

139239

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

$YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$ ve $Re=Yb, Sm, Nd$)
SÜPERİLETKENLERİNİN YAPISAL ve FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ

Süleyman BOLAT

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Doktor”
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 16/01/2003
Tezin Savunma Tarihi : 28/03/2003

139239

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ülker ONBAŞLI

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Yusuf AYVAZ

TC YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Trabzon 2003

ÖNSÖZ

Bu çalışmada, başlangıç kompozisyonu $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) olacak biçimde, katıhal tepkime ($x=0, 0,3, 0,5$) ve alevde eritme-hızlı soğutma-büyütme (FQMG) ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) yöntemleri kullanılarak hazırlanan numunelerin bazı yapısal ve fiziksel özellikleri incelendi. Yapılan çalışmaların büyük kısmı K.T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında gerçekleştirildi. AC manyetik alınganlık ölçümleri Ankara Fen Fakültesi Fizik Bölümü ve taramalı elektron mikroskop çekimleri Kırıkkale Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Araştırma Laboratuvarlarında yapıldı.

Doktora tez çalışmasının her safhasında emek veren, yardımlarını hiç esirgemeyen ve her zaman destek veren sayın hocam Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a teşekkür ederim. Ayrıca tez çalışmasının bu aşamaya gelene kadar emeği geçen, başta Fizik Bölüm Başkanı sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA olmak üzere, Ankara Fen Fakültesi Öğretim Üyelerinden sayın Doç. Dr. Ali GENCER ile sayın Yrd. Doç. Dr. Özer ÖZOĞUL'a ve Ankara Atom Enerjisi Kurumu bünyesinde görevli sayın Erhan AKSU'ya teşekkür ederim.

Bu çalışma KTÜ Araştırma Fonu 2000.111.1.2 kod numaralı proje ile desteklenmiştir.

Süleyman BOLAT
Trabzon 2003

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	II
İÇİNDEKİLER	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
ÇİZELGELER DİZİNİ	XVI
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XVII
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. II. Tip Süperiletkenlerin Bazı Özellikleri	3
1.2.1. II. Tip Süperiletkenlerde Girme Derinliği ve Koherens Uzunluğu.....	3
1.2.2. Akı Akışı.....	6
1.2.3. Akı Çivilenmesi ve Kritik Akım Yoğunluğu Arasındaki İlişki	7
1.2.4. Akı Sürüklenmesi ve Akım-Voltaj Karakteristiği	8
1.2.5. AC Alınganlık.....	11
1.2.6. Tersinmez ve Tersinir II. Tip Süperiletkenler.....	15
1.2.7. Bean Kritik Durum Modeli	19
1.2.8. II. Tip Süperiletkenlerin Kaldırma Kuvveti.....	25
1.3. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenliği.....	27
1.4. Yüksek Sıcaklık Oksit Süperiletkenleri	29
1.5. Y-Ba-Cu-O Sistemi.....	29
1.6. $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ Süperiletkeninde Katkı Mekanizması	32
1.7. $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ Süperiletkenine Yapılan Katkı Çalışmaları	34
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	36
2.1. Numunelerin Hazırlanması	36
2.2. Kalsinasyon İşlemi.....	38
2.3. Katıhal Tepkime Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi	39
2.4. Eritme Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi	39

2.5. Oksijen Verme İşlemi	41
2.6. SEM/Optik Fotoğraf Çekimleri	42
2.7. X-Işını Kırınım Ölçümleri	44
2.8. Kaldırma Kuvveti Ölçümleri	44
2.9. Direnç Ölçümleri	45
2.10. AC Alınganlık Ölçümleri.....	46
3. BULGULAR ve TARTIŞMALAR.....	50
3.1. X-Işını Kırınım Desenleri	50
3.2. SEM/Optik Fotoğraflar	68
3.3. Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçümleri	88
3.3.1. Manyetik Kaldırma Kuvveti Verilerinden Teorik Eğri Geçirilmesi.....	110
3.3.2. Manyetik Kaldırma Kuvveti Verilerinden Kritik Akım Yoğunluğunun Hesaplanması	120
3.4. Direnç Ölçümleri	135
3.5. AC Alınganlık Ölçümleri.....	141
3.5.1. AC Alınganlık Ölçüm Verilerinden Kritik Akım Yoğunluğu Hesabı	170
3.6. AC Alınganlık ve Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçüm Verilerinden Teorik Olarak Elde Edilen Kritik Akım Yoğunluklarının Karşılaştırılması	174
4. SONUÇLAR	177
5. ÖNERİLER.....	180
6. KAYNAKLAR	181
ÖZGEÇMİŞ	187

ÖZET

Bu çalışmada $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) olacak biçimde, katıhal tepkime ($x=0, 0,3, 0,5$) ve alevde eritme-hızlı soğutma-büyütme (FQMG) ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) yöntemleri kullanılarak numune üretimi yapıldı. Bu numunelerin bazı yapısal ve fiziksel özellikleri, x-ışını kırınım desenleri, SEM/optik mikro fotoğrafları, manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri, direnç ölçümleri ve son olarak AC alınganlık ölçümleri bakımından incelendi. Buna göre katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerde katkının yapı içine girmediği, katkıyla birlikte numunelerin süperiletkenlik özelliklerinin bozulduğu tespit edildi. FQMG yöntemi ile üretilen numunelerde ise katkının yapı içine girdiği ve bu suretle $x=0,3$ Yb katkılı numune ile $x=0,3$ Nd katkılı numunelerin bazı süperiletkenlik özelliklerinde iyileşme meydana geldiği gözlemlendi. $x=0,3$ Yb katkılı numunenin sıvı azot sıcaklığında ölçülen manyetik kaldırma kuvvetinin maksimum değeri katkısız numuneden ~%240 daha büyük ölçüldü. $x=0,3$ Nd katkılı numunenin, AC alınganlık ölçüm verilerinden Bean modeli kullanılarak hesaplanan, kritik akım yoğunluğu katkısız numuneden %235 oranında büyük bulundu. Basit bir model geliştirilerek numunelerin, manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden yararlanarak, alanın fonksiyonu olarak kritik akım yoğunlukları hesaplandı. Kaldırma kuvveti ile AC alınganlık ölçüm verilerinden teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri aynı sıcaklık ve alan için birbirleriyle kıyaslandığında, AC alınganlık ölçümlerinden bulunanların daha büyük olduğu görüldü. Bu farklılığın çökelti fazlarından olduğu sonucuna varıldı.

Anahtar Kelimeler: Süperiletken, Katıhal Tepkime Yöntemi, FQMG Yöntemi, Yb, Sm, Nd Katkısı, Manyetik Kaldırma Kuvveti, Kritik Akım Yoğunluğu, Bean Modeli.

SUMMARY

Investigation of Structural and Physical Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($x=0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ and $\text{Re}=\text{Yb, Sm, Nd}$) Superconductors

In this work, sample production in the form of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb, Sm, Nd}$) has been carried out by using solid state reaction ($x=0, 0.3, 0.5$) and Flame-Quench-Melt Growth (FQMG) ($x=0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$) techniques. Some structural and physical properties of the samples prepared by two methods have been investigated using x-ray diffraction (XRD), SEM/optical micrographs, magnetic levitation force, resistivity and finally AC susceptibility measurements. Therefore, it was found that the substitution of above elements did not enter into the unit cells of the samples prepared by solid state reaction method and the superconducting properties of all samples were destroyed with increasing the content of substitution in samples. For the samples prepared with FQMG method, the substitutions mentioned above were observed to enter into the unit cell of the samples, thus, it was observed that the substitution of $x=0.3$ Yb and $x=0.3$ Nd improved some superconducting properties of the samples. The maximum value of the magnetic levitation force, measured at liquid nitrogen temperature, on the $x=0.3$ Yb sample is found to be $\sim 240\%$ greater than that of the pure sample. Critical current density of $x=0.3$ Nd calculated using the Bean model is found to be $\sim 235\%$ greater than that of pure sample. Critical current densities as a function of the magnetic field are calculated by developed a simple method based on magnetic levitation force measurement data. Comparison of critical current densities obtained from levitation force and calculated theoretically from AC susceptibility measurement data, for the same temperature and field strength, showed that the values obtained from AC susceptibility measurements are greater. It was attributed to the amounts of precipitations in samples.

Key Words: Superconductor, Solid State Method, FQMG Method, Yb, Sm, Nd Adding, Magnetic Levitation Force, Critical Current Density, Bean Model.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.	Civa için düşük sıcaklık direnç diyagramı (Vanderah, 1992).	1
Şekil 2.	I ve II. tip süperiletkenlerin manyetik alandaki davranışları.	3
Şekil 3.	II. tip süperiletkenlerde H-T faz diyagramı.	4
Şekil 4.	(a) Karışık durumda numunede akı örgüsünün oluşumu. (b) Koherens uzunluğunun girdaplarla olan ilişkisi. (c) Akı yoğunluğunun değişimi ve girme derinliği	5
Şekil 5.	(a) Anderson Kim modeline göre potansiyel engel. (b) I-V değişimi.	9
Şekil 6.	Taneli YBaCuO süperiletkeninde AC alınganlık (●) ve direnç (○) değişimi.....	15
Şekil 7.	II. tip süperiletkenlerde çivileme bölgelerinin varlığına göre izotermal M(H) eğrileri. (a) çivileme kuvvetli, (b) çivileme zayıf ve (c) çivileme yok.	17
Şekil 8.	Şekil 7a'daki M(H) eğrisinde daha yüksek sıcaklıkta meydana gelen değişiklik. (a) T_1 sıcaklığında ($T < T_1 < T_c$) ve (b) T_2 sıcaklığında ($T < T_1 < T_2 < T_c$).	18
Şekil 9.	Bean modelinin dilim (slab) veya silindir yapısı için şematik gösterimi. (a) $T < T_c$ sıcaklığında birim hacim başına manyetizasyonun uygulanan manyetik alanla değişimi (M(H)-eğrisi). (b) Manyetik alanın artırıldığı durum için akı profili. (c) Manyetik alanın azaltıldığı durum için akı profili. (d) Manyetik alanın artırıldığı, (e) azaltıldığı durum için numunede dolaşan kritik akım yoğunluğunun değişimi.....	20
Şekil 10.	a yarıçaplı silindir biçimli numune için akı profili.	26
Şekil 11.	II. tip bir süperiletkende manyetik kuvvetin, malzeme ile 0,4 T'lık magnet arasındaki mesafeyle değişimi.....	26
Şekil 12.	Süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar, süperiletkenlik geçiş sıcaklığındaki artışın kronolojik sıralanışı (Alexandrov vd; 2000).....	28
Şekil 13.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} süperiletkeninin kristal yapısı.	30
Şekil 14.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} yapısına ait bazı parametrelerin oksijen miktarına göre değişimi. (a) Kritik sıcaklık, (b) birim hücre hacmi, (c) Ortorombiklik, (d) a örgü parametresi, (e) b örgü parametresi ve (f) c örgü parametresi.....	31
Şekil 15.	Kalsinasyon diyagramı.	38
Şekil 16.	Katıhal tepkime yöntemi için sinterleme diyagramı.....	39
Şekil 17.	Oksijen alevinde eritme ve ani soğutma düzeneğinin şematik gösterimi.....	40

Şekil 18. Eritme yöntemi için sinterleme diyagramı.	41
Şekil 19. Oksijen verme diyagramı.....	42
Şekil 20. Jeol JSM-5600 Taramalı Elektron Mikroskobu.	43
Şekil 21. Nikon ECLIPSE ME600 Polarize Optik Mikroskop.....	43
Şekil 22. Rigaku D/Max-III C difraktometresi.	44
Şekil 23. Kaldırma kuvveti ölçümlerinin yapıldığı düzeneğin şematik gösterimi.....	45
Şekil 24. Direnç ölçüm düzeneğinin şematik gösterimi.	46
Şekil 25. 7130 AC alınganlık ölçüm sisteminin blok şeması.	47
Şekil 26. AC alınganlık ölçüm ünitesinde kullanılan bobin sistemi.....	47
Şekil 27. Katihal tepkime yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Yb_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	54
Şekil 28. Katihal tepkime yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Sm_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	55
Şekil 29. Katihal tepkime yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Nd_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	56
Şekil 30. Katihal tepkime yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	57
Şekil 31. Katihal tepkime yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,5$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	58
Şekil 32. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Yb_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7$ ve $1,0$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	59
Şekil 33. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Sm_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7$ ve $1,0$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	60
Şekil 34. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Nd_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7$ ve $1,0$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.....	61
Şekil 35. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0,$ $0,3$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.	62
Şekil 36. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0,$ $0,5$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.	63
Şekil 37. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0,$ $0,7$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.	64
Şekil 38. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0,$ $1,0$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri.	65
Şekil 39. Katihal tepkime yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin örgü parametreleri ve birim hücre hacmi.....	66

Şekil 40.	FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numunelerinin örgü parametreleri ve birim hücre hacmi.....	67
Şekil 41.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	71
Şekil 42.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	71
Şekil 43.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	72
Şekil 44.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	72
Şekil 45.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	73
Şekil 46.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	73
Şekil 47.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin SEM fotoğrafı.....	74
Şekil 48.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	75
Şekil 49.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	76
Şekil 50.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	77
Şekil 51.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Yb_{0,7}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	78
Şekil 52.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Yb_{1,0}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	79
Şekil 53.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	80
Şekil 54.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	81
Şekil 55.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Sm_{0,7}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	82
Şekil 56.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Sm_{1,0}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	83
Şekil 57.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	84
Şekil 58.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.....	85

Şekil 59. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Nd_{0,7}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.	86
Şekil 60. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Nd_{1,0}O_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme.	87
Şekil 61. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm düzeneğinde kullanılan Nd-Fe-B magnetin kalibrasyon eğrisi.	92
Şekil 62. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	92
Şekil 63. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	93
Şekil 64. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	93
Şekil 65. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	94
Şekil 66. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	94
Şekil 67. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	95
Şekil 68. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	95
Şekil 69. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3 0,5$) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin itici kısımlarının bir arada gösterimi.	96
Şekil 70. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3 0,5$) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin çekici kısımlarının bir arada gösterimi.	97
Şekil 71. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3 0,5$) numuneleri için (a) Birinci ve ikinci çevrimde maksimum ve minimum kaldırma kuvvetinin, (b) kaldırma kuvvetinin etkimeye başladığı mesafenin katkı miktarına göre gösterimi.	98
Şekil 72. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	99
Şekil 73. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	99
Şekil 74. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	100
Şekil 75. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Yb_{0,7}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye değişimi.	100

