli bir manyetik alandaki direnç ve R_0 ise başlangıçtaki direnç değeridir. Yukarıdaki (3.1) ifadesinden de görüldüğü gibi normalize edilmiş direnç değerlerinin doğal logaritmasının $1/k_B T$ değerine göre değişimi $(\ln(R/R_0)-1/k_B T)$ sabit olup, bu sabit değer aktivasyon enerjisinin negatifine eşittir. Şekil 3.13; 3.14; 3.15; 3.16 ve 3.17 sırasıyla

$x=0.00$; 0.05; 0.15; 0.25 ve 0.35 katkı oranlarında üretilen numunelerin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğruları göstermektedir. Şekil 3.18 ise bu grafiklerin eğimlerinden hesaplanmış aktivasyon enerjilerinin manyetik alana göre değişimini göstermektedir.

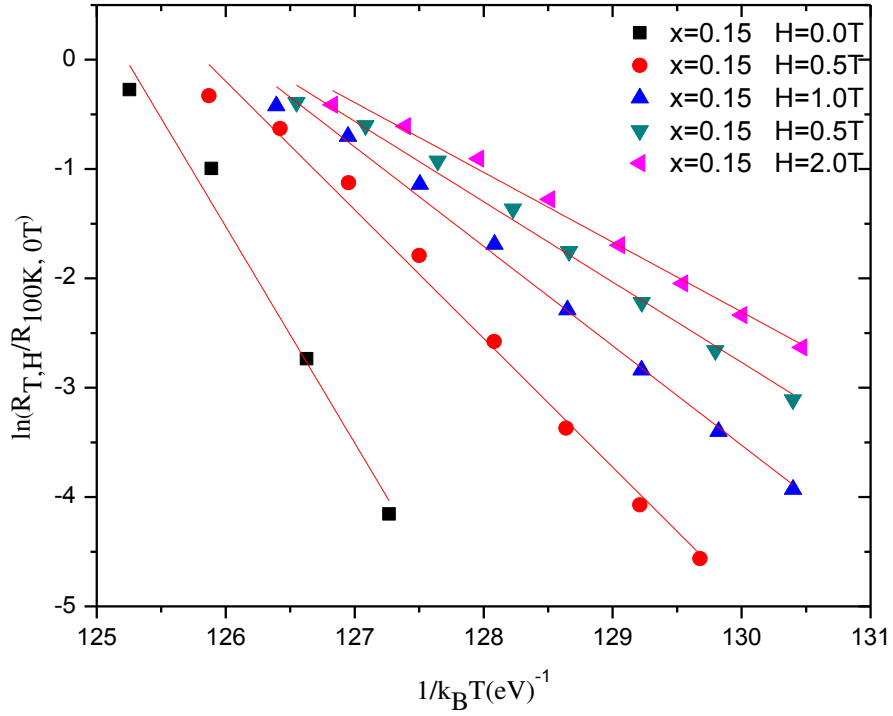
Şekil 3.18’de $x=0.15$ ’e kadar katkı oranı arttıkça, aktivasyon enerjisinin arttığı ve bu katkı oranından sonra azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni, düşük oranlarda yapılan katkıyla normal bölgelerin akı çivileme merkezi (pinning centre) olarak görev yapması ve buna bağlı olarak süperiletkenin çivileme (pinning) özelliklerinin iyileştiği söylenebilir. Böylece süperiletkenin akı çivileme özelliklerinin iyileşmesi, belli katkı oranına kadar aktivasyon enerjisinin artmasına neden olmuştur. Yüksek Yb211 katkı oranlarında ($x=0.15$ ’den sonra), katkı artışıyla aktivasyon enerjisinin azalması, numunedeki normal bölge oranının, süperiletken bölge/normal bölge kritik oran değerini aşması şeklinde açıklanabilir. Ayrıca şekilden, manyetik alan artışıyla numunelerin aktivasyon enerjilerinin üstel olarak azaldığı görülmektedir. Bu durum manyetik alan altında, akı çizgilerinin kolayca hareket ettiğini gösterir.



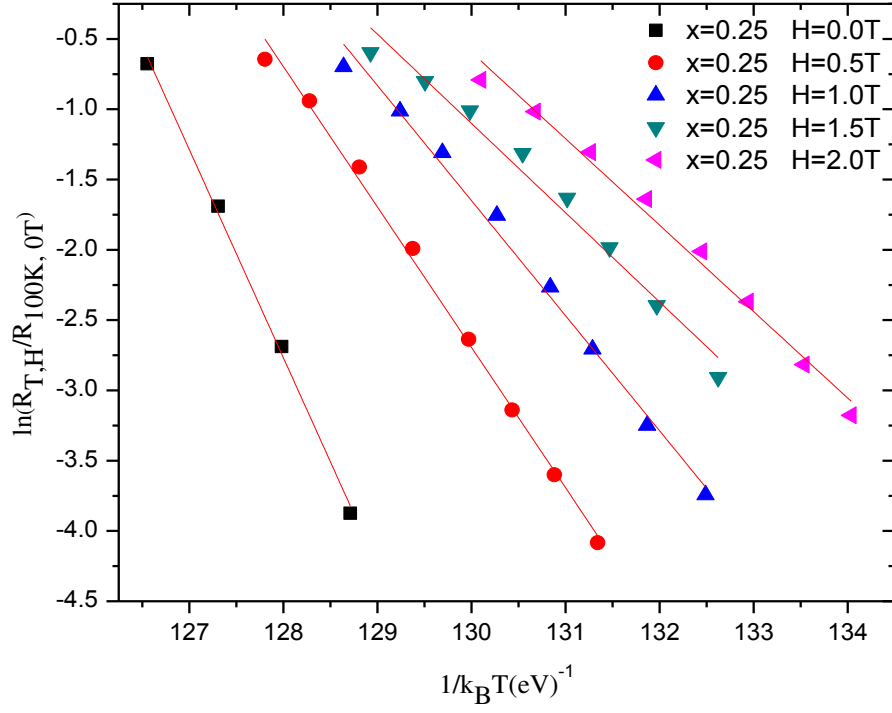
Şekil 3.13. $x=0.00$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular



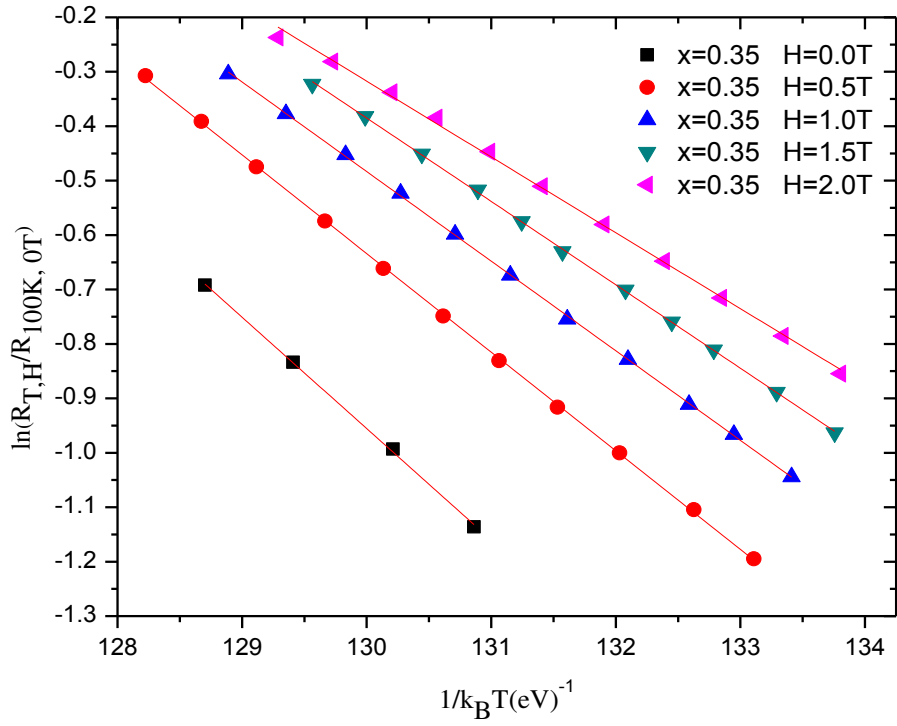
Şekil 3.14. $x=0.05$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular



