

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

83326

POTASYUM KATKISININ YBCO YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNİN
ELEKTRİKSEL VE MAGNETİK ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ

Fizikçi Ali ÖZTÜRK

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde

“Yüksek Fizikçi”

Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 06.01.1999

Tezin Savunma Tarihi : 02.02.1999

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Selahattin ÇELEBİ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Ekrem YANMAZ

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Asım KADIOĞLU

TE YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Trabzon 1999

Selahattin Çelebi
Mustafa Altunbaş
Ekrem Yanmaz

A. Kadioğlu

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

Yüksek Lisans tez danışmanlığımı üstlenerek, tez çalışmalarının yürütülmesi ve başarıyla tamamlanması esnasında yoğun ilgisini ve desteğini esirgemeyen sayın hocam Doç. Dr. Selahattin ÇELEBİ'ye teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca bu çalışmada yardımlarını esirgemeyen Doç. Dr. Ekrem Yanmaz ve deneysel çalışmalarda yardımlarını gördüğüm Arş. Gör. İbrahim Karaca, Osman Görür, Alev Ateş, Tayfur Küçükömeroğlu, ve bölümdeki diğer tüm hocalarıma ve araştırma görevlisi arkadaşlara ve özellikle her konuda yardım ve destek olan Arş. Gör. Dr. Uğur Çevik'e teşekkür ederim.

Ali ÖZTÜRK

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. I. Tip Süperiletkenler.....	3
1.3. II. Tip Süperiletkenler.....	5
1.3.1. Tersinir (Reversible) II. Tip Süperiletkenler.....	7
1.3.2. Histeresize Sahip (Tersinmez: Irreversible) II. Tip Süperiletkenler.....	11
1.4. Bean Kritik Hal Modeli.....	19
1.5. Akı Akışı (Flux Flow).....	24
1.6. Akı Sürüklenmesi (Flux Creep).....	25
1.7. Isıl Destekli Akı Akışı (TAFF: Thermally Activated Flux Flow).....	26
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	27
2.1. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Süperiletken Numunesinin Hazırlanması.....	27
2.2. $Y_{0,92}Ba_{1,92}K_{0,4}Cu_3O_y$ Süperiletken Numunesinin Hazırlanması.....	30
2.3. X-Işınları Kırınımı Ölçümleri.....	32
2.4. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümleri.....	32
2.5. Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri.....	35
2.6. AC Magnetik Alınganlık Ölçümü.....	36
3. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	37
3.1. X-Işını Kırınım Desenleri.....	37
3.2. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümleri.....	37

3.3.	Magnetik Alan Altında Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümleri	41
3.4.	Magnetik Alan Altında Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri	43
3.5.	AC Magnetik Alınganlık Ölçümü	48
4.	SONUÇLAR.....	54
5.	ÖNERİLER	55
6.	KAYNAKLAR.....	56
	ÖZGEÇMİŞ.....	60



ÖZET

Bu çalışmada, YBCO (123) yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde potasyum (K) katkısının etkisi, XRD, elektriksel özdirenç ve kritik akım yoğunluğu ölçümleri ile araştırıldı.

$Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ ($x=0$ ve $x=0,4$) kompozisyonlu numuneler katı hal tepkime yöntemi ile hazırlandı. Süperiletken numuneler XRD ölçümleri ile karakterize edildi. XRD verilerinden saf YBCO ve K-katkılı YBCO'nun ortorombik yapıya sahip olduğu görüldü.

Elektriksel özdirenç ölçümleri, kritik sıcaklık T_c 'nin K-katkı işleminden dolayı, bir miktar düşük sıcaklığa kaydığını gösterdi. Bu işlem aynı zamanda ısıl destekli akı akışı (TAFF) için aktivasyon enerjisini ve kritik akım yoğunluğunu azalttı. Her iki numune için, 0-760 mT magnetik alan aralığında özdirenç geçişleri, sıfır alan altında soğutma işlemi uygulanarak gerçekleştirildi. TAFF için aktivasyon enerjileri, bu magnetik alan aralığı altında ölçülen sıcaklığa karşı özdirenç eğrilerinin Arrhenius çiziminden elde edildi. Kritik akım yoğunluğunun magnetik alan bağıllığı 77 K'de, sıfır alan altında soğutmadan sonra, uygulanan magnetik alan artırılırken ve azaltılırken ölçüldü. Saf YBCO numunesi için, alan artırma ve uygulanan 6 mT'lik bir alandan sonra azaltma yönünde kritik akım histeresizi gözlemlendi.

AC alınganlık ölçümünden, saf YBCO numunesi için geçiş sıcaklığı belirlendi ve sıcaklığa bağlı kritik akım yoğunluğu Clem modeli kullanılarak hesaplandı. Bu değerlerin dört nokta yöntemi ile 77 K'de elde edilen kritik akım yoğunluğu değerleri ile uyum içinde olduğu görüldü.

Anahtar Kelimeler: YBCO Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri, K-katkısı, Aktivasyon Enerjisi, Kritik Akım, Isıl Destekli Akı Akışı (TAFF), AC Alınganlık.

SUMMARY

The Effect of Potassium Doping on Electrical and Magnetic Properties of YBCO High Temperature Superconductors

In this study, the effect of potassium (K) doping on YBCO (123) high temperature superconductors has been investigated in terms of XRD, electrical resistivity and critical current density measurements.

The samples with nominal compositions $Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ ($x=0$ and $x=0,4$) were prepared by solid state reaction method. The superconducting samples were characterized by XRD measurements. It was seen from XRD data that the pure YBCO and K-doped YBCO had orthorombic structure.

The electrical resistivity measurements showed that the critical temperature T_c shifted slightly to lower temperature due to K-doping process. This process also decreased the activation energy for thermally activated flux flow (TAFF) and the transport critical current density. The resistive transitions in the magnetic field range of 0-760 mT were performed employing zero field cooling procedure for both samples. The activation energy values for TAFF were obtained from the Arrhenius plot of the resistivity versus temperature curves which were measured under this magnetic field range. The magnetic field dependence of the critical current density was measured at 77 K after zero field cooling when the applied magnetic field was impressed and removed. For the pure YBCO sample, the transport critical current hysteresis was observed in the field increasing and decreasing direction after an excursion of the field to 6 mT.

From AC susceptibility measurement, the transition temperature was determined and the temperature dependent critical current density was calculated using Clem model for the pure YBCO sample. It was seen that these values were in agreement with the values of the critical current density obtained from four probe technique at 77 K.

Key Words: YBCO High Temperature Superconductors, K-doping, Activation Energy, Critical Current, Thermally Activated Flux Flow (TAFF), AC Susceptibility.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1. (a) Civa, (b) Platin için direnç-sıcaklık eğrisi.....	1
Şekil 2. Süperiletkenlik olayının keşfinden beri geçiş sıcaklığındaki gelişme	2
Şekil 3. I. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi.....	4
Şekil 4. (a) Ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (b) ortalama magnetizasyonunun I. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağlılığı, (c) ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (d) ortalama magnetizasyonunun II. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağlılığı	5
Şekil 5. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi.....	6
Şekil 6. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisinde aynı noktaya giden üç farklı yol	8
Şekil 7. Tersinir II. Tip süperiletken bir numunedeki magnetik akı yoğunluğu profili	10
Şekil 8. Tersinmez II. Tip süperiletken bir numunedeki magnetik akı yoğunluğu profilini (1 yolu izlendiğinde)	12
Şekil 9. (a) Pinning şiddetlendikçe $\langle M \rangle$ - H_a eğrisinin tersinir eğriden uzaklaşması. Numunede (b) pinning yoksa (c) pinning şiddetli ise magnetik akı yoğunluğu profili (1 yolu izlendiğinde)	13
Şekil 10. Pinning'den dolayı numunede yüzeyin yakınındaki bölgelerde magnetik akı yoğunluğunun azalmasını gösteren profil (2 yolu izlendiğinde)	14
Şekil 11. (a) Pinning şiddetlendikçe $\langle M \rangle$ -H eğrisinin tersinir eğriden uzaklaşması (b) Numunede pinning yoksa, varsa ve şiddetli ise magnetik akı yoğunluğu profilini (2 yolu izlendiğinde)	14
Şekil 12. Numunedeki magnetik akı yoğunluğu profilini (3 yolu izlendiğinde)	16
Şekil 13. (a) Pinning şiddetlendikçe $\langle M \rangle$ -H eğrisinin tersinir eğriden uzaklaşması (b) Numunede pinning yoksa ($I_b=0$), varsa ($I_{b1} \neq 0$) ve şiddetli ($I_{b2} > I_{b1}$) ise magnetik akı yoğunluğu profilini (3 yolu izlendiğinde)	16
Şekil 14. II. Tip süperiletkende (a) pinning yok iken (reversible), (b) pinning var iken ve (c) şiddetli pinning olması durumunda (irreversible) $\langle M \rangle$ -H eğrileri	17

Şekil 15. II. Tip süperiletkende (a) pinning yok iken (reversible), (b) pinning var iken ve (c) şiddetli pinning olması (irreversible) durumunda $\langle M \rangle$ -H eğrilerinin, pozitif ve negatif alan uygulanmasına karşılık gelen tam histeresiz çevrimleri	18
Şekil 16. Silindir veya slab geometrisi için Bean Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Negatif magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. Virgin eğrisi, nüfuz (penetration) alanına ulaşınca yani, $H_a = H^*$, sabit değere ulaşıyor (saturation). Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terketmesini gösteren akı profilleri. Akı profilinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir. (d) Akı nüfuzu (e) akı çıkışı esnasında numunede dolaşan kritik akım.....	20
Şekil 17. Farklı rejimler için akım-voltaj karakteristiğinin şematik gösterimi	26
Şekil 18. Euroterm 808 kontrol üniteli Lenton marka fırın.....	28
Şekil 19. Kalsinasyon işleminde sıcaklık profili.....	28
Şekil 20. Euroterm 818P kontrol üniteli Lenton marka fırın	29
Şekil 21. Sinterleme işleminde sıcaklık profili.....	30
Şekil 22. Potasyum katkılı numuneler için kalsinasyon işleminde sıcaklık profili.....	31
Şekil 23. Potasyum katkılı numuneler için sinterleme işleminde sıcaklık profili.....	31
Şekil 24. Rigaku D/Max-IIIIC marka x-ışını difraktometresi.....	33
Şekil 25. Standart dört nokta yöntemi ile öz direnç ölçüm düzeneği	33
Şekil 26. Leybold-Heraus HR1 model kapalı devre düşük sıcaklık kriyostatu ve Walker MG-2A model elektromıknatıs.	34
Şekil 27. Kritik akım yoğunluğu ölçüm düzeneği	35
Şekil 28. Lake Shore 7130 AC Alınganlık ölçüm sisteminin blok şeması.....	36
Şekil 29. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için $5^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında x-ışını kırınım desenleri.....	38
Şekil 30. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için $46^\circ \leq 2\theta \leq 48^\circ$ aralığında x-ışını kırınım desenleri	39
Şekil 31. (a) YBCO ve (b) K-YBCO numunesi için öz direnç-sıcaklık eğrisi	40
Şekil 32. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için direncin Arrhenius çizimi.....	42
Şekil 33. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için kritik akım yoğunluğunun uygulanan alan ile değişimi.....	44

Şekil 34. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ tanelerinde akı tuzaklanması ve magnetik süperpozisyonun şematik gösterimi. Bir çember bir taneyi temsil etmektedir. Transport akım soldan sağa doğru akar ve gölgeli alan bir zayıf bağlantıyı (weak link), kalın oklar ise uygulanan dış alan şiddetini göstermektedir.....	45
Şekil 35. (a) YBCO (b) K-YBCO numunelerinin akım-voltaj karakteristikleri	47
Şekil 36. YBCO numunesinin alınganlık ölçümünün (a) sanal (b) gerçel kısmı.....	50
Şekil 37. YBCO numunesi için (a) Taneler arası kritik akım yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi (b) Düşük kritik akım yoğunluğu aralığında, taneler arası kritik akım yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi. Karşılaştırmak amacıyla dört nokta yönteminden elde edilen değer de içi boş kare sembolü ile gösterilmiştir	52



TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. YBCO numunesinin başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan bileşikler ve miktarları.....	27
Tablo 2. K-YBCO numunesinin başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan bileşikler ve miktarları.....	32



SEMBOLLER DİZİNİ

T_c	: Kritik Geçiş Sıcaklığı
H	: Magnetik Alan
M	: Mıknatıslanma
H^*	: İlk tam nüfuz alanı
H^{**}	: İkinci tam nüfuz alanı
H_c	: Kritik magnetik alan
H_{c1}	: Alt kritik magnetik alan
H_{c2}	: Üst kritik magnetik alan
H_a	: Uygulanan magnetik alan
B	: Numune içindeki indüksiyon (Magnetik akı yoğunluğu)
V	: Gerilim
I	: Akım
R	: Direnç
E	: Elektrik Alan
ρ	: Özdirenç
U_0	: Aktivasyon Enerjisi
k	: Boltzman sabiti
J	: Elektriksel Akım Yoğunluğu
J_c	: Kritik akım yoğunluğu
I_c	: Kritik akım
μ_0	: Boşluğun magnetik geçirgenlik katsayısı
ϕ	: Magnetik akı
h	: Planck sabiti
e	: Elektronun yükü
η	: Viskozite
λ	: Girme derinliği
F_p	: Pinning kuvveti

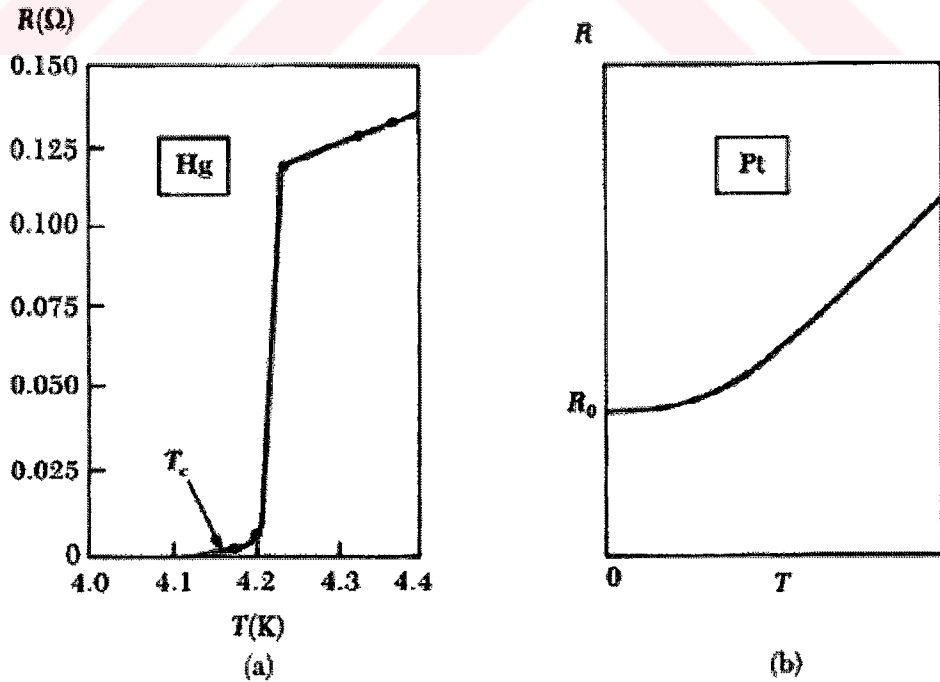
- F_L : Lorentz kuvveti
 χ : Magnetik alınganlık
 χ' : Magnetik alınganlığın reel kısmı
 χ'' : Magnetik alınganlığın imajiner kısmı



1. GENEL BİLGİLER

1.1. Genel Giriş

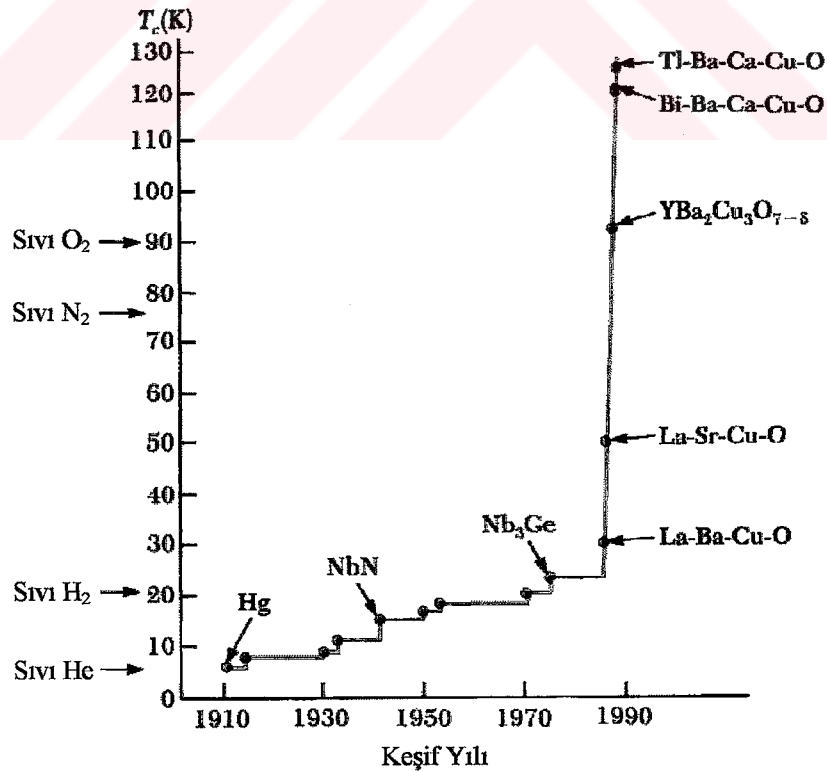
Süperiletkenler kararlı bir akım akışına karşı sıfır direnç özelliği gösteren metallerdir. H. K. Onnes'in keşfi ile başlayan süperiletkenlik, araştırma konularından en güncel ve en ilgi çekici olma özelliğini devam ettirmektedir. Bilindiği gibi H. K. Onnes çok düşük sıcaklıklarda deney yapabilme imkanını 1911'de kaynama sıcaklığı 4.2 K olan helyum gazını sıvılaştırmayı başararak elde etti ve 4.2 K sıcaklığının hemen altında (~ 4.15 K) sıfır direnç özelliği gösteren civada (Hg), süperiletkenlik olayını keşfetti (Onnes, 1911). Şekil 1(a)'da gösterildiği gibi civa, belli bir T sıcaklığından itibaren soğutulmaya başladığında direncinde sabit bir düşme yaparken belli bir noktadan sonra aniden düşerek kritik sıcaklığın altındaki bir noktada sıfır direnç yani süperiletkenlik özelliği gösterir. Şekil 1(b)'de ise platinin direncinin sıcaklıkla değişim eğrisi görülmektedir. Platin sıcaklığının 0 K olduğu durumda bile bir R_0 direncine sahiptir. Yani süperiletkenlik özelliği göstermemiştir.



Şekil 1. (a) Civa, (b) Platin için direnç-sıcaklık eğrisi (Serway, 1990).

Bednorz ve Müller'in (1986) 30 K civarında süperiletkenlik özelliğini gösteren $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_{4-y}$ yüksek sıcaklık seramik oksit süperiletkenlerini keşfetmesi, hem bilim, hem de iş dünyasının ilgisini ve dikkatini çekerek bu sahadaki araştırmalara hız kazandırdı. Son zamanlarda dönüşüm sıcaklığı 125 K olan Tl-Ba-Ca-Cu-O'nun keşfi süperiletkenliğin çok cazip bir araştırma konusu olmasına son derece katkıda bulundu. Çünkü, oda sıcaklığında (~ 300 K) yani soğutma sistemine ihtiyacı olmayan süperiletkenlik özelliğini gösteren bir malzeme keşfedilse; teknolojik, ekonomik, sosyal ve hatta politik hayatın çehresi değişecektir. Süperiletkenliğin ilk keşfinden bugüne kadar, keşfedilen bazı süperiletken malzemeler, kritik sıcaklıkları T_c ile birlikte Şekil 2'de gösterilmektedir.

Bu alandaki çalışmalar, süperiletkenlerin şerit, tel, disk, silindir ve tüp (içi oyuk silindir) geometrisinde ve değişik elementlerden katkı yapılarak hazırlanması ve değişik şartlarda elektriksel ve magnetik özelliklerinin araştırılması şeklinde devam etmektedir. Teknolojik uygulanabilirlik bakımından ve fiziksel özelliklerini anlama ve süperiletkenlerle ilgili teoriye katkıda bulunmak bakımından ne kadar çok ve ayrıntılı araştırma yapılırsa, o kadar iyi olacağı kuşkusuzdur. Bu çalışmanın büyük bir kısmı magnetik özelliklerle ilgili olduğu için biraz ön bilgi vererek devam etmekte yarar vardır.



Şekil 2. Süperiletkenlik olayının keşfinden beri geçiş sıcaklığındaki gelişme (Serway, 1990).

Magnetik alan altındaki davranışlarıyla ayırt edilebilen iki tip süperiletkenlik vardır. Bunlar I. Tip ve II. Tip süperiletkenler adı altında sınıflandırılırlar. Yüksek dönüşüm sıcaklığına sahip süperiletkenler II. Tiptir. Niyobyum (Nb) ve Vanadyum (V) hariç süperiletken olabilen bütün alaşımlar ve bileşikler I. Tip süperiletkenlerdir.

1.2. I. Tip Süperiletkenler

I. Tip süperiletkenler, $H < H_c(T)$ durumunda, yüzeylerindeki ince bir bölge yani nüfuz derinliği λ hariç diğer bütün bölgelerinde magnetik akıyı dışarı iterler. Burada $H_c(T)$ numuneyi karakterize eden ve sıcaklığa bağlı olan kritik magnetik alandır. Tipik bir nüfuz derinliği $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ 'dür. Bu küçük yüzey bölgesindeki magnetik akıyı ihmal edersek ideal bir I. Tip süperiletken için herhangi bir magnetik akı içeriye giremez. Dolayısıyla

$$\langle B \rangle = \mu_0 H + \mu_0 \langle M \rangle \quad (1)$$

şeklinde verilen standart bağıntıyı kullanarak magnetizasyon için

$$\langle M \rangle = -H \quad (2)$$

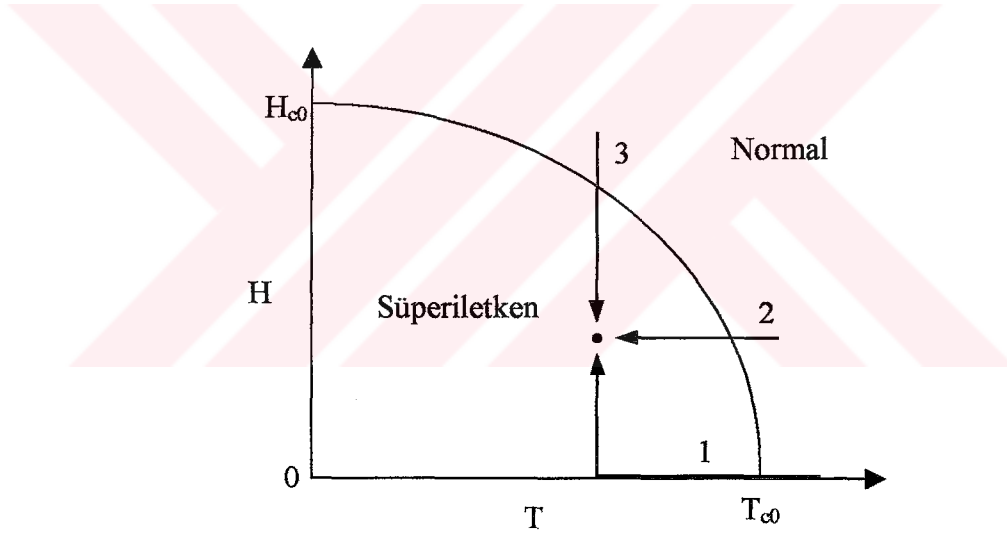
bağıntısı I. Tip süperiletkenler için yazılabilir. Çünkü $\langle B \rangle = 0$ 'dır ve numune mükemmel diyamagnetizma özelliği gösterir. Burada H , uygulanan magnetik alandır ve $\langle B \rangle$, tüm numune üzerindeki ortalama magnetik akı yoğunluğudur. Bu olay ilk defa Meissner ve Ochsenfeld (1933) tarafından gözlenmiştir ve Meissner olayı olarak adlandırılır. $H > H_c(T)$ durumunda ise numune normal haldedir ve $\langle B \rangle = \mu_0 H$ eşitliği geçerlidir.