Şekil 76.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Yb_{1,0}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	101
Şekil 77.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	101
Şekil 78.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	102
Şekil 79.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Sm_{0,7}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	102
Şekil 80.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Sm_{1,0}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	103
Şekil 81.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	103
Şekil 82.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	104
Şekil 83.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Nd_{0,7}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	104
Şekil 84.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Nd_{1,0}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.	105
Şekil 85.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin itici kısımlarının bir arada gösterimi.	106
Şekil 86.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin çekici kısımlarının bir arada gösterimi.	107
Şekil 87.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numuneleri için (a) Birinci ve ikinci çevrimde maksimum ve minimum kaldırma kuvvetinin, (b) kaldırma kuvvetinin etkimeye başladığı mesafenin katkı miktarına göre gösterimi.	108
Şekil 88.	FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numuneleri için, manyetik akının numune içerisinde hapis kalmasının bir ölçütü olarak, itici manyetik kaldırma kuvvetlerinin birinci ve ikinci çevrimler arasındaki farkın mesafeyle değişimi.	109
Şekil 89.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	112
Şekil 90.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	112
Şekil 91.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	113
Şekil 92.	Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	113

Şekil 93. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	114
Şekil 94. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	114
Şekil 95. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	115
Şekil 96. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	115
Şekil 97. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Yb_{0,7}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	116
Şekil 98. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	116
Şekil 99. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	117
Şekil 100. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Sm_{0,7}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	117
Şekil 101. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Sm_{1,0}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	118
Şekil 102. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	118
Şekil 103. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri.	119
Şekil 104. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden yararlanarak kritik akım yoğunluğunun hesaplanmasında kullanılan modelin izahı.	124
Şekil 105. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	125
Şekil 106. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	125
Şekil 107. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	126
Şekil 108. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	126
Şekil 109. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	127
Şekil 110. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	127
Şekil 111. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	128

Şekil 112. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	128
Şekil 113. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Yb_{0,7}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	129
Şekil 114. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	129
Şekil 115. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	130
Şekil 116. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Sm_{0,7}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	130
Şekil 117. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,0}Sm_{1,0}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	131
Şekil 118. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	131
Şekil 119. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi.	132
Şekil 120. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5) numunelerinin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden hesaplanan kritik akım yoğunlukları.	133
Şekil 121. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numunelerinin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden hesaplanan kritik akım yoğunlukları.	134
Şekil 122. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5) numunelerinin normalize edilmiş dirençlerinin sıcaklıkla değişimi.....	137
Şekil 123. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5) numuneleri için kritik sıcaklık değerleri.	138
Şekil 124. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numunelerinin normalize edilmiş dirençlerinin sıcaklıkla değişimi.....	139
Şekil 125. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numuneleri için kritik sıcaklık değerleri.	140
Şekil 126. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi.	144
Şekil 127. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi.....	145

- Şekil 128. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 146
- Şekil 129. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 147
- Şekil 130. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 148
- Şekil 131. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 149
- Şekil 132. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 150
- Şekil 133. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Re_{0,3}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=125$ Hz, $H_{ac}=20$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 151
- Şekil 134. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Re_{0,5}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=125$ Hz, $H_{ac}=20$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 152
- Şekil 135. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Re_{0,3}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=125$ Hz, $H_{ac}=80$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 153
- Şekil 136. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Re_{0,5}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=125$ Hz, $H_{ac}=80$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 154
- Şekil 137. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 155
- Şekil 138. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 156
- Şekil 139. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 157
- Şekil 140. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 158
- Şekil 141. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 159

- Şekil 142. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 160
- Şekil 143. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi. 161
- Şekil 144. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Re_{0,3}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=111$ Hz, $H_{ac}=100$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 162
- Şekil 145. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Re_{0,5}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=111$ Hz, $H_{ac}=100$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 163
- Şekil 146. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Re_{0,3}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=111$ Hz, $H_{ac}=1500$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 164
- Şekil 147. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Re_{0,5}O_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=111$ Hz, $H_{ac}=1500$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi..... 165
- Şekil 148. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$ ve Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden bulunan (a) kritik sıcaklıkları ve (b) süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları..... 167
- Şekil 149. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$ ve Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden bulunan (a) kritik sıcaklıkları ve (b) süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları. 168
- Şekil 150. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$ ve Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden Bean modeliyle teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları. 172
- Şekil 151. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$ ve Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden Bean modeliyle teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları. 173

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Çizelge 1. Başlangıç kompozisyonunda kullanılan bileşikler.	36
Çizelge 2. Katıhal ve eritme yöntemleriyle 20 gr numune üretimi için tartılan bileşik miktarları.	37
Çizelge 3. Manyetik alanın mesafeyle değişimi verilerinden hesaplanan alan gradyenti değerleri.....	123
Çizelge 4. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için Şekil 114'ten bulunan kritik sıcaklık değerleri.....	135
Çizelge 5. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numuneleri için Şekil 114'ten bulunan kritik sıcaklık değerleri.....	136
Çizelge 6. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için AC alınganlık ölçümlerinden yararlanarak bulunan kritik sıcaklık değerleri.....	166
Çizelge 7. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için AC alınganlık ölçümlerinden yararlanarak bulunan kritik sıcaklık değerleri.....	166
Çizelge 8. AC alınganlık ile manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunluğunun 2,67 mT alan ve 77 K sıcaklığa karşılık gelen değerleri.....	176

SEMBOLLER DİZİNİ

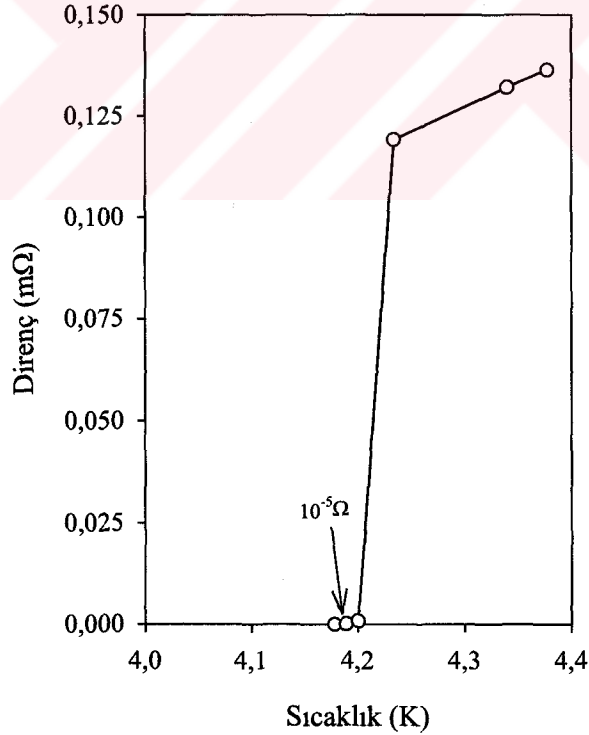
a, b, c,	: Örgü parametreleri
AC	: Alternatif akım
B	: Manyetik alan
BCS	: Bardeen-Cooper-Schrieffier
d	: Çivileme merkezleri arasındaki mesafe
DC	: Doğru akım
f	: frekans
F	: kuvvet
f_L	: Birim hacme düşen manyetik kaldırma kuvveti
F_L	: Lorentz kuvveti
F_p	: Akı çivileme kuvveti
FQMG	: Alevde eritme-hızlı soğutma-büyütme (Flame-Quench-Melt-Growth)
H	: Dış manyetik alan
H_a	: Uygulanan alan
H_{ac}	: Uygulanan AC alan
H_c	: I. tip süperiletkenlerde kritik alan
H_{c1}, H_{c2}	: II. tip süperiletkenlerde birinci ve ikinci kritik alan
H_{dc}	: Uygulanan DC alan
H_{gd}	: Girdaptaki manyetik alan
H_{irr}	: Tersinmezlik (irreversibility) alanı
H^*, H^{**}	: Birinci ve ikinci girme alanları
I	: Akım
J	: Akım yoğunluğu
J_c	: Kritik akım yoğunluğu
k	: Ginzburg-Landau parametresi
K	: Kelvin
k_B	: Boltzman sabiti
K_0	: Bessel fonksiyonunun imajiner kısmının sıfır-düzenliliği
m	: Manyetik moment
M	: Magnetizasyon

R	: Direnç
T	: Sıcaklık
TAFF	: Termal-uyarılmış-akı-akışı (Thermal-Activated-Flux-Flow)
T_c	: Kritik sıcaklık
U	: Çivileme potansiyel enerjisi
V	: Potansiyel
V	: Hacim
χ	: Manyetik alınganlık
χ', χ''	: Manyetik alınganlığın gerçel ve sanal kısmı
$\delta(x)$: Delta fonksiyonu
Φ_0	: Girdap akısı
λ	: Girme derinliği
μ	: Mikro (10^{-6})
∇	: Nabla operatörü
Ω	: Direnç birimi (ohm)
ρ_{aa}	: Akı akma özdirenci
ρ_n	: Normal durum özdirenci
ξ	: Koherens uzunluğu

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Çok düşük sıcaklıklarda atomların, iyonların ve moleküllerin hareket kabiliyetleri büyük oranda düşer. 1900'lü yılların başlarında oda sıcaklığında gaz halinde bulunan tüm maddelerin düşük sıcaklıklarda sıvı hale geçmeleri teknik açıdan bir devrim olmuştu. Yapılan çalışmalar sonucunda 1908 yılında Danimarkalı fizikçi Heike Kamerling Onnes 2,18 K'de ilk kez sıvı helyumu buldu. Sıvı helyumun elde edilmesiyle düşük sıcaklıklarda çalışma imkanı bulan Onnes, Leiden Üniversitesinde 1911 yılında süperiletkenlik olayını keşfetti. Bu ilginç olayı, cıvanın direnç ölçümleri esnasında, yaklaşık 4,2 K civarında direncin $120 \mu\Omega$ 'dan keskin bir şekilde $3 \mu\Omega$ 'a düşmesiyle gözlemlemişti (Şekil 1) (Vanderah, 1992; Onnes, 1911).



Şekil 1. Cıva için düşük sıcaklık direnç diyagramı (Vanderah, 1992).

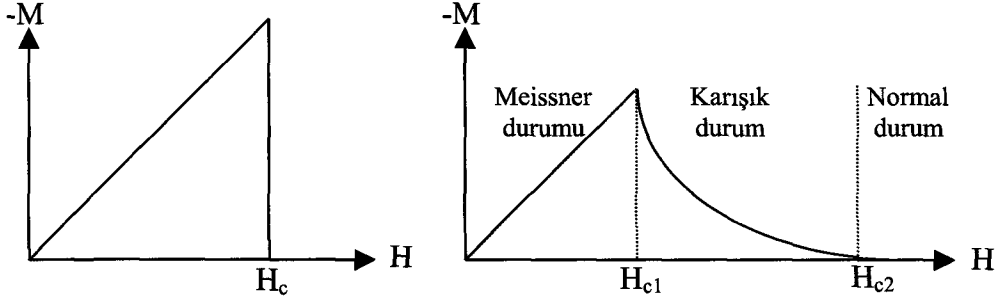
Bu olaydan sonra süperiletkenliğin ilk tanımı belli bir sıcaklığın altında malzemenin direnç göstermemesi olarak yapılmıştı. Direncin yok olduğu bu sıcaklığa da kritik sıcaklık denmişti (T_c). Süperiletkenliğin keşfinden sonra bu konuda çalışmalar yoğunluk kazandı. 1933 yılında Meissner olayının bulunuşuyla diamanyetizma terimi ortaya çıktı. Böylece süperiletkenliğin tanımındaki eksiklik de giderilmiş oldu. Yani bir malzeme süperiletken malzeme olarak tanımlanabilmesi için kritik geçiş sıcaklığına sahip olmalı ve diamanyetik özellik göstermeli (Meissner ve Ochsenfeld, 1933; Vanderah, 1992; Buchel, 1991). London kardeşler 1935 yılında manyetik akıyı dışarılayan akımın sadece yüzeyde akacağını önererek Meissner olayını açıklayabilmişlerdi (Seeber, 1998). Süperiletkende oluşan bu akımın gerçekte kuantum akımı formunda olduğu bilinmektedir. Bu kuantum akımı kavramı Ginzburg Landau (1950) teorisi ile uyumludur (Ginzburg ve Kirzhnits, 1992).

Bardeen, Cooper ve Schrifier (Bardeen vd., 1957) süperiletkenliğin mikroskobik teorisi olan BCS teorisini ortaya attılar (1957). Bu teori süper akımı taşıyan elektron çiftlerinin fononlar aracılığıyla çiftlendiğini açıklar. İki yıl sonra Gorkov (1959) Ginzburg Landau teorisinin kritik sıcaklığa yakın sıcaklıklarda BCS teorisinin özel bir durumu olabileceğini buldu. Cooper çifti, zıt dalga vektörlü ve spinli iki elektrondan meydana gelir ve bir bozon oluşturur. BCS teorisi, çiftlenmenin fononlar vasıtası ile oluşması sonucu kritik sıcaklığın 30 K civarında olması gerektiği sonucunu doğurur. Oysaki 1986 yılında yüksek sıcaklık süperiletkenleri keşfedildi ve kritik geçiş sıcaklıkları bu sıcaklık değerinden çok daha yüksek olmasına rağmen hala çiftlenmiş elektronların bulunduğu anlaşılmıştı (Seeber, 1998). Bu BCS teorisinin öngördüğü çiftlenme mekanizmasını çürüttü. Bu konu üzerine hala bir mikroskobik teori olmadığından Ginzburg Landau teorisi makroskobik özellikleri açıklamada hala kullanılmaktadır.