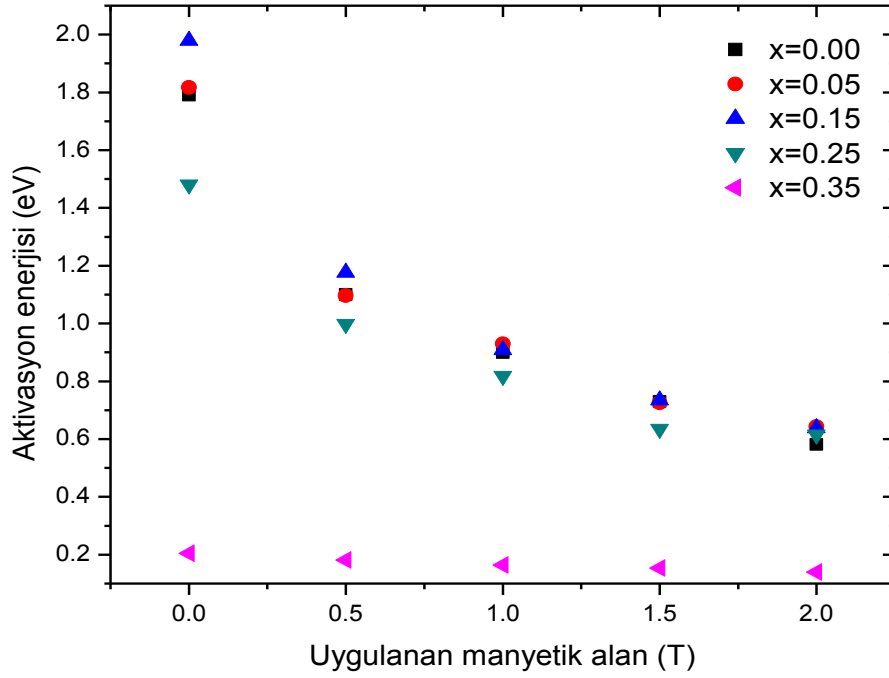
Şekil 3.15. $x=0.15$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular



Şekil 3.16. $x=0.25$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular



Şekil 3.17. $x=0.35$ numunesinin aktivasyon enerjilerinin hesaplandığı doğrular



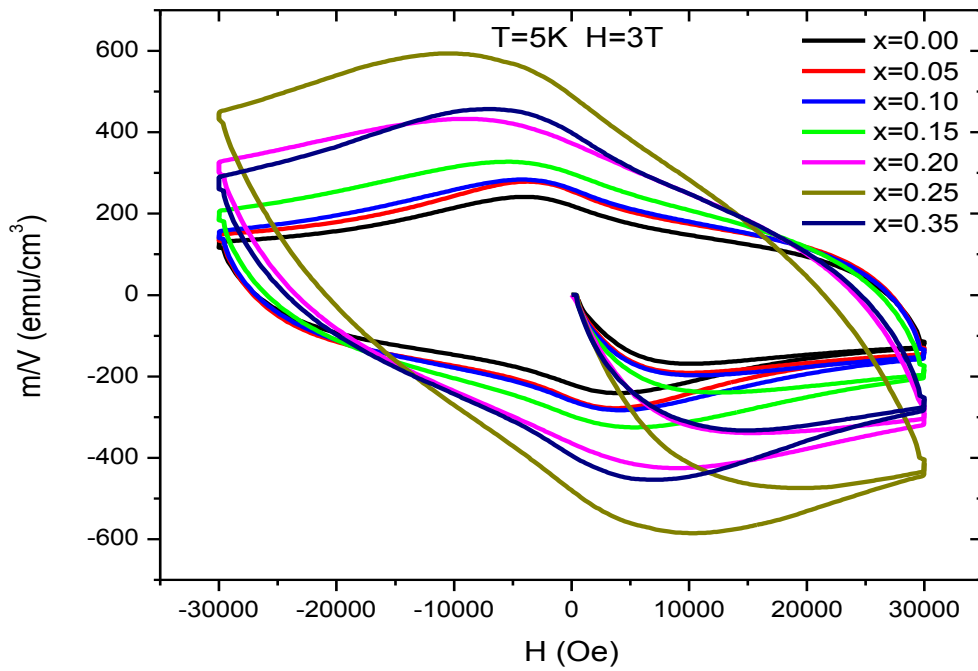
Şekil 3.18. Farklı katkı oranlarında üretilen numunelerin aktivasyon enerjilerinin manyetik alana göre değişimi

3. 7. Manyetizasyon Ölçümleri

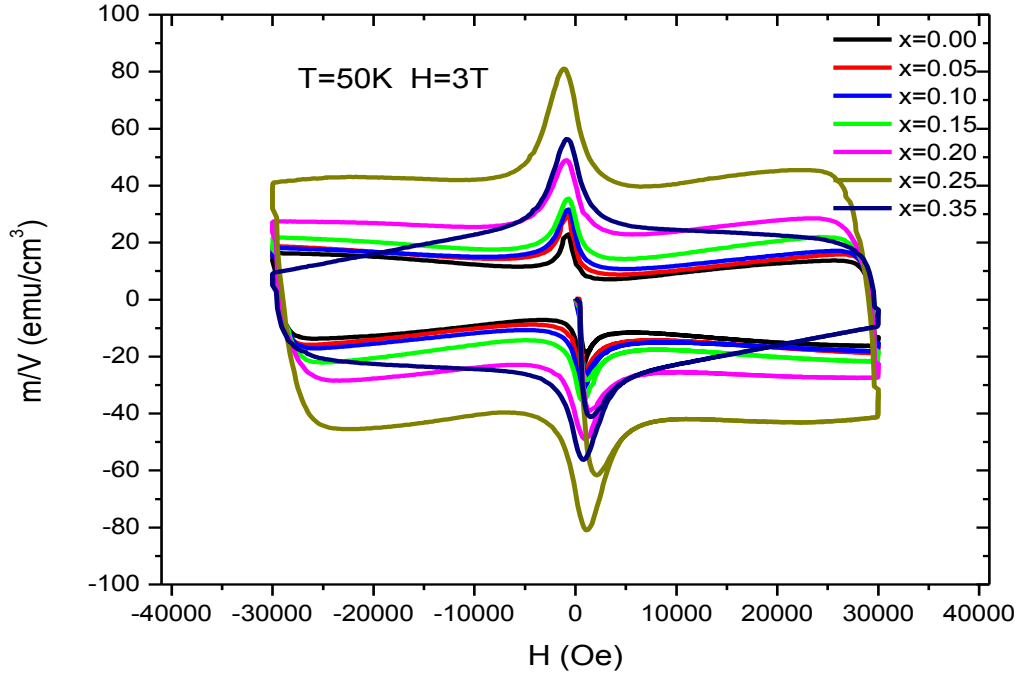
Üretilen süperiletken numunelerin manyetizasyon ölçümleri, alansız soğutma rejiminde 5, 50 ve 77 K’lik sabit sıcaklıklarda, 5 mT/s’lik süpürme hızında ve -3 T ile +3 T arasında manyetik alan uygulayarak yapıldı. Ölçüm süresince manyetik alan numunelerin büyüme eksenine (c eksen) paralel olarak uygulandı ve örneğin soğutulma işlemine, numune içerisinde tuzaklanabilecek akıyı yok etmek için T_c ’nin üzerindeki sabit bir sıcaklıkta 1-2 dakikalık bekleme süresinden sonra başlandı. Ölçümler, numune sıcaklığı 0,05 K hassasiyetinde önceden belirlenen değere ulaştıktan sonra, ısıtma esnasında alındı. VSM sisteminde kullanılan manyetometre “emu” cinsinden manyetik moment ölçmekte olup ölçülen veriler ilk başta örneğin hacmine bölünerek manyetizasyon değeri olan A/cm birimine dönüştürüldü. Şekil 3.19, 3.20 ve 3.21 sırasıyla 5 K, 50 K ve 77 K sabit ölçüm sıcaklığında farklı katkı oranlarındaki numunelerin M-H ilmeklerini göstermektedir.