Süperiletkenlikten normal hale dönüşümü sağlayan magnetik alan değerine kritik magnetik alan adı verilir ve I. Tip süperiletkenler için bu kritik magnetik alan sıcaklığa bağlıdır ve iyi bir yaklaşıklıkla;

$$H_c = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^2 \right] \quad (3)$$

şeklindedir. Burada H_{c0} , $T=0$ 'daki kritik alandır ve T_{c0} ise $H=0$ 'daki kritik sıcaklıktır. Yukarıda tanımlanan kavramlar faz diyagramında Şekil 3'te gösterilmektedir.

İdeal tersinir (reversible) I. Tip süperiletkenler için termodinamik değişkenler, H ve T ne olursa olsun $\langle B \rangle = 0$ 'dır. Şekil 3 aynı H ve T değerlerine sahip bir noktaya ulaşmak için üç farklı yolu göstermektedir. 1 numaralı yolda başlangıçtaki magnetik alan $H_i = 0$ ve başlangıçtaki sıcaklık $T_i > T_{c0}$ 'dir. 2 ve 3 yolları için başlangıçtaki magnetik akı yoğunluğu $B = \mu_0 H$, metale düzgün bir şekilde nüfuz eder. Çünkü metal normal haldedir. Metal normalden süperiletken hale dönüşünce magnetik akı $\phi = B.A$ tamamen dışarı atılır. Burada A numunenin akı çizgilerine dik kesit alanıdır. 2 ve 3 yolları boyunca süperiletken-normal (S-N) sınırında bu magnetik akının dışarı itilmesi Meissner olayıdır. (N-S) dönüşümü meydana geldiği zaman metalin içinde bir elektrik akımı oluşur ve süperiletkenin yüzeyi boyunca dolaşır. Bu akım metalin içinde bulunan magnetik alanı



Şekil 3. I. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi

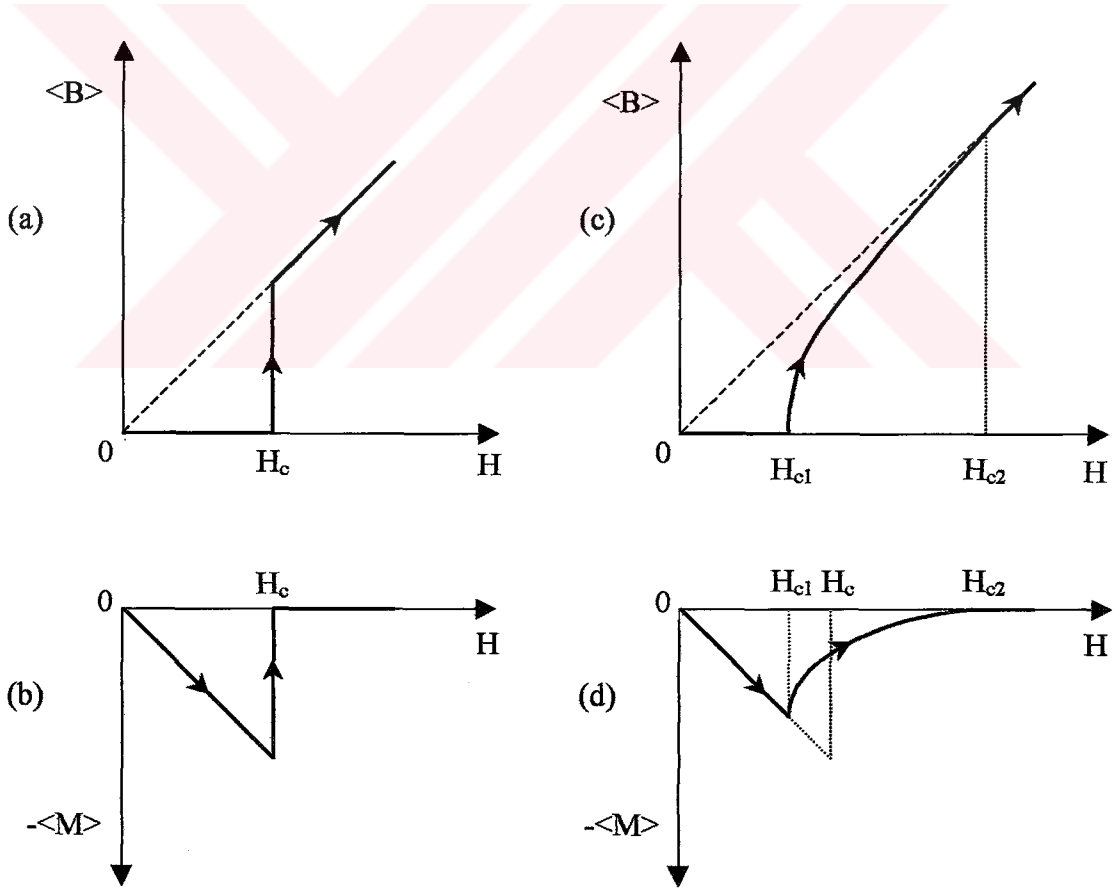
tamamen iptal edecek yönde bir magnetik alan üretir. Malzemenin içindeki dış magnetik alana karşı çıkacak bir akım dolanımı haline diamagnetik adı verilir. Süperiletkenin yüzeyi boyunca bu "persistent" akım, H 'ya zıt yönlü bir magnetik moment üretir ve birim hacim başına magnetik moment, yani magnetizasyon, $\langle M \rangle = -H$ 'dir. Çünkü nüfuz derinliği hariç, diğer bütün bölgelerde $\langle B \rangle = 0$ 'dır. Herhangi bir voltaj olmaksızın süperiletkenin içinde akan akımlara persistent akımlar denir. Bunlara bazen süper akımlar adı da verilir. Yani malzemede bir kere akım oluşturulunca bu akım uygulanan herhangi bir voltaj olmaksızın akmaya devam eder. Bu Ohm kanununun ve süperiletkenler için $R=0$

gerçeğinin bir sonucudur. Şekil 4(a) I. Tip süperiletkenlerde ortalama magnetik akı yoğunluğunun ve Şekil 4(b) ortalama magnetizasyonun uygulanan alana (H) bağıllığını göstermektedir.

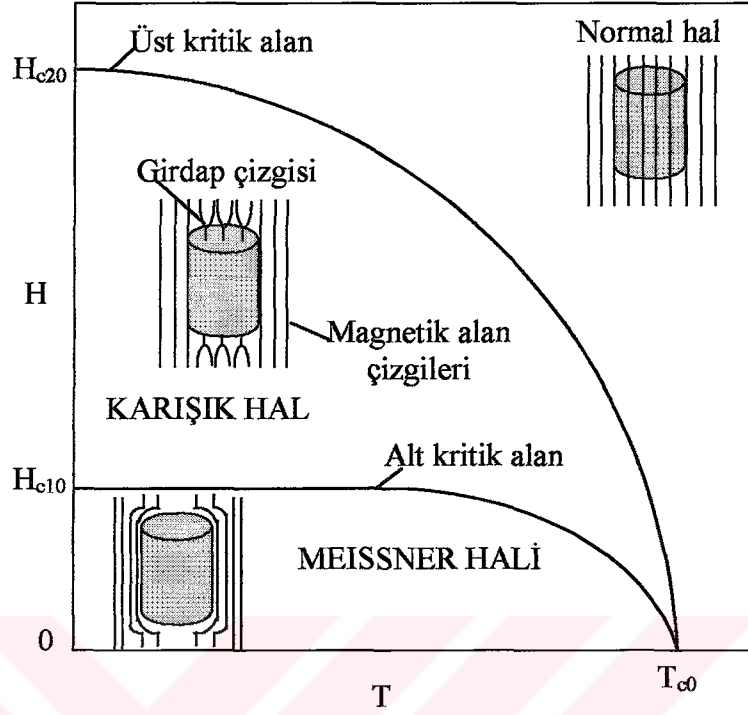
1.3. II. Tip Süperiletkenler

II. Tip süperiletken olarak bilinen bir başka süperiletken sınıfının olduğu 1950'lerde anlaşıldı. Bu malzemeler Şekil 4 ve 5'te görüldüğü gibi H_{c1} ve H_{c2} olarak gösterilen iki kritik magnetik alan ile karakterize edilir.

İdeal tersinir II. Tip süperiletkenlerde magnetik alan H, düşük kritik alan adı verilen kritik değerden (H_{c1}) az olunca $\langle B \rangle = 0$ 'dır. $H_{c1} < H < H_{c2}$ olan bölgesinde süperiletkenin karışık halde olduğu söylenir. Şekil 5'te faz diyagramı verilmektedir.



Şekil 4. (a) Ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (b) ortalama magnetizasyonun I. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağıllığı, (c) ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (d) ortalama magnetizasyonun II. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağıllığı



Şekil 5. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi

$H_{c1} < H < H_{c2}$ aralığında süperiletken karışık veya vorteks durumunda olduğundan, bu halde $\langle B \rangle$ artık sıfır değildir ve $\langle B \rangle \leq \mu_0 H$ olan bir denge değerine sahiptir. Şekil 4(c)'de $\langle B \rangle$ 'nin uygulanan magnetik alanla değişimi ve Şekil 4(d)'de magnetizasyon $\langle M \rangle$ 'nin uygulanan magnetik alanla değişimi verilmektedir. Metale nüfuz eden magnetik akı yoğunluğu sıfırdan farklı olduğu gibi aynı zamanda H 'ya dik iki boyutta periyodik olarak değişik şekilde ve homojen olmayan bir şekildedir. Magnetik akı bu durumda akı flamanları, akı çizgileri veya akı girdapları adı verilen ve değeri $\phi_0 = h/2e$ olan girdaplardan (fluxon) meydana gelir. İdeal (tersinir) II. Tip süperiletkenlerde akı çizgileri yoğunluğu numunenin kesiti üzerinde düzgün bir dağılıma sahiptir. Şimdi tersinir (reversible) II. Tip süperiletkenleri biraz daha detaylı inceleyelim.

1.3.1. Tersinir (Reversible) II. Tip Süperiletkenler

Her bir girdap

$$\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Tesla.m}^2 \quad (4)$$

olan magnetik akı kuantumu içerir. Buradaki 2 süperiletken halde temel elektrik yükü Cooper çifti olduğundan dolaydır. H_c , üst kritik alan adı verilen H_{c2} 'den büyük olunca II. Tip süperiletken hal ortadan kalkar, girdap yapısı kaybolur ve metal normal hale döner. Normal halde magnetik olmayan bir malzeme için $\langle B \rangle = \mu_0 H$ 'dir. H_{c1} , H_{c2} ve termodinamik kritik alan adı verilen H_c arasında yaklaşık olarak

$$H_{c1} \cdot H_{c2} = H_c^2 \quad (5)$$

bağıntısı mevcuttur. Buradaki H_c

$$\mu_0 \frac{H_c^2}{2} = -\mu_0 \int_0^{H_{c2}} M dH \quad (6)$$

ifadesi ile tanımlanır.

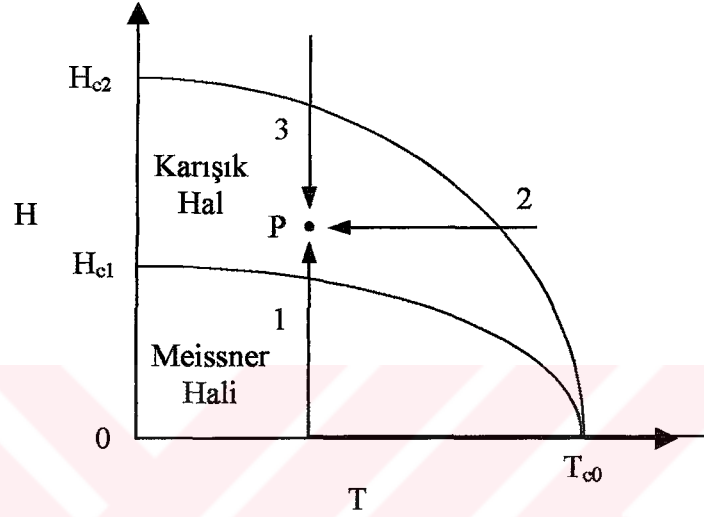
Denklemin sağ tarafı, sabit bir sıcaklıkta süperiletkenlik hali bozmak için yapılan magnetik işe eşittir ve magnetizasyon eğrisinin altındaki alana karşılık gelir (Şekil 4(d)). Şimdi ideal ve tersinir (kusursuz) II. Tip süperiletkenin bir magnetik alan altında $H_{c1} < H < H_{c2}$, T_c 'nin üzerindeki bir sıcaklıktan soğutulunca ne olacağını inceleyelim.

Şekil 6'daki 2 nolu yolu izleyelim. H-T faz diyagramında H_{c2} 'nin T'ye göre değişimini temsil eden süperiletkenlik ve normal sınır çizgisini geçince girdaplar oluşmaya başlar. Girdaplar birbirleriyle etkileşir ve birbirlerini iterler. Böylece eğer başka bir etkileşme olmamışsa girdaplar bu karşılıklı itme neticesinde birbirlerini itme ve süperiletkenin dışına çıkarma eğilimine sahip olacaktır. Şimdi süperiletkenin yüzeyinde uygulanan dış magnetik alanın H_c keskin bir şekilde yok olmadığını fakat malzemeye nüfuz (girme) derinliği adı verilen ve λ ile gösterilen karakteristik uzunluk bölgesinde üstel

olarak azaldığını hatırlayalım. Yani

$$H(x) = H_s \cdot e^{-x/\lambda} \quad (7)$$

Burada x süperiletkenin yüzeyinden içine doğru olan uzaklıktır.



Şekil 6. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisinde aynı noktaya giden üç farklı yol

Girdaplar uygulanan magnetik alanla itici bir etkileşmeden dolayı süperiletkenin içine itilir. Sonuç olarak uygulanan dış magnetik alan, girdapları süperiletkenin içine hapsedme eğilimindedir. Dış magnetik alanın, süperiletkenin yüzeyinde $P = \mu_0 \cdot H^2$ ile verilen bir magnetik basınç uyguladığı düşünülebilir. Girdapların birbirine uyguladığı dışa doğru olan itme kuvveti ile içeri doğru olan magnetik basınç dengeleninceye kadar girdaplar II. Tip süperiletkendend dışarı itilirler. Denge durumunda girdaplara etki eden net kuvvet sifira düşer. Şekil 4(c) denge akı yoğunluğunun H'ya bağlılığını göstermektedir. Şekil 4(d) ise denge magnetizasyonunun

$$\mu_0 \langle M \rangle = \langle B \rangle - \mu_0 H \quad (8)$$

H ile değişimini göstermektedir. Şekil 7 bir numunede magnetik akı yoğunluğunun konfigürasyonunu şematik olarak vermektedir. Şekil 7'nin alt kısmındaki eğri $H < H_{c1}$

durumuna ve yukarıdaki eğri $H_{c1} < H < H_{c2}$ durumuna karşılık gelmektedir. Burada yerel akı yoğunluğu $B(x)$ her bir girdabın boyutu üzerinden ortalamadır.

Şekil 4 ve 7'de görüldüğü gibi $H < H_{c1}$ durumunda Şekil 6'nın 2 yolu boyunca S-N dönüşümünde süperiletkeni kuşatan (içinde bulunan) bütün girdaplar karşılıklı itme sonucunda süperiletkenden dışarı atılınca, denge konfigürasyonu oluşur. Bu durumda magnetik akı yoğunluğu nüfuz bölgesi derinliği hariç her yerde sıfırdır. Yüzeyle nüfuz derinliği arasındaki bölgede ise Denklem 7 uygulanır. $H_{c1} < H < H_{c2}$ durumunda Şekil 6'nın 2 yolu takip edildiğinde süperiletkenlikteki magnetik akı yoğunluğu, uygulanan dış akı yoğunluğundan ($\mu_0 H_a$) daha zayıftır. Çünkü denge haline ulaşmak için girdapların bir kısmı dışarı atılmıştır. Şekil 7'de üst egride bu durum görülmektedir.

Şimdi Şekil 6'nın 1 nolu yolunu düşünelim yani numune normal iken ($T > T_{c0}$ ve $H = 0$) numuneyi herhangi bir $T < T_{c0}$ sıcaklığına kadar soğutup (ZFC), bu sıcaklıkta magnetik alanı uygulayarak P noktasına ulaşıldığı durumu düşünelim. Önce $H < H_{c1}$ durumunu inceleyelim.

Faraday indüksiyon kanunu

$$\varepsilon = -\frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (9)$$

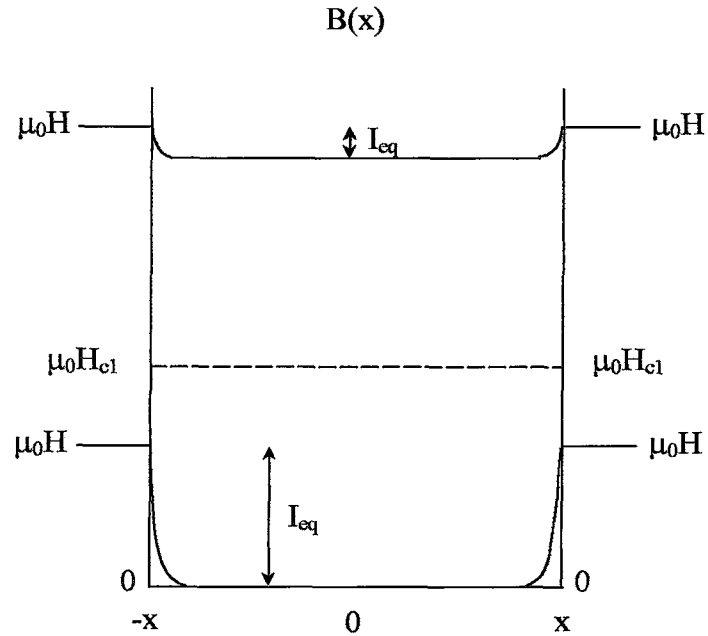
dir. Kalıcı (persistent) akım I_{eq} , akı girişine karşı koyacak yönde ve numunenin çevresinde dolaşacak şekilde indüklenir. Buna diamagnetik veya akı perdeleyici akım adı verilir. Bu akım yüzeyde nüfuz derinliği bölgesi aralığını işgal eder. Akım yoğunluğunun konuma bağlılığı

$$J(x) = J_0 \cdot e^{-x/\lambda} \quad (10)$$

denkleminde verilir ve

$$I_{eq} = J_0 \cdot \lambda \text{ A/m} \quad (11)$$

olur.



Şekil 7. Tersinir II. Tip süperiletken bir numunedeki magnetik akı yoğunluğu profili

Uygulanan magnetik alan, faz diyagramında H_{c1} 'in T ile değişimini gösteren sınırın üzerine çıkınca numunenin yüzeyinde girdaplar oluşmaya başlar ve magnetik basınç tarafından numunenin içine itilirler. Girdapların oluşumu, nüfuzu ve yayılması; girdapların karşılıklı itme kuvveti ile H tarafından uygulanan içe doğru olan magnetik basınç dengeleninceye kadar devam eder. İdeal (tersinir) ve kusursuz malzemelerde akı çizgilerinin (girdapların) en son dağılımı ve düzenlenişi tamamen 2 yolu takip edildiğindeki gibidir.

Eğer uygulanan dış magnetik alan, Şekil 6'nın 3 yolunu takip ederse yani $T < T_{c0}$ sabit sıcaklığında magnetik alan H_{c2} 'den yüksek bir değerde iken P noktasına varıncaya kadar azaltılırsa, malzeme kusursuz ve tersinir olmak şartıyla akı çizgilerinin düzenlenişi ve dağılımı az önce bahsedilen duruma özdeş olacaktır. Bu durumda H azaltıldıkça numuneye giren girdapların fazlalığı karşılıklı itme neticesinde dışarıya atılacaktır.

1.3.2. Histeresize Sahip (Tersinmez:Irreversible) II. Tip Süperiletkenler

Girdaplar; boşluklar, dislokasyonlar ve tane sınırları gibi değişik kusur tipleri vasıtasıyla örgüye yapışırlar. Bu kusurlara pinning bölgeleri (pinning sites) adı verilir. Kusurlardan girdabı hareket ettirmek için (unpin) F_p eşik kuvvetine ihtiyaç vardır. Böyle malzemelere ideal olmayan II. Tip süperiletken adı verilir ve onlar 1.3.1 kesiminde tanımlandığı gibi ideal (tersinir) termomagnetik davranışı göstermezler. Bu “ideal olmayan” II. Tip süperiletkenlerin büyük doğru akımları kayıpsız tutabilme kapasitesi, onların göstereceği termomagnetik histeresiz ve tersinmezlik derecesine çok bağlıdır. Bu önemli ilişkiyi anlamak için magnetik alanın ve/veya sıcaklığın değişmesi durumunda bu malzemelerdeki akı çizgisi yoğunluğunun konfigürasyonunu inceleyelim. Yani Şekil 6’da 1, 2, 3 yolları ile gösterilen durumu inceleyelim.