Ginzburg Landau teorisi, süperiletkenlerin iki sınıfta incelenmesini öngörür. Bunlar manyetik alan içerisindeki davranışlarına göre I. tip ve II. tip olarak isimlendirilir. Abrikosov, 1957 yılında Ginzburg Landau denkleminin, Meissner etkisini açıklayan çözümünden daha farklı alternatif bir çözüm önerdi. Abrikosov, manyetik alanın II. tip süperiletkenlerde $H_{c1} < H < H_{c2}$ aralığında manyetik akımın kuantize olmuş akı çizgileri (girdaplar) şeklinde bulk numune içerisinde girmesi gerektiğini ifade etti (Seeber, 1998).

I. tip süperiletkenler H_c kritik alan değerine kadar uygulanan alanı dışlar, II. tip süperiletkenler ise H_c 'den küçük tüm alanlarda Meissner etkisini göstermezler (Şekil 2). Bu tip süperiletkenler daha küçük bir H_{c1} değerine kadar tüm alanı dışlar ve bu alandan

daha büyük olan H_{c2} değerine kadar akı çizgilerinin malzemede bir akı örgüsü oluşturmasına izin verir. H_{c2} alanından daha büyük alanlarda ise normal duruma döner.



Şekil 2. I ve II. tip süperiletkenlerin manyetik alandaki davranışları

1.2. II. Tip Süperiletkenlerin Bazı Özellikleri

II. tip süperiletkenlerin teknik olarak üstünlüğü vardır. Yüksek manyetik alan üretebildikleri için manyetik alan uygulamalarında daha kullanışlıdır. Üst manyetik alanın hemen altında bile yüksek akım taşıma kapasitesine sahiptirler. 4 K sıcaklıkta yaklaşık olarak 100 Teslalık manyetik alana dayanabilmektedirler. Bu özelliklerinden dolayı II. tip süperiletkenler uygulamada süperiletken kablo ve magnet yapımında daha tercihlidir (Seeber, 1998).

1.2.1. II. Tip Süperiletkenlerde Girme Derinliği ve Koherens Uzunluğu¹

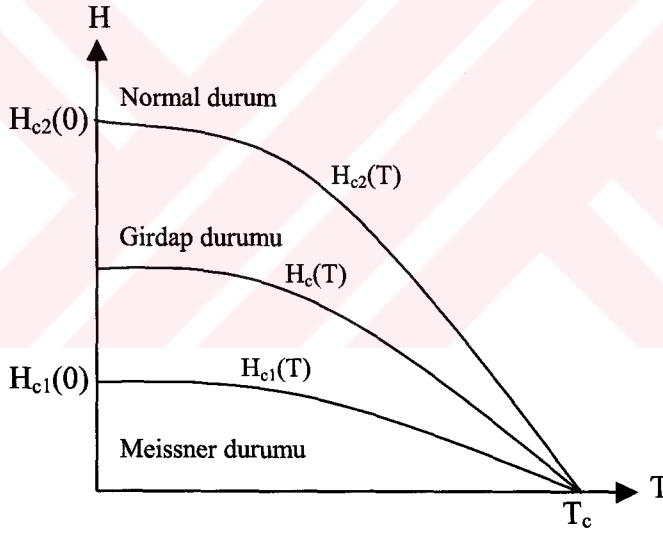
II. tip süperiletkenler Ginzburg-Landau parametresine göre karakterize edilir. Bu parametre $k > 1/\sqrt{2}$ olduğu zaman numune II. tip süperiletkenidir. II. tip süperiletkenler için ilk kez Shubnikov tarafından H-T faz diyagramını demostre edildi (Şekil 3). Uygulanan alan H_{c1} 'den küçük olduğu zaman akı tamamen dışlanır (Meissner durumu). Alan şiddeti H_{c1} ile H_{c2} arasında bir değerde ise akının bir kısmı numune içerisine nüfus eder (Karışık durum). H_{c2} 'den daha büyük bir alan uygulandığında da numune normal duruma döner. Abrikosov karışık durumu, uygulanan alanın numune içerisinde girdaplar oluşturmasından ileri geldiğini ifade ettiğinden dolayı, "girdap durumu" olarak adlandırdı.

¹ Bu kısım için (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980; Seeber, 1998) kaynaklarından faydalanılmıştır.

Abrikosov'a göre H_{c1} 'den daha büyük alan uygulandığında ve numune içerisine akı girdiğinde yapı enerji bakımından daha uygun hale gelmektedir. Her manyetik girdap

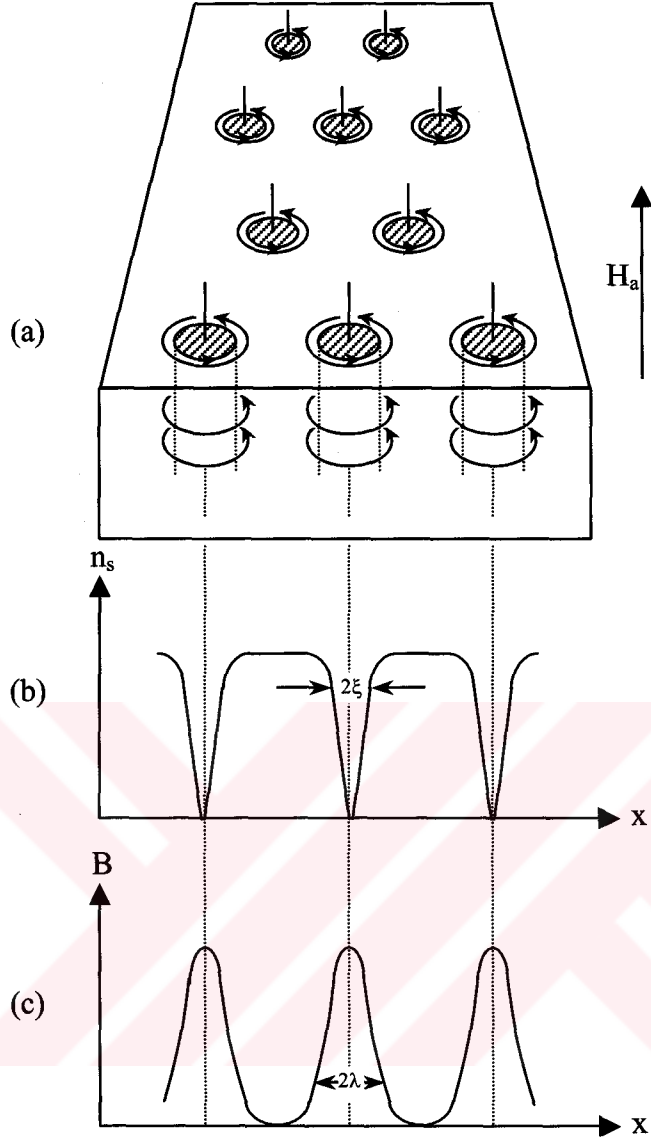
$$\Phi_0 = \frac{hc}{2\pi} \approx 2,067 \times 10^{-15} \text{ Wb} \quad (1)$$

değerinde akıya sahiptir. Bir süperiletkende uygulanan alan H_{c1} ile H_{c2} arasında ise sınırlı sayıda girdap çizgileri içerir. Denge durumunda manyetik alan numunede düzgün girdap örgüsü oluşturur. Bu örgüyü Şekil 4a'daki gibi düşünen Trauble ve Essmann olmuştur. Buradaki silindir biçimli yerler H_{c1} ile H_{c2} arasında bir manyetik alan uygulandığında numune içerisinde oluşan normal kolları temsil etmektedir. Bu silindirlerin çapları şekilde net bir şekilde görülebilmesi için abartılı bir şekilde çizilmiştir.



Şekil 3. II. tip süperiletkenlerde H-T faz diyagramı

Şekil 4b'de süper elektron konsantrasyonunun numunenin uzunluğuna göre değişimini ifade etmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi her bir girdabın merkezine doğru bu değer sıfıra doğru gitmektedir, öyle ki merkez yakınında çok ince bir hale gelir. Burada süperelektronların konsantrasyonu 2ξ genişliğindedir. Şekil 4c, manyetik alan uygulandığında manyetik akının numune uzunluğuna göre değişimini göstermektedir. Buna göre manyetik akı numunenin normal bölgelerinin merkezlerine kadar değil de bir λ uzunluğu kadar girebilmektedir.



Şekil 4. (a) Karışık durumda numunede akı örgüsünün oluşumu. (b) Koherens uzunluğunun girdaplarla olan ilişkisi. (c) Akı yoğunluğunun değişimi ve girme derinliği

$k \gg 1$ olduğu durum için manyetik alanın girdap civarındaki dağılımını hesaplamak çok kolaydır. Manyetik alan için Ginzburg-Landau eşitliği kullanılabilir. Yani;

$$\vec{H} + \lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} = \Phi_0 \delta(x) \hat{e} \quad (2)$$

olur. Burada \hat{e} girdap çizgisine doğru uzanan birim vektördür, $\delta(x)$ delta-fonksiyonu ve x de kordan olan uzaklıktır. Dirac-fonksiyonu kor etrafında 2π fazı kadar döndürüldüğünde tekillik göstereceğinden dolayı ve normalizasyon faktörü Φ_0 , her bir girdabın taşıdığı manyetik akıyı yansıttığı gerçeğine de dikkat edilirse yukarıdaki denklemin çözümünden girdaptaki manyetik alan için

$$H_{gd} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3)$$

ifadesi elde edilir. Burada K_0 Bessel fonksiyonunun imajiner kısmının sıfır-düzenliliğini göstermekte olup, kısa ve uzun mesafeler için manyetik alanın asimtotik davranış göstermesini sağlar. Yani;

$$H_{gd} = \begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln k & ; x \ll \lambda \\ \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \sqrt{\frac{\pi\lambda}{2x}} e^{-\frac{x}{\lambda}} & ; x \gg \lambda \end{cases} \quad (4)$$

olur. Bu sonuca göre küçük x değerlerinde alan saçılmaya uğrarken; büyük x değerlerinde de alan numunedeki korrara, λ değerine kadar, eksponansiyel olarak girer.

1.2.2. Akı Akışı²

Numuneden geçen akım yoğunluğu kritik değeri aştığı zaman girdaplar Lorentz (F_L) kuvveti tesiri altında kalır. Lorentz kuvveti, girdap hareketi sonucunda enerji kaybeden girdap korlarının civarında oluşan elektrik alan kökenlidir. Girdap hareketinden dolayı bir

² Bu kısım için (Seeber, 1998) kaynağından faydalanılmıştır.

direnç ortaya çıkar ki bu dirence “akı akma direnci” denir ve bu direnç Kim ve Stephen tarafından

$$\rho_{aa} = \rho_n \frac{B}{H_{c2}} \quad (5)$$

şeklinde ifade edilmiştir. ρ_{aa} B manyetik akı ile doğrusal olarak değişmektedir ve $B=H_{c2}$ olduğunda da bu direnç normal durumun öz direncine (ρ_n) eşit olur.

1.2.3. Akı Çivilenmesi ve Kritik Akım Yoğunluğu Arasındaki İlişki³

Kritik akım yoğunluğu (J_c) bir çok süperiletkenlik uygulamalarında adeta bir anahtar görevi üstlenmektedir. II. tip süperiletkenler karışık durumda iken yapıda girdapların oluştuğu daha önceki kesimlerde ifade edilmişti. Numune karışık durumda iken J akımı geçtiği zaman her girdaba

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{\Phi}_0 \quad (6)$$

kadar Lorentz kuvveti etki eder. Eğer kristal mükemmel ise bu kuvvetin tesiri ile girdaplar kolayca hareketlenir ve bu hareket direnç oluşumuna neden olur. Kusursuz II. tip süperiletkenler dirençsiz akım taşıyamaz. Öte yandan eğer kristalin mükemmelliği normal çökelmeler ile bozulursa akı hareketi önlenir. Bu olay “akı çivilenmesi” olarak adlandırılır. Dirençsiz akım; akı çivileme kuvveti (F_p) Lorentz kuvvetinden (F_L) büyük olduğu zaman numuneden akar. Sonuç olarak numuneden geçen akım yoğunluğu, $F_L = F_p$ olduğunda kritik akım yoğunluğu olacaktır. Bu ilişki

$$F_p = F_L = J_c \Phi_0 \quad (7)$$

şeklinde dir. Bu eşitlikten, kritik akım yoğunluğunun artırılması için F_p 'nin artırılması gerektiği aşıkardır. Bunun için süperiletken içerisinde “çivileme merkezleri” oluşturmak gerekir.

³ Bu kısım için (Murakami vd., 1991) kaynağından faydalanılmıştır.