Her üç şekilde de katkı arttıkça ilmek genişliğinin $x=0.00-0.25$ katkı oranları için arttığı gözlemlendi. Ilmek genişliğinin artması, numune içerisindeki süperiletken taneler arası

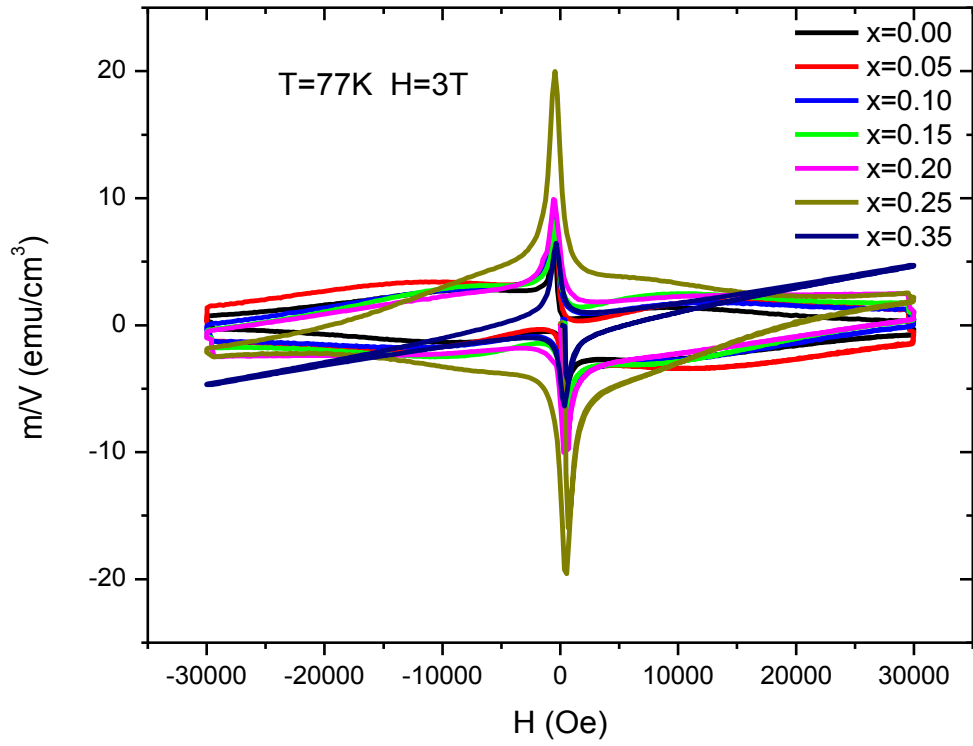
temasın, Yb211 katkısı ile dereceli olarak iyileştiğini ve dolayısı ile manyetizasyon özelliklerinin geliştiği gösterir. Manyetizasyon ilmek genişliği ile numune içersindeki akı çivileme merkezi sayısının orantılı olduğu birçok çalışma rapor edilmiştir (Feng vd, 1998; Öztürk, K., 2006). Fakat $x=0.35$ katkılı numune de manyetizasyon değerlerinin düştüğü gözlemlendi. Bunun nedeni, $x=0.35$ katkı oranının fazla olması böylece süperiletken yapının bozulmaya başlaması ve uygulanan alanın yapıya daha fazla nüfus etmesi olarak düşünülmektedir. Aşırı katkı ile beraber numune içersinde oluşan normal bölgelerin boyutu koherens uzunluğu boyutunu aşmakta böylece normal bölgeler akı çivileme özelliğini kaybetmektedir. Şekil 3.22 $x=0.25$ katkılı numunenin farklı sıcaklıklardaki M-H ilmeklerini göstermektedir. Şekil 3.22’de ölçüm sıcaklığının artmasıyla ilmek genişliğinin azaldığı ve 77K’deki manyetizasyon değerinin sıfıra çok yakın olduğu gözlemlendi. Bu sonuç 77K’de manyetik alanın süperiletken numuneye kolayca girdiğini göstermektedir (Öztürk, K. vd., 2007).



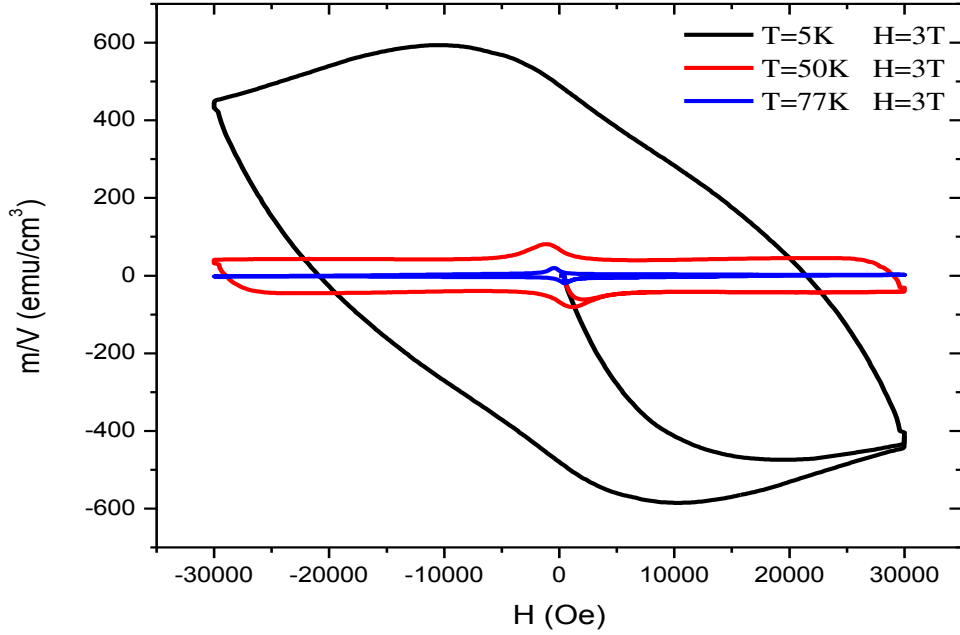
Şekil 3.19. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=5\text{ K}$ ’deki M-H ilmekleri



Şekil 3.20. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin T=50 K'deki M-H ilmekleri



Şekil 3.21. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin T=77 K'deki M-H ilmekleri



Şekil 3.22. x=0.25 katkılı numunenin farklı sıcaklıklardaki M-H ilmekleri

3. 8. Farklı Katkı Oranlarındaki Numunelerin Kritik Akım Yoğunluğu Özellikleri

Farklı Yb211 katkı oranlarında üretilen süperiletken numunelerin kritik akım yoğunlukları (J_c), manyetizasyon ölçümlerinden hesaplandı. Bunun için M-H ilmeğinde manyetik alan artırılırken ve azaltılırken numunenin sahip olduğu pozitif ve negatif manyetizasyon değerleri ele alındı. M-H ilmeğinin I. çevrimindeki manyetik alan uygulamasında ((0) - (+ H_{maks}) aralığı) ölçülen manyetizasyon değerleri hesaba katılmadı. Uygulanan manyetik alan, kesit alanı $L_1 \times L_2$ olan numunelerin c büyüme eksenine paralel olup, kritik akım yoğunluğu aşağıdaki (3.2) ifadesiyle verilen genişletilmiş ‘Bean modelinden’ yararlanılarak hesaplandı (Campbell ve Evetts, 1972).

$$J_c(H,T) = 20 \frac{\Delta M}{L_1} \left(1 - \frac{L_1}{3L_2} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

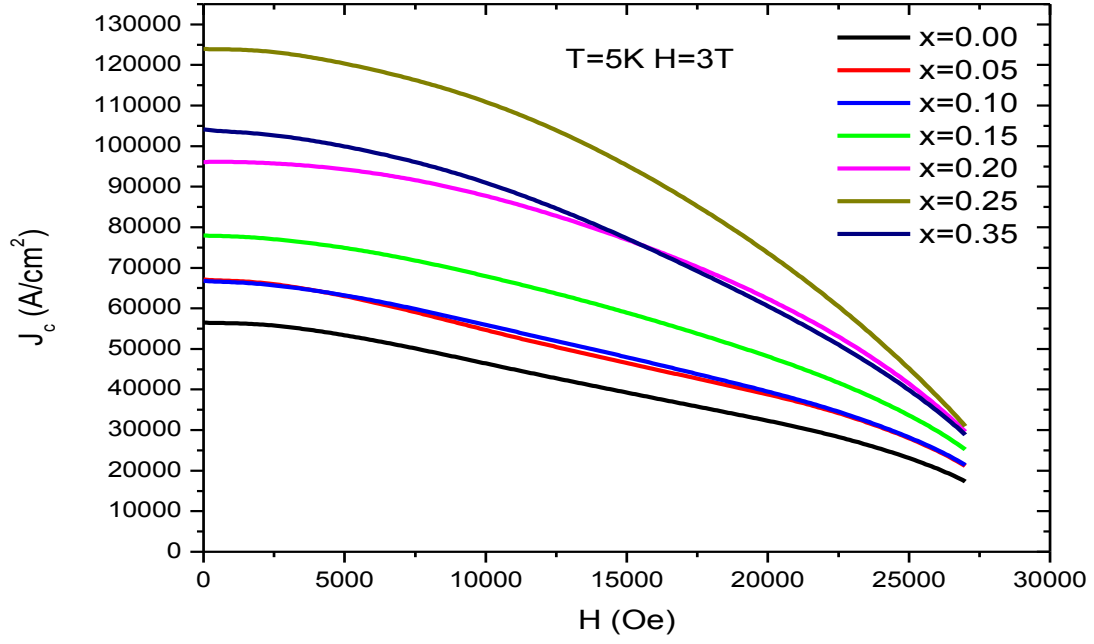
Bu ifadedeki ΔM manyetizasyon farkını (M-H ilmeğinde, H_{maks} manyetik alanından düşerken belli manyetik alandaki manyetizasyon ile $-H_{maks}$ ’dan H_{maks} ’a artarken aynı

manyetik alandaki manyetizasyon değerleri arasındaki fark), L_1 ve L_2 ise sırasıyla uygulanan manyetik alana dik doğrultudaki kısa ve uzun kenarı ($L_2 > L_1$) temsil etmektedir.