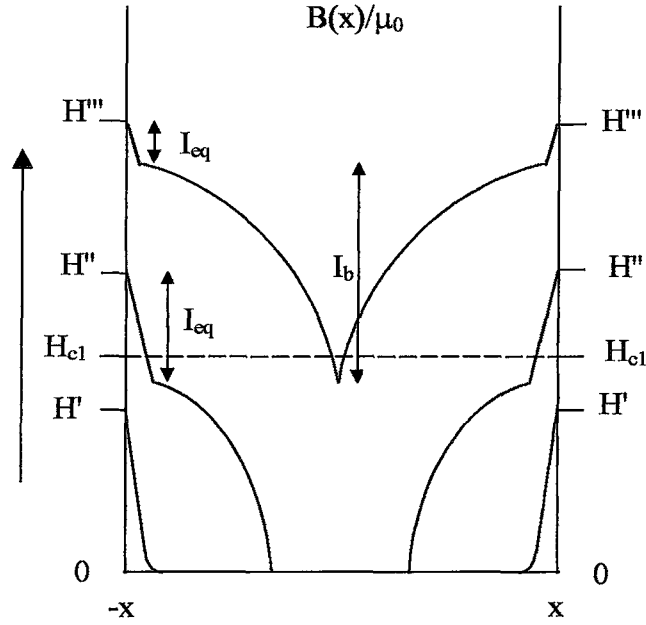
1 yolunu takip ettiğimiz zaman yani magnetik alan sıfır iken ve sıcaklık, numunenin kritik sıcaklığının üzerinde iken sıcaklığı, kritik sıcaklığın altında bir T sıcaklığına kadar azaltıp sonra bir magnetik alan uygulanmaktadır. Bu durumda $0 < H < H_{c1}$ magnetik alan aralığında akının girişine karşı (nüfuz derinliğindeki bölge hariç) mükemmel bir perdeleme meydana gelir ve magnetik alan H, H_{c1} ’in üzerine çıkarılınca malzemenin yüzeyi boyunca girdaplar oluşur ve malzemeye nüfuz eder. Artık girdaplar numunenin içinde denge durumu oluşuncaya kadar düzgün bir şekilde yayılamaz. Çünkü girdapların hareketi kusurlar (pinning bölgeleri) tarafından engellenir. Bunun sonucu olarak akı çizgisi yoğunluğunda bir gradyent olur (Şekil 8). Bu gradyent artışını pinning kuvveti yoğunluğu F_p ve Lorentz kuvveti F_L arasındaki denge kontrol eder. Yani denge sağlanınca gradyent artışı durur. Burada

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (12)$$

dir. Maxwell Amper denklemi

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (13)$$

vasıtasıyla akı yoğunluğundaki kritik gradyent, kritik akım yoğunluğu J_c ’ye eşlik eder. F_p pinning kuvveti sıcaklığa, akı çizgisi yoğunluğuna ve pinning bölgelerinin tabiatına



Şekil 8. Tersinmez II. Tip süperiletken bir numunedeki magnetik akı yoğunluğu profili (1yolu izlendiğinde)

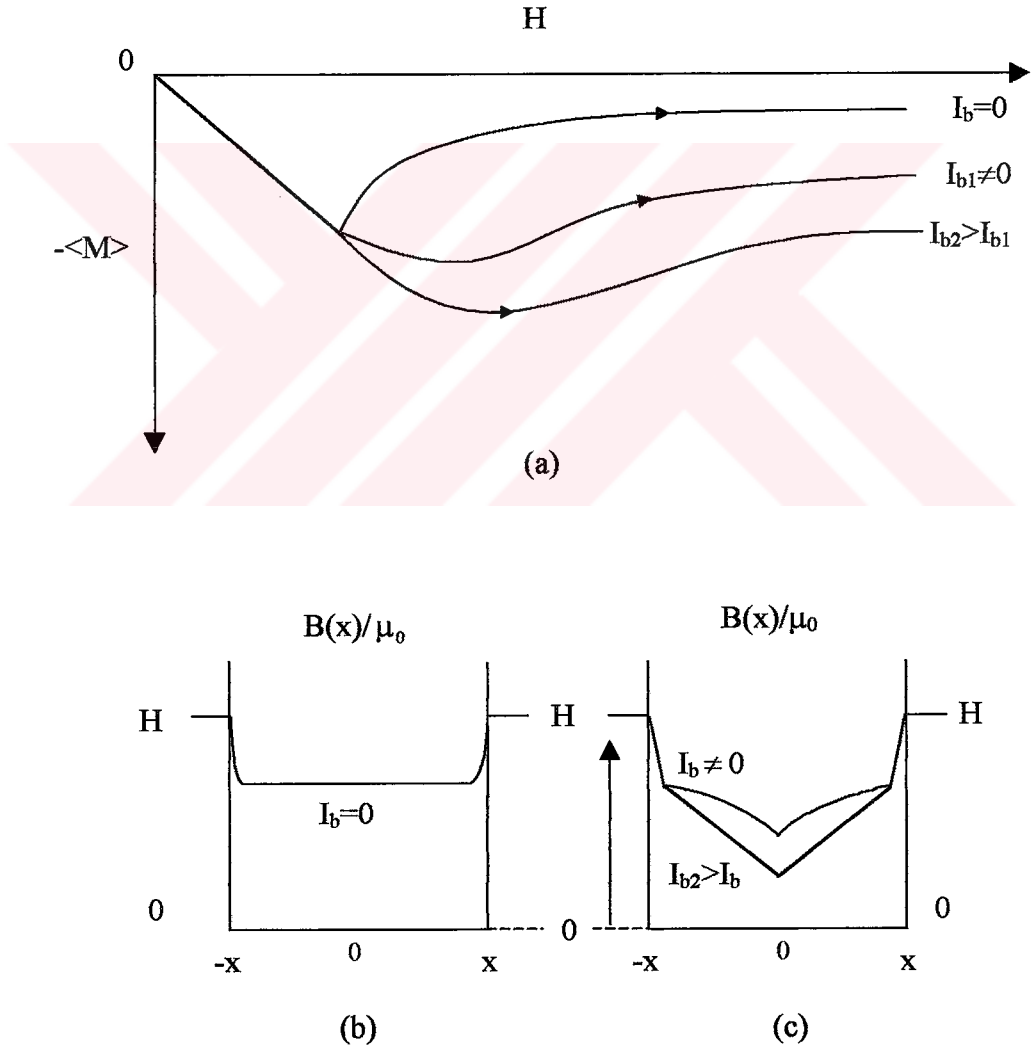
bağlıdır. Magnetik alan artması numunenin içine daha fazla girdapların pompalanmasına sebep olacağından dolayı, akı yoğunluğu gradyentinin önü magnetik alan arttıkça numunenin daha iç bölgelerine ilerleyecektir. Bu işlemin sonunda sol yüzeyden ilerleyen akı gradyentinin önü, sağ taraftan ilerleyeninki ile karşılaşacaktır. Magnetik alan daha fazla arttıkça numunenin içerisine enjekte edilen akı çizgilerinin sayısı artacak ve B profili adı verilen akı yoğunluğu konfigürasyonu Şekil 8'de gösterildiği gibi yükselecektir. B 'nin gradyenti B arttıkça yavaş yavaş daha da yatık (shallower) olacaktır. Çünkü magnetik alan daha şiddetli oldukça kritik akım yoğunluğu J_c azalacaktır.

Şekil 7'nin incelenmesinde herhangi bir hesaplama yapılmaksızın, $\langle M \rangle$ 'nin H 'ya göre değişim eğrisinin (1 yolu boyunca) pinning şiddetlendikçe neden tersinir eğriden uzaklaştığını görebiliriz. Hatırlanacağı gibi şiddetli pinning dik akı yoğunluğu gradyentine sebep olur. Bu ise büyük kritik akım yoğunluğu J_c ve dolayısıyla I_b 'nin $M - H$ eğrisindeki (H artırıldığı durumda) etkisi Şekil 9'da görülmektedir.

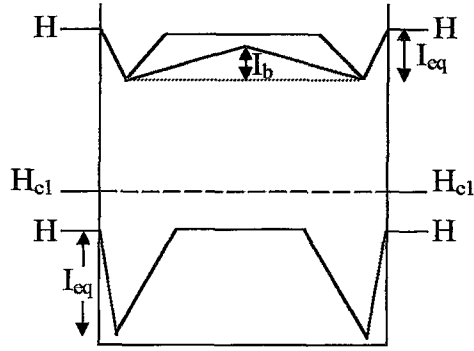
Daha önce belirttiğimiz gibi 2 yolu takip edilince, yani numune normal fazda ve belli bir magnetik alanda (H) iken numunenin sıcaklığı azaltılarak 2 yolu boyunca P noktasına gelirken, girdaplar oluşur. Girdapların dışarı hareketine pinning bölgeleri karşı

çıkar, buna rağmen yüzeye yakın bölgelerdeki girdaplar dışarı çıkabilir. Yüzeyden çok uzak olan girdaplar, pinning yüzünden dışarı atılamayacaktır. Bu yüzden numunenin merkezi civarındaki akı yoğunluğu $B(x) = \mu_0 H$ şeklinde olacaktır. Fakat Şekil 10'da görüldüğü gibi yüzeyin yanındaki bölgelerde akı yoğunluğu azalacaktır.

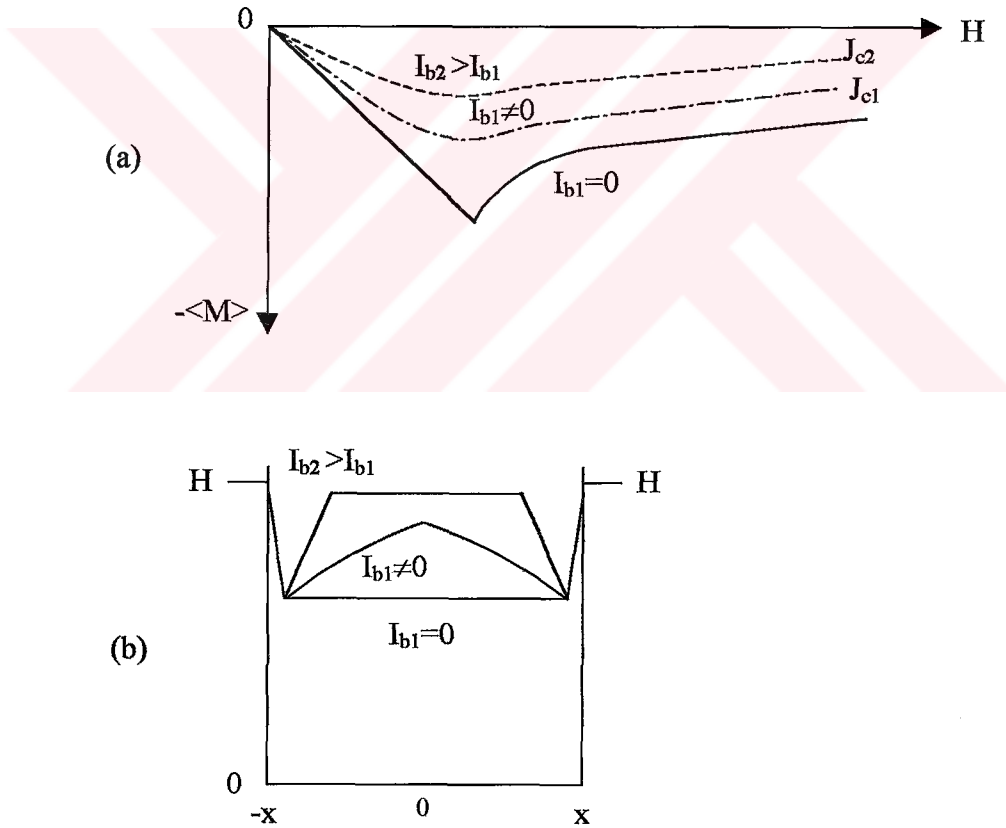
Numuneden dışarı atılan akı miktarı I_{eq} 'nin büyüklüğü ile orantılıdır. Burada I_{eq} tersinir akı perdeleyici (diamagnetik) akıdır. Pinningden dolayı akı tutan yani akı çizgilerinin dışarı çıkmasına mani olan akım I_b , sıfırdan farklı (I_{b1}) ve daha büyük (I_{b2}) olduğu durumda alan altında soğutma magnetizasyonu Şekil 11'de gösterildiği gibi azalacaktır.



Şekil 9. (a) Pinning şiddetlendikçe $\langle M \rangle$ - H_a eğrisinin tersinir eğriden uzaklaşması. Numunede (b) pinning yoksa (c) pinning şiddetli ise magnetik akı yoğunluğu profili (1 yolu izlendiğinde)



Şekil 10. Pinning'den dolayı numunede yüzeyin yakınındaki bölgelerde magnetik akı yoğunluğunun azalmasını gösteren profil (2 yolu izlendiğinde)



Şekil 11. Şekil 6'da 2 yolu izlendiğinde yani alan altında soğutma (FC) işleminde,
 (a) Pinning şiddetlendikçe $\langle M \rangle$ - H eğrisinin tersinir eğriden uzaklaşması
 (b) Numunede pinning yoksa, varsa ve şiddetli ise magnetik akı yoğunluğu profili

Çok kuvvetli pinning yapan malzemeler için mesela Nb_3Sn ve $NbTi$, kritik akım yoğunluğu J_c , o kadar büyüktür ki I_b , I_{eq} birbirini nötrleştirir ve hiçbir akı dışarlaması meydana gelmez.

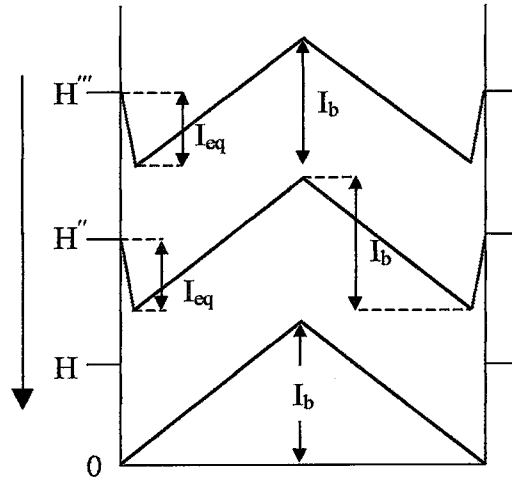
Şimdi 3 nolu yola dönelim, yani numune $H_{c2} - T_c$ eğrisinin yukarısında bir noktadan normal halde iken magnetik alan sabit sıcaklıkta azaltılarak P noktasına karşı gelen H değerine düşürülmesi için takip edilen yol boyunca süperiletkende meydana gelen olaylara bakalım. Numuneye nüfuz etmiş olan fazla girdapların dışarı kaçıışı yine pinning tarafından engellenecektir. Bu, numunenin içerisinde (bulk) dolaşan bir persistent akımın I_b oluşmasına sebep olur. Bu akımın dolanma yönü Faraday İndüksiyon Kanunu ile uyum içinde akı tuzaklayıcı yöndedir. Pinning büyüdükçe J_c ve dolayısıyla I_b büyüyecektir. Şekil 12'de görüldüğü gibi J_c (dolayısıyla I_b), numunenin tüm hacmini doldurur. Bu aynı zamanda magnetik alandaki kafi miktardaki bir değişiklik (azalma) için Faraday kanununun bir sonucudur. Sonuç olarak herhangi bir magnetik alanda numuneye nüfuz eden toplam magnetik akı yoğunluğu, şiddetli pinning yapan malzemeler için $\mu_0 H$ 'dan çok daha küçük olabilir. Bu şartlar altında magnetizasyon şiddetli bir şekilde (kuvvetli paramagnetiktir) pozitifdir. $\langle M \rangle$ 'nin H ile değişimi üzerinde, pinning ve dolayısıyla I_b 'nin etkisi Şekil 13'te gösterilmektedir. Magnetik alanın azaltıldığı 3 yolunun dikkate alındığı hatırlanmalıdır.

1, 2, 3 nolu yollar takip edildiğinde II. Tip süperiletkenin magnetizasyonundaki pinning etkisi Şekil 9, 11, 13'te ayrı ayrı gösterilmiştir. Şimdi bunları Şekil 14 ve 15'in (a), (b) ve (c) şekillerinde birleştirelim. Her şekilde referans olması için ideal tersinir eğri gösterilmektedir.

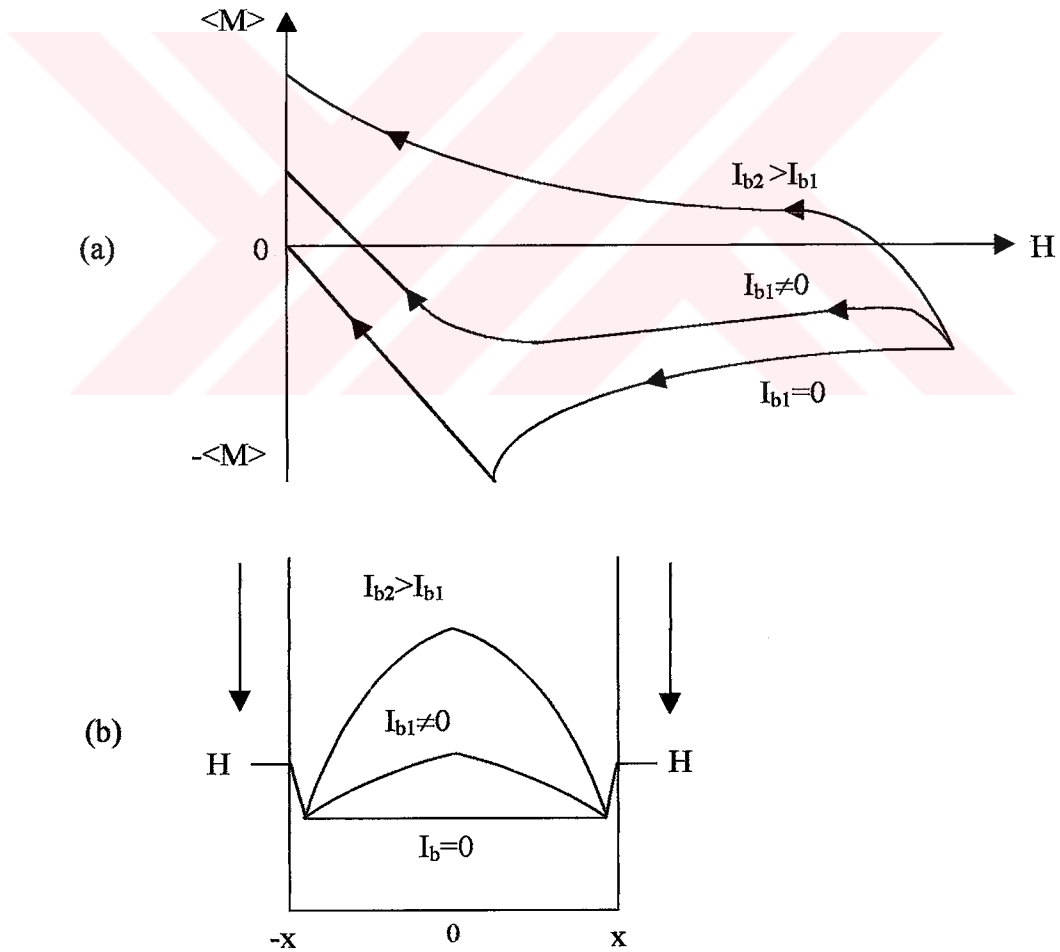
Bir malzemenin tersinirliği pinning etkisine ve kritik akım yoğunluğuna J_c bağıllığını şöyle özetleyebiliriz.

- Pinning yoksa, yani $J_c = 0$ ise malzeme tersinirdir.
- Pinning normal şiddette, yani $J_{c1} > 0$ ise malzeme yarı tersinirdir.
- Pinning çok kuvvetli dolayısıyla $J_{c2} \gg J_{c1}$ ise numune tersinmezdir (irreversible).

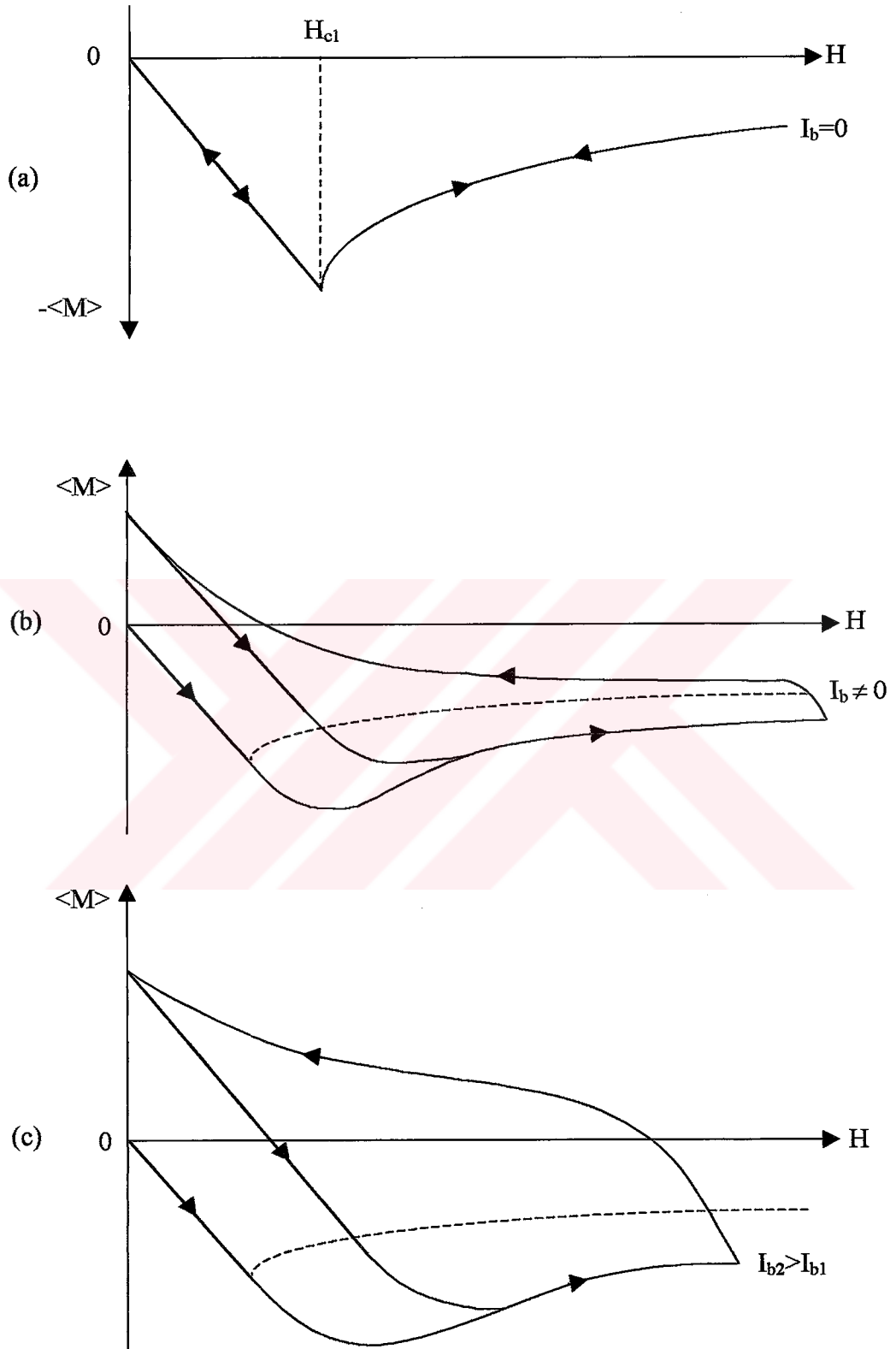
Sonuç olarak II. Tip süperiletkenin magnetik davranışının pinning etkisine, dolayısıyla J_c 'ye bağlı olduğu söylenebilir.