1.2.4. Akı Sürüklenmesi ve Akım-Voltaj Karakteristiği⁴

Bir çok ilgi çekici teknolojik özellikleri olan II. tip süperiletkenler hacim akım yoğunluğunu kayıp vermeden ilettikleri için süperiletkenlik çalışmalarında günümüze kadar gündemde kalmayı başarmıştır. Bununla birlikte, makroskobik iletim akımı taşıyan numuneler termodinamik açıdan yarı kararlı bir durumdadır. Düşük bir sıcaklıkta girdap çizgileri, termal aktivasyonla çivileme engellerini aşmak suretiyle oluşturdukları bir akı gradyenti altında hareket etmeye meyilli hale geleceklerdir. Bu olay “akı sürüklenmesi” olarak adlandırılır. Akı sürüklenmesi teorisini ilk kez Anderson (1962) ve daha sonra Anderson ve Kim (1964) tarafından geliştirildi. Bu teori, mutlak sıcaklıktaki akım yoğunluğu ($J_c(0)$) ile termal aktivasyonun görülmeyeceği bir sıcaklıktaki akım yoğunluğu ($J_c(T)$) üzerine kuruludur. Bu iki akım yoğunluğu arasındaki ilişki, çivileme merkezlerinin kendi aralarındaki etkileşmelerinden dolayı oluşan, U potansiyel kuyusunda girdapların titreşim frekansı (f) tarafından açıklanır. Çivileme enerjisi olarak da adlandırılan U'nun akım yoğunluğuna bağlılığı

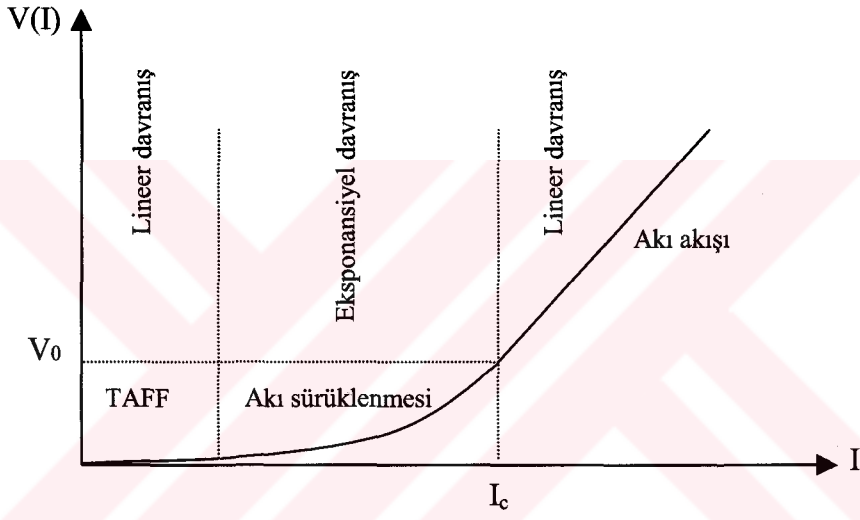
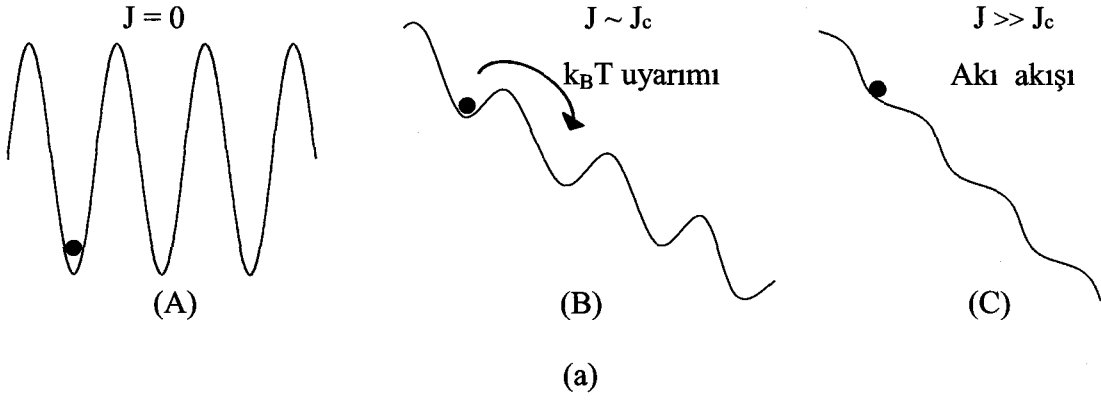
$$U(J) = \frac{U_0}{u} \left[\left(\frac{J_{c0}}{J} \right)^u - 1 \right] \quad (8)$$

şeklinde olup buradaki u girdap çivileme modellerini (tek-girdap, girdap-cam veya ortak sürüklenme modelleri, vb.) tayin etmeye yarayan bir katsayıdır. Anderson Kim modelinde $u = -1$ seçilmiştir. Buna göre,

$$U(J) = U_0 \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \quad (9)$$

şeklinindedir. Burada U_0 akım yoğunluğu sıfır olduğu durumda potansiyel engelin yüksekliği ve J_{c0} da mutlak sıcaklıktaki kritik akım yoğunluğudur. Bu potansiyel enerjinin Anderson Kim modeline göre şematik gösterimi Şekil 5a'da verilmiştir. Girdaplar, U(J) çivilenme engelini termal aktivasyonla aşmak suretiyle yayılırlar. Akı akışı olayı $J > J_c$ durumunda gerçekleşirken, akı sürüklenmesi olayı ise $J < J_c$ durumunda küçük bir direncin

⁴ Bu kısım için (Anderson, 1962; Anderson ve Kim, 1964; Gencer, 1996; Seeber, 1998; Skolovsky ve Meerovich, 2000) kaynaklarından faydalanılmıştır.



Şekil 5. (a) Anderson Kim modeline göre potansiyel engel. (b) I-V değişimi

varlığında gerçekleşir. Bu sonuca göre düşük sıcaklıkta bulunan bir II. tip süperiletken genellikle I-V eğrisi ile karakterize edilebilir (Şekil 5b). Akı çizgilerinin potansiyel engeli aşması için

$$f = f_0 \left(\exp \left(- \frac{U_0 \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right)}{k_B T} \right) - \exp \left(- \frac{U_0 \left(1 + \frac{J}{J_{c0}} \right)}{k_B T} \right) \right) \quad (10)$$

frekansına sahip olması gerekir. Buradan çivileme potansiyeli

$$V(I) = V_0 \exp \left(- \frac{U}{k_B T} \right) \sinh \left(\frac{U}{k_B T} \frac{J}{J_c} \right) \quad (11)$$

elde edilir. Burada V_0 girdap akısının (Φ_0) fonksiyonu olan bir kasayıdır. Hiperbolik fonksiyon birden çok küçük değerler için argümanına, çok büyük değerler için ekponansiyel bir değere karşılık gelir.

$$V(I) \sim \begin{cases} I & ; \frac{U_0}{k_B T} \frac{J}{J_c} \ll 1 \\ \exp \left(\frac{I}{I_{c0}} \right) & ; \frac{U_0}{k_B T} \frac{J}{J_c} \gg 1 \end{cases} \quad (12)$$

Yani düşük sıcaklıklarda büyük akımlar için $V(I)$ değişimi ekponansiyel davranış (akı sürüklenmesi); yeterince düşük akımlarda ise ohmik bölgede lineer davranış (termal-uyarılmış-akı-akışı (TAFF)) sergiler (Şekil 5b).

Girdapların yayılması sonucunda bir elektrik alan oluşur ve bu elektrik alan;

$$E = Bfd \exp \left[- \frac{U}{k_B T} \left(1 - \frac{J}{J_c(0)} \right) \right] \quad (13)$$

eşitliği ile verilir. Burada d çivileme merkezleri arasındaki mesafedir. Bir deneyde kritik akım yoğunluğunun tayin edilmesi, ölçülebilecek en küçük voltaj değerine (V_c) bağlıdır. Bu voltaj değeri de elektrik alanıyla orantılı olduğundan (E_c) son eşitlik;

$$J_c(T) = J_c(0) \left[1 - \frac{k_B T}{U} \ln \left(\frac{Bfd}{E_c} \right) \right] \quad (14)$$

elde edilir. Bu denklem $J_c(T)$ 'nin sıcaklıkla doğrusal değiştiğini göstermektedir. I-V ilişkisindeki önemli bir diğer sonuç şudur: sabit bir dış alanda numunede tuzaklanmış akımın zamanla logaritmik olarak azalacağıdır. Zamanla değişimi şu şekilde olmaktadır: Et kalınlığı ℓ ve yarıçapı r olan içi boş bir silindir için Faraday kanunu kullanılırsa

$$E = \left(\frac{r\ell}{2} \right) \frac{dJ}{dt} \quad (15)$$

olarak bulunur. Bu (14) eşitliğinde yerine konulursa uzun periyotlar için akımın zamana bağlılığı

$$J_c(t) = J_c(0) \left(1 - \frac{k_B T}{U} \ln t \right) \quad (16)$$

olarak elde edilir.

Akım yoğunluğunun zamana göre azalması ($k_B T/U$) oranı tarafından tayin olunur. Bu ise kritik durumda numunenin diamanyetik momentlerinin relaksasyonu ölçümleri esnasında deneysel olarak bulunur.

II. tip süperiletkenler için (13) eşitliği, mutlak sıcaklık civarında sıfırdan farklı bir direncin varlığını öne sürer. Bu

$$\rho = \rho_0 \exp \left(- \frac{U}{k_B T} \right) \quad (17)$$

şeklinindedir. Bu davranış termal-uyarılmış- akı-akışı (TAFF) olarak bilinir.

1.2.5. AC Alınganlık⁵

Manyetik alınganlık; bir malzemenin manyetik alana karşı verdiği tepkinin bir ölçütüdür (Gencer, 1996). Bu sayede malzemenin manyetik özellikleri hakkında bir çok bilgi edinilir. Bunun için sıcaklık ile farklı genlikte ve frekansta uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olan manyetik alınganlık kullanılır. Manyetik alınganlık hem DC hem de AC manyetik alan uygulandığında ölçülebilir. DC alan uygulanarak elde edilen alınganlığa DC alınganlık; AC alan uygulanarak elde edilen alınganlığa da AC alınganlık denir.

Manyetik alınganlık ölçümlerinin direnç ölçümlerine göre şu yönlerden farklılık gösterir (Youssif vd., 2000):

- Ölçüm alınacak numuneler için elektriksel kontak yapma ihtiyacı yoktur.
- Numunelerin toz formunda veya çok küçük taneler ebadında bile olması yeterlidir.
- Manyetik ölçüm verileri kritik geçiş sıcaklığının altında alınır.
- Hacimce süperiletkenlik kesri bu ölçümlerden hesaplanabilir.
- Kontak yapılmaksızın kritik akım yoğunluğu ölçülebilir.
- Bu ölçümlerden yararlanılarak dört nokta yöntemi ile ölçülemeyen kritik akım yoğunluklarının sıcaklıkla veya manyetik alanla değişimi hesaplanabilir.
- Süperiletken taneler arasındaki bağlar hakkında bilgi edinilebilir.

Manyetik alınganlık ölçüm tekniklerinin açıklık kazanabilmesi için öncelikle manyetik momentten (m) bahsetmek gerekir. Manyetik moment genellikle malzemelerdeki yüklü parçacıkların spin hareketiyle veya yörünge hareketiyle birlikte ele alınır ve malzemenin kendisi tarafından üretilen manyetik alanın bir ölçütüdür. Birim hacimde m tane manyetik moment varsa hacimce manyetizasyon

$$M = \frac{m}{V} \quad (18)$$

olarak tanımlanır. Alınganlık ise manyetik alan şiddeti ile manyetizasyon arasındaki oran olarak tanımlanır. Yani

⁵ Bu kısım için (Hein vd., 1991; Bolat, 1996; Gencer, 1993; Youssif vd., 2000) kaynaklarından faydalanılmıştır.

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (19)$$

şeklindedir. DC ölçüm tekniğinde, numunenin manyetik momenti zamanla değişmezken AC ölçüm tekniğinde zamanla periyodik olarak değişir ve alınganlık,

$$\chi = \frac{dM}{dH_{ac}} \quad (20)$$

şeklinde tanımlanır. Numune,

$$H = H_0 \text{Im}[e^{i\omega t}] \quad (21)$$

şeklinde bir dış sinüsoidal sürücü kuvvet etkisi altında kaldığı zaman, hacim başına manyetizasyon $M(t)$,

$$M(t) = H_0 \text{Im}[(\chi' - i\chi'')e^{i\omega t}] \quad (22)$$

$$M(t) = H_0 (\chi' \sin \omega t + \chi'' \cos \omega t) \quad (23)$$

olacaktır. Burada χ' alınganlığın gerçel (real), χ'' ise sanal (imaginer) kısmını göstermek üzere alınganlık

$$\chi = \chi' - i\chi'' \quad (24)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Bu bağıntı yüksek sıcaklık süperiletkenleri için çizgisel olmadığı için manyetizasyon,

$$M(t) = H_0 \sum (\chi'_n \sin(n\omega t) + \chi''_n \cos(n\omega t)) \quad (25)$$

şeklinde olacaktır. Alınganlık bileşenleri de;

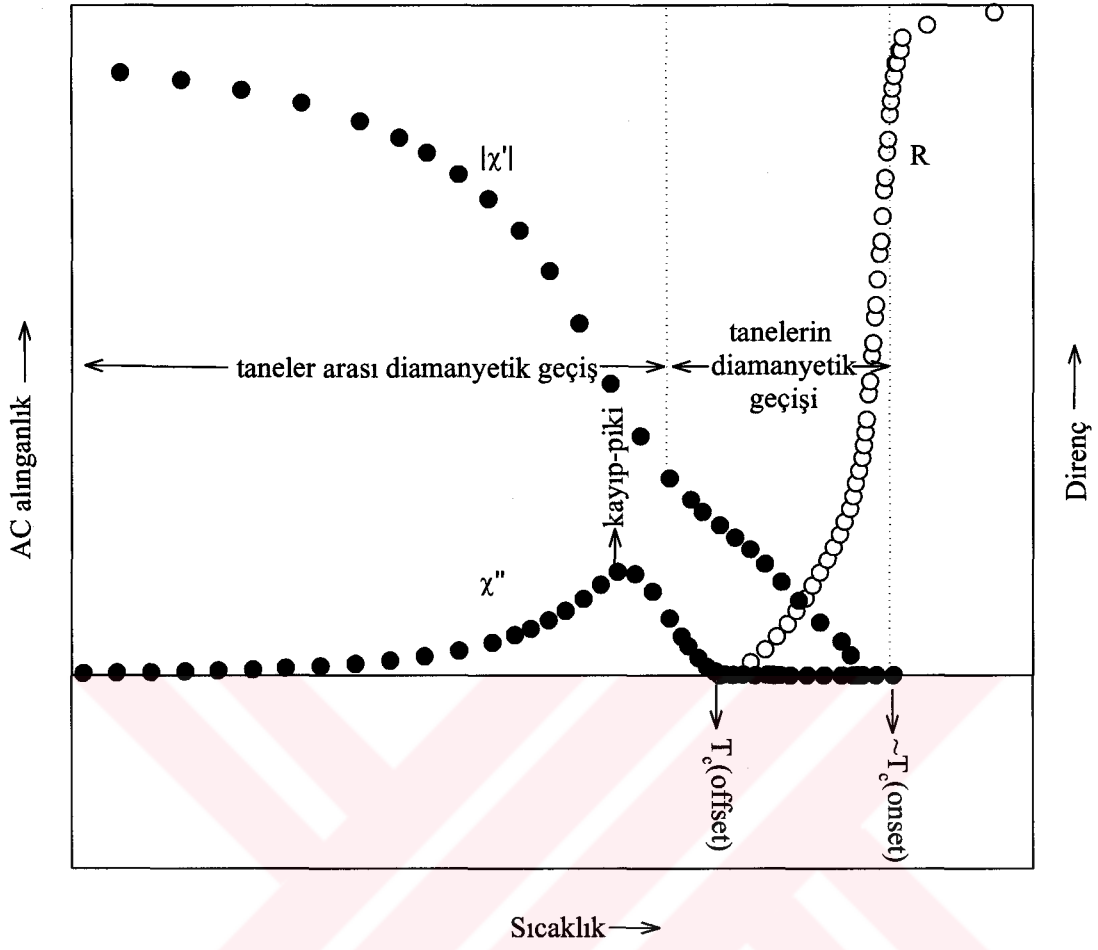
$$\chi_n' = \frac{1}{\pi H} \int_0^{2\pi} M(t) \sin(n\omega t) d(\omega t) \quad (26)$$

$$\chi_n'' = \frac{1}{\pi H} \int_0^{2\pi} M(t) \cos(n\omega t) d(\omega t) \quad (27)$$