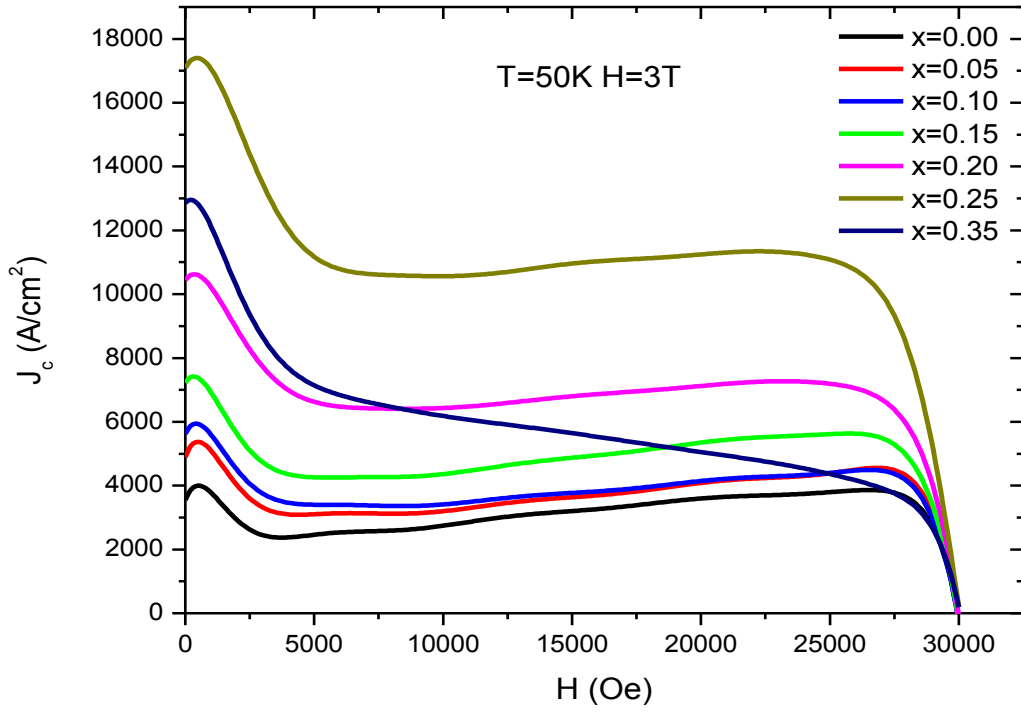
Şekil 3.23, 3.24, ve 3.25 sırasıyla 5, 50 ve 77 K gibi farklı sıcaklıklardaki kritik akım yoğunluklarının manyetik alana göre değişimini göstermektedirler. Şekil 3.23’de 5 K de hesaplanan maksimum J_c değerlerinin ($H=0T$ manyetik alandaki), $x=0.00$ için $5,64 \times 10^4$ A/cm²’den $x=0.25$ için $1,24 \times 10^5$ A/cm²’ye kadar katkı oranı arttıkça arttığı belirlendi. Sonuç olarak katkı arttıkça, kritik akım yoğunluğunun artması, numunelerin akı çivileme özelliklerinin ve taneler arası etkileşimin, Yb211 katkısı ile iyileştiğini gösterir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, süperiletken olmayan katkıların akı çivileme merkezi olarak görev yaptığı bilinmektedir (Murakami vd., 1991). Ancak $x=0,35$ katkı oranı için J_c değerinin $1,04 \times 10^5$ A/cm² ye düştüğü, bu katkı oranında süperiletken yapının bozulmaya başladığını gösterir. Şekil 3.24’te numunelerin kritik akım yoğunluklarının, manyetik alan artarken belirli bir değere kadar arttığı ve daha yüksek manyetik alanlarda ise kritik akım yoğunluğunun azaldığı gözlemlendi. Numunelerin polikristal ve taneler arası etkileşim zayıf olduğu durum göz önüne alınırsa, düşük şiddetteki manyetik alanın belirli bir değere kadar artması taneler arası etkileşimi arttırmakta ve böylece kritik akım yoğunluğunun artışına sebep olmaktadır. Belli değerin üzerindeki manyetik alanlarda ise taneler arası etkileşim azalmakta ve kritik akım yoğunluğu düşmektedir. 50K’deki numunelere 0.5T’dan yüksek manyetik alan uygulandığında, manyetik alana bağlı kritik akım yoğunluğu değerlerinin azda olsa arttığı görüldü (fishtail effect). Literatürde yapılan birçok çalışmada bu duruma, katkı ile beraber numunenin külçe akı çivileme (bulk pinning) özelliklerinin iyileşmesinin sebep olduğu düşünülmektedir (Zhang, vd., 2006).

Şekil 3.25’te J_c değerlerinin, katkı oranı arttıkça $x=0.00$ için 746 A/cm² den $x=0.25$ için $3,88 \times 10^3$ A/cm² ye çıktığı ve $x=0,35$ için tekrar $1,42 \times 10^3$ A/cm² ye düştüğü gözlemlendi. Literatürde yapılan birçok çalışmada YBa₂Cu₃O_{7-x} süperiletken numune içerisinde, artan Y211 oranına bağlı olarak J_c kritik akım yoğunluğu değerinin arttığı görüldü (Murakami, 1992). Benzer özellikler nanometre boyutundaki MgO parçacıklarının Y123 süperiletken örneğine katkılanmasında da görülür (Fujimoto vd., 1992; Chen vd., 1997).

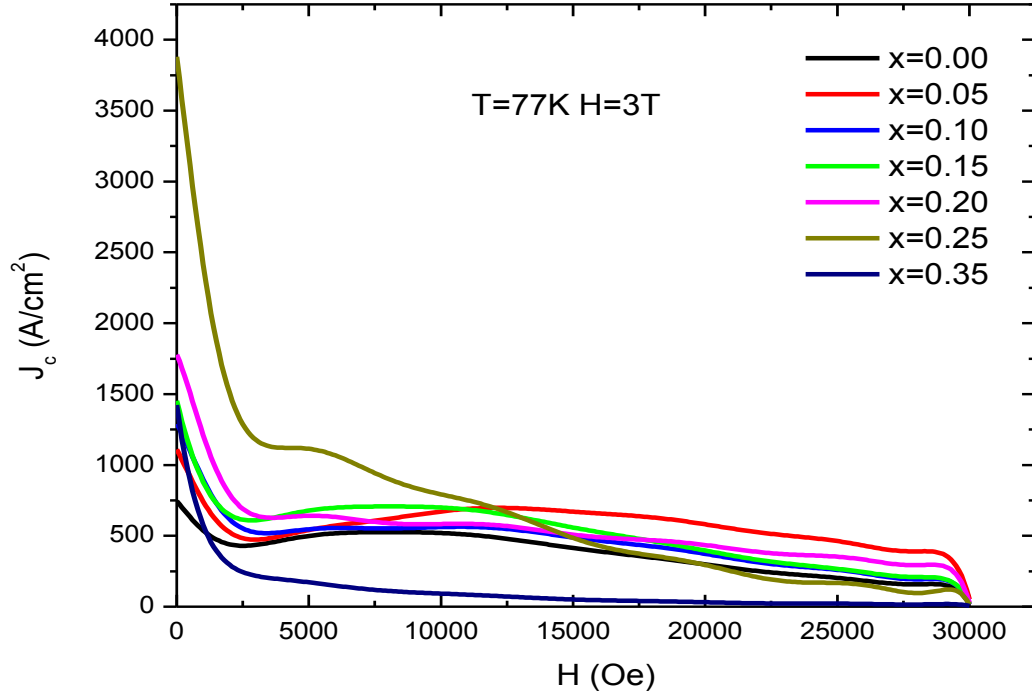
Şekil 3.26 ve 3.27, sırasıyla $x=0.15$ ve $x=0.25$ katkısı yapılmış numunelerin $H=3T$ manyetik alan altında 5, 50 ve 77K sıcaklıklarındaki J_c -H grafiklerini göstermektedir. Bu şekillerde, kritik akım yoğunluğunun sıcaklığın artmasıyla azaldığı görülmektedir.