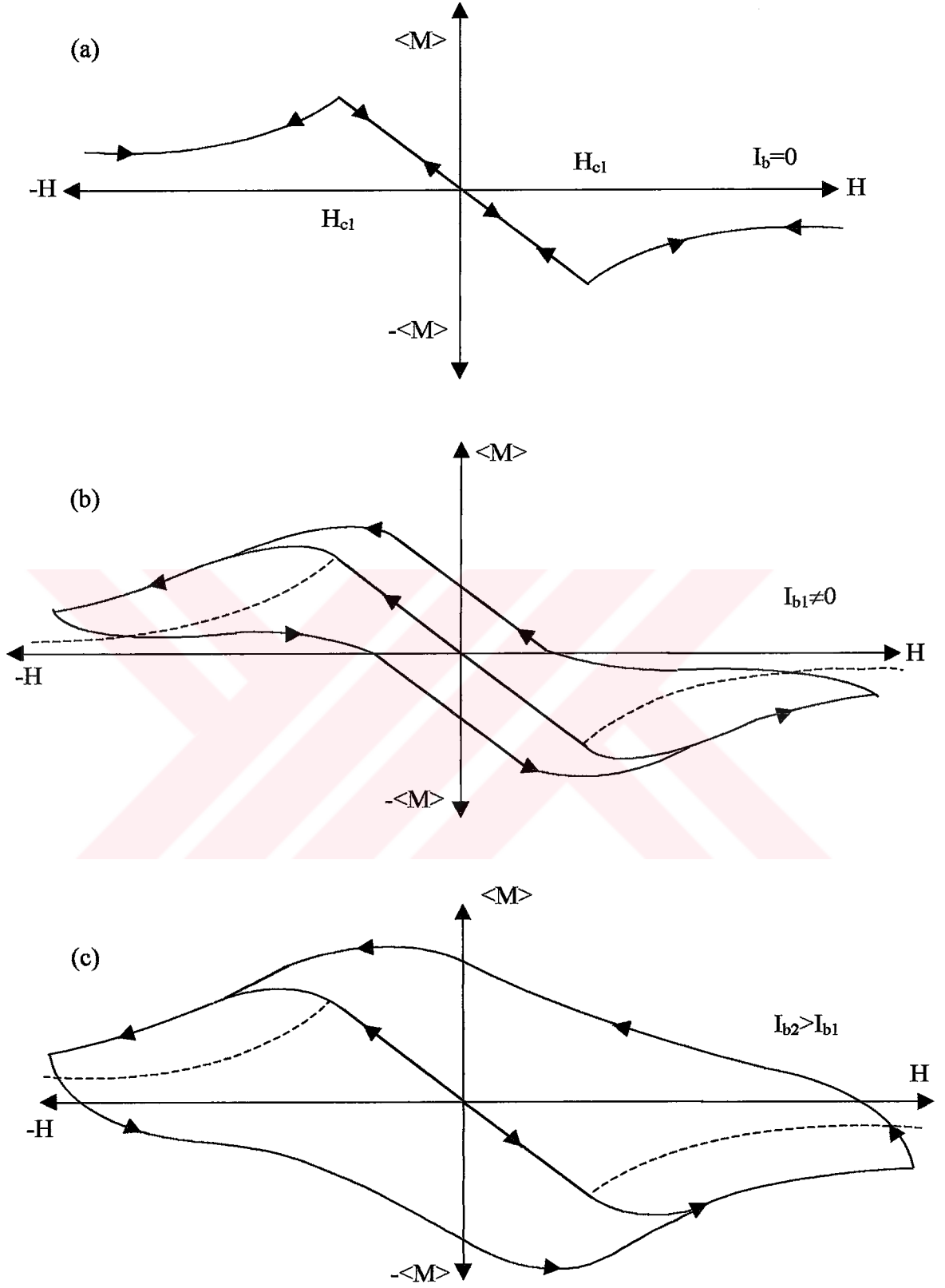
Şekil 12. Şekil 6'daki 3 yolu izlendiğinde numunedeki magnetik akı yoğunluğu profili



Şekil 13. (a) Pinning şiddetlendikçe $\langle M \rangle$ -H eğrisinin tersinir eğriden uzaklaşması
(b) Numunedeki pinning yoksa ($I_b=0$), varsa ($I_{b1} \neq 0$) ve şiddetli ($I_{b2} > I_{b1}$) ise magnetik akı yoğunluğu profili (3 yolu izlendiğinde)



Şekil 14. II. Tip süperiletkende (a) pinning yok iken (reversible), (b) pinning var iken ve (c) şiddetli pinning olması (irreversible) durumunda $\langle M \rangle$ - H histeresiz eğrileri



Şekil 15. II. Tip süperiletkende (a) pinning yok iken (reversible), (b) pinning var iken ve (c) şiddetli pinning olması durumunda (irreversible) $\langle M \rangle$ - H eğrilerinin, pozitif ve negatif alan uygulanmasına karşılık gelen tam histeresiz çevrimleri

II. Tip süperiletkenlerin magnetik davranışlarını analiz etmek için kritik hal modelleri geliştirilmiştir. En basit olmasına rağmen en yaygın olarak kullanılanı Bean modelidir (Bean, 1964).

1.4. Bean Kritik Hal Modeli

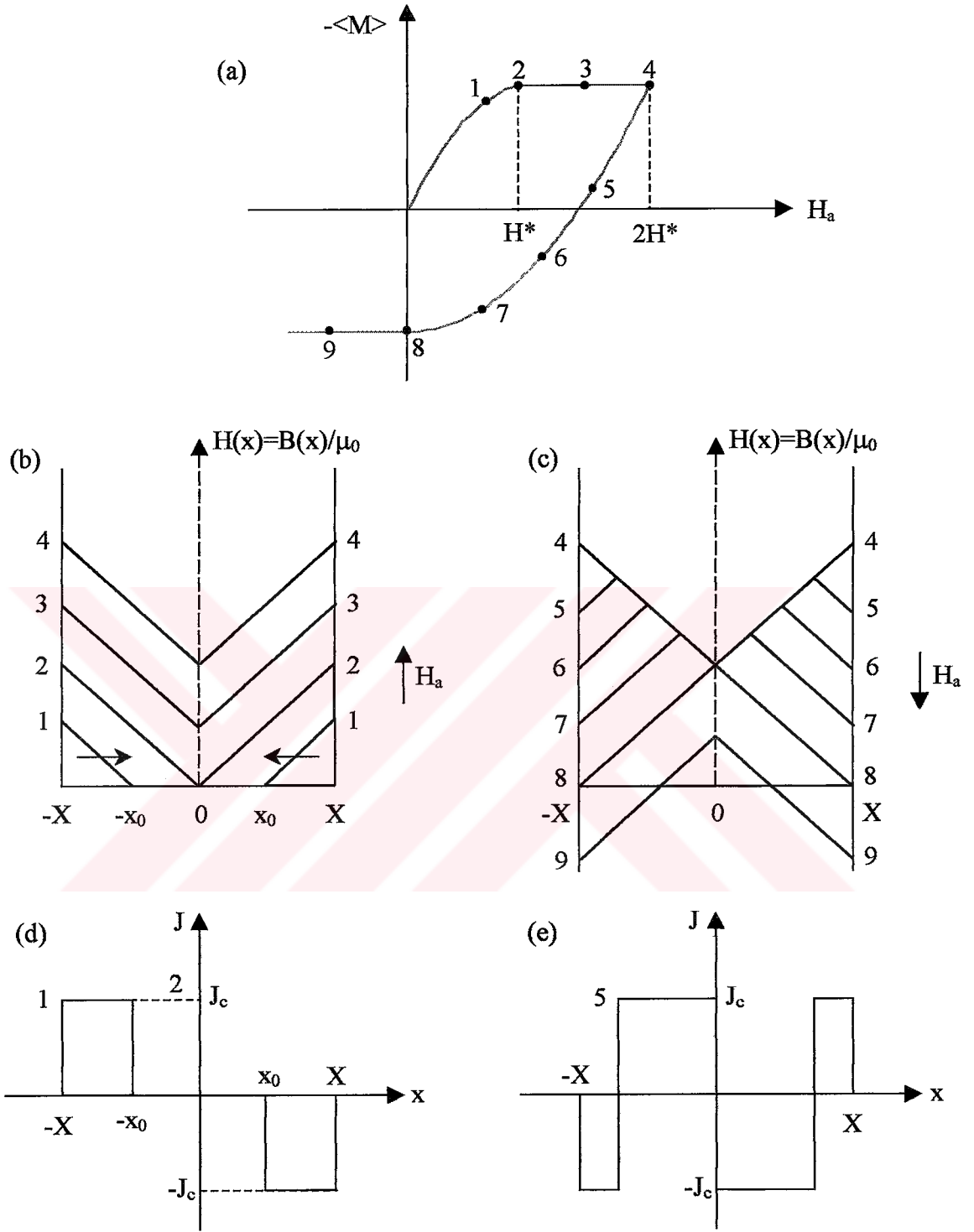
Süperiletkenlik anlayışımızı geliştirmede magnetizasyon ölçümleri çok önemli rol oynamaktadır. Düşük sıcaklık süperiletkenleri genellikle monolitik (taneli değil) yapıya sahip olduğundan, bunların analizi daha kolaydır. Taneli yapıya sahip olan süperiletkenlerde ise numunenin magnetik davranışına hem tane içinde dolaşan J_{cg} (intragrain) hem de taneler arası J_{cm} (intergrain) akımın etkisi söz konusudur. Taneler arası kritik akım J_{cm} 'deki m indisi "matrix"ten gelmektedir. Genellikle $J_{cg} \gg J_{cm}$ 'dir. Taneli yapıyı analiz etmek zordur. Dolayısıyla öncelikle monolitik yapı için Bean modelini incelemekte fayda vardır.

Bean kritik hal modeli tersinmez (irreversible) ikinci tip süperiletkenlerin, karışık halde, elektromagnetik davranışını tanımlar. Bean modelinde numune, merkezi sıfır, kalınlığı $2X$ olan, sonsuz genişlikte slab veya yarıçapı R olan sonsuz uzunlukta silindir olarak düşünülmektedir. Magnetik alan slab yüzeyine (silindir eksenine) paralel olarak uygulanmaktadır. Numuneye nüfuz eden akı yoğunluğunun eğimi bize, $H_{c1}=0$ alırsak ($H_a=H_s$ Meissner etkisinden doğan etki ihmal ediliyor), Maxwell denkleminde

$$\nabla \times H = J_c \quad (14)$$

$$\frac{dH}{dx} = \pm J_c = \pm \alpha_B \quad (15)$$

J_c 'yi verecektir (Bean, 1964). Şekil 16'da slab veya silindir geometrisi için Bean modelinin şematik gösterimi görülmektedir. Şekil 16 (a)'da alan yok iken soğutulmuş numuneye magnetik alan uygulanması, $H_a=2H^*$ değeri kadar artırılması ve sonra alanın sıfıra düşürülerek ardından da zıt yönde alan uygulanmasına karşılık gelen magnetizasyon histeresiz eğrisi görülmektedir. Şekil 16 (b) ve (c) akı yoğunluğu profilini (d) ve (e) ise akım yoğunluğunun numune boyutuna göre değişimini göstermektedir. Bu modelde kritik akım yoğunluğu sabit ve uygulanan alandan bağımsız kabul edilir.



Şekil 16. Silindir veya slab geometrisi için Bean Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Negatif magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. Virgin eğrisi, nüfuz (penetration) alanına ulaşıncaya yani, $H_a = H^*$, sabit değere ulaşıyor (saturation). Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terk etmesini gösteren akı profilleri. Akı profilinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir. (d) Akı nüfuzu, (e) akı çıkışı esnasında numunede dolaşan kritik akım

Magnetik alanın numuneye x_0 değerine kadar nüfuz ettiğini düşünürsek $H=J_c(X-x_0)$ olacaktır. Numunenin tamamından akımın dolaşması için uygulanan en düşük alana, ilk tam nüfuz alanı (first full penetration field) adı verilir ve H^* ile gösterilmektedir. Dolayısıyla $H^*=J_c X$ ile verilir ve kritik akım yoğunluğunun yanı sıra numune geometrisinin de bir fonksiyonudur.

Bean modeli formülasyonunda, kritik akım yoğunluğu J_c hem AC hem de DC magnetizasyon ölçümlerinden elde edilebilir. DC ölçümlerinde, J_c histeresiz ilmeğinin genişliği ΔM ile orantılıdır ve SI birim sisteminde $J_c=\Delta M/X$ (A/m^2) ile verilir. AC ölçümlerinde, imajiner temel alınganlık bileşeni χ'' histeretik kayıplar ile orantılıdır ($\chi'' \propto W \propto \int H dM$), yani χ'' analizinden J_c hesaplanabilir.

Bean modelinde H_{c1} genellikle sıfır alınır. H_a uygulanan DC magnetik alandır. H^* , kritik akım yoğunluğu J_c 'nin ve aynı zamanda numunenin geometrisinin bir fonksiyonu olan ilk tam nüfuz alanıdır. $\langle M \rangle$ birim hacim başına magnetizasyondur ve $H_a \geq H^*$ için histeresiz ilmeğinin yarı genişliğine ($\Delta M/2$) eşittir. H_m histeresiz çevrimi için maksimum alandır, yani AC alanın genişliğidir. W alan çevrimi başına birim hacimdeki histeresiz kaybıdır. χ' ve χ'' AC alınganlığın reel ve imajiner temel bileşenleridir. Bean modeli kullanılarak elde edilen (Goldfarb vd., 1991) magnetik eşitlikler aşağıda özetlenmiştir.

Slab geometrisi için;

$$H^*=J_c X \quad (16)$$

$$\langle M \rangle = -H_a + \frac{H_a^2}{2H^*} \quad (0 \leq H_a \leq H^*) \quad (17)$$

$H_m \leq H^*$:

$$\langle M \rangle = -H_a + \frac{(H_m^2 + 2H_a H_m - H_a^2)}{4H^*} \quad (-H_m \leq H_a \leq H_m) \quad (18)$$

$$W = \frac{2}{3} \mu_0 \frac{H_m^3}{H^*} \quad (19)$$

$$\chi' = -1 + \frac{H_m}{2H^*} \quad (20)$$

$$\chi'' = \frac{2H_m}{3\pi H^*} \quad (21)$$

$H_m \geq H^*$:

$$\langle M \rangle = -\frac{H^*}{2} + H_m - H_a - \frac{(H_m - H_a)^2}{4H^*} \quad (H_m - 2H^* \leq H_a \leq H_m) \quad (22)$$

$$\langle M \rangle = \frac{H^*}{2} \quad (-H_m \leq H_a \leq H_m - 2H^*) \quad (23)$$

$$W = 2\mu_0 H_m H^* - \frac{4}{3}\mu_0 H^{*2} \quad (24)$$

$$\chi' = \left\{ \left(\frac{H_m}{2H^*} - 1 \right) \cos^{-1} \left(1 - \frac{2H^*}{H_m} \right) + \left[-1 + \frac{4H^*}{3H_m} - \frac{4H^{*2}}{3H_m^2} \right] \left(\frac{H_m}{H^*} - 1 \right)^{1/2} \right\} \frac{1}{\pi} \quad (25)$$

$$\chi'' = \left(\frac{6H^*}{H_m} - \frac{4H^{*2}}{H_m^2} \right) \frac{1}{3\pi} \quad (26)$$

ve silindir geometrisi için;

$$H^* = J_c R \quad (27)$$

$$\langle M \rangle = -H_a + \frac{H_a^2}{H^*} - \frac{1}{3} \frac{H_a^3}{H^*} \quad (0 \leq H_a \leq H^*) \quad (28)$$

$H_m \leq H^*$:

$$\langle M \rangle = -H_a + \frac{(H_m^2 + 2H_a H_m - H_a^2)}{2H^*} - \frac{(H_m^3 + H_m^2 H_a - H_m H_a^2 + \frac{1}{3} H_a^3)}{4H^{*2}} \quad (-H_m \leq H_a \leq H_m) \quad (29)$$

$$W = \frac{4}{3}\mu_0 \frac{H_m^3}{H^*} - \frac{2}{3}\mu_0 \frac{H_m^4}{H^{*2}} \quad (30)$$

$$\chi' = -1 + \frac{H_m}{H^*} - \frac{5}{16} \frac{H_m^2}{H^{*2}} \quad (31)$$

$$\chi'' = \left(\frac{4H_m}{H^*} - \frac{2H_m^2}{H^{*2}} \right) \frac{1}{3\pi} \quad (32)$$

$H_m \geq H^*$:

$$\langle M \rangle = \frac{-H^*}{3} + H_m - H_a - \frac{(H_m - H_a)^2}{2H^*} + \frac{(H_m - H_a)^3}{12H^{*2}} \quad (H_m - 2H^* \leq H_a \leq H_m) \quad (33)$$

$$\langle M \rangle = \frac{H^*}{3} \quad (-H_m \leq H_a \leq H_m - 2H^*) \quad (34)$$

$$W = \frac{4}{3}\mu_0 H_m H^* - \frac{2}{3}\mu_0 H^{*2} \quad (35)$$

$$\chi' = \frac{1}{\pi} \left\{ \left[\left(-1 + \frac{H_m}{H^*} - \frac{5H_m^2}{H^{*2}} \right) \cos^{-1} \left(1 - \frac{2H^*}{H_m} \right) + \left[-\frac{19}{12} + \frac{5H^*}{8H_m} + \frac{H^*}{H_m} - \frac{2H^{*2}}{3H_m^2} \right] \left(\frac{H_m}{H^*} - 1 \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (36)$$

$$\chi'' = \left(\frac{4H^*}{H_m} - \frac{2H^{*2}}{H_m^2} \right) \frac{1}{3\pi} \quad (37)$$

ifadeleri yazılabilir.

1.5. Akı Akışı (Flux Flow)

Kritik akımdan daha büyük akımın bulunduğu durumda özdirenci hesaplamak istiyoruz. Lorentz kuvveti ile pinning kuvvetini karşılaştırdığımızda Lorentz kuvvetinin çok büyük dolayısıyla pinning kuvvetinin ihmal edilebildiği limit durumunu göz önüne alalım. Akı çizgilerinin hareketi enerji kaybına neden olduğu için, bu kayıp viskozite cinsinden tanımlanabilir. Girdap hareketinin hızla orantılı olan kuvvet tarafından yavaşlatıldığı farz edilir. Sürüklenme hızı, sürtünme kuvveti ve Lorentz kuvveti eşitliğiyle viskozitenin fonksiyonu olarak hesaplanabilir.

$$J\Phi_0 = \eta v \quad (38)$$

Örgü hareketi J 'ye paralel olan ve $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$ şeklinde Maxwell denkleminde verilen bir elektrik alan indükler. Bu iki eşitlik kullanılarak akı akışının direnci bulunabilir.

$$\rho_f = \frac{E}{J} = B \frac{\Phi_0}{\eta} \quad (39)$$

Viskozite bilinmeyen bir parametredir. Deneysel olarak akıma bağlı değildir ve B ile oldukça fazla değişmez. Bu nedenle omik bir rejim elde ederiz ve özdirenç B ile lineer olarak değişir. Mikroskobik hesaplar η hakkında bilgi ve bu omik rejimin basit bir yorumunu vermektedir:

$$\rho_f = \rho_n \frac{B}{B_{c2}} \quad (40)$$

Böylece η , normal durumda özdirenç cinsinden,

$$\eta = \Phi_0 \frac{B_{c2}}{\rho_n} \quad (41)$$

ile verilir. Akı akışı rejiminde özdirenç, normal korların içinde akan akım için elde edilen özdirenç ile aynıdır. Aslında, girdapı (vortex) ξ yarıçaplı bir normal metal silindir varsayarsak, B/B_{c2} normal metalin kesrini temsil eder (Cyrot, 1992).

1.6. Akı Sürüklenmesi (Flux Creep)

Akı çizgilerinin hareketi bunlara dik olarak etki eden Lorentz kuvvetinden kaynaklanmaktadır. Akı çizgileri herhangi bir dış akım yokken bile, akı çizgileri örgüsünün bozulmasına neden olan kusurlar tarafından sabitleştirilir. Mutlak sıfır sıcaklığında akı çizgilerinin hareketi, Lorentz kuvvet yoğunluğu ortalama pinning kuvvet yoğunluğunu aşarsa mümkündür. Eğer $J_{dış} < J_c(0, B)$ ise J dış akım yoğunluğu, bir güç kaybına neden olmaz. $J_{dış} > J_c$ için akı çizgilerinin hareketi, bir elektrik alanın doğmasına ve bundan dolayı da sonlu bir V gerilimine neden olur. Bu durum önceki kesimde tanımladığımız akı akışı rejimidir. Bununla birlikte sonlu bir sıcaklıkta pinning enerji engellerini aşma olasılığı da mevcuttur. Bundan dolayı $J_{dış} < J_c(T, B)$ için bile bir miktar hareket ve özdirenç olacaktır. Bu ısıl olarak uyarılmış akı sürüklenmesi olarak bilinir. $J_{dış} >> J_c(T, B)$ olduğu zaman yukarda tanımlanan akı akışı gerçekleşir.

Akı sürüklenmesi çok iyi bilinmeyen değişik parametrelere bağlıdır. Fakat bu olayın nitel bir analizi basit bir yolla yapılabilir. Aslında çoğu durumlarda akı çizgileri demetinin hareketi gözlenebilir. Bu bir yerden komşu başka bir yere ısıl olarak uyarılmış bir atlamadır. En basit durumda bir akı çizgisi demetinin atlaması ile aşılacak $U_0(T, B)$ aktivasyon (veya engel) serbest enerjisi uygun bir hacimle çarpılan bir bölgedeki akı çizgileri tarafından kazanılan yoğunlaşma enerji yoğunluğu ile belirlenir.

Mutlak sıfır sıcaklığında $U_0(0, B)$ engeli, $J_c(0, B)$ kritik akım yoğunluğu ile ilişkilidir. $J_{dış} = J_c$ için Lorentz kuvvet yoğunluğu, pinning kuvvet yoğunluğuna eşit olması gerektiğinden

$$U_0(0, B) = J_c(0, B) B V_c d \quad (42)$$

elde edilir. Burada d , akı demetinin hareket ettiği mesafedir.

Geleneksel süperiletkenlerde tüm $T \leq T_c$ sıcaklıkları için daima $U_0(T, B) \gg kT$ 'dir. U_0/k yaklaşık olarak 100 ile 1000 K arasındadır ki bu aralıkta akı sürüklenmesi çok küçük bir olaydır (Cyrot, 1992).

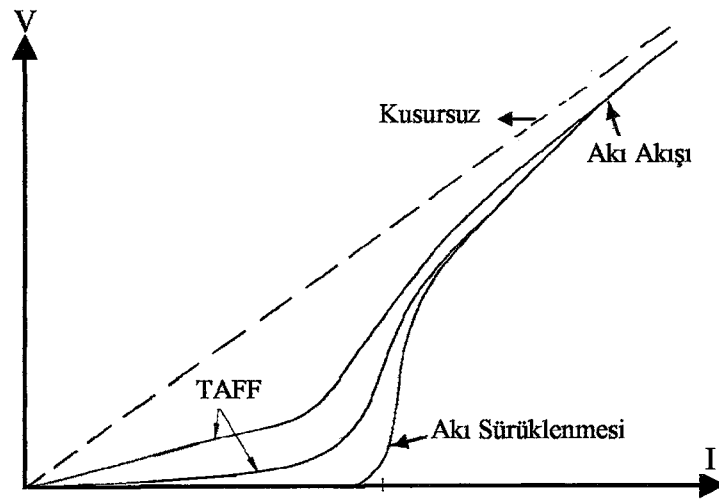
1.7. Isıl Destekli Akı Akışı (TAFF:Thermally Activated Flux Flow)

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde U_0/kT oranı geleneksel süperiletkenlerinkinden oldukça küçüktür. Bunun birinci nedeni U_0 'ın, koherent uzunluğuna açıkça bağlı olması gereken uygun bir hacimle yoğunlaşma enerjisinin çarpılmasıyla belirlenmesidir. Bu uzunluk yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde daha kısadır, bu yüzden U_0 daha küçüktür. İkincisi, sıcaklığın alışımlı süperiletkenlerinkinden daha yüksek olmasıdır. Bu yüzden akı sürüklenmesi küçük bir etki olamaz ve bazen dev akı sürüklenmesi olayından bahsedilir.

Yukarıda tanımladığımız gibi akı sürüklenmesi, sürücü kuvvetin pinning kuvvetine hemen hemen eşit olduğu durumda meydana gelen bir olaydır. Fakat pinning engeli küçük ve sıcaklık bu engeli aşacak kadar yeterince yüksek ise bu olay küçük sürücü kuvvet sınırında gözlenebilir. Alışımlı akı sürüklenmesini $J \ll J_c$ için oluşan bu etkiden ayırt etmek için yeni bir isim tanımlanmıştır: Isıl olarak uyarılmış akı akışı (Thermally Activated Flux Flow: TAFF). TAFF sadece potansiyel engelinin düşük olduğu durumda gözlenebilir ve

$$\rho \sim \rho_0 \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \quad (43)$$

öz direncine neden olur (Şekil 17).

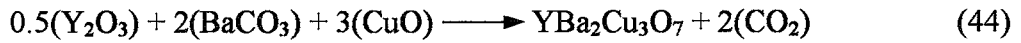


Şekil 17. Farklı rejimler için akım-voltaj karakteristiğinin şematik gösterimi (Cyrot, 1992).

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. YBa₂Cu₃O_{7-x} Süperiletken Numunesinin Hazırlanması

YBa₂Cu₃O_{7-x} süperiletken numuneleri katı hal tepkime yöntemi kullanılarak hazırlandı. Toz bileşiklerin miktarları saflık dereceleri, molekül ağırlıkları, ve reaksiyona girmemiş toplam 30 g olan tozların miktarları Tablo 1'de verilmektedir. Toz bileşiklerin miktarları aşağıdaki kimyasal tepkime kullanılarak hesaplandı.