şeklinde bulunur. Buradaki χ_n' ve χ_n'' sırayla harmonik alınganlıkların gerçel (faz içi) ve sanal (faz dışı) bileşenlerini temsil etmekte olup, $n=1$ için temel alınganlık; $n>1$ için ise yüksek harmoniklerini verir. Tersinir manyetizasyona sahip malzemeler için yüksek harmonik alınganlıklar yoktur. Bu tip malzemeler için sadece temel harmonik alınganlık kullanılır. Tersinmez yüksek sıcaklık süperiletkenleri için temel harmonik alınganlığın önemi çok daha fazla olmakla birlikte yüksek harmonikler sayesinde bulunan manyetik tepkilerinde temel harmonik alınganlığa göre tali önemi vardır. Çünkü tepki mekanizmasına katkısı çok küçüktür.

Tersinmez yüksek sıcaklık süperiletkenleri soğutulduğunda AC temel harmonik alınganlığın gerçel bileşeni (χ'), kritik sıcaklıktan itibaren düşüş sergiler. Buna karşılık sanal bileşen (χ'') ise pozitif yönde bir pik oluşturmaya başlar. Şekil 6'da direnç değişimi ile kıyaslanacak biçimde AC alınganlığın gerçel ve sanal bileşeni bazı detaylar ile birlikte gösterilmektedir.

Gerçel bileşen süperiletkende akı dışlanması ile ilgili olup diamanyetik davranışın bir ölçütüdür. Sanal bileşen ise malzemedeki AC kayıpların bir ölçütüdür. Bir süperiletkende AC kayıplar iki farklı biçimde oluşur. (i) Eddy akımı kayıpları: akı akışı kayıpları ve sürtünme kayıpları olup frekansın fonksiyonudur. Bu kayıp tersinir II. tip süperiletkenlerde oluşurken, tersinmez II. tip süperiletkenlerde sadece yüksek frekanslarda meydana gelir. (ii) Akı çizgilerinin çivilenmesinden kaynaklanan tersinmezlik kayıpları: Bu kayıplar frekansın fonksiyonu değildir ancak manyetik alanın fonksiyonudur. Yeterince düşük frekanslarda Eddy akımı kayıpları az olduğundan dolayı akı akışı direnci de çok küçük olacaktır ve AC kayıpları sadece tersinmezlik kayıpları ile verilebilir. Yüksek frekanslarda ise bu kayıpların hesaplanması için "Bean kritik durum modeli" iyi bir yaklaşıktır.



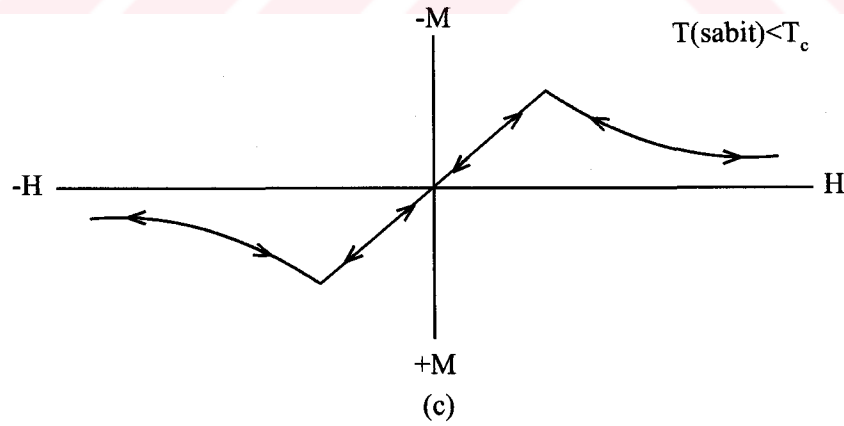
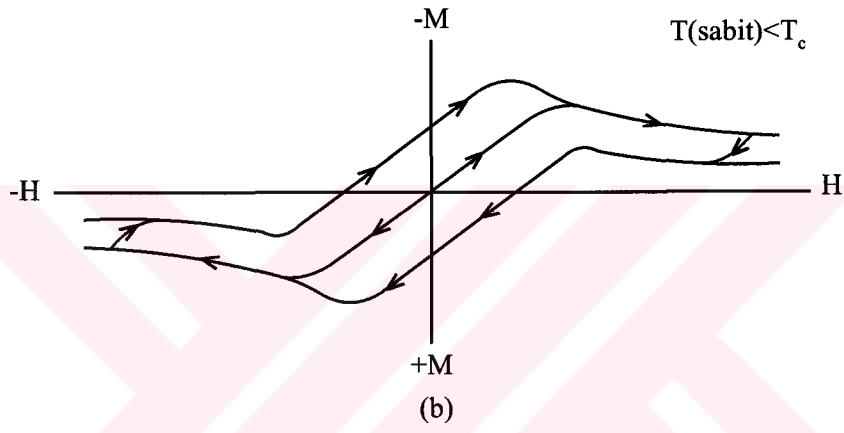
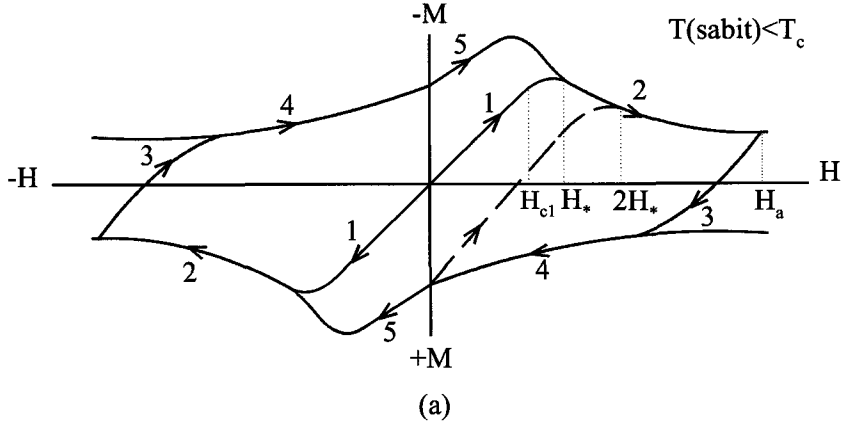
Şekil 6. Taneli YBaCuO süperiletkeninde AC alınganlık (●) ve direnç (○) değişimi

1.2.6. Tersinmez ve Tersinir II. Tip Süperiletkenler

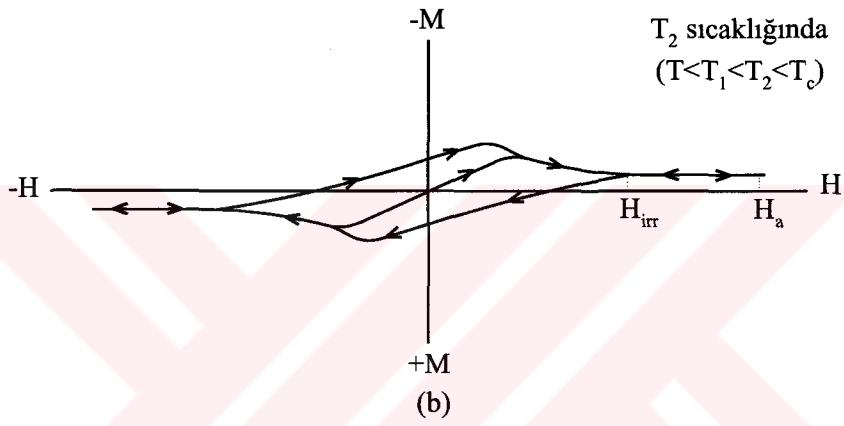
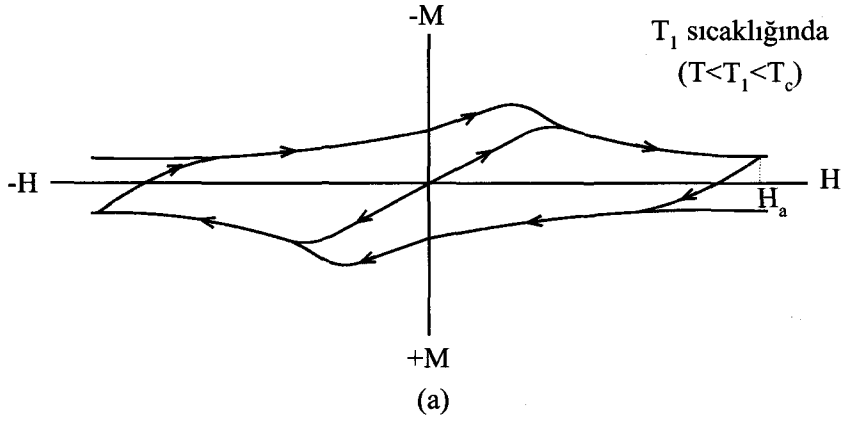
II. tip süperiletkenlerin manyetik alana karşı duyarlılığı malzeme yapısına, sıcaklığa ve manyetik alanın uygulanma sürecine çok bağlıdır. Bir süperiletken malzemeye manyetik alan iki farklı biçimde uygulanabilir: (i) Malzeme normal haldeyken manyetik alan uygulanır, sonra malzeme soğutulur süperiletken hale getirilir. (ii) Malzeme önce soğutulur, sonra manyetik alan uygulanır. Birinci işleme “alan altında soğutma” (FC), ikinci işleme de “alansız soğutma” (ZFC) adı verilir.

Süperiletkenlerde manyetik akının tuzaklandığı yerler malzeme yapısında bulunan “çivileme merkezleri”dir. Akı tuzaklanmasının fazla olması kritik akım yoğunluğunun da büyük olmasına etkindir. Şekil 7 farklı oranda çivileme merkezleri içeren II. tip süperiletkenler için uygulanan alanla birim hacimdeki manyetizasyonun dört bölgede değişimini göstermektedir (M(H) eğrisi). Buradaki M(H) eğrileri sabit sıcaklıkta (T) alanın artırılması ve azaltılması neticesinde elde edilen eğrilerdir (izotermal manyetizasyon). Şekil 7a kuvvetli çivileme olduğu durumda, Şekil 7b zayıf çivileme olduğu durumda ve Şekil 7c de çivileme olmadığı durumda çizilen M(H) eğrileridir. Sadece Şekil 7a ve Şekil 7b’de tuzaklanan alan vardır, Şekil 7c’de yoktur. Bu şekillenmeye sırasıyla tersinmez, yarı-tersinmez ve tersinir M(H) eğrisi denir. Burada numaralandırılmış oklar uygulanan alanın artırılması veya azaltılması anlamına gelmektedir. Ayrıca Şekil 7a’da M(H) eğrisinden tayin edilebilen nicelikler gösterilmiş olup, kesikli çizgi ikinci girme alanının tayin edilmesinde kullanılır. H_a ise uygulanan maksimum alanı göstermektedir.

Şekil 7a’daki M(H) eğrisinde görülen histeresiz davranış T_1 sıcaklığında ($T < T_1 < T_c$) elde edilirse tuzaklanan alan azalacak ve daha da yüksek bir sıcaklıkta elde edilirse Şekil 8a’daki durum oluşacaktır. Şekil 8b’de gösterilen H_{irr} alanı (irreversibility field) akı çivilemesinin olmadığı alan değerine karşılık gelmektedir. Bu noktadan itibaren alan artırılıp azaltıldığında manyetizasyon eğrisi aynı çizgi üzerinden gidip dönecektir. Bu özellikten dolayı M(H) eğrileri düşük alan değerlerinde bile elde edilebilir.