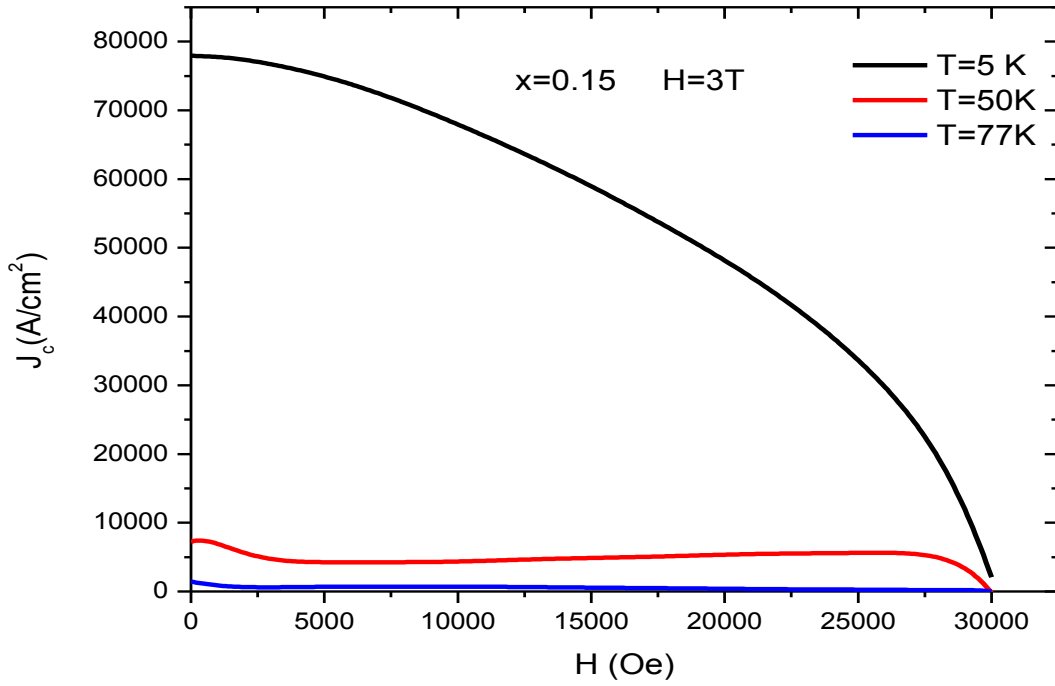
Şekil 3.23. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=5$ K'deki J_c - H grafikleri



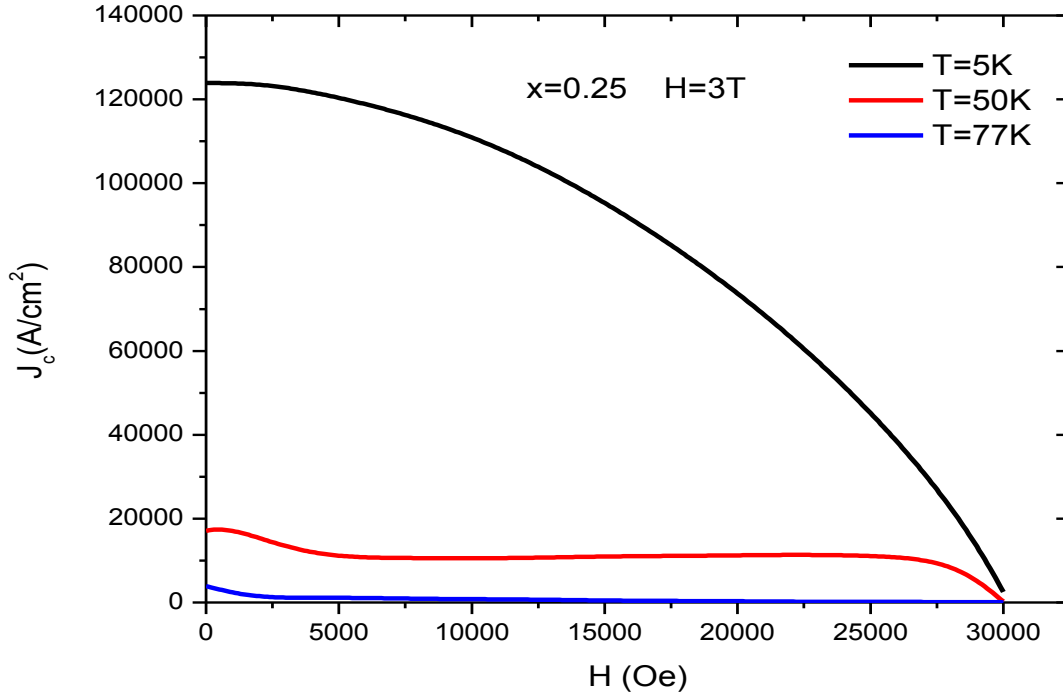
Şekil 3.24. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=50$ K'deki J_c - H grafikleri



Şekil 3.25. Farklı x katkı oranlarındaki numunelerin $T=77 K$ 'deki J_c - H grafikleri



Şekil 3.26. $x=0.15$ katkı oranındaki numunenin 5, 50 ve 77K sıcaklıklarındaki J_c - H grafikleri



Şekil 3.27. $x=0.25$ katkı oranındaki numunenin 5, 50 ve 77 K sıcaklıklarındaki J_c -H grafikleri

3. 9. Numunelerin Manyetik Kaldırma Kuvveti Özellikleri

Süperiletken ile mıknatıs arasındaki manyetik kaldırma kuvveti, süperiletken numune yüzeyindeki perdeleme akımı ile mıknatısın ürettiği manyetik alan arasındaki karşılıklı etkileşim ile olur. Kaldırma kuvveti, süperiletkenin manyetik momenti ve mıknatısın manyetik alan dağılımı (gradyenti) ile orantılı olup bu ilişki aşağıdaki (3.3) matematiksel ifadesi ile verilir (Murakami vd., 1991).

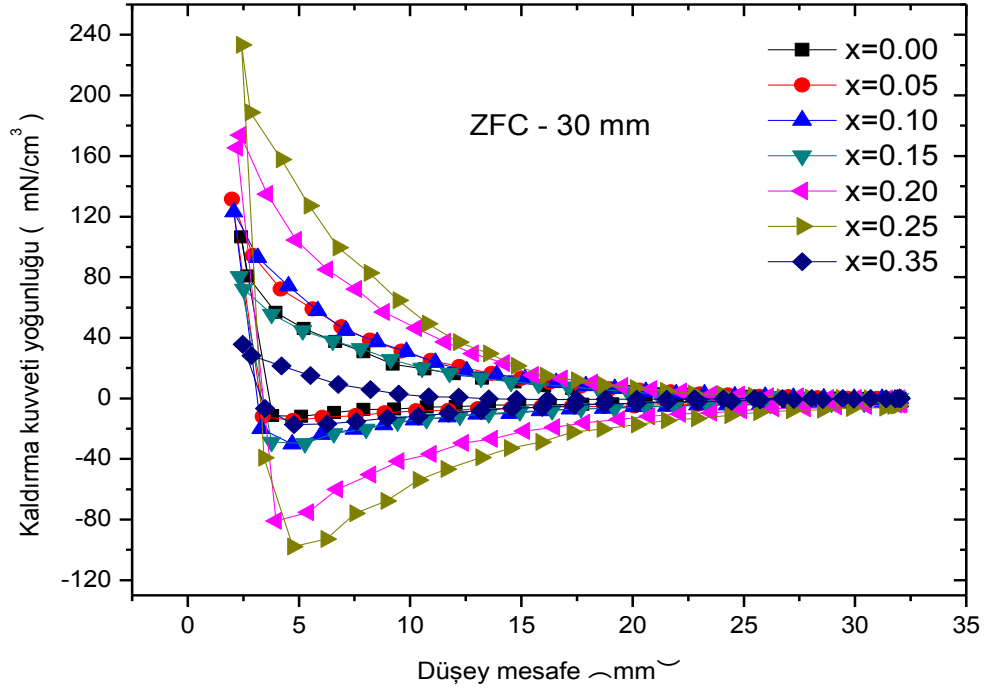
$$F = mdH / dz \quad m = MV \quad M = AJ_c r \quad (3.3)$$