Tozların tartma işlemi 10⁻⁴g duyarlıklı Sartorius marka elektronik terazide gerçekleştirildi.

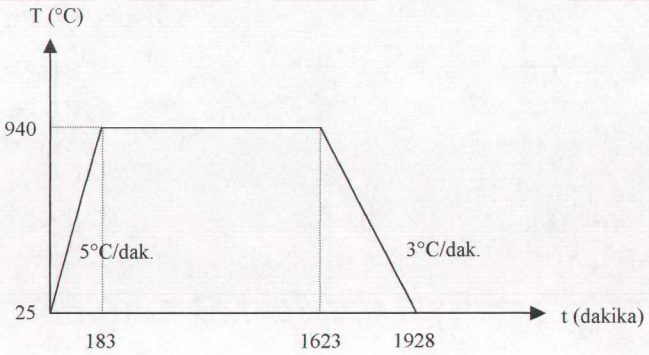
Tablo 1. YBCO numunesinin başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan bileşikler ve miktarları

Bileşik	Saflık (%)	Molekül ağırlığı (g)	Bileşik miktarı (g)
Y ₂ O ₃	99,99	225,81	4,5399
BaCO ₃	98	197,35	15,8679
CuO	98	79,54	9,5920

Uygun miktarlarda tartılan bu tozlar akik taşından yapılmış havana kondu ve havan tokmağı ile karıştırılarak tozların birbiri içinde homojen dağılması sağlandı. Daha sonra tozların daha da homojen bir şekilde karışmasını temin için tozlar Retsch marka öğütme aletinde 6 saat karıştırıldı. Karışımın bu aşamalardan sonra gri bir renk aldığı görüldü. Bu karışım kalsinasyon işlemi için bir alümina (Al₂O₃) potaya aktarıldı ve oda sıcaklığındaki Euroterm kontrol ünitesi Lenton marka fırın (Şekil 18) içerisine konuldu. Kalsinasyon ilk reaksiyon anlamına gelmektedir. Bu işlemde fırın oda sıcaklığından itibaren 5°C/dak. hızla 940°C'ye kadar ısıtıldı ve bu sıcaklıkta 24 saat bekletildi. Daha sonra 3°C/dak. hızla oda sıcaklığına kadar soğutuldu (Şekil 19).



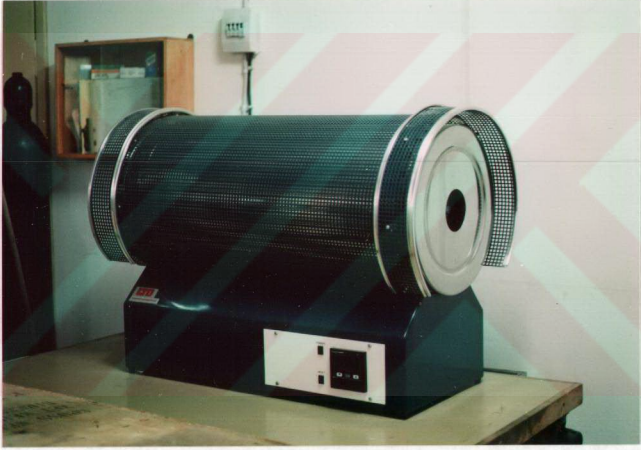
Şekil 18. Euroterm 808 kontrol ünitesi ile Lenton marka fırın



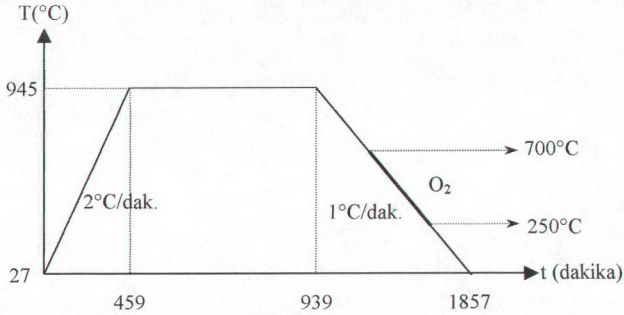
Şekil 19. Kalsinasyon işleminde sıcaklık profili

Oda sıcaklığında fırından çıkarılan karışımın külçeleştiği ve siyah renk aldığı gözlemlendi. Bu karışım alümina potadan havana aktarıldı, havan tokmağı ile iri taneler ufalanıncaya kadar ezildi ve öğütme aletinde 6 saat karıştırıldı. Tekrar toz haline gelen karışım yaklaşık 375 MPa basınç altında 1 dakika tutularak 13 mm çapında yaklaşık 1,5 g'lık tabletler halinde preslendi.

Sinterlenmek üzere alümina potaya yerleştirilen bu tabletler oda sıcaklığındaki Lenton marka tüp fırına konuldu (Şekil 20). Fırın 2°C/dak. hızla 945°C'ye çıkarıldı ve bu sıcaklıkta 8 saat bekleldikten sonra 1°C/dak. hızla oda sıcaklığına soğutulurken 700°C ile 250°C arasında oksijen verildi (Şekil 21).



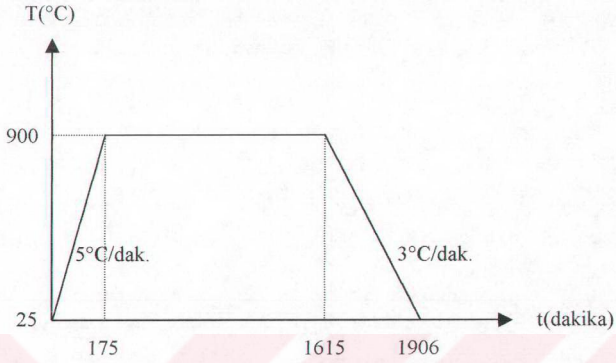
Şekil 20. Euroterm 818P kontrol ünitesi Lenton marka fırın



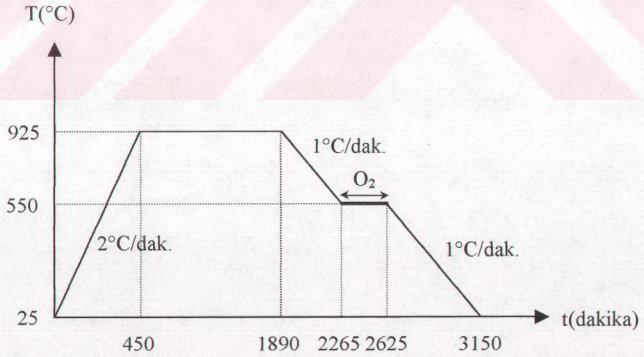
Şekil 21. Sinterleme işleminde sıcaklık profili

2.2. $Y_{0,92}Ba_{1,92}K_{0,4}Cu_3O_y$ Süperiletken Numunesinin Hazırlanması

$Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ ($x=0,4$) kompozisyonlu numunelerimizi de hava ortamında katıhal tepkime yöntemi kullanarak hazırladık. Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO ve K_2CO_3 tozları yine Sartorius marka elektronik terazide uygun miktarlarda tartıldı. Toz bileşiklerin miktarları saflık dereceleri, molekül ağırlıkları, ve reaksiyona girmemiş toplam 40 g olan tozların miktarları Tablo 2'de verilmektedir. Uygun miktarlarda tartılan tozlar Retsch marka öğütücü ile 6 saat karıştırıldı. Bu işlemden sonra homojen bir şekilde karışmış tozlar alimüna potaya aktarıldı. Oda sıcaklığındaki fırına konan tozlar kalsinasyon işlemi için $5^\circ C/dak.$ hızla $900^\circ C$ 'ye kadar ısıtıldı ve bu sıcaklıkta 24 saat bekletildi. Daha sonra $3^\circ C/dak.$ hızla oda sıcaklığına kadar soğutuldu (Şekil 22). Reaksiyona girmiş numuneler tekrar öğütüldü ve yaklaşık 375 Mpa basınç altında 13 mm çapında tabletler şekline getirildi. Tabletler, Veneva vd.'deki (1996) numuneler gibi $940^\circ C$ 'de 32 saat sinterlendi. Ancak numunelerde kısmi erimeler, çatlaklar ve şekil bozuklukları gözlemlendi. X-ışını kırımın desenleri de alınan numunelerin, istenilen yapıda olmadıkları gözlemlendi. Bu yüzden aynı sinterleme işlemi 935, 932, 925, 910, $890^\circ C$ 'de tekrarlandı ve bu numunelerin ayrı ayrı x-ışını kırımın desenleri alındı. Bunların ışığında optimum sinterleme sıcaklığı $925^\circ C$ olarak belirlendi. Sonuç olarak numuneler $925^\circ C$ 'de 24 saat sinterlenen numuneler $550^\circ C$ 'de 6 saat tavlandı ve $1^\circ C/dak.$ hızla oda sıcaklığına soğutuldu (Şekil 23).



Şekil 22. Potasyum katkılu numuneler için kalsinasyon işleminde sıcaklık profili



Şekil 23. Potasyum katkılu numuneler için sinterleme işleminde sıcaklık profili

Tablo 2. K-YBCO numunesinin başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan bileşikler ve miktarları

Bileşik	Safılık (%)	Molekül ağırlığı (g)	Bileşik miktarı (g)
Y ₂ O ₃	99,99	225,81	5,5469
BaCO ₃	98	197,35	20,2343
CuO	98	79,54	12,7425
K ₂ CO ₃	99,5	138,21	1,4761

2.3. X-Işınlari Kırınımı Ölçümleri

Üretilen numunelerin x-ışınları kırınım desenleri Rigaku D/Max-III C difraktometresinde (Şekil 24) bakır hedefe 40 kV'luk gerilim ve 30 mA'lik akım uygulanarak elde edilen CuK_α x-ışınları kullanılarak ölçüldü. 3°≤2θ≤70° aralığı için 3°/dak. tarama hızı ve 0,02° örnekleme aralığı seçildi. YBaCuO süperiletken kristallerin yapısını karakterize eden (006), (020) ve (200) piklerinin bulunduğu bölge olan 46°≤2θ≤48° aralığı için ise 0,2°/dak. tarama hızı ve 0,004° örnekleme aralığı seçildi. *a*, *b*, *c* örgü parametrelerini hesaplamak için,

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (45)$$

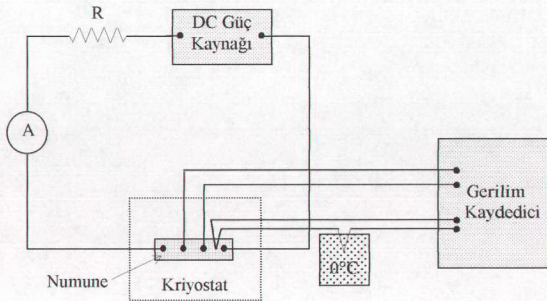
bağıntısından yararlanıldı. Burada *d* düzlemler arası mesafeyi, *h*, *k*, *l* de örgü düzlemlerini göstermektedir.

2.4. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümleri

Üretilen numunelerin elektriksel özdirenç ölçümleri standart dört nokta yöntemi kullanılarak (Şekil 25) Leybold-Heareus HR1 model kriyostatta (Şekil 26) 50-300 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. Dikdörtgen bar şeklinde kesilen numunelere gümüş pasta yardımıyla kontaklar yapıldı. Numune üzerindeki dış iki kontak akım uçları içteki ikisi ise voltaj uçları olarak kullanıldı. Kriyostat içindeki numunenin sıcaklığını kontrol



Şekil 24. Rigaku D/Max-IIIc marka x-ışını difraktometresi



Şekil 25. Standart dört nokta yöntemi ile öz direnç ölçüm düzeneği



Şekil 26. Leybold-Heraus HR1 model kapalı devre düşük sıcaklık kriyostatu ve Walker MG-2A model elektromıknatıs

edebilmek amacıyla dış uçlardan birine yine gümüş pasta yardımıyla bakır-konstantan (%45 Cu-%55 Ni) termoçiftin yapıştırıldı. Termoçiftin referans noktası su-buz karışımında tutuldu. Numunelerin dış uçlarından 15 mA akım geçirildi. Sistem bir “rotary” pompa yardımıyla $3,5 \times 10^{-2}$ mbar değerine kadar vakumlandı ve bundan sonra helyum pompası çalıştırılarak sistemin 50 K’e kadar soğuması sağlandı. Bundan sonra sistem kontrollü olarak ısıtıldı ve dirençteki değişim sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü. Özdirenç değerleri,

$$\rho = \frac{V A}{I l} \quad (46)$$

bağıntısı ile hesaplandı. Burada V numunenin iç uçları arasındaki gerilimi, I dış uçlardan

verilen akımı, A numunenin kesit alanını ve l de iç uçlar (voltaj uçları) arasındaki mesafeyi göstermektedir.

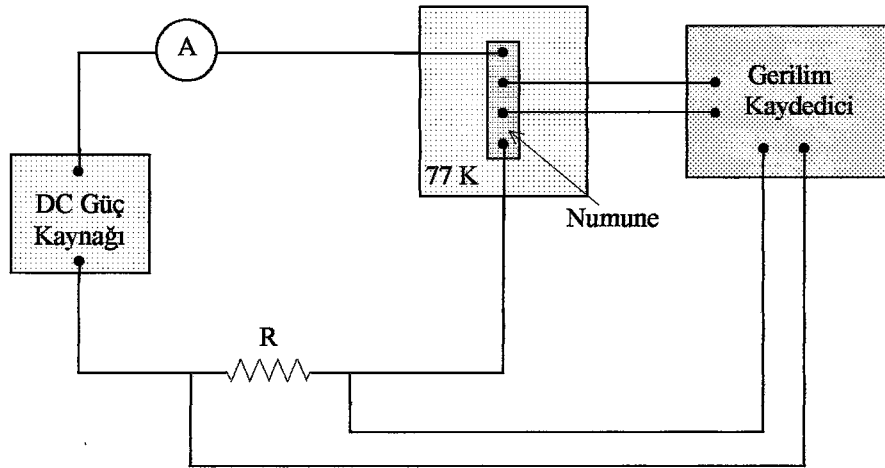
Magnetik alan altında gerçekleştirilen öz direnç ölçümlerinde alan, Walker MG-2A model elektromıknatıs kullanılarak sağlandı (Şekil 26). Magnetik alan ticari bir akı ölçer ile ölçüldü.

2.5. Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri

Çalışmalarımızdaki kritik akım yoğunluğu ölçümleri, sıvı azot sıcaklığında (77 K) standart dört nokta yöntemi kullanılarak Şekil 27'deki sistemde ölçüldü. Güç kaynağından gelen akımın $1,4 \Omega$ 'luk sabit direnç (R) üzerinde oluşturduğu gerilim ve bu akımın numune üzerinde oluşturduğu gerilim bir kaydediciye aktarılarak kritik akım belirlendi.

Sıvı azot sıcaklığında süperiletken durumda bulunan numune üzerinden geçen akım süperiletkenliği bozacak kadar büyük değilse iç uçlar arasındaki gerilim sıfır olacaktır. Akım, numuneyi süperiletken halden normal hale dönüştürünceye kadar arttırıldığında, iç uçlar arasında sıfırdan farklı bir gerilim oluşmaya başladığı akıma kritik akım adı verilir ve I_c ile gösterilir. Kritik akım yoğunluğu, bu akım değerinin numunenin kesit alanına bölünmesiyle elde edildi ($J_c = I_c/A$).

Magnetik alan altında yapılan kritik akım yoğunluğu ölçümlerinde alan, Helmholtz bobinleri aracılığıyla sağlandı. Magnetik alan, numuneden geçen transport akıma dik olacak şekilde uygulandı.



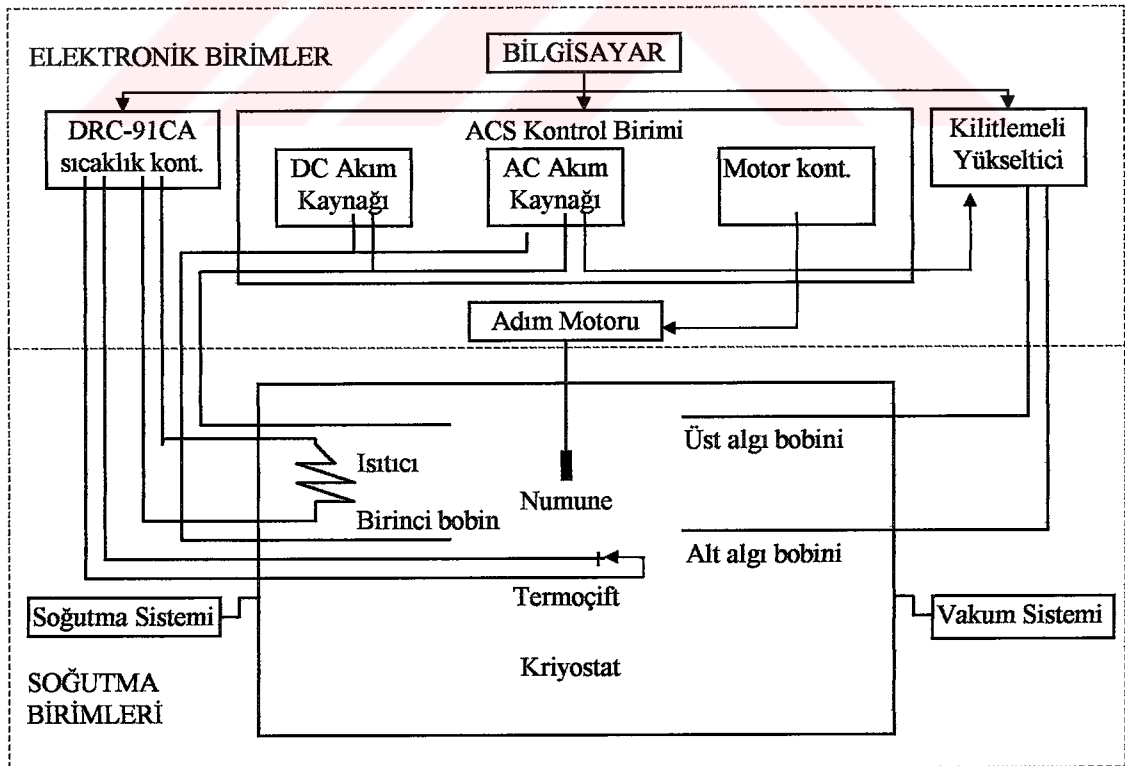
Şekil 27. Kritik akım yoğunluğu ölçüm düzeneği

2.6. AC Magnetik Alınganlık Ölçümleri

AC magnetik alınganlık ölçümleri Lake Shore 7130 AC Susceptometer kullanılarak yapılmıştır. Bu sistem, magnetik alınganlığın gerçel ve sanal kısımlarını sıcaklığın, uygulanan AC alanın genliğinin ve frekansının fonksiyonu olarak ölçebilecek şekilde tasarlanmıştır. Sıvı helyuma ihtiyaç duyulmadan kapalı devre bir soğutma sistemi ile 15-330 K arasında sıcaklık kontrolü sağlanabilmektedir (Şekil 28).

Ölçüm tekniği karşılıklı (mutual) indüktans ilkesine dayanır. Eşeksenli (coaxial) bobin sistemi, sürücü kuvveti uygulamaya yarayan (primary) bobin ve indüklenen magnetik akıyı algılamaya yarayan ikincil (secondary) bobinden oluşur. İkincil bobin biri dengeleyici (bucking) diğeri algılayıcı (detecting) olmak üzere iki bobinden oluşur. Sadece numuneden ileri gelen indüklenmiş gerilimin kaydedilmesi için ikincil bobini oluşturan iki özdeş bobin birbirine ters bağlanmıştır.

Dış sürücü kuvvet ile alıcı bobinlerden algılanan sinyal arasında faz farkı olacaktır. AC alınganlığın (χ), sürücü kuvvetle yani uygulanan AC magnetik alanla aynı fazda olan bileşeni gerçel bileşeni (χ'), 90° ileri fazda olan bileşeni de sanal bileşeni (χ'') verir.



Şekil 28. Lake Shore 7130 AC Alınganlık ölçüm sisteminin blok şeması

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

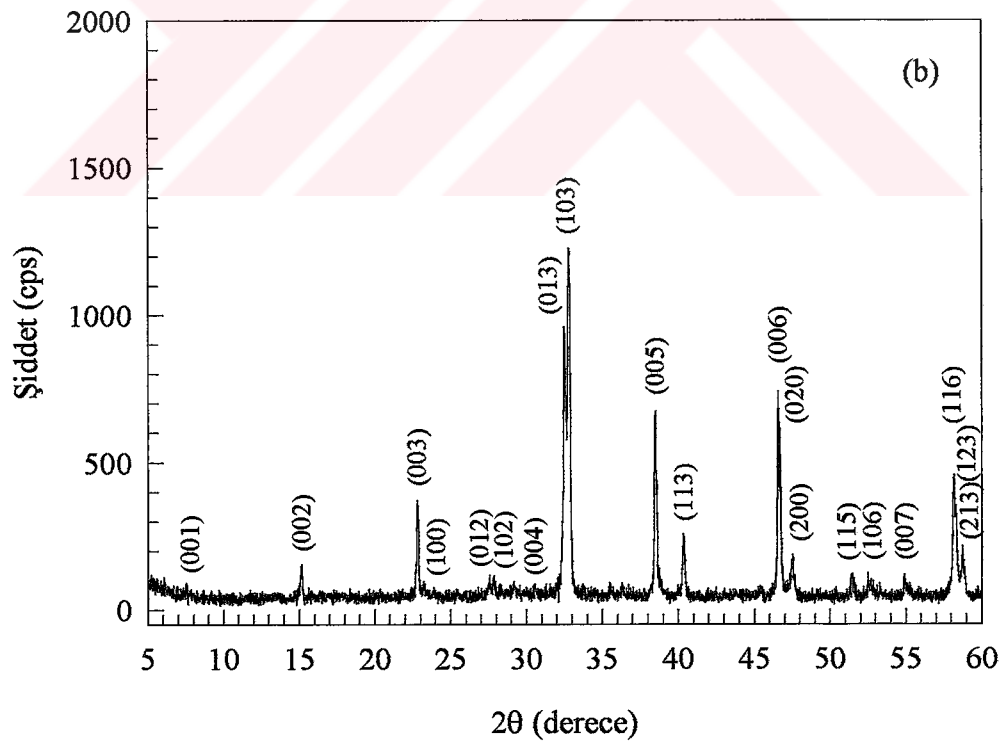
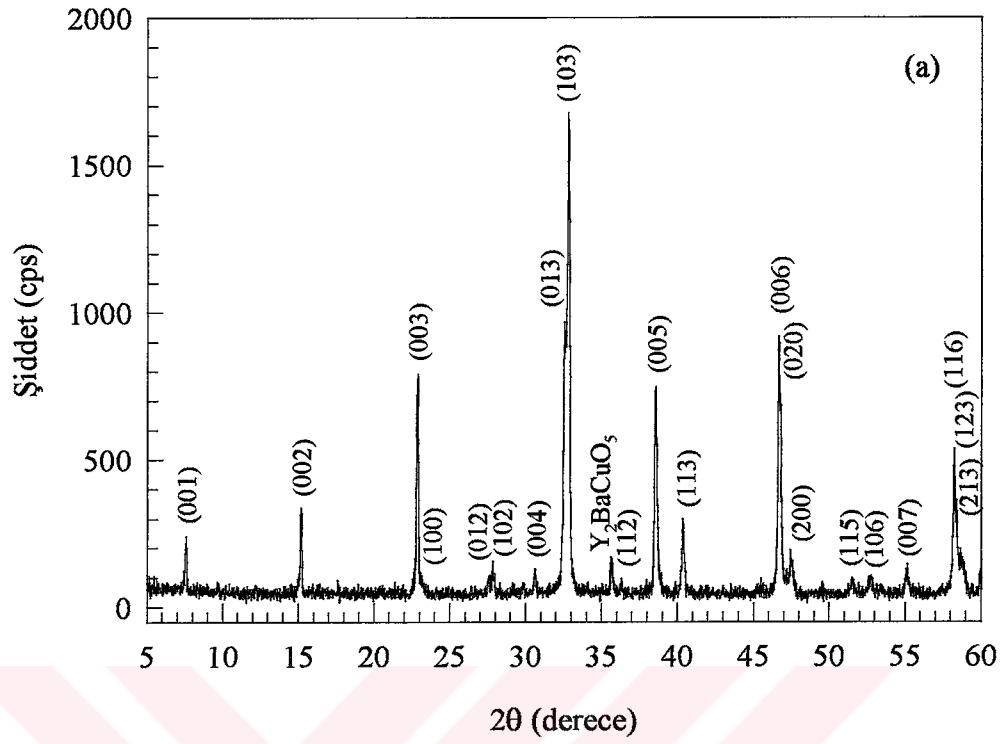
3.1. X-Işını Kırınım Desenleri

Şekil 29, katıhal tepkime yöntemi ile hazırlanmış YBCO ve K-YBCO süperiletken numunelerinin x-ışınları kırınım desenlerini $5^{\circ} \leq 2\theta \leq 60^{\circ}$ aralığı için göstermektedir. Şekilden görülebileceği gibi temel yapı YBCO (123) tek-fazıdır. Potasyum katkı işlemi (103) pikinin şiddetini ve (001), (002), (003), (004) piklerinin şiddetini azaltmıştır. Bizim K-YBCO numunemizde de büyük olasılıkla bulunan K_3CuO_2 fazının $900^{\circ}C$ 'nin üzerinde buharlaştığı rapor edilmiştir (Nedkov ve Veneva, 1994).