Şekil 7. II. tip süperiletkenlerde çivileme bölgelerinin varlığına göre izotermal $M(H)$ eğrileri. (a) çivileme kuvvetli, (b) çivileme zayıf ve (c) çivileme yok



Şekil 8. Şekil 7a'daki $M(H)$ eğrisinde daha yüksek sıcaklıkta meydana gelen değişiklik. (a) T_1 sıcaklığında ($T < T_1 < T_c$) ve (b) T_2 sıcaklığında ($T < T_1 < T_2 < T_c$)

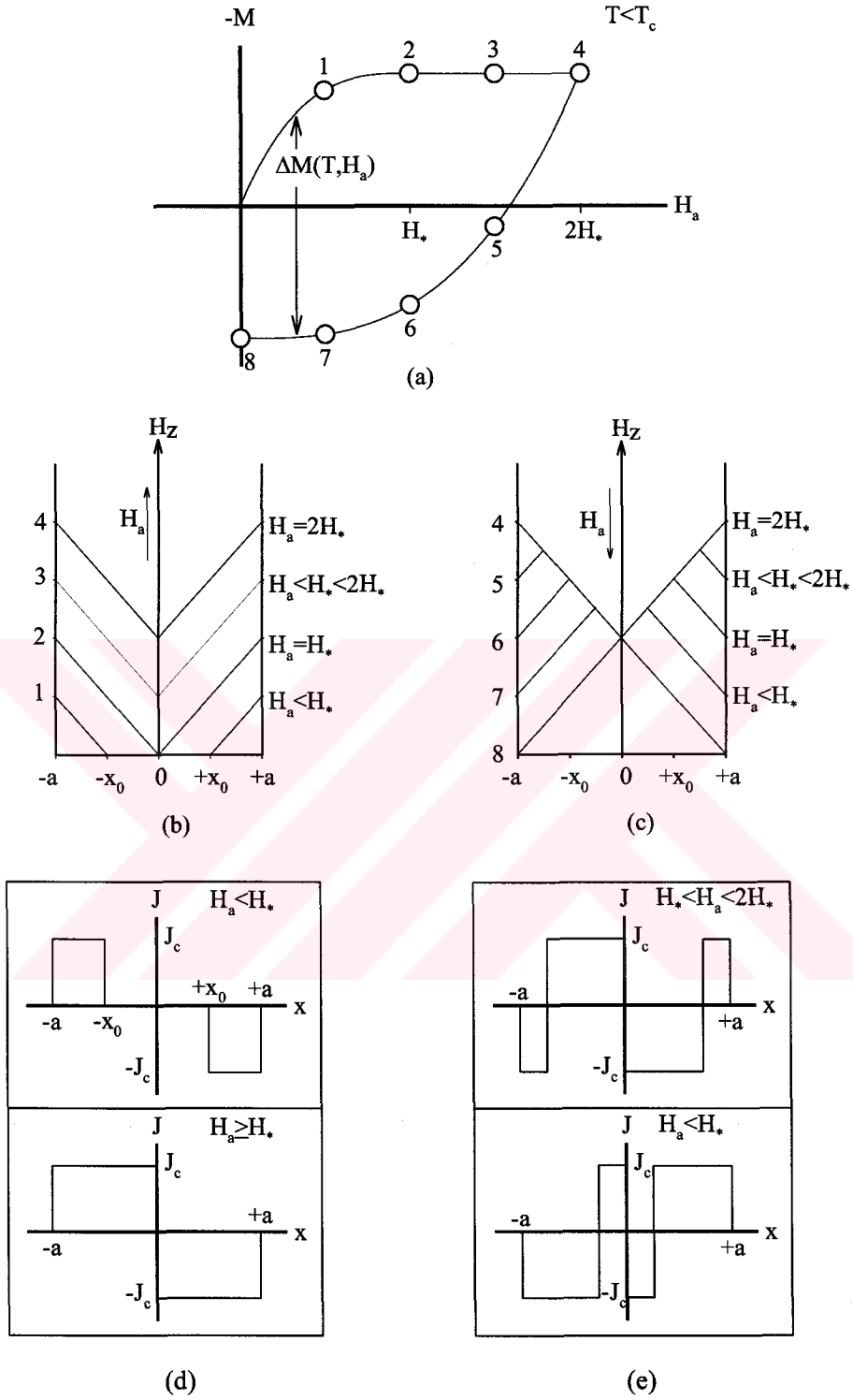
1.2.7. Bean Kritik Durum Modeli

Kritik akım yoğunluğu yüksek sıcaklık süperiletkenleri için önemli bir parametredir. Bu parametrenin iyileştirilmesi üzerine pek çok çalışma yapılmıştır. Kritik akım yoğunluğunun ölçülmesi genellikle elektriksel ölçüm tekniklerine dayanmaktadır. Bu yolla bulunan akım yoğunluğuna “transport-kritik akım yoğunluğu” denir ve tamamen elektriksel davranışlarının bir sonucudur. Kaliteli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin transport-kritik akım yoğunluğunun ölçümleri esnasında çok yüksek akım verebilen güç kaynaklarına ihtiyaç vardır. Bu durumda bu numunenin kritik akım yoğunluğunun hesaplanmasında manyetik metot kullanılır. Bu yöntemle bulunan kritik akım yoğunluğuna ise genellikle “manyetik-kritik akım yoğunluğu” denir. Manyetik-kritik akım yoğunluğu numunenin manyetik ölçümlerini kullanarak “kritik durum modelleri” (Campbell, 1972) sayesinde hesaplanabilir. Bunun için en sık kullanılan ve basit olan Bean kritik durum modeli kullanılır (Bean, 1962).

Bean kritik durum modeli tersinmez II. tip süperiletkenler karışık durumda iken elektromanyetik tepkisini izah eder ve uygulanan alanın fonksiyonu olarak analitik ifadeler verir. Şekil 9 Bean modelinin şematik olarak göstermektedir. Bean modeli numune 2a genişliğinde dilim (slab) veya çapı a olan silindir için modelleme yapmaktadır. Bu modellemeye göre 2a genişliğindeki dilimin modellemesi olarak sonsuz kalınlıkta ve sonsuz uzunlukta numune; a yarıçaplı silindirin modellemesi olarak da sonsuz uzunlukta silindir dikkate alınmaktadır. Manyetik alan dilimin yüzeyine veya silindirin eksenine paralel uygulanır. Şekil 9a numunenin hacimsel manyetizasyonun uygulanan manyetik alanla değişimini temsil etmektedir (M(H) eğrisi). Eğri üzerindeki rakamlar akı profilinde gösterilen rakamlara karşılık gelmektedir. Manyetizasyonun sabit değere ulaştığı noktaya birinci girme alanı (H_*) denir. Uygulanan alan ikinci girme alanına ($2H_*$) kadar artırılıp geri azaltılmaya başladığında numunede tuzaklanan manyetik akı Şekil 9c’de gösterilmektedir. Numuneye giren manyetik akı yoğunluğunun eğimi numunede dolanan kritik akım yoğunluğunu verir (Bean, 1964).

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_c \quad (28)$$

$$\frac{dH}{dx} = \pm J_c \quad (29)$$



Şekil 9. Bean modelinin dilim (slab) veya silindir yapısı için şematik gösterimi. (a) $T < T_c$ sıcaklığında birim hacim başına manyetizasyonun uygulanan manyetik alanla değişimi ($M(H)$ -eğrisi). (b) Manyetik alanın artırıldığı durum için akı profili. (c) Manyetik alanın azaltıldığı durum için akı profili. (d) Manyetik alanın artırıldığı, (e) azaltıldığı durum için numunede dolaşan kritik akım yoğunluğunun değişimi

Numunenin bir x_0 değerine kadar girebilecek alan uygulandığında kritik akım yoğunluğu

$$J_c = \frac{H_a}{(a - x_0)} \quad (30)$$

olur. Yani numunenin tamamından akım dolanmaz. Uygulanan alan H_* alanına eşit veya daha büyük olduğu durumlarda numunenin tamamından akım dolanır ve değeri

$$J_c = \frac{H_*}{a} \quad (31)$$

olur.

Bean modeline göre kritik akım yoğunluğu, hem AC hem de DC manyetizasyon ölümlerinden elde edilebilir. DC alan ölümlerinde $M(H)$ histeresiz eğrisinden; AC alan ölümlerinde ise temel harmonik alınganlık ölümlerinden faydalanılır.

$M(H)$ histeresiz eğrisi kritik sıcaklığın altındaki herhangi bir sabit sıcaklıkta llr. Histeresiz eğrisinin herhangi bir alan değerindeki genişliği tuzaklanan alanı vermektedir ($\Delta M(T, H_a)$). SI birim sistemine göre $2a$ genişliğinde dilim veya a yarıçapında silindir için kritik akım yoğunluğu;

$$J_c = \begin{cases} \frac{\Delta M(T, H_a)}{a} & ; \text{dilim için} \\ 1,5 \times \frac{\Delta M(T, H_a)}{a} & ; \text{silindir için} \end{cases} \quad (32)$$

biçiminde ifade edilir. Histeresiz eğrilerinden yararlanarak kritik akım yoğunluğunun sadece alanın fonksiyonu olarak veya sadece sıcaklığın fonksiyonu olarak veya her ikisinin de fonksiyonu olarak elde etmek mümkündür.

AC manyetizasyon ölümlerinden kritik akım yoğunluğunun elde edilmesi için temel harmonik alınganlık ölümlerinden faydalanılır. Sabit manyetik alan değerinde alınan temel harmonik alınganlık ölümlerinde sanal bileşen (χ'') histeretik kayıplar ile ilgilidir. χ'' pikinin maksimum değerinde uygulanan alan birinci girme alanına (H_*) eşittir.

Uygulanan alan $H_{ac} = H_a \cos(\omega t)$ şeklinde bir alan ise ve χ'' pikinin maksimum değerindeki sıcaklık T_p ise bu sıcaklıktaki kritik akım yoğunluğu

$$J_c(T_p) = \frac{H_*}{a} = \frac{\sqrt{2}H_a}{a} \quad (33)$$

olur. Temel harmonik alınganlık ölçümleri farklı alan değerlerinde ölçülürse sanal bileşendeki pik alana bağlı olarak kayma sergileyecektir. Dolayısıyla her manyetik alandaki ölçüm değerine karşılık bir T_p pik sıcaklığı karşılık gelecek ve böylece kritik akım yoğunluğu sıcaklık veya alanın fonksiyonu olarak elde edilecektir.

Eğer sadece bir alan değerinde yapılmışsa diamanyetizasyon düzeltmesi yapıldıktan sonra Bean modelinin öngördüğü eşitliklerden yararlanarak kritik akım yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı elde edilebilir.

Bean modelinin öngördüğü eşitlikler şu şekilde özetlenebilir (Goldfarb vd., 1991):

Genişliği $2a$ olan dilim (slab) yapısı için (alan dilim yüzeyine paralel);

$$H_* = J_c a \quad (34)$$

$$M = -H_{dc} + \frac{H_{dc}^2}{2H_*} \quad (0 \leq H_{dc} \leq H_*) \quad (35)$$

$$H_a \leq H_* : \quad M = -H_{dc} + \frac{(H_a^2 + 2H_{dc}H_a - H_{dc}^2)}{4H_*} \quad (-H_a \leq H_{dc} \leq H_a) \quad (36)$$

$$W = \frac{2}{3} \mu_0 \frac{H_a^3}{H_*} \quad (37)$$

$$\chi' = -1 + \frac{H_a}{2H_*} \quad (38)$$

$$\chi'' = \frac{2H_a}{3\pi H_*} \quad (39)$$

$$H_a \geq H_* : \quad M = -\frac{H_*}{2} + H_a - H_{dc} - \frac{(H_a - H_{dc})^2}{4H_*} \quad (H_a - 2H_* \leq H_{dc} \leq H_a) \quad (40)$$

$$M = \frac{H_*}{2} \quad (-H_a \leq H_{dc} \leq H_a - 2H_*) \quad (41)$$

$$W = 2\mu_0 H_a H_* - \frac{4}{3}\mu_0 H_*^2 \quad (42)$$

$$\chi' = \left\{ \left(-1 + \frac{H_a}{2H_*} \right) \cos^{-1} \left(1 - \frac{2H_*}{H_a} \right) + \left[-1 + \frac{4H_*}{3H_a} - \frac{4H_*^2}{3H_a^2} \right] \left(\frac{H_a}{H_*} - 1 \right)^{1/2} \right\} \frac{1}{\pi} \quad (43)$$

$$\chi'' = \left(\frac{6H_*}{H_a} - \frac{4H_*^2}{H_a^2} \right) \frac{1}{3\pi} \quad (44)$$

Yarıçapı a olan silindir yapısı için (alan silindir eksenine paralel);

$$H_* = J_c a \quad (45)$$

$$M = -H_{dc} + \frac{H_{dc}^2}{H_*} - \frac{1}{3} \frac{H_{dc}^3}{H_*^2} \quad (0 \leq H_{dc} \leq H_*) \quad (46)$$

$$H_a \leq H_* : \quad M = -H_{dc} + \frac{(H_a^2 + 2H_{dc}H_a - H_{dc}^2)}{2H_*} - \frac{(H_a^3 + H_a^2H_{dc} - H_aH_{dc}^2 + (1/3)H_{dc}^3)}{4H_*^2} \quad (-H_a \leq H_{dc} \leq H_a) \quad (47)$$

$$W = \frac{4}{3}\mu_0 \frac{H_a^3}{H_*^2} - \frac{2}{3}\mu_0 \frac{H_a^4}{H_*^2} \quad (48)$$

$$\chi' = -1 + \frac{H_a}{H_*} - \frac{5}{16} \frac{H_a^2}{H_*^2} \quad (49)$$

$$\chi'' = \left(\frac{4H_a}{H_*} - \frac{2H_a^2}{H_*^2} \right) \frac{1}{3\pi} \quad (50)$$

$$H_a \geq H_* : \quad M = -\frac{H_*}{3} + H_a - H_{dc} - \frac{(H_a - H_{dc})^2}{2H_*} + \frac{(H_a - H_{dc})^3}{12H_*^2} \quad (H_a - 2H_* \leq H_{dc} \leq H_a) \quad (51)$$

$$M = \frac{H_*}{3} \quad (-H_a \leq H_{dc} \leq H_a - 2H_*) \quad (52)$$

$$W = \frac{4}{3}\mu_0 H_a H_* - \frac{2}{3}\mu_0 H_*^2 \quad (53)$$

$$\chi' = \left\{ \left(-1 + \frac{H_a}{H_*} - \frac{5H_a^2}{H_*^2} \right) \cos^{-1} \left(1 - \frac{2H_*}{H_a} \right) + \left[-\frac{19}{12} + \frac{5H_*}{8H_a} + \frac{H_*}{H_a} - \frac{2H_*^2}{3H_a^2} \right] \left(\frac{H_a}{H_*} - 1 \right)^{1/2} \right\} \frac{1}{\pi} \quad (54)$$

$$\chi'' = \left(\frac{4H_*}{H_a} - \frac{2H_*^2}{H_a^2} \right) \frac{1}{3\pi} \quad (55)$$

Bean modelindeki denklemlerde H_{dc} uygulanan DC manyetik alanı, H_* birinci girme alanını, M birim hacim başına manyetizasyonu, H_a histeresiz eğrisi için maksimum alanı (yani AC alanın genliğini), W alan çevrimi başına birim hacimdeki histeresiz kaybını, χ' temel AC alınganlığın gerçel kısmını ve χ'' temel harmonik

alınanlığın sanal kısmını ifade etmektedir. Ayrıca bu denklemlerde manyetizasyonun artan kısmı için M yerine $-M$ ve H_{dc} yerine $-H_{dc}$ alınmalıdır.