Burada, m süperiletkenin manyetik momenti, dH/dz mıknatıs tarafından üretilen alan dağılımı, M birim hacimdeki manyetizasyon, A numune geometrisine bağlı bir sabit, J_c süperiletkenin kritik akım yoğunluğu ve r numune yüzeyindeki akım halkasının yarıçapıdır. Yukarıdaki ifade, büyük kaldırma kuvveti elde etmek için daha büyük r , J_c ve dH/dz değerlerine ihtiyaç olduğunu gösterir (Yang vd., 2002; Yang vd., 2003). Yapılan çalışma, bu amacı gerçekleştirmek için, manyetik alan kaynağı özelliklerini sabit tutup,

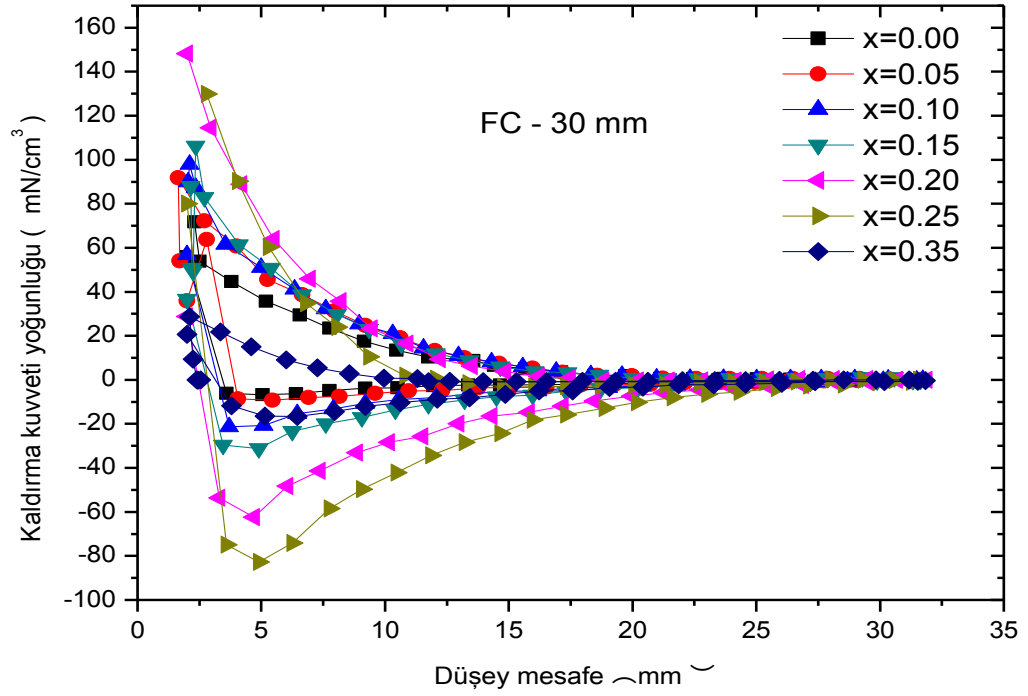
Yb211 katkısının Sm123 süperiletkeninin yapısal ve dolayısıyla manyetik kaldırma kuvveti gibi süperiletken özelliklerindeki değişim üzerine odaklanmıştır.

Şekil 3.28, MPMG yöntemiyle üretilen $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$ numunelerinin farklı katkı oranları için kaldırma kuvvet yoğunluğunun, ZFC rejimi altında düşey mesafeye göre değişimini göstermektedir. Şekilde x katkı oranı arttıkça, manyetik itme (repulsive) kuvvet yoğunluğunun da arttığı görüldü. Şekildeki kuvvet ilmeklerinin genişliği, süperiletken numunenin akı çivileme potansiyelini temsil eder (Moon, 2004). Bunun sonucu olarak Şekil 3.28'den, Yb211 katkı oranı arttıkça numunelerin akı çivileme özelliklerinin iyileştiği söylenebilir. Şekil 3.29'da, FC durumundaki maksimum manyetik çekme kuvveti değerinin, ZFC durumundaki manyetik çekme kuvvetinden daha büyük olduğu gözlemlendi.

ZFC durumunda, mıknatıs süperiletkene doğru yaklaştırıldığında, manyetik akı çizgilerinin büyük çoğunluğu, numunenin demanyetizasyon ve güçlü akı çivilemesinden dolayı dışarlanır. Bu yüzden manyetik alan numune içine giremeyecek ve çok az manyetik alan tuzaklanacaktır. Bu da numune mıknatıstan uzaklaştırılırken yüksek kaldırma kuvveti ve düşük çekme kuvvetine neden olur. Fakat FC durumunda, soğutma sırasında numune ile mıknatıs arasındaki mesafe çok kısa olduğundan, tuzaklanan manyetik alan ZFC durumunda tuzaklanandan daha fazla olacaktır. Bunun sonucu olarak, FC durumundaki çekme kuvveti, ZFC durumundaki çekme kuvvetinden daha büyük olur (Yang vd., 2003).



Şekil 3.28. ZFC rejimi altında farklı katkı oranlarındaki numunelerin kaldırma kuvvet yoğunluğunun mesafeye göre değişimi



Şekil 3.29. FC rejimi altında farklı katkı oranlarındaki numunelerin kaldırma kuvvet yoğunluğunun mesafeye göre değişimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, eritme yöntemiyle (MPMG) üretilen külçe $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$ süperiletken yapısının, değişen Yb211 katkı oranına bağlı olarak çivileme (Pinning) ve kaldırma kuvveti özelliklerinin hangi oranda değiştiği araştırıldı.

Farklı katkı oranlarında ($x=0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ ve 0.35) üretilen süperiletken numunelerin yapısal özellikleri, diferansiyel termal analiz (DTA), X-ışını kırınımı ve polarize ışık optik mikroskobu kullanılarak incelendi. Elektriksel ve manyetik özellikleri PPMS sistemi kullanılarak (R-T) ve (M-H) ölçümleriyle; kaldırma kuvveti özellikleri ise kaldırma kuvveti ölçüm sistemiyle belirlendi. Numunelerin manyetizasyon ölçümlerinden kritik akım yoğunluğu (J_c) ve normalize direnç eğrilerinden de aktivasyon enerji (U) değerleri belirlendi. Deneysel ölçüm verilerinden ve yapılan hesaplamalardan yararlanılarak aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

1) X-ışını kırınım desenlerinden, katkı arttıkça genel olarak (013) ve (103) pik şiddetlerinde artışın olduğu gözlemlendi. Bu artışa, yüksek sıcaklıkta yapı içinde sinterleme esnasında Yb211'den çözünüp $900-930^\circ\text{C}$ de oluşan Yb123'ün neden olduğu düşünülmektedir. $x=0.15$ 'de (103) pik şiddetindeki artışın, bu katkı oranının numunenin kristalleşme özelliğini iyileştirdiğini gösterir. Yüksek katkı oranında ($x=0.35$) ise numunenin süperiletken ortorombik fazdan yarıiletken tetragonal faza geçtiği görüldü.

2) Optik fotoğrafların incelenmesinde, süperiletken kristallerinin oluştuğu ve tane boyutları ile yönelimlerinin farklı olduğu gözlemlendi. Ayrıca katkı oranı arttıkça boşluk oranının azaldığı, kristalleşme oranının arttığı ve dolayısıyla külçe özelliklerinin iyileştiği tespit edildi.

3) Numunelerin R-T ölçümlerinden, katkı oranı arttıkça direncin de katkı oranına bağlı olarak arttığı görüldü. Katkı oranı arttıkça süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı $T_{c\text{-başlangıç}}$ değerinin azaldığı belirlendi ($x=0.00$ ve $x=0.35$ için sırasıyla $T_{c\text{-başlangıç}}$ değerleri 96.2 K ve 92.1 K). Ayrıca numunelere uygulanan dış manyetik alan arttırıldıkça, süperiletkenliğe geçişteki ΔT_c ($\Delta T_c = T_{c\text{-başlangıç}} - T_{c\text{-sıfır}}$) sıcaklık aralığının genişlediği ve süperiletkenliğe geçiş sıcaklığının çok küçükte olsa azalmasına sebep olduğu gözlemlendi.