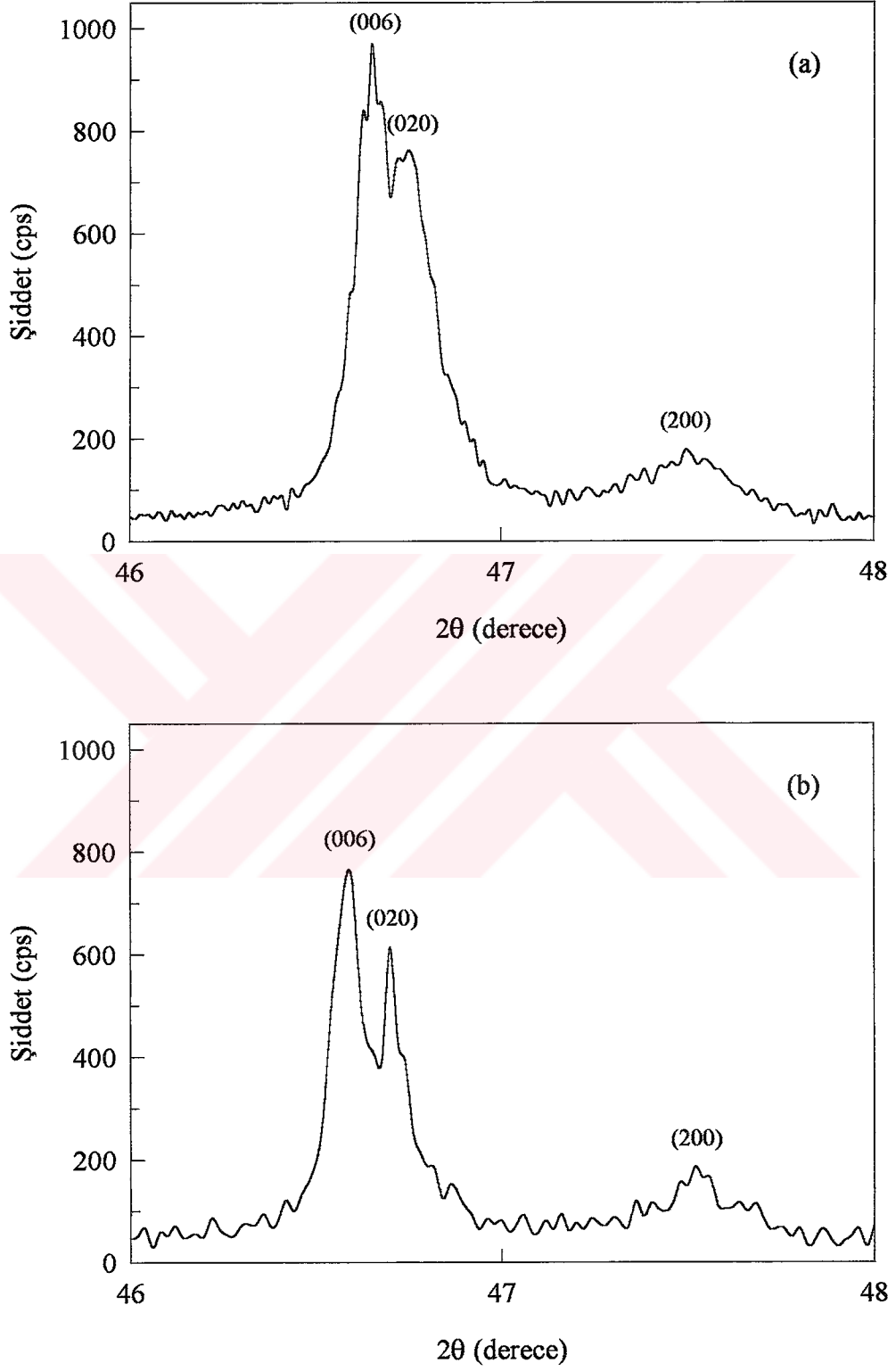
Şekil 30 ise YBCO ve K-YBCO numunelerinin x-ışını kırınım desenlerini $46^{\circ} \leq 2\theta \leq 48^{\circ}$ aralığı için göstermektedir. Bu desende görülen pikler YBaCuO süperiletkeninin ortorombik yapısına uygundur ve örgü parametreleri YBCO için $a=3,8252\text{Å}$, $b=3,8816\text{Å}$, $c=11,6742\text{Å}$ ve K-YBCO için $a=3,8238\text{Å}$, $b=3,8868\text{Å}$, $c=11,6796\text{Å}$ şeklinde hesaplandı.

3.2. Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümleri

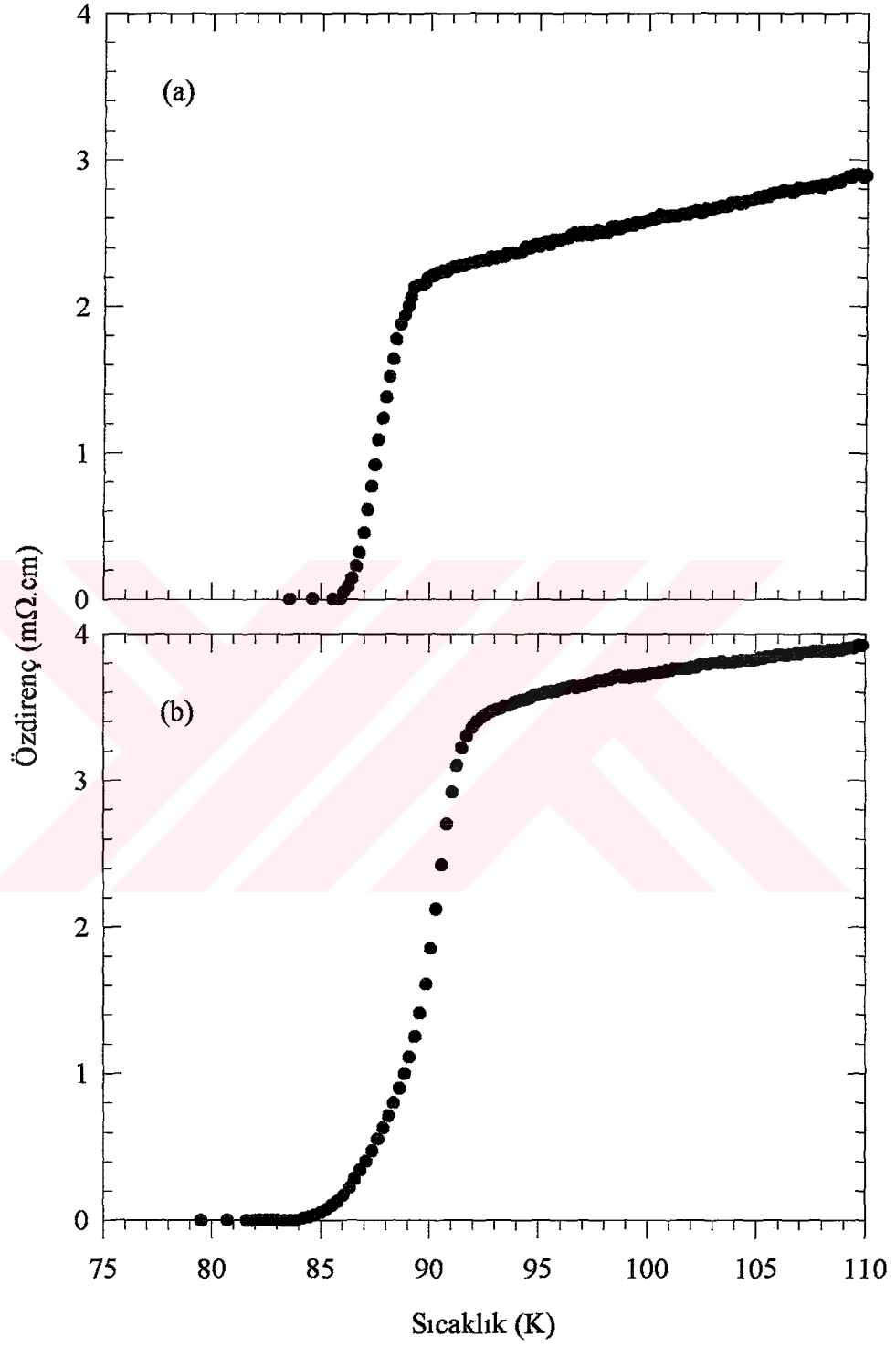
YBCO ve K-YBCO numunelerinin sıcaklığa bağlı olarak direnç ölçümleri Şekil 31'de görülmektedir. Şekil 31'den K-YBCO'nun normal durum direncinin saf YBCO'nunkinden daha büyük olduğu görülmektedir. Saf YBCO ve K-katkılı YBCO için süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları sırasıyla, T_c^{onset} 89 ve 92K, T_c^{sifir} yaklaşık 86 ve 84 K, $T_{c,\text{midpoint}}$ 88 ve 89.5 K ve buradan da $\Delta T = T_c^{\text{onset}} - T_c^{\text{sifir}} = 3$ ve 8 K olmaktadır. Böylece YBCO'ya K katkısı onset sıcaklığını ve geçiş sıcaklık aralığını artırırken, sıfır direnç sıcaklığını azaltmaktadır. Bizim YBCO malzememizin geçişinin literatürdeki diğer verilerin çoğuna göre düşük bir sıcaklıkta gerçekleştiğine dikkat etmekteyiz. Ancak bizim sonuçlarımız bazı yazarlar tarafından rapor edilen sonuçlara da karşılık gelmektedir (Nikolo vd., 1994; Pagnon vd, 1991). Geçiş sıcaklığı, dört nokta yöntemi ile uygulanan akıma bağlı olarak ölçülmektedir (Niu vd., 1988). T_c (R=0) (Saito vd., 1987), T_c^{onset} ve kritik akım yoğunluğu J_c (Nedkov ve Veneva, 1994) bakımından bizimkine benzer gözlem K-katkılı YBCO numunelerde gözlemlendi. Bizim başlıca amacımız, Veneva vd.'nin (1996)



Şekil 29. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için $5^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında x-ışını kırınım desenleri



Şekil 30. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için $46^{\circ} \leq 2\theta \leq 48^{\circ}$ aralığında x-ışını kırınım desenleri

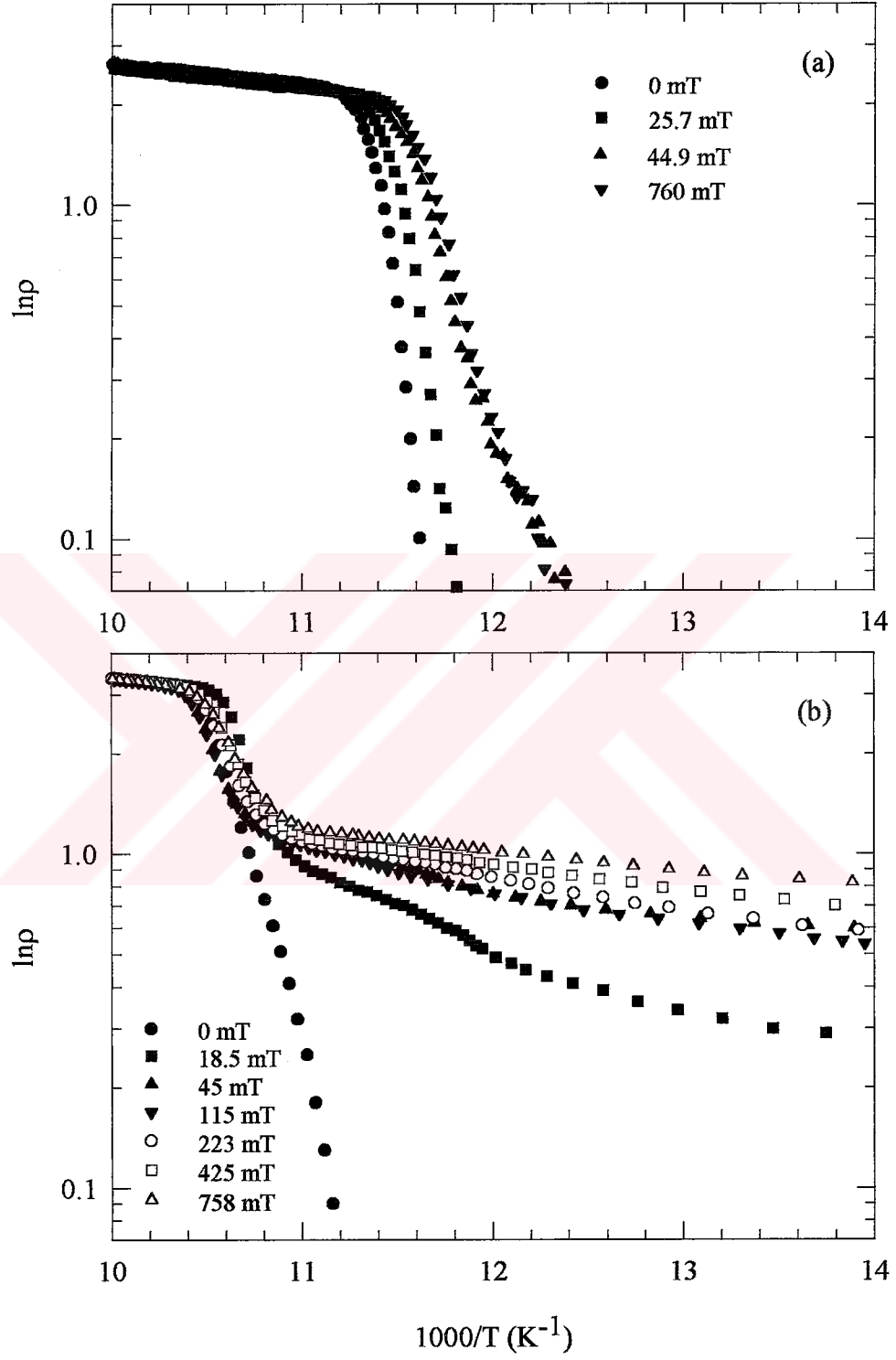


Şekil 31. (a) YBCO ve (b) K-YBCO numunesi için özdirenç-sıcaklık eğrileri

ilginç olan sonuçlarını doğrulamak veya karşılaştırmaktır. Veneva vd. (1996) $Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ formülünde $x=0-1,2$ kompozisyonlu YBCO numunelerinin sıcaklığa karşı AC alınganlık ölçümlerini gerçekleştirdiler. Diyamagnetik onset sıcaklığı, bizim numunelerimizin onset geçiş sıcaklıklarına benzer davranış göstermektedir. Ayrıca Veneva vd.'nin (1996) yayımladığı makalede kritik akımın x 'e göre çiziminde $x=0,4$ değerinde kritik akımın maksimum olduğu görülmektedir. Teknolojik açıdan kritik akımın kararlılığının yanısıra yüksek olması da oldukça önemlidir. Ancak kritik akım ölçümleri ile ilgili bizim sonuçlarımız, Veneva vd.'nin (1996) sonuçlarının aksine, $x=0,4$ olan K-YBCO numunesinin kritik akımının, $x=0$ olan YBCO numunesinin kritik akımından daha küçük olduğunu göstermektedir. Bu farklılığın, numunelerimizi hazırlarken kesim 2.2'de açıklanan nedenlerle farklı ısı işlem uygulanmasından ileri geldiğini düşünmekteyiz. Kritik akım yoğunluğu ölçümleriyle ilgili ayrıntılar kesim 3.4'te verilecektir.

3.3. Magnetik Alan Altında Düşük Sıcaklık Direnç Ölçümleri

Direnç geçişlerini, her iki numune için aynı zamanda çeşitli alanlar altında gerçekleştirdik. Numuneler önce T_c 'nin üzerindeki bir sıcaklıktan T_c 'nin altında seçilen bir sıcaklığa kadar alansız soğutma işlemine (ZFC) tabi tutuldu. Sonra seçilen magnetik alanlar uygulandı ve sistem ısıtılırken sıcaklığa karşı direnç kaydedildi. Şekil 32, yukarıda söz edilen ölçümden yararlanılarak elde edilen $1/T$ 'ye karşı $\ln\rho$ 'nun Arrhenius çizimini göstermektedir. Alanı artırmakla T_c^{sifir} direnç sınırının düşük sıcaklığa doğru kaydığı gözlemlendi. Bu akı akış direncine atfedilen iyi bilinen bir davranıştır. Sıcaklığı azaltmak, pinning (çivileme) şiddetini dolayısıyla pinning kuvvetini artırmaktadır. Birim hacim başına Lorentz kuvveti F_L , birim hacim başına pinning kuvveti F_p 'yi aştığında, akı akışından dolayı elektriksel direnç ortaya çıkar. Bu yüzden düşük sıcaklıkta akı çizgilerini sökmek (depin) için (daha) yüksek bir alana ihtiyaç duyulur. Bu, magnetik alan arttıkça, sıfır direnç sıcaklığının düşük sıcaklığa kayması ile sonuçlanır. Düşük direnç aralığında Arrhenius çizimlerinin eğimi, ısı destekli akı akışı veya akı sürüklenmesi için aktivasyon enerjisi ile ilişkilendirilebilir. Düşük akım limitinde, $\rho(B,T)=\rho_0\exp[-U_0(B,T)/kT]$ 'dir (Palstra vd., 1988). Burada $U_0(B,T)$ bir akı çizgisi veya akı demetinin sıçrama işlemi için aktivasyon enerjisi (Anderson, 1962; Anderson ve Kim, 1964) ve k Boltzmann sabitidir. Eğimlerden saf YBCO'nun ısı destekli akı akışı (TAFF) için aktivasyon enerjileri, 0, 25,7,



Şekil 32. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için sıcaklığa karşı öz direncin Arrhenius çizimi

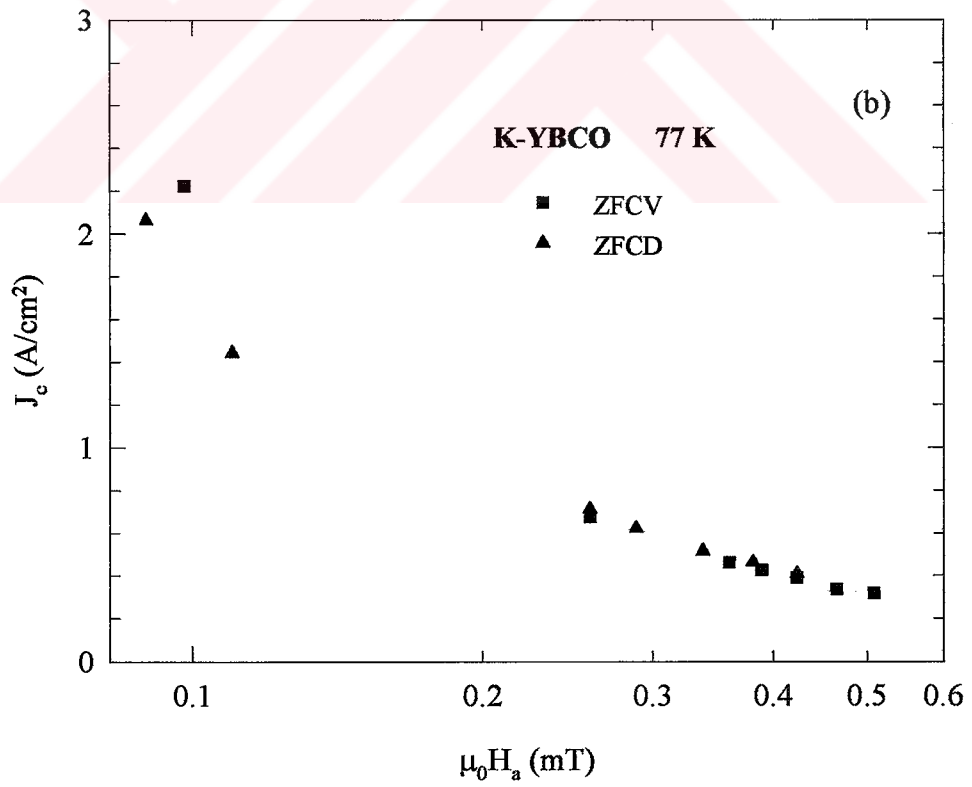
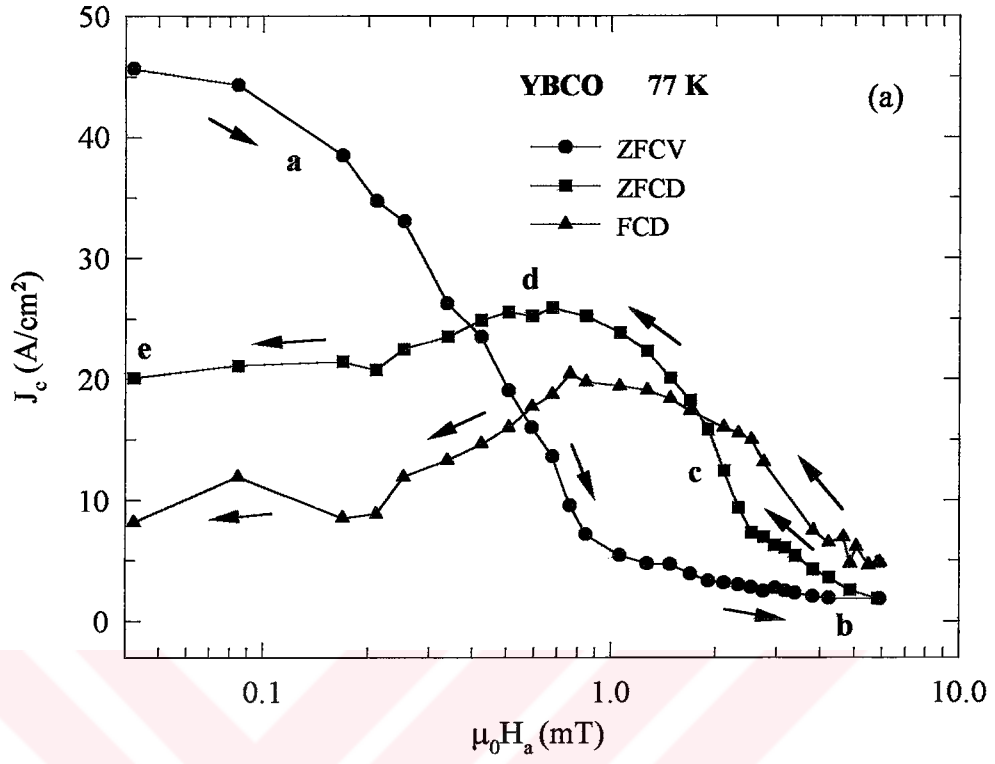
44,9, 760 mT alanları için 1,034, 0,819, 0,460, 0,498 eV olarak hesaplandı. Şekil 32(b)'den görülebileceği gibi K-YBCO için olan eğrinin düşük direnç kısmı saf YBCO'nunkinden daha yatıktır ve dolayısıyla daha düşük aktivasyon enerjisine sahip olacaktır.