1.2.8. II. Tip Süperiletkenlerin Kaldırma Kuvveti

Süperiletkenlerin ilgi çekici bir özelliği manyetik alana olan tepkisidir. Süperiletkenlerin manyetik alanı dışlaması Meissner olayı olarak bilinir. Meissner olayı sonucunda süperiletken ile magnet arasındaki oluşan manyetik kaldırma kuvveti teknolojik uygulamalar açısından ayrı bir öneme sahiptir. Yapılan bir çok çalışmalar, bu kuvvetin büyüklüğünü malzeme içerisinde çivileme bölgelerinin oranına bağlamışlardır (Murakami vd., 1991a; Murakami vd., 1991b; Murakami, 1992).

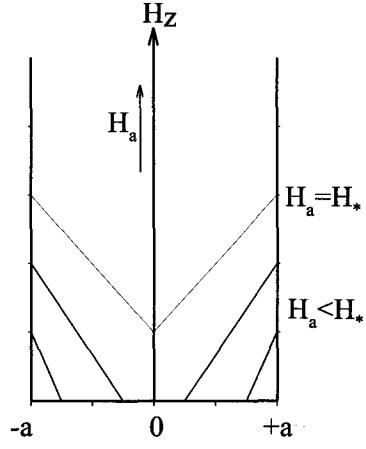
Süperiletken malzemeye uygulanan alan, H_{c1} değerini geçtikten sonra numuneye nüfuz etmeye başlar. Şekil 10 yarıçapı a olan silindir için, eksene paralel alan uygulandığı durumda, akı profilini göstermektedir. Burada nüfuz eden akı çizgilerinin eğimi kritik akım yoğunluğu ile ilişkili (Kesim 1.2.7) olduğu gibi manyetik kaldırma kuvveti ile de ilişkilidir. Yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olan süperiletkenler, manyetik alana bir o kadar direnecek güçtedir ve dolayısıyla kaldırma kuvveti de bir o denli büyük olacaktır (Murakami vd., 1991b). Manyetik kuvvet için

$$F = m \frac{dH}{dz} \quad (56)$$

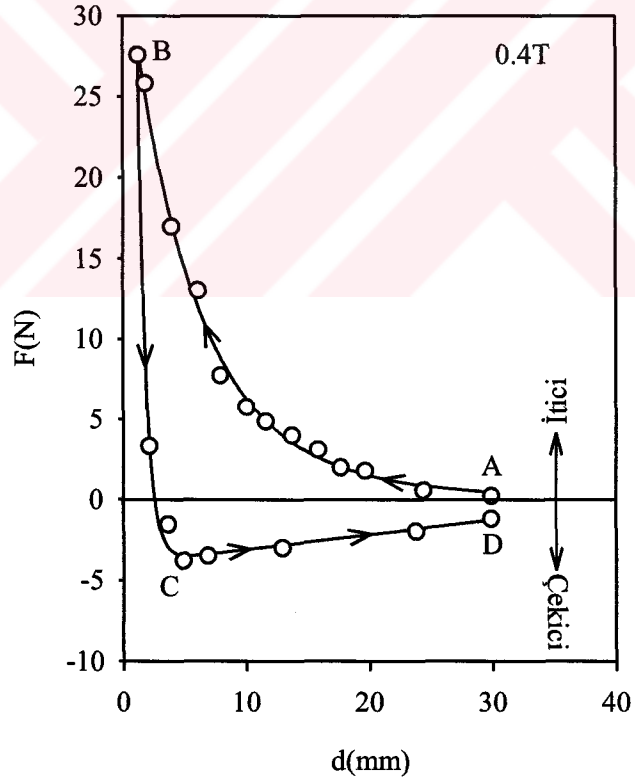
yazılabilir. Burada m manyetik moment ve dH/dz de magnetin meydana getirdiği alan gradyentidir. Manyetik moment birim hacimdeki manyetizasyon cinsinden $m=VM$ dir. Birim hacimdeki manyetizasyon süperiletken malzemenin ebatlarına bağlı bir niceliktir. Moon vd. (1988) tarafından normal manyetik bir malzeme için

$$M = AJ_c r \quad (57)$$

olarak ifade edilmiştir. Burada r kalkanlama akımının yarıçapı ve A malzemenin geometrisine bağlı bir sabittir.



Şekil 10. a yarıçaplı silindir biçimli numune için akı profili

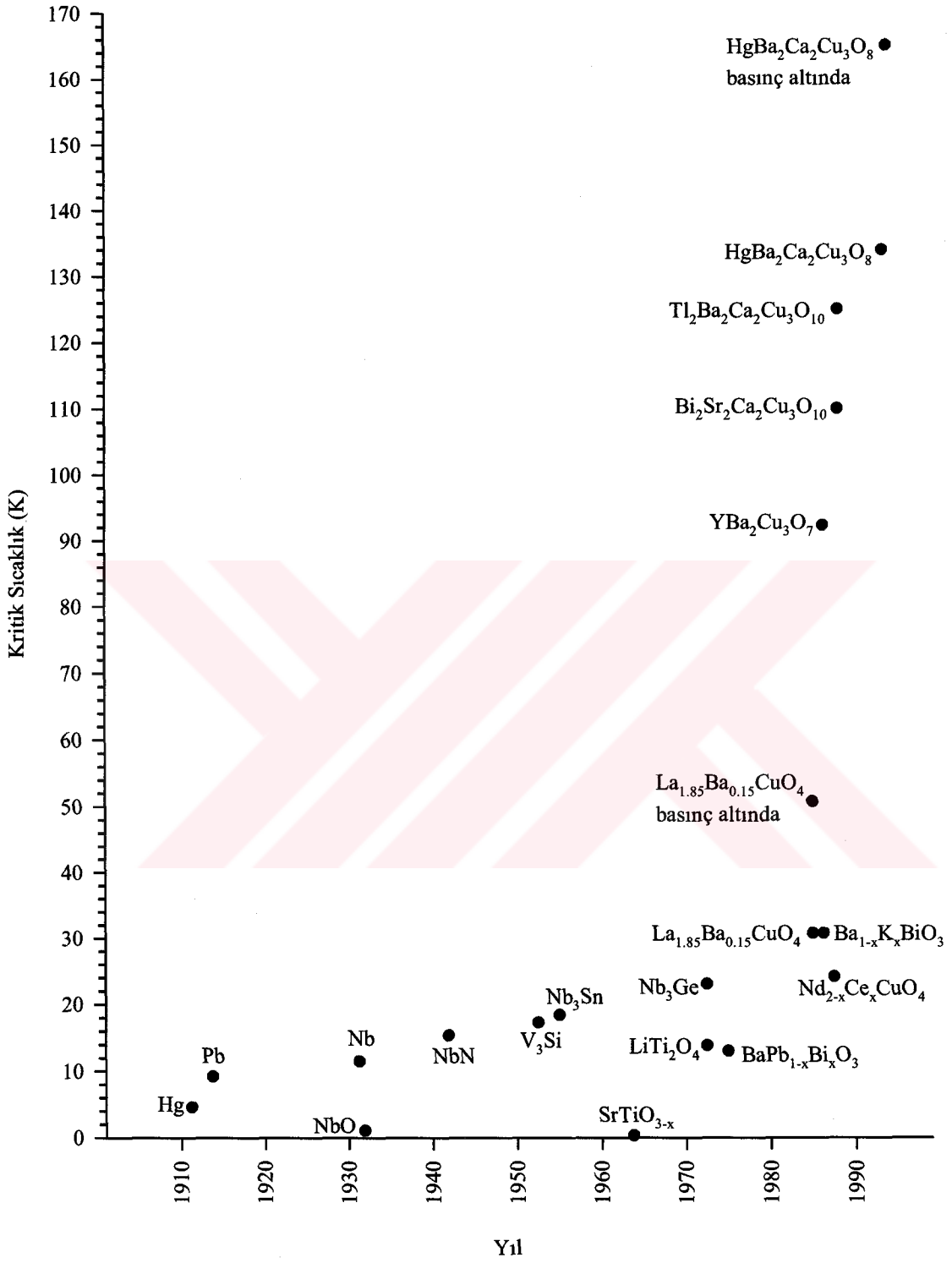


Şekil 11. II. tip bir süperiletkende manyetik kuvvetin, malzeme ile 0,4 T'lık magnet arasındaki mesafeye değişimi

Şekil 11 II. tip süperiletken bir malzemede manyetik kaldırma kuvvetinin sabit bir alanda mesafeye göre değişimini göstermektedir. Malzeme süperiletken hale getirildikten sonra A gibi bir noktadan itibaren magnet, maksimum yakınlık olan B gibi bir noktaya kadar yaklaştırılır. Bu süreç manyetik alanın artırılma sürecine karşılık gelmektedir ve malzeme manyetik alana karşı direnme göstereceğinden oluşacak kuvvet itici olacaktır. B noktasından itibaren magnetin malzemedan uzaklaştırılması, manyetik alanın azaltılma sürecine karşılık gelecektir. Bu esnada da C gibi bir noktaya kadar süperiletken malzemede tuzaklanan alandan dolayı kuvvet çekici özellikte olacaktır. Bu geçiş keskin bir şekilde olur ve D gibi bir noktaya yaklaştıkça kuvvet sıfıra doğru gider.

1.3. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenliği

1950 yılının sonlarına doğru Nb_3Sn malzemesinin yaklaşık 18 K civarında süperiletkenlik göstermesiyle “yüksek T_c 'li süperiletkenlik” terimi ortaya çıktı (Vanderah, 1992). 1986 yılında Bednortz ve Müller (1986) La-Ba-Cu-O sisteminde kritik geçiş sıcaklığını 30 K olarak bulmalarıyla “Cu-O” yapılı malzemeler üzerinde çalışmaların yoğunluk kazanmasına neden oldu. Nitekim 1987 yılında Wu vd. Y-Ba-Cu-O sisteminde 93 K'lik bir geçiş sıcaklığı gözledi. Bu sıvı azot sıcaklığının üzerinde geçiş gösteren ilk malzeme olması nedeniyle çok önemli görüldü. 1988 yılında Maeda ve arkadaşları Bi-Sr-Ca-Cu-O yapısında 110 K ve Tl-Ba-Cu-O yapısında ise Parkin ve arkadaşları 125 K'lik bir geçiş sıcaklığı gözlediler. Günümüze kadar en yüksek kritik geçiş sıcaklığı yaklaşık 134 K civarında Hg-Ba-Ca-Cu-O sisteminde gözlenmiştir (Alexandrov vd., 2000; Conder, 2001). Süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar, süperiletkenlik geçiş sıcaklığındaki artışın kronolojik sırası Şekil 12'de verilmiştir.



Şekil 12. Süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar, süperiletkenlik geçiş sıcaklığındaki artışın kronolojik sıralanışı (Alexandrov vd., 2000).

1.4. Yüksek Sıcaklık Oksit Süperiletkenleri

Yüksek sıcaklık oksit süperiletkenliği, La-Ba-Cu-O sisteminin bulunuşuyla başladı (Bednorz vd., 1986). Bunun ardından diğer oksit süperiletkenlerinin bulunmasına da öncülük etti.

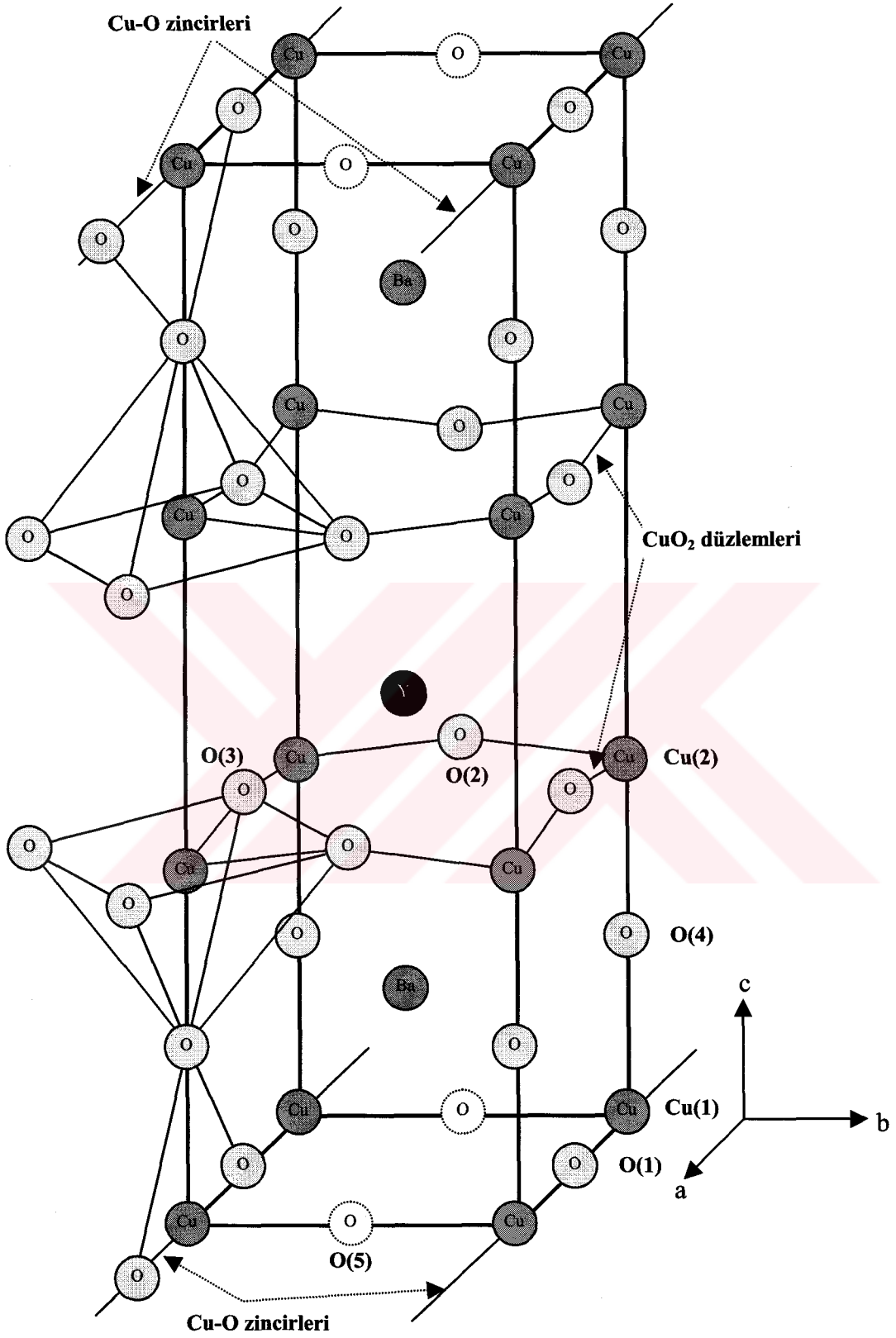
Yüksek sıcaklık oksit süperiletkenleri içerisinde en çok rağbet gören Y-Ba-Cu-O sistemi oldu. Çalışma gruplarının bu seçimi yapmalarındaki en büyük etkenlerden bazıları şunlardır: Eritme süreçleriyle hazırlanan Y-Ba-Cu-O sisteminin kaldırma kuvveti ve manyetik alanda akı çivileme kapasitesi daha büyüktür. Manyetik alan hapsetme süresi diğer tiplere göre daha uzundur. Diğer sistemlere göre iyi yönelime sahip büyük taneler elde etmek daha kolaydır (Yang vd., 1998). Ayrıca bu yapının kritik akım yoğunlukları diğerlerine göre çok daha yüksektir (Murakami vd., 1990).