4) Aktivasyon enerjisi verilerinden, $x=0.15$ 'e kadar katkı oranı arttıkça, aktivasyon enerjisinin arttığı ve bu katkı oranından sonra azaldığı görüldü. Bunun nedeni, düşük oranlarda yapılan katkıyla normal bölgelerin akı çivileme merkezi (pinning centre) olarak görev yapması ve buna bağlı olarak süperiletken çivileme (pinning) özelliklerinin

iyileşmesi şeklinde düşünülebilir. Böylece süperiletken akı çivileme özelliklerinin iyileşmesi, belli katkı oranına kadar aktivasyon enerjisinin artmasına neden olmaktadır. Yüksek Yb211 katkı oranlarında ($x=0.15$ 'den sonra), katkı artışıyla aktivasyon enerjisinin azalması, numunedeki normal bölge oranının, süperiletken bölge/normal bölge kritik oran değerini aşması şeklinde açıklanabilir. Ayrıca manyetik alan artışıyla numunelerin aktivasyon enerjilerinin üstel olarak azaldığı görüldü.

5) M-H ölçümlerinden, katkı artıkça ilmek genişliğinin $x=0.00-0.25$ katkı oranları için arttığı, numune içerisinde süperiletken taneler arasındaki temasın dereceli olarak iyileştiği ve dolayısı ile manyetizasyon özelliklerinin geliştiği gözlemlendi. $x=0.35$ katkılı numunesinin manyetizasyon özelliklerinin kötüleşmesi, Yb211 aşırı katkı oranının süperiletken yapıyı bozması ve böylece uygulanan alanın yapıya daha fazla nüfus etmesi şeklinde düşünüldü. Ayrıca $x=0.25$ katkılı numunenin farklı sıcaklıklardaki M-H ilmeklerinden, ölçüm sıcaklığının artmasıyla ilmek genişliğinin azaldığı ve 77K'deki manyetizasyon değerinin sıfıra çok yakın olduğu gözlemlendi. Bu duruma manyetik alanın süperiletken numuneye 77K'de kolayca nüfus etmesinin sebep olduğu düşünülmektedir.

6) M-H ölçümlerinden hesaplanan kritik akım yoğunluklarının, $x=0.00$ için $5,64 \times 10^4$ A/cm² den $x=0.25$ için $1,24 \times 10^5$ A/cm² ye kadar katkı oranı arttıkça arttığı belirlendi. Kritik akım yoğunluğunun artması, Yb211 katkısı ile numunelerin akı çivileme özelliklerinin ve taneler arası etkileşimin iyileştiğini gösterir. Ancak $x=0,35$ katkı oranı için J_c değerinin $1,04 \times 10^5$ A/cm² ye düştüğü belirlendi. 50K'deki numunelere 0.5T'dan yüksek manyetik alan uygulandığında, manyetik alana bağlı kritik akım yoğunluğu değerlerinin azda olsa arttığı görüldü (fishtail effect). Bu duruma, katkı ile beraber numunenin külçe akı çivileme (bulk pinning) özelliklerinin iyileşmesinin sebep olduğu düşünülmektedir.

7) Kaldırma kuvveti ölçümlerinden, ZFC rejimi altında x katkısı arttıkça, manyetik itme (repulsive) kuvvet yoğunluğunun da arttığı görüldü. Ayrıca numune-mıknatıs arası mesafenin artması esnasında, maksimum çekme (attractive) kuvvet yoğunluğunun, Yb211 katkı oranına bağlı olarak arttığı gözlemlendi. FC rejimindeki maksimum manyetik çekme kuvveti değerinin ZFC durumundan daha büyük olduğu tespit edildi.

Sonuç olarak Yb211 katkısının, süperiletken taneler arası teması arttırdığı, kristalleşme oranını iyileştirdiği ve düşük katkı oranının akı çivileme merkezi olarak görev yaptığı, böylece üretilen süperiletken numunelerin, yapısal ve süperiletkenlik özelliklerini arttırdığı söylenebilir.

5. ÖNERİLER

Yapılan bu çalışmada, Yb211 katkısının, $(\text{Sm123})_{1-x}(\text{Yb211})_x$ numunesinin yapısal, süperiletkenlik ve manyetik kaldırma kuvveti özellikleri incelendi. Bu çalışmada üretilen numuneler 13mm çapında ve 4 ton'da tabletler halinde basıldı. Bundan sonra yapılacak çalışmalarda değişik basınçlarda ve değişik yöntemlerle (top seeding vb.) Sm123 numuneleri üretilir. Ayrıca manyetik safsızlıklarla katkılama yapılarak, üstün tohumlama yöntemiyle üretilen numunelerin kritik akım yoğunluğu ve manyetik kaldırma kuvveti gibi özellikleri incelenebilir. Manyetik kaldırma kuvveti şiddetinde etkili olan numune yüzeyindeki manyetik akı dağılımını arttırmak için değişik çapta ve boyutlarda numuneler üretilerek, manyetik kaldırma kuvvetindeki değişimler incelenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Alqadi, M.K., Al-khateeb, H.M., Alzoubi, F.Y. and Ayoub, N.Y., 2007. Effects of Magnet Size and Geometry on Magnetic Levitation Force, Chin. Phys. Lett, 24, 2664
- Awad, R., Aly, N. S., Ibrahim, I. H., Abou-Aly, A. I. and Saad, A. I., 2001. Effect of magnetic field on electrical resistance of Tl-1223 doped by Zn and Ni, Physica B, 307, 72-77
- Bardeen, J., Cooper, L.N. and Schrieffer, J.R., 1957. Theory of Superconductivity, Physical Review, 108, 5, 1175-1204
- Bean, C.P., 1964. Magnetization of High-Field Superconductors, Review of Modern Physics, 36, 31-38
- Bednorz, J.G. and Müller, K.A., 1986. Possible High-Tc Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System, Z. Phys, 64, 189-193
- Campbell, A.M. and Evetts, J.E., 1972. Flux Vortices and Transport Currents in Typ II Superconductors, Advances in Physics, 21, 90, 199-428
- Cardwell, D.A. and Ginley, D.S., 2003. Handbook of Superconducting Materials, Volume II, IOP Publishing Ltd., U.K.
- Chen, Q., Fang, M., Jiao, Z., Zhang, Q., Wen, H. and Zhao, Z., 1997. Flux Pinning in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Through Nanometer-Sized MgO Particles, Physica C, 282-287, 2097-2098
- Chang, P.Z., Moon, F.C., Hull, J.R., and Mulcahy, T.M., 1990. Levitation Force and Magnetic Stiffness in Bulk High-Temperature Superconductors, J. Applied Physics, 67, 4358
- Cieplak, M.Z., Xiao, G., Chien, C.L., Bakhshai, A., Artymowicz, D., Bryden, W., Stalick, J.K. and Rhyne, J.J., 1990. Incorporation of Gold into $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: Structure and Tc Enhancement, Physical Review B, 42, 10, 6200-6208
- Cyrot, M. and Pavuna, D., 1992. Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials, World Scientific, Singapore
- Delamare, M.P., Walter, H., Bringmann, B., Leenders, A. and Freyhardt, H.C., 2000. Characterization of Natural and Artificial Low-Angle Boundaries in YBCO TSMG Samples, Physica C, 329, 160-177
- Diko, P., 2004. Cracking in melt-grown RE-Ba-Cu-O single-grain bulk superconductors, Superconductor Science and Technology, 17, R45-R58
- Feng, Y., Zhou, L., Wen, J.G., Koshizuka N., Sulpice, A., Tholence, J.L., Vallier, J.C. and Monceau, P., 1998. Fishtail Effect, Magnetic Properties and Critical Current Density of Gd-Added PMP YBCO, Physica C, 297, 75-84