3.4. Magnetik Alan Altında Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri

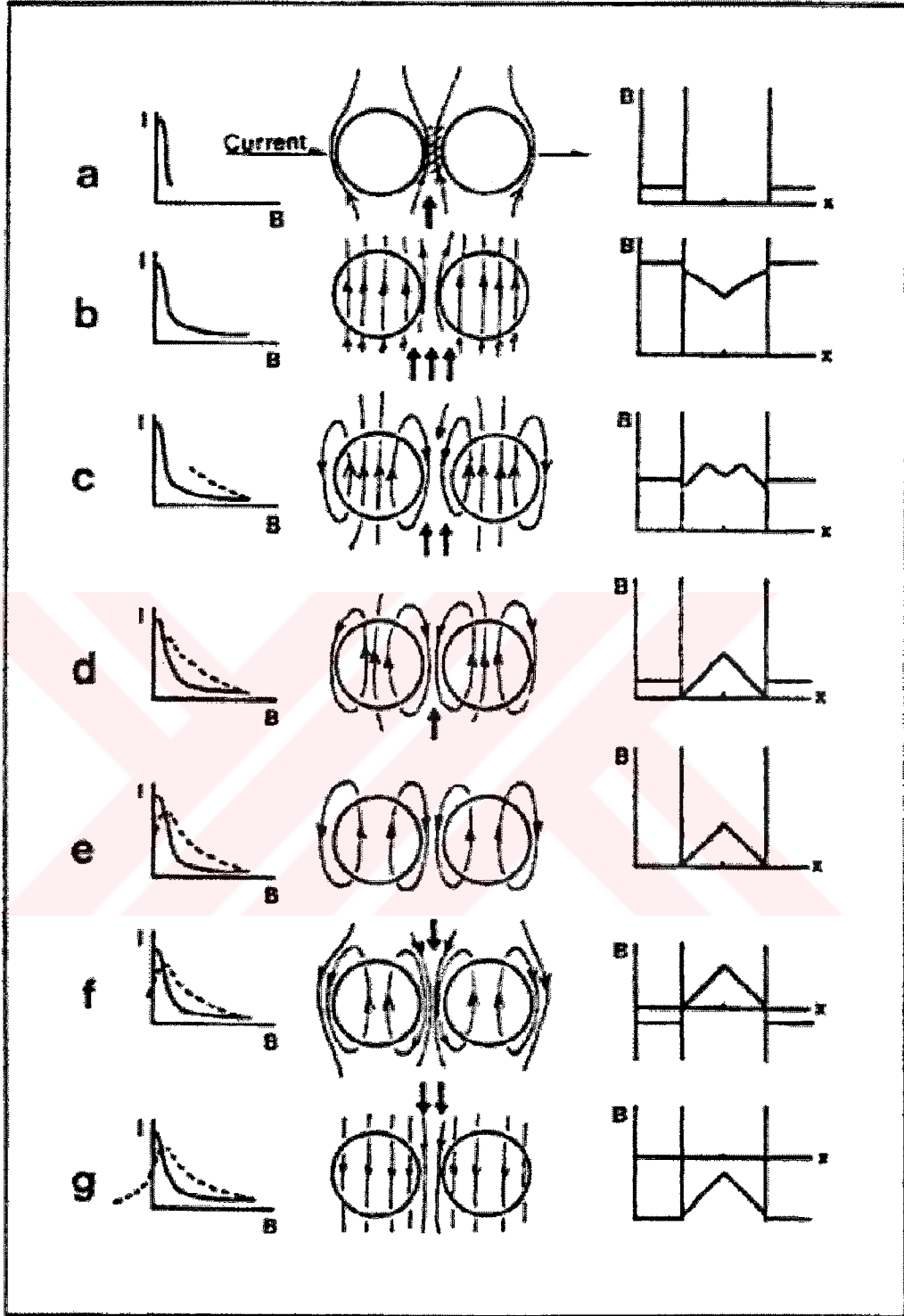
Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, kritik akım, magnetizasyon ve alınganlık, numunenin magnetik ve sıcaklık geçişine bağlıdır. Evetts ve Glowacki (1988), sinterlenmiş YBCO süperiletkeninde kritik akımının histeretik davranış gösterdiğini gözlemler ve bu davranışın, tanelerdeki tuzaklanan magnetik akımın, numune içindeki etkin alanı artırıcı ve azaltıcı katkısından ileri geldiğine atfettiler. Bunlardan önce ve günümüze kadar, hem Y-Ba-Cu-O (McHenry vd., 1989; Willis vd., 1989; Jones vd., 1992; Müller ve Matthews, 1992; Altshuler vd., 1993; Dai vd., 1990; Tsukamoto vd., 1992; Yang vd., 1990), hem Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O (Muné vd., 1994; Muné vd., 1996; López vd., 1996), hem de Tl-temelli (1223) (List vd., 1997) süperiletkenlerde gözlenen kritik akım histeresizi literatürde yayımlanmıştır. Bazı araştırmacılar seramik taneli (granular) süperiletkenlerde gözlenen bu kritik akımın magnetik histeresizini açıklayan modeller ortaya koydular (Altshuler vd., 1993; Muné vd., 1996; List vd., 1997). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin taneli yapıda olması, çeşitli fiziksel özellikler ile ilgili sonuçların nicel analizinde büyük zorluklara neden olmaktadır. Bu yüzden, kritik akım histeresizi ile ilgili şu anda geçerli olan modelleri destekleyen veya yeni ve düzeltilmiş modellerin teklif edilmesine neden olabilecek yeni gözlemlerin yayımlanmasına her zaman ihtiyaç duyulmaktadır.

Hazırladığımız numuneleri kritik akım ölçümleriyle de karşılaştırmak üzere, magnetik alanı iki farklı işlem ile uygulayarak, seçilen alanda kritik akım ölçümleri gerçekleştirildi. Bunlardan biri alan yokken numunenin soğutulduğu ZFC işlemidir. ZFCV ile gösterilen veriler, ZFC işleminden sonra adım adım magnetik alan uygulanması esnasındaki ölçümlere karşılık gelmektedir. ZFCD ise, maksimum bir alandan sonra alanın adım adım azaltıldığı durumdaki ölçümleri temsil etmektedir. Diğerisi ise seçilen dış bir magnetik alanın varlığında, numunenin soğutulduğu FC işlemidir.

YBCO numunesi için, kritik akım yoğunluğunun, magnetik alanın geçişine bağlılığı Şekil 33(a)'da gösterilmiştir. Şekil 34 ise birlikte incelemek ve karşılaştırma yapmak amacıyla verilmiştir (Evetts ve Glowacki, 1988). Farklı magnetik geçmişler için



Şekil 33. (a) YBCO (b) K-YBCO numunesi için kritik akım yoğunluğunun uygulanan alan ile değişimi

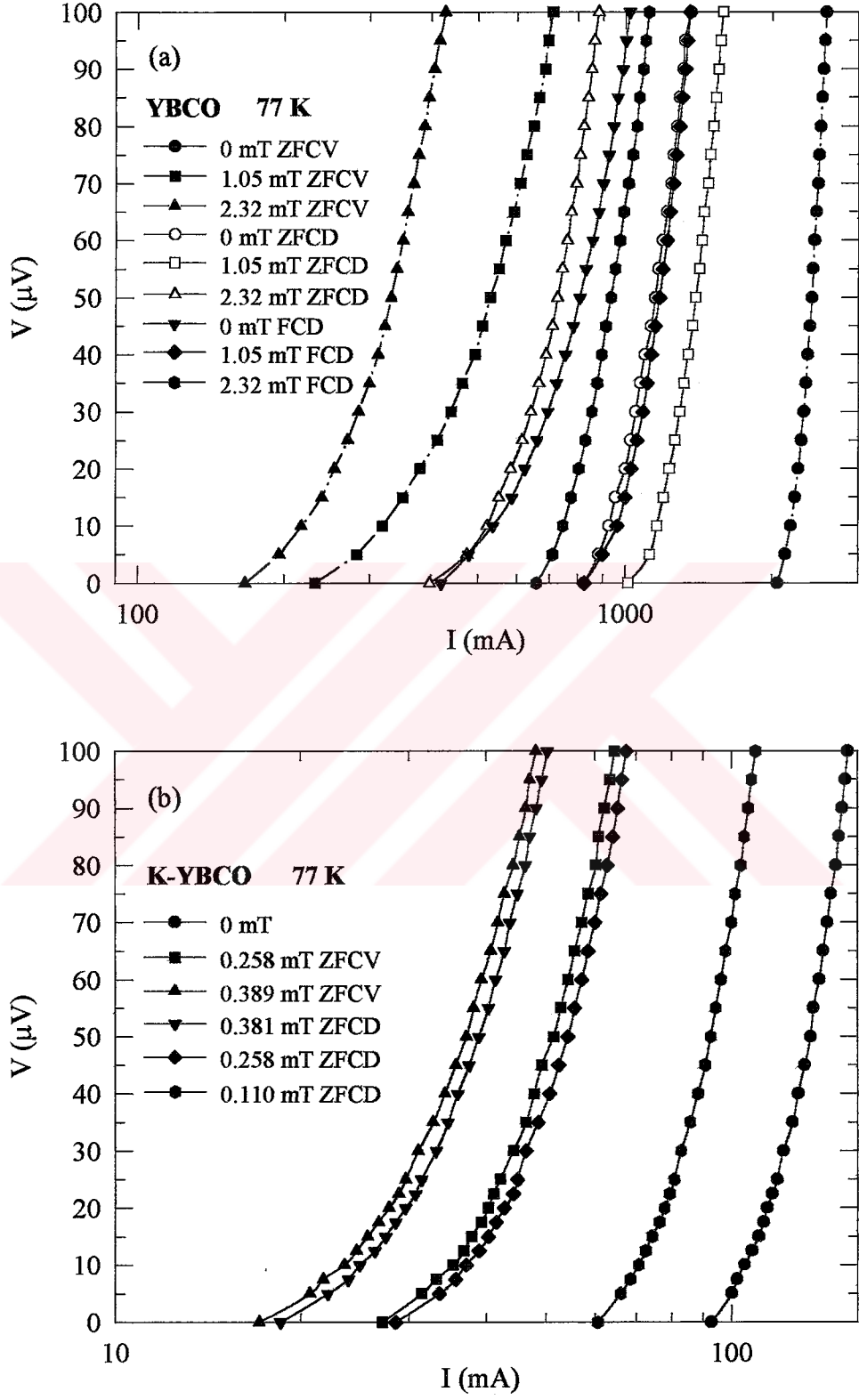


Şekil 34. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ tanelerinde akı tuzaklanması ve magnetik süperpozisyonun şematik gösterimi. Bir çember bir taneyi temsil etmektedir. Transport akım soldan sağa doğru akar ve gölgeli alan bir zayıf bağlantıyı (weak link), kalın oklar ise uygulanan dış alan şiddetini göstermektedir (Evetts ve Glowacki, 1988).

sıfır alandaki kritik akım davranışının daha sonra özetlenecek olan geçerli modeller ile uyduğu vurgulanacaktır. Sıfır alan kritik akımı, bir magnetik alanın uygulanmasından sonra azalmaktadır. YBCO ve K-YBCO numunelerinin 77 K'de transport akıma dik olarak uygulanan çeşitli alanlar altındaki akım-voltaj karakteristikleri Şekil 35'te gösterilmiştir. YBCO için sıfır alanda ölçülen I-V eğrisi yaklaşık 2,056 A'de oluşan dikkate değer bir voltaj göstermektedir. I-V karakteristik eğrisinin ölçüldüğü seçilen alan ve bu alanın magnetik geçmişi Şekil 35 üzerinde ayrıntılı bir şekilde verilmektedir.

Şekil 33(a)'dan görülebileceği gibi, $B=6$ mT'daki FC işlemi için J_c , ZFC işleminden sonra uygulanan aynı alandaki J_c 'den daha büyüktür. Yani FCD işlemindeki J_c , ZFCV işleminden daha büyüktür. Alan altında soğutmada ve alanı sıfıra azaltma durumunda (FCD, $B=0$ 'da) taneler, $B=0$ 'da ZFCD durumunda olandan daha büyük bir şekilde paramagnetik olarak mıknatıslanır. Bunun bir sonucu olarak, $B=0$ 'daki FCD işlemi için olan J_c , ZFCD işlemi için olan J_c 'den daha küçüktür. Aynı zamanda bu nicelik, maksimum uygulanan alan veya FC işlemindeki uygulanan alan arttıkça da azalır. Tahmin edildiği gibi, ZFCD işleminin piki, FCD işleminin pikinden daha düşük bir alan basamağında yer alır. Bu iki pikin aralığı, sıcaklığa, tane içi kritik akım yoğunluğuna, boyuta ve aynı zamanda tanelerin geometrisine bağlıdır (Yang vd., 1990). Sıcaklık arttıkça tane içi kritik akım yoğunluğu azalır, bu yüzden tanelerin paramagnetik momentlerindeki azalış nedeniyle her iki pik düşük alan bölgesine kayar. Ayrıntılı tartışmalar (McHenry vd., 1989; Altshuler vd., 1993; Yang vd., 1990; List vd., 1997) ve bizim elde ettiğimiz sonuçlara benzer deneysel sonuçlar (McHenry vd., 1989; Yang vd., 1990) referanslarında bulunabilir.

Taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, kritik iletim akımının, numunenin magnetik geçmişine bağlılığı mıknatıslanmış tanelerin dönüş alanı $H_g(r)$ ile ilgilidir. Uygulanan alan H_a arttığında, diyamagnetik olarak mıknatıslanmış tanelerin dönüş alanının, H_a 'ya yardım etmesi, azaldığında ise paramagnetik olarak mıknatıslanmış tanelerin dönüş alanının H_a 'ya karşı koyması beklenir. Şekil 34, tanelerdeki akı tuzaklanması ve farklı magnetik geçmiş için magnetik süperpozisyonu şematik olarak göstermektedir. Şekil 33(a) ile 34'ü, birlikte incelemek amacıyla, Şekil 33(a)'da ZFCV ve ZFCD eğrisinde a, b, c, d ve e gibi harfler kullanılmıştır. Dolayısıyla, kritik iletim akım veya taneler arası akım $I_{cm}(r)$ daha büyük veya daha küçük bir toplam alan içinden akar. Yani kritik hal çerçevesinde $J_{cm}(r) = \alpha / |H_a \pm H_g(r)|^n$ 'dir. Burada α numuneyi karakterize eden sıcaklığa bağlı pinning parametresi, n , taneler arası kritik akım yoğunluğu J_{cm} 'nin,



Şekil 35. (a) YBCO (b) K-YBCO numunelerinin akım-voltaj karakteristikleri

magnetik alana bağıllığını temsil eden bir sabittir ve pozitif işaret H_a artarken, negatif işaret ise H_a azalırken uygulanır. H_a 'nın büyük bir değerden azaltıldığı durumda, sinterlenmiş taneli malzemenin bireysel taneleri, akı tutucu yönde dolaşan akımlar ile doymuş (saturation) hale gelir. Böylece her bir tane bir μ manyetik momenti kazanır ve H_a boyunca mıknatıslanmış küçük bir mıknatıs haline gelir. Dolayısıyla, kritik iletim akımı, taneler arasındaki toplam yerel alan üzerindeki tanelerin mıknatıslanmasının etkisi nedeniyle, magnetik geçmişe bağlıdır. Uygulanan alan, taneler için alt kritik alan H_{c1g} 'den küçük olursa, tersinir bir J_c - H_a eğrisi beklenir. Tanelere alan nüfuzu gerçekleşir gerçekleşmez tersinirlik kaybolur. Şekil 33(b)'den görülebileceği gibi, K-katkılı numune 0,5 mT'lık maksimum bir alan için hemen hemen tersinir bir J_c - H_a eğrisi ve aynı zamanda (uygulanan) sıfır alanda, oldukça düşük J_c değeri (2,3 A/cm²) göstermektedir. Yang vd. (1990) de saf YBCO'da 2 mT'dan küçük maksimum alan için tersinir J_c - H_a eğrisi gözlediler. Bu davranış, uygulanan maksimum alanın tanelere nüfuz için yeterli olmadığı gerçeğine atfedilir.

3.5. AC Magnetik Alınganlık Ölçümü

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

Histeretik bir $\langle B \rangle$ - H_{ac} ilmeğinin çevrelediği alan, $\langle B \rangle$ numunenin boyutları üzerinden ortalama akı yoğunluğu ve H_{ac} uygulanan dış magnetik alan olmak üzere, H_{ac} 'nin çevrimi başına numunedeki kayıp enerjisinin bir ölçüsüdür ve aynı zamanda kompleks AC alınganlığın imajiner kısmı AC kayıpları ile yakından ilişkilidir. Düşük magnetik alan genliği aralığında taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde AC alınganlığın

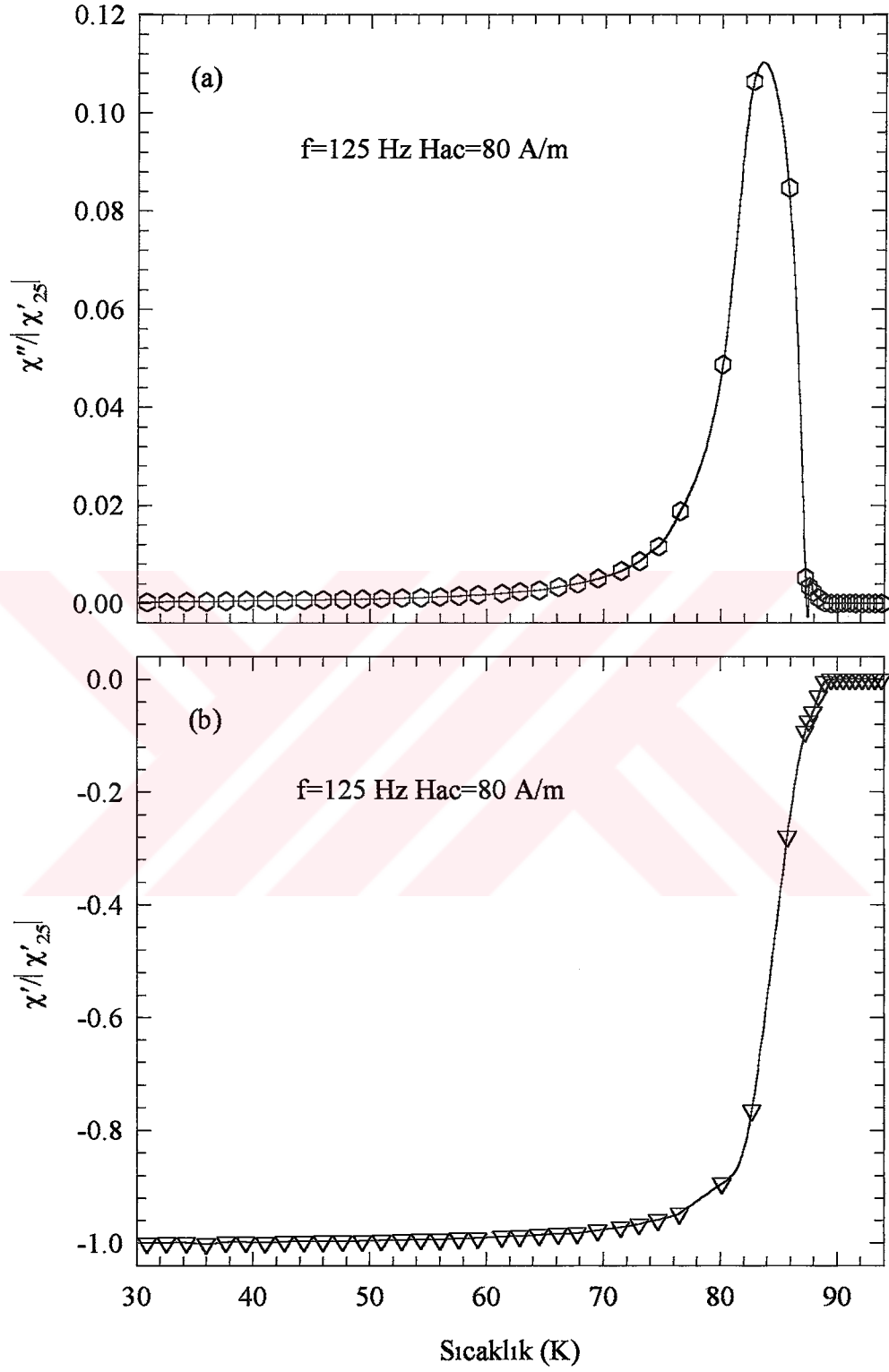
sanal kısmı taneler arası bulk pinning kayıplarını temsil eder (Çelebi vd., 1997; Müller vd., 1991).

Birçok çalışmacı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kompleks AC alınganlığının, $\chi = \chi' + i\chi''$, AC magnetik alan genliği H_{ac} 'ye oldukça bağlı olduğunu gözlediler (Müller, 1989; Chen vd., 1989; Ishida ve Goldfarb, 1990; Yamamoto vd., 1992; Perez vd., 1996). AC magnetik alan genliği H_{ac} 'ye AC alınganlığın bağıllığının pinning şiddeti parametresi ile belirlendiği gösterilmiştir (Müller, 1989; LeBlanc ve LeBlanc, 1992). Kritik hal modelleri, χ_{ac} -T eğrilerinin büyük özelliğini (belirleyici niteliğini) ve onların H_{ac} ve H_{dc} (bias DC magnetik alan) ile değişimini hesaba katmada oldukça başarılı oldular (Müller, 1989; Chen vd., 1989; Ishida ve Goldfarb, 1990; Yamamoto vd., 1992; Lee ve Kao, 1995; LeBlanc ve LeBlanc, 1992).

Sinterlenmiş yüksek sıcaklık süper iletkenlerinin yalnızca polikristal özelliği değil aynı zamanda taneli davranış gösterdiği iyi bilinmektedir. Bu malzemelerde bireysel taneler büyük miktarda J_{cg} denilen depinning kritik akım yoğunluğu taşıyabilmektedir. Taneler oldukça anizotropiktir ve J_{cg} , yalnızca kristal eksenlerine göre kendi yönüne değil, aynı zamanda yerel iç magnetik alan (H_i) bakımından bu eksenlerin yönlenmesine de bağıldır. Bulk numunelerin kayıpsız akım taşıma kapasitesi dolayısıyla sonuçta oluşan J_{cm} denilen kritik iletim akım yoğunluğu, bireysel taneler için ölçülen taneler arası kritik akım yoğunluğu J_{cg} 'den önemli derecede küçüktür.

Şekil 36 (a) ve 36 (b), $f=125$ Hz ve $H_{dc}=0$ olan AC magnetik alanda YBCO numunesinde ölçülen $\chi'(T, H_{ac})$ ve $\chi''(T, H_{ac})$ AC alınganlık eğrilerinin sıcaklık değişimini göstermektedir. Yeterince düşük sıcaklıklarda demagnetizasyon düzeltmesi $\chi'=-1$ eşitliğini sağlayacağından $\chi_{ac}(T)$ 'yi en düşük sıcaklıktaki değer olan $|\chi'_{25}|$ 'e normalize ettik. Süperiletkenlik geçiş diyamagnetik onset sıcaklığının YBCO numunesi için yaklaşık 90 K olduğu görülmektedir.