1.5. Y-Ba-Cu-O Sistemi

Y-Ba-Cu-O sisteminde, kristal yapıdaki bakır ve oksijenin hem Cu-O zincirlerini ve hemde kare pramitsel CuO_2 düzlemlerini (a-b düzlemi) oluşturmalarından dolayı diğerlerinden farklıdır (Şekil 13) (Islam ve Baetzold, 1989; Cyrot ve Pauna, 1992). Bakırın yapı içerisinde hem CuO_2 düzleminde hem de Cu-O zincirindeki varlığı bu yapıyı bir kat daha önemli hale getirmektedir. Y-Ba-Cu-O sisteminde bütün yapıların birim hücresinde iki tane CuO_2 düzlemi olup $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ yapısında bir zincir, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ yapısında iki zincir ve $\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15}$ yapısında da c-ekseni boyunca ardışık olarak bir ve iki zincir bulunur (Dzhafarov, 1996; Yvon ve François, 1989).

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ yapısında, Cu-O zincirleri oksijen kaybına duyarlı olduğundan, oksijen kaybına göre ortorombik-tetragonal faz geçişi oluşur (LaGraff vd., 1991). Bir Boyutlu Cu-O zincirlerindeki O(1) mevkilerine, oksijen atomlarının yerleşmesiyle ($x=0$) tamamen dolar ve ortorombik durum oluşur. x arttıkça, yani oksijen malzemeden ayrılırken normal olarak O(1) yerlerinden boş olan O(5) mevkilerine oksijen dolarak düzensizlik oluşturur. Ortorombik-tetragonal faz geçişi, oksijenin difüzyon kinetiği tarafından kontrol edilen bir işlemdir (LaGraff vd., 1991).

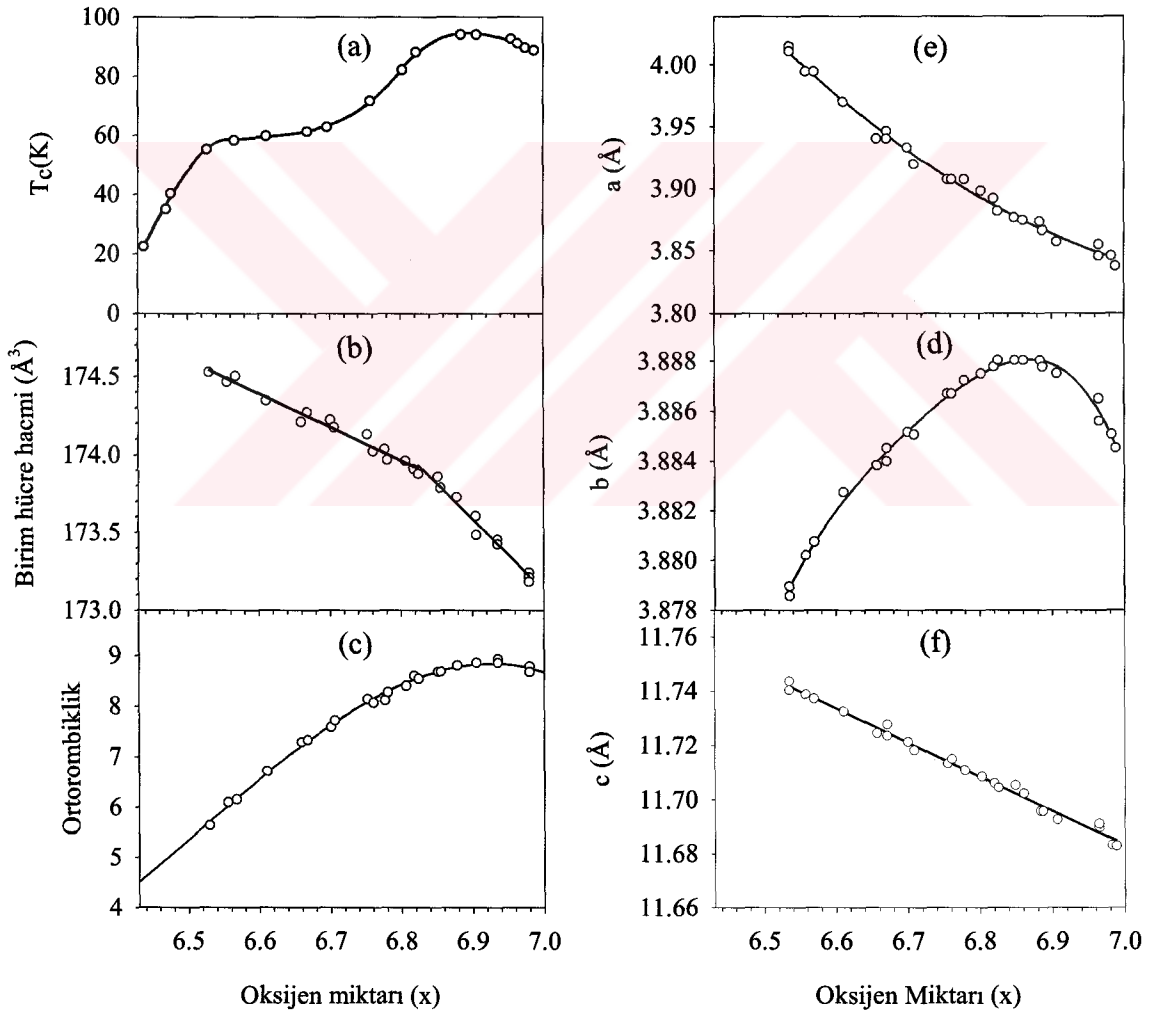
Oksijen boşluklarının düzenlenmesi sonucu oluşan zincirler, yalnızca ortorombik fazda görülür. Oksijen konsantrasyonunun değişmesi, malzemeyi ısıtma tutma sürecine ve numunelerin tablet haline getirilme basıncına bağlıdır (Conder, 2001).



Şekil 13. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ süperiletkeninin kristal yapısı

Y-Ba-Cu-O sisteminde normal ve süperiletken durumlar oksijen konsantrasyonu ve ortorombik fazdaki oksijen düzenlenmesine çok bağlıdır. Bu sistem ısı işlem ortamında bulunan gazların cinsine ve oksijen basıncına bağlı olarak 600°C'den 750°C'ye kadar ortorombik-tetragonal faz geçişi gösterir (Speech vd., 1988). $YBa_4Cu_7O_{15}$ yapısı da $YBa_2Cu_3O_7$ yapısı gibi oksijene çok duyarlıdır. Ancak çift zincirli $YBa_2Cu_4O_8$ yapısının kritik sıcaklığı (~80 K) oksijen kaybına duyarlı değildir (Tallon vd., 1990).

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ oksijen miktarına bağlı olarak hem ortorombik hem de tetragonal yapıda olabilir. Şekil 14'te $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ yapısının oksijen miktarına göre örgü parametreleri ve bunlara ait bilgiler verilmektedir (Conder, 2001).



Şekil 14. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ yapısına ait bazı parametrelerin oksijen miktarına göre değişimi. (a) Kritik sıcaklık, (b) birim hücre hacmi, (c) Ortorombiklik, (d) a örgü parametresi, (e) b örgü parametresi ve (f) c örgü parametresi

1.6. $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ Süperiletkeninde Katkı Mekanizması

Yüksek sıcaklık oksit süperiletkenlerinin en önemli özelliklerinden birisi, Cu'nun 3d ile O'nin 2p seviyeleri arasında kuvvetli hibritleşmenin varlığıdır. Bu hibritleşme, Cu'nun yükseltgenmesinden ziyade kendi valansının doğal bir sonucudur. Bu tip malzemelerde Cu'nun valansının 2 olduğunu kimyasal olarak da göstermek mümkündür. Örneğin oksijenin azaltılmasıyla Cu 2'den büyük bir valans değerine yükseltgenebilir veya oksijen takviyesi ile 2'den daha küçük bir değere indirgenebilir. Yahut da bu olaylar katyonik yer değiştirme yoluyla gerçekleşir. Katyonik yer değiştirmeye La_2CuO_4 sistemi örnek verilebilir. Bu sistemde bazı 3 değerlikli La iyonları 2 değerlikli Sr iyonlarının yerine konularak Cu'nun valansı artırılır. Bu sayede süperiletkenlik özelliği kazanır (Kishio vd., 1987; Tarascon vd., 1989). Mümkün diğer bir durum da Nd_2CuO_4 sisteminde vardır. Bu yapıda 3 değerlikli bazı Nd iyonları, 4 değerlikli Ce iyonlarıyla yer değiştirildiğinde Cu'nun valans değeri 2'den aşağıya indirgenir ve bu sayede yapı süperiletken özellik kazanır (Tokura vd., 1989). Bu sonuçlara göre Cu'nun valans değerinin 2 olma gerekliliği ortadan kalkmış oluyor. Yüksek sıcaklık oksit süperiletkenlerin hepsinde CuO_2 düzlemleri vardır ancak yapılar değişikçe düzlemlerde bulunan Cu'nun koordinasyonu değişiktir. Örneğin Nd_2CuO_4 sisteminde CuO_2 düzlemindeki Cu'nun koordinasyonu 4-katlı, $YBaCuO$ sisteminde 5-katlı ve $BiSrCaCuO$ sisteminde de 6-katlıdır. Yapılan katkılarda Cu'nun koordinasyonu önemli bir rol oynadığı için Cu ile yer değiştirme yapacak biçimde yapılan katkılar daha bir anlam kazanmaktadır (Vanderah, 1992). Cu ile yer değiştirme yapacak biçimde yapılan katkılar için genellikle $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ (M =katkı cinsi) şeklinde yazılır. Burada M katkı cinsini ifade etmekte olup, atomik oranda Cu'dan ne kadar azaltılırsa o kadar eklenir. Bu tür katkılarda ortaya çıkan kristalografik yapı çok karmaşıktır. Çünkü birim hücrede Cu'nun, Cu(1) ve Cu(2) mevkileri olmak üzere iki tane mevkisi vardır. Tarascon vd. (1988) tarafından yapılan bir çalışmada, bu mevkilerin farklı özelliklere sahip olduğu ve aynı türden bir katkının Cu(1) mevkisine yerleştiğinde bir özellik gösteriyor ise Cu(2) mevkisine yerleştiğinde de daha değişik bir özellik göstereceği vurgulanıyor. Bu değişikliğin ise oksijen stokiometresinin değişiminden kaynaklandığı öne sürülüyor. Oksijen stokiometresinin katkı mekanizmasında daha bir önem kazandığı ifade ediliyor. Oksijen stokiometrisine göre yapı ortorombik-tetragonal faz geçişi yapmaktadır (Kesim 1.4). Tarascon vd. (1988) tarafından yapılan çalışma Eibschüts vd. (1988) tarafından yapılan çalışma ile destek

görmüş ve katyon katkısının yapıda ortorombik-tetragonal faz geçişini sağlayan önemli bir mekanizma olduğu ifade edilmiştir.

Katkı çalışmalarında temel amaç bazı parametrelerin iyileştirilmesidir. İyileştirilen parametrelere karşılık bazı parametreler de kötüleşebilir, ancak kullanım yerlerine göre iyileşen özellikler tercih edilebilir (Vanderah, 1992). Şu ana kadar YBaCuO sisteminde yapılan katkılar Y, Ba, Cu atomlarından birisi ile yer değiştirme şeklinde veya ilave etmek suretiyle yapılmıştır. Bazı çalışma grupları da bir yer değiştirme atomunun olumsuz etkilerini minimuma indirmek için ikinci bir katkıyı diğer bir atom ile yer değiştirme yapmıştır (Wu vd., 1999; He vd., 1999).

1.7. YBa₂Cu₃O_{7-y} Süperiletkenine Yapılan Katkı Çalışmaları

Üç değerlikli nadir toprak elementleri (Re=La, Pr, ve Yb hariç) YBaCuO yapısında Y ile tamamen yer değiştirdiğinde süperiletkenlik özelliklerini, kritik geçiş sıcaklığının 87-95 K aralığında oynamasının dışında, değiştirmedeği bulunmuştur (LePage