- Feng, Y., Pradhan, A.K., Zhao, Y., Wu, Y., Koshizuka, N., and Zhou, L., 2001. Supercond. Sci. Technol., 14, 224
- Fujimoto, H., Murakami, M., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Yoshida, M., Takata, T., Koshizuka, N. and Tanaka, S., 1992. Critical Current and Magnetization Properties of YBCO Prepared by MPMG Process, Supercond. Sci. Technol., 5, 93-96
- Fujimoto, H., 2000. Technical Issues of a High-T_c Superconducting Bulk Magnet, Supercond. Sci. Technol., 13, 827-829
- Ginzburg, V.L. and Kirznits, D.A., 1982. High Temperature Superconductivity, Consultants Bureau, New York and London
- Hagen, C.V. and Griessen, R., 1989. Distribution of Activation Energies for Thermally Activated Flux Motion in High-T_c Superconductors: An Inversion Schema, Phys. Rev. Lett., 62, 2857
- Hellman, F., Gyorgy E.M., Johnson, D.W., O'Brayn, H.M. and Sherwood, R.C., 1988. Levitation of a Magnet over a FI Type II Superconductor, J. Applied Physics, 63, 447
- Hook, J.R. and Hall, H.E., 1991. Solid State Physics, John Wiley & Sons Ltd., England
- Hull, J.R. and Cansiz, A., 1999. Vertical and Lateral Forces between a Permanent Magnet and a High-Temperature Superconductor, J. Applied Physics, 86, 6396
- Hull, J.R., 2000. Superconducting Bearing, Supercond. Sci. Technol., 13, R1-R15
- Ichino, Y., Honda, R., Sudoh, K., Yoshida, Y., Matsumoto, K., Kita, R. and Takai, Y., 2003. The Advantages of YbBa₂Cu₃O_y Thin Films for Superconducting Wire Application, Physica C, 392-396, 1250-1255
- Inoue, A., Kai, M., Hoshi, S., Izumi, T., Shiohara, Y. and Murata, K., 2003. RE123 LPE Films on BaZrO₃ Buffered MgO Substrate for PCS Material, Physica C, 392-396, 965-969
- Kaiser, A.W., Henning, W. and Bornemann, H.J., 1998. Properties of melt textured Sm/Nd-Ba-Cu, Physica C, 299, 185-190
- Kim, Y.B. and Stephen, M.J. 1969. R.D. Parks (Ed.) Superconductivity, Volume II, Marcel Dekker, New York
- Koshizuka, N., Pradhan, A.K., Shibata, S., Feng, Y., Machi, T. and Nakao, K., 2001. Magnetic and Magneto-Transport Properties of NdBaCuO Single Crystal with Varying Nd/Ba Substitution and Oxygen Content, Physica C, 364-365, 320-325
- Krabbes, G., Fuchs, G., Canders, W.R., May, H. and Palka R., 2006. High Temperature Superconductor Bulk Materials: Fundamentals - Processing - Properties Control - Application Aspects, John Wiley & Sons Ltd., England

- Kuehn, L., Mueller, M., Schubert, R., Beyer, C., de Haas, O. and Schultz, L., 2007. Static and Dynamic Behavior of a Superconducting Magnetic Bearing Using YBCO Bulk Material, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 17, 2079
- Manuel, P., Aguillonb, C. and Senoussi, S., 1991. Exponential Decay of Current in YBa-Cu-O Relationship with the Pinnin Potential Profile and Physical Origin, Physica C, 177, 281
- Meissner, W. and Ochsenfeld, R., 1933. Superconductivity, Nature, 132, 931-935
- Mendoza, E., Puig T., Varesi, E., Carrillo, A.E., Plain, J. and Obradors, X., 2000. Critical Current Enhancement in YBCO-Ag Melt-Textured Composites: Influence of Microcrack Density, Physica C, 334, 7-14
- Mochida, T., Chikumoto, N., and Murakami, M., 2000. Phys. Rev. B, 62, 1350
- Moon, F.C. and Chang, P.Z., 1990. High-Speed Rotation of Magnets on High T_c Superconducting Bearings, Applied Physics Letters, 56, 397
- Moon, 2004. Superconducting Levitation, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim
- Mukhopadhyay, S.M., Mahadev, N. and Sengupta, S., 2000. Microstructural and Spectroscopic Analyses of a Strongly-Linked Joint Formed in a Superconductor, Physica C, 329, 95-101
- Murakami, M., Oyama, T., Fujimoto, H., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Shiohara, Y., Koshizuoka, N., and Tanaka, S., 1991. Melt Processing of Bulk High T_c Superconductors and Their Application, IEEE Trans. On Magnet, 27, 1479
- Murakami, M., 1992. Processing of Bulk YBaCuO, Superconductor Science and Technology, 5, 185-203
- Murakami, M., Sakai, N., Higuchi, T. and Yoo, S.I., 1996. Melt-Processed Light Rare Earth Element-Ba-Cu-O, Supercon. Sci. Technol., 9, 1015-1032
- Narlikar, A., 2000. Studies of High Temperature Superconductors, Nova Science Publishers, Inc., Commack, New York
- Navau, C., Sanchez, A. and Pardo, E., 2003. Lateral Force in Permanent Magnet-Superconductor Levitation Systems With High Critical Current, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13, 2185-2188
- Nishida, A., Taka, C. and Shigeta, I., 2003. Effect of Y Substitution on the Temperature and Field Dependence of Magnetic Hysteresis in $Y_xGd_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, Physica C, 392-396, 349-350
- Ozturk, K., Celik, S. and Cansiz, A., 2009. Determination of Levitation Force and Pinning Properties of $(Sm_{123})_{1-x}(Yb_{211})_x$ Bulk Superconductor Depending on Yb211 Doping Ratio, Phys. Status Solidi A, 1-7

- Öztürk, A., 1999. Potasyum Katkısının YBCO Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Elektriksel ve Manyetik Özellikleri Üzerine Etkisi, Y. Lisans Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon
- Öztürk, K., 2006. Gadolinyum ve İterbiyum Difüzyonunun $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Bileşiğinin Yapısal ve Süperiletkenlik Özelliklerine Etkisi, Doktora Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon
- Öztürk, K., Çelik, Ş., Çevik, U. and Yanmaz, E., 2007. The Effect of Gd Diffusion-Doped on Structural and Superconducting Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 433, 46-52
- Palstra, T. T. M., Batlog, B., Schneemeyer, L. F. and Waszczak, J. V., 1988. Phys. Rev. Lett., 61, 1962
- Rose-Innes, A.C. and Rhoderick, E.H., 1980. Introduction to Superconductivity, second edition, Pergamon Press Ltd., England
- Ruckman, M.W. and Hepp, A. F., 1990. 3rd Ann. Conf. Supercond. and Applications, ed H.S. Kwok, Y.H. Kao and D.T. Shaw (New York: Plenum Press)
- Sawamura, M. and Morita M., 2002. The magnetic levitation forces for single-grain of Y-Ba-Cu-O and LRE-Ba-Cu-O/Ag with LRE =N Sm,Gd, Superconductor Science and Technology, 15, 774-777
- Seeber, B., 1998. Handbook of Applied Superconductivity, Volume I, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK
- Shlyk L., Krabbes, G. and Fuchs, G., 2003. Trapped field and levitation force in melt-textured YBCO doped with Ni and Li, Physica C, 390, 325-329
- Soh, D. and Fan, Z., 2000. Study on YbBaCuO Superconductor of $\text{Yb}_2\text{O}_3\text{-BaCO}_3\text{-CuO}$ System, Physica C, 337, 292-296
- Yamaguchi, I., Watanabe, T., Sohma, M., Tsuchiya, T., Mizuta, S., Manabe, T. and Kumagai, T., 2003. Low Temperature Fabrication of Epitaxial Yb123 Films by Coating-Pyrolysis Process, Physica C, 392-396, 1281-1285
- Yang, W.M., Zhou, L., Feng, Y., Zhang, P.X., Wang, J.R., Zhang, C.P., Yu, Z.M., Tang, X.D. and Wei, W., 2001. The effect of magnet configurations on the levitation force of melt processed YBCO bulk superconductors, Physica C, 354, 5-12
- Yang, W.M., Zhou, L., Feng, Y., Zhang, P.X., Zhang, C.P., Nicolsky, R. and Andrade, R., 2002. The effect of different field cooling processes on the levitation force and attractive force of single-domain $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ bulk, Superconductor Science and Technology, 15, 1410

- Yang, W.M., Chao, X.X., Bian, X.B., Liu, P., Feng, Y., Zhang, P.X. and Zhou, L., 2003. The effect of magnet size on the levitation force and attractive force of single-domain YBCO bulk superconductors, Superconductor Science and Technology, 16, 789-792
- Yang, W., Liu, Y., Wen, Z., Chen, X. and Duan, Y., 2008. Hysteresis Force Loss and Damping Properties in a Practical Magnet-Superconductor Maglev Test Vehicle, Superconductor Science and Technology, 21, 1
- Zhang, L., Xu, X.B., Qiao, Q., Yao, X., Wang, Q.H. and Ding, S.Y., 2006. Surface Barrier and Bulk Pinning in an $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Single Crystal, Superconductor Science and Technology, 19, S443-S446
- Zheng, X. and Yang, Y., 2007. Transition Cooling Height of High-Temperature Superconductor Levitation System, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 17, 3862
- Zhou, Y.X., Scruggs, S. and Salama, K., 2006. Effect of ionic doping on superconducting properties of melt textured $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{M} = \text{Co}, \text{Ni}, \text{Zn}$ or Ga) large grain, Superconductor Science and Technology, 19, S556-S561

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Akçaabat'ta doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Akçaabat'ta tamamladı. 2003 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen- Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2008 yılında mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. Halen yüksek lisans eğitimine devam eden Şenol AKBULUT iyi derecede İngilizce bilmektedir.