Deneyisel çalışmalar (Çelebi vd., 1998), uygulanan alan yeterince büyük ise T'nin bir fonksiyonu olarak χ'' 'nin çiziminin biri T_c yakınında J_{cg} ile ilişkili, diğeri düşük bir sıcaklıkta J_{cm} ile ilişkili iki pik gösterebileceğini belirtmektedir. Düşük sıcaklıklarda J_{cg} büyüktür, bu yüzden akı çizgisi yoğunluğu gradyenti $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c$ olduğundan (daha) dik hale gelir. Bu durumda tanelere akı nüfuzundan dolayı kayıplar ihmal edilebilir hale gelir. Bu nedenle χ'' -T'deki pik, taneler arası bileşene karşılık gelir. Çalıştığımız düşük alanda, $H_{ac}=80$ A/m (rms) ve $H_{dc}=0$ 'da AC alınganlığın χ'' imajiner kısmında yalnızca tek pik



Şekil 36. YBCO numunesinin alınganlık ölçümünün (a) sanal (b) gerçel kısmı

gözledik. Biz bu pikin taneler arası bileşenden kaynaklandığını düşünmekteyiz.

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

$$J_c(T_p) = \frac{H_m}{a} \approx \frac{H_m}{\sqrt{ab}} \quad (47)$$

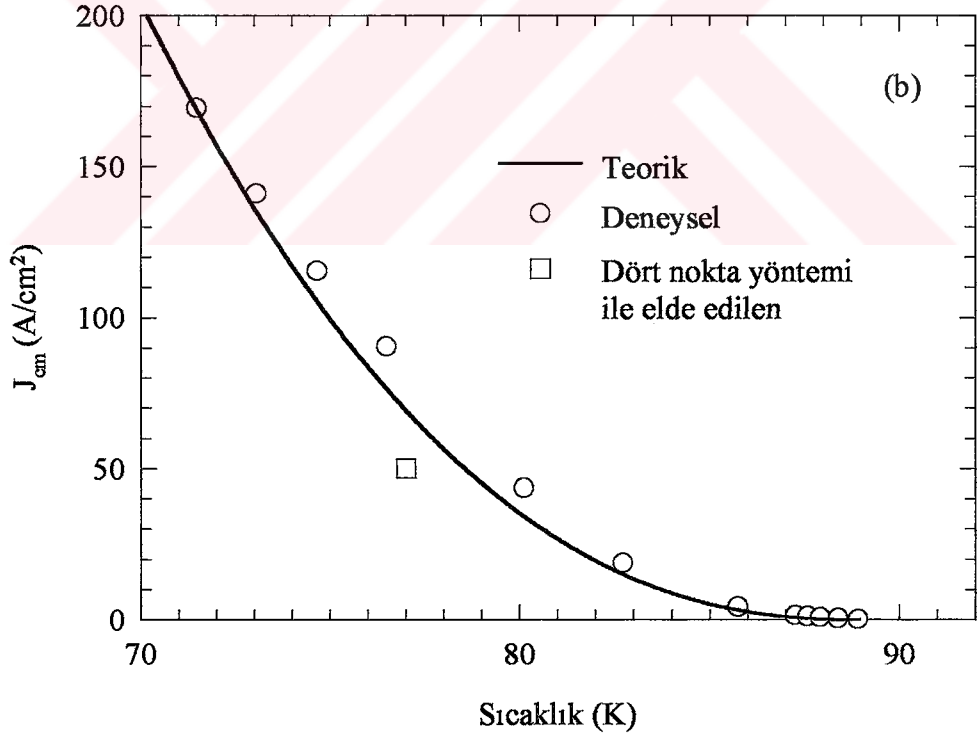
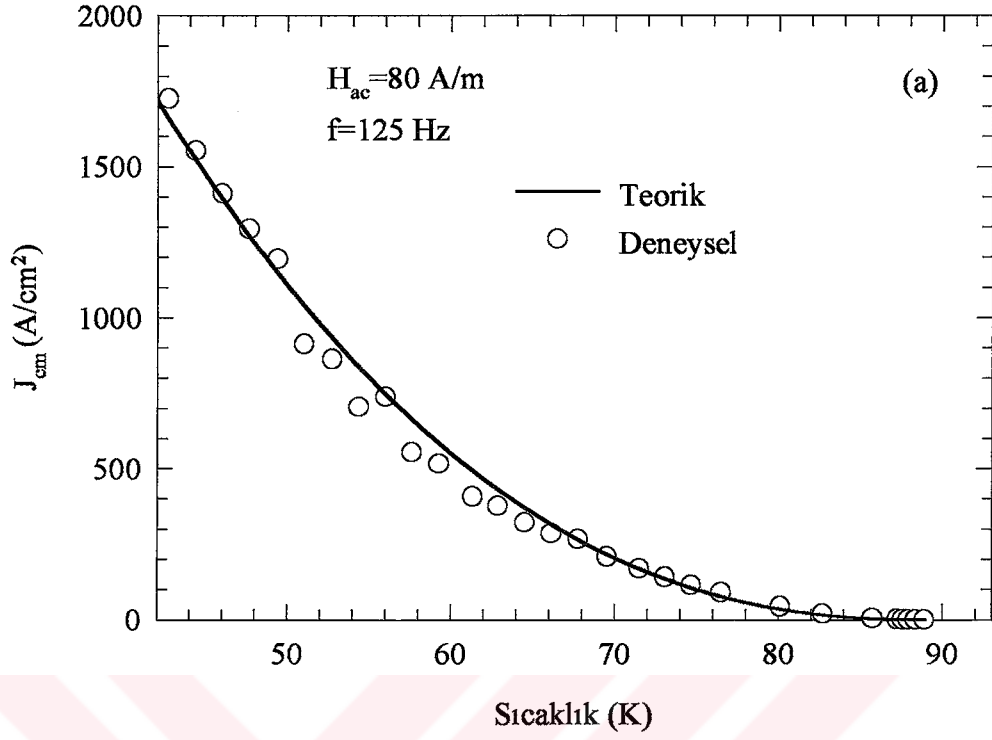
yazılabilir. Burada dikdörtgen çubuk biçimli numunenin kesiti $2a \times 2b$ 'dir. Tuzaklanmış (kalıcı) akı hesaplamaları, kare numune için hesaplamaların π ile değiştirilmesi gereken 4 faktörü hariç, sonsuz silindirin hesaplamaları ile benzer olduğunu göstermektedir (Çelebi ve LeBlanc, 1994). Bu nedenle, dikdörtgen prizması şeklindeki numune için, silindir geometrisi için yapılan hesaplamalar iyi bir yaklaşıklıkla kullanılabilir.

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

$$\chi'(T) = -1 + \frac{J_c(T_p)}{J_c(T)} \left(1 - \frac{5 J_c(T_p)}{16 J_c(T)} \right) \quad T < T_p \text{ için} \quad (48)$$

$$\chi'(T) = \frac{-5 J_c(T)}{16 J_c(T_p)} \quad T > T_p \text{ için} \quad (49)$$

Burada T_p , AC alınganlığın sanal kısmının maksimumuna karşılık gelen sıcaklığı ve $J_c(T_p)$ ise (47) denklemi ile verilen bu sıcaklıktaki kritik akım yoğunluğunu göstermektedir. Denklem (48) ve (49)'dan elde edilen taneler arası kritik akımın J_{cm} , sıcaklıkla değişimi Şekil 37 (a)'da görülmektedir. Şekil 37 (b) ise karşılaştırma yapmak amacıyla düşük kritik akım yoğunluğu bölgesinde çizilmiştir. Şekil 37 (a) ve (b)'deki çizgi ile gösterilen J_{cm} 'nin teorik değeri $J_{cm} = J_{cm0}(1-T/T_c)^s$ bağıntısı ile hesaplanmıştır. Burada $J_{cm0} = 7700 \text{ A/cm}^2$ ve $s = 2,35$ alınarak deneysel değere en iyi uyan teorik değer hesaplanmıştır. Kritik akım yoğunluğunun sıcaklık bağılılığı, YBCO numunesi için $J_{cm} = 7700(1-T/T_c)^{2,35}$ üs yasasına



Şekil 37. YBCO numunesi için (a) Taneler arası kritik akım yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi (b) Düşük kritik akım yoğunluğu aralığında, taneler arası kritik akım yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi. Karşılaştırmak amacıyla dört nokta yönteminden elde edilen değer de içi boş kare sembolü ile gösterilmiştir

oldukça iyi uymaktadır. 77 K'de dört nokta yöntemi ile elde edilen yaklaşık $J_c=50 \text{ A/cm}^2$ deneysel değeri de diğeri ile karşılaştırıldığında her iki sonucun uyum içinde olduğu görülmektedir.



4. SONUÇLAR

Katıhal tepkime yöntemi ile $Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ başlangıç kompozisyonunda $x=0$ ve $x=0,4$ alınarak süperiletken numuneler hazırlandı. Saf YBCO ve K-katkılı YBCO'nun direnç geçişlerini, 0-760 mT magnetik alan aralığında ZFC işlemini uygulayarak çalıştık. Bu alan altında gözlenen direnç geçişlerinin, Arrhenius çiziminden, yani $(\ln\rho-1/T)$ eğrisinden, ısı destekli akı akışı (TAFF) için aktivasyon enerjileri, YBCO için sıra ile 0, 25,7, 44,9, 760 mT alanları için 1,034, 0,819, 0,460, 0,498 eV olarak hesaplandı. K-YBCO numunesi için aktivasyon enerjileri YBCO'ya göre oldukça küçük değerde olduğu bulundu. Süperiletken numunelerin x-ışını kırınımı (XRD) desenleri ölçüldü. Her iki numunede, temel yapının tek faz Y(123) olduğu ve Y(211) fazının çok az oranda olduğu anlaşıldı. YBCO'ya K-katısıyla; i) normal durum direnci, geçiş sıcaklığı T_c^{onset} ve geçiş aralığı ΔT 'nin arttığı ve ii) sıfır direnç sıcaklığı $T_c(R=0)$, aktivasyon enerjisi ve kritik akım yoğunluğunun azaldığı görüldü. Numunelerin I-V karakteristikleri 77 K'de ZFCV, ZFCD ve FC işlemlerinde ölçüldü. YBCO numunesi için, alanı artırma (ZFCV) ve maksimum 6 mT'lık bir alan uygulandıktan sonra azaltma sürecinde kritik akım histeresizi gözlemlendi. Ayrıca saf YBCO süperiletken numunesinin AC alınganlık ölçümlerinden geçiş sıcaklığı ve sıcaklığa bağlı kritik akım yoğunluğu Clem modeli kullanılarak hesaplandı. Dört nokta yöntemi ile ölçülen geçiş sıcaklığına ve kritik akım değerleri ile uyum içinde sonuçlar bulundu.

Bütün bu çalışmaların genel bir değerlendirmesi yapıldığında, YBCO yüksek sıcaklık süperiletkenine potasyumun, $Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ başlangıç kompozisyonunda $x=0,4$ alınarak yapılan katkısının, süperiletkenlik parametrelerine özellikle kritik akıma Veneva vd.'nin (1996) sonuçlarının aksine iyileştirici yönde etki yapmadığı görülmüştür. Daha kapsamlı araştırmaların, daha farklı ısı işlem kullanılarak yapılmasının yararlı olacağı kanaatindeyiz.

5. ÖNERİLER

Süperiletkenlik alanında yapılan çalışmalarda, kritik sıcaklığının (T_c) ve kritik akım yoğunluğunun (J_c) daha büyük olduğu bir süperiletken malzemelerin keşfedilmesi ve bu malzemenin, şiddetli magnetik alan altında kayıpsız büyük kritik akım taşıyabilen nitelikte olması, dolayısı ile teknolojik alanda verimli bir şekilde uygulanabilir olması öncelikli hedef teşkil etmektedir. Bu yüzden, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kritik sıcaklık ve kritik akım yoğunluğunu geliştirmek amacıyla farklı katkıların etkisi araştırılmaktadır.

Bu çalışmada, YBCO(123) yüksek sıcaklık süperiletkenleri üzerinde potasyum etkisini incelemek amacıyla, $Y_{1-0,2x}Ba_{2-0,2x}K_xCu_3O_y$ ($x=0, 0,4$) kompozisyonlu numuneler üretilerek, X-ışınları kırınım desenleri, kritik sıcaklıkları, aktivasyon enerjileri ve kritik akım yoğunlukları ölçüldü.

Bundan sonra yapılacak çalışmalarda değişik oranlarda ($x=0-1,2$) potasyum katkısının etkisi incelenebilir. Farklı ısıl işlem ve oksijenin yanı sıra argon ortamında da tavlama işlemi gerçekleştirilebilir. Ayrıca K gibi, Na ve Rb alkali metallerinin katkılarının etkileri incelenebilir. AC alınganlık ölçümleri çeşitli alan aralıklarında ve bir DC alan varlığında incelenebilir. Bu çalışmada yapılmayan, uygulanan DC magnetik alana karşı magnetizasyon ölçümleri de gerçekleştirilebilir.

6. KAYNAKLAR

- Altshuler, E., Musa, J., Barroso, J., Papa, A.R.R., Venegas, V., 1993, Generation of $J_c(H_c)$ Hysteresis Curves for Granular $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Superconductors, *Cryogenics*, 33, 308-313.
- Anderson, P.W., 1962, Theory of Flux Creep in Hard Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 9, 7, 309-311.
- Anderson, P.W., Kim, Y.B., 1964, Hard Superconductivity: Theory of the Abrikosov Flux Lines, *Reviews of Modern Physics*, 36, 39-44.
- Bean, C.P., 1964, Magnetization of High-Field Superconductors, *Review of Modern Physics*, 36, 31-38.
- Bednorz, J.G., Müller, K.A., 1986, Possible High- T_c Superconductivity in the La-Ba-Cu-O System, *Z. Phys. B-Condensed Matter*, 64, 189-193.
- Çelebi, S., LeBlanc, M.A.R., 1994, Flux-Trapping Phenomena in Sintered Tubes of High- T_c Superconductors, *Phys. Rev. B*, 49, 16009-16024.
- Çelebi, S., Nezir, S., Gencer, A., Yanmaz, E., Altunbaş, M., 1997, AC Losses and Irreversibility Line of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O- High- T_c Superconductors, *Journal of Alloys and Compounds*, 255, 5-10.
- Çelebi, S., Karaca, I., Aksu, E., Gencer, A., 1998, Frequency Dependence of The Intergranular AC Loss Peak in a High- T_c Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Bulk Superconductor, *Physica C*, 309, 131-137.
- Chen, D.-X., Nogues, J., Rao, K.V., 1989, AC Susceptibility and Intergranular Critical Current Density of High T_c Superconductors, *Cryogenics*, 29, 800-808.
- Clem, J.R., 1988, Granular and Superconducting-Glass Properties of the High-Temperature Superconductors, *Physica C*, 153-155, 50-55.
- Cyrot, M., Pavuna, D., 1992, *Introduction to Superconductivity and High- T_c Materials*, World Scientific, Singapore, 87-99.

- Dai, U., Deutscher, G., Lacour, C., Laher-Lacour, F., Mocaer, P., Lagues, M., 1990, Strong Magnetic Field Dependence of The Critical Currents Correlated to the Microstructure of YBaCuO Ceramics, *Appl. Phys. Lett.*, 56, 1284-1286.
- Evetts, J.E., Glowacki, B.A., 1988, Relation of Critical Current Irreversibility to Trapped Flux and Microstructure in Polycrystalline YBa₂Cu₃O₇, *Cryogenics*, 28, 641-649.
- Gencer, A., Nezir, S., Altunbaş, M., Aydinuraz, A., 1996, AC Susceptibility Study of BiPbSrCaCuO(223) Superconductors, *Supercond. Sci. Technol.*, 9, 467-473.
- Goldfarb, R.B., Lelental, M., Thompson, C.A., 1991, Alternating-Field Susceptometry and Magnetic Susceptibility of Superconductors, Published in: Hein, R.A., Francavilla, T.L., Liebenberg, D.H. (Editors), *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, Plenum Press, New York.
- Ishida, T., Goldfarb, R. B., 1990, Fundamental and Harmonic Susceptibilities of YBa₂Cu₃O_{7-δ}, *Physical Review B*, 41, 13, 8937-8948.
- J.H.P.M. Emmen, G.M. Stollman, W.J.M. De Jonge, 1990, Frequency and Field Dependence of The Irreversibility Line in a YBa₂Cu₃O_{7-δ} Film, *Physica C*, 169, 418-424.
- Jones, R., Doyle, R.A., Blunt, F.J., Campbell, A.M., 1992, The Relationship Between Magnetisation and Hysteresis of Critical Current in Sintered YBCO, *Physica C*, 196, 63-67.
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F., Strnad, A.R., 1962, Critical Persistent Current in Hard Superconductors, *Physical Review Letters*, 9, 306-309.
- LeBlanc, D., LeBlanc, M.A.R., 1992, AC-Loss Valley in Type-II Superconductors, *Physical Review B*, 45, 5443-5449.
- Lee, C.Y., Kao, Y.H., 1995, Low Field Magnetic Susceptibility of High-Tc Superconductors, *Physica C*, 241, 167-180.
- List, F.A., Kroeger, D.M., Selvamanickam, V., 1997, Hysteresis of the Transport Critical Current of (Tl,Pb)-(Sr,Ba)-Ca-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O Conductors: effects of temperature and Magnetic Field, *Physica C*, 275, 220-230.
- Loegel, B., Mehdaoui, A., Bolmont, D., Danesi, P., Bourgault, D., Tournier, R., 1993, Irreversibility Line and Anisotropy of Magnetic Melt Textured Y₁Ba₂Cu₃O_{7-δ} Studied by AC Susceptibility, *Physica C*, 210, 432-438.

- López, J., Muné, P., 1996, Anomalous Inversion of Voltage versus Current Curves in ZFC and FC Conditions in BSCCO Ceramic Superconductors, *Physica C*, 261, 173-178.
- McHenry, M.E., Maley, M.P., Willis, J.O., 1989, Systematics of Transport Critical-Current-Density Hysteresis in Polycrystalline Y-Ba-Cu-O, *Phys. Rev. B*, 40, 2666-2669.
- Meissner, W.H., Ochsenfeld, R., 1933, Upper Critical Fields of High T_c Superconducting Y-Ba-Cu-O, *Nature*, 132, 931-935.
- Müller, K.H., 1989, AC Susceptibility of High Temperature Superconductors in a Critical State Model, *Physica C*, 159, 717-726.
- Müller, K.H., Nikolo, M., Driver, R., 1991, Flux Pinning at Grain Boundaries in Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Ceramic Superconductors, *Phys. Rev. B*, 43, 7976-7979.
- Müller, K.-H., Matthews, D.N., 1992, Sample Size Dependence and Irreversibility of The Critical Current Density of Ceramic High-Temperature Superconductors, *Applied Superconductivity Conference, Chicago*.
- Muné, P., Altshuler, E., Musa, J., Garcia, S., 1994, Hysteresis in The $J_c(B_a)$ Dependence of (Bi-Pb)-Sr-Ca-Cu-O Polycrystalline Superconductors, *Physica C*, 226, 12-16.
- Muné, P., López, J., 1996, Magnetic Hysteresis of The Critical Current Density in Ceramic Superconductors Modelled As Two-Dimensional Series-Parallel Josephson Junction Array within The Intergranular Flux-Trapping Model, *Physica C*, 257, 360-366.
- Nedkov, I., Veneva, A., 1994, Alkali Metals Impurities on The Magnetic and Electrical Properties of YBCO, *Journal of Applied Physics* 75, 6726-6728.
- Nikolo, M., Stacey, L.M., Missey, M.J., 1994, Critical State Model and AC Susceptibility of High Temperature Superconductors, *Physica B*, 194-196, 1875-1876.
- Niu, H., Fukushima, N., Ando, K., 1988, Effect of Oxygen Content and Sr/Ca Ratio on Superconducting Properties in $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{Ca}_{1+x}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Japanese Journal of Applied Physics*, 27, L1442-L1444.
- Onnes, H.K., 1911, Superconductivity and Magnetizm, *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, 119-120.

- Pagnon, V., Villard, C., Ayache, C., Villgier, J.C., 1991, Fluctuation Conductivity and Magnetoresistance of a Single Crystalline YBaCuO Film, *Physica B*, 169, 645-646.
- Palstra, T.T.M., Batlogg, B., Schneemeyer, L.F., Waszczak, J.V., 1988, Thermally Activated Dissipation in $\text{Bi}_{2,2}\text{Sr}_2\text{Ca}_{0,8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 1662-1665.
- Perez, F., Obradors, X., Fontcuberta, J., Bozec, X., Fert, E., 1996, Magnetic Flux Penetration and Creep in a Ceramic $(\text{Y,Sm})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconductor, *Supercond. Sci. Technol.*, 9, 161-175.
- Saito, Y., Noji, T., Endo, A., Higuchi, N., Fujimoto, K., Oikawa, T., Hattori, A., Furuse, K., 1987, High- T_c Superconducting Properties in $(\text{Y}_{1-x}\text{Tl}_x)\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$, $\text{Y}(\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x)\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ and $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Mg}_x)_3\text{O}_{7-y}$, *Physica C*, 148 B, 336-338.
- Serway, R.A., 1990, *Physics for Scientists and Engineers*, Third Edition, Saunders College Publishing, 1291-1317, USA.
- Tsukamoto, K., Ishii, M., Shimojima, H., Yamagishi, C., Takata, M., Yamashita, T., 1992, Magnetic Property of Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Superconducting Tube, *Japanese Journal of Applied Physics*, 31, L464-L466.
- Veneva, A., Petrov, D.K., Dittrich, P., Naughton, M.J., 1996, AC Susceptibility and Microstructure of Alkali Doped Polycrystalline YBCO HTSC Materials, *Physica C*, 271, 230-234.
- Willis, J.O., McHenry, M.E., Maley, M.P., Sheinberg, H., 1989, Magnetic Shielding by Superconducting Y-Ba-Cu-O Hollow Cylinders, *IEEE Trans. Magn.*, 25, 2502-2505.
- Yamamoto, K., Mazaki, H., Yasuoka, H., Katsuyama, S., Kosuge, K., 1992, Harmonic Susceptibilities of a Sintered Oxide Superconductor, *Phys. Rev. B*, 46, 1122-1129.
- Yang, Y., Beduz, C., Ashworth, S.P., 1990, Irreversibility and Hysteretic Aspects of Granular YBCO, *Cryogenics*, 30, 619-622.

ÖZGEÇMİŞ

Ali ÖZTÜRK,

1974 yılında İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 1991 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 1995 yılında üçüncülük ile mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı. 1996 yılında aynı enstitü tarafından Araştırma Görevlisi olarak atandı. 1998 yılında Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalı'na Araştırma Görevlisi olarak atandı. Halen görevine devam etmektedir ve İngilizce bilmektedir.

Şimdiye kadar yayınlanmış makaleleri aşağıda verilmektedir.

1. Çelebi, S., Gencer, A., Öztürk, A., Flux Trapping Properties of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Superconducting Hollow Cylinder: The Effect of Azimuthal Flux on Flux Trapping in The Cavity, Journal of Alloys and Compounds, 257 (1997), 14-18.
2. Çelebi, S., Karaca, İ. Öztürk, A., Nezir, S., Fabrication and Characterization of Bi_{1.84}Pb_{0.34}Sr_{1.91}Ca_{2.03}Cu_{3.06}O₁₀ Superconductors Prepared by a Wet Tecnique, Journal of Alloys and Compounds, 268 (1998), 256-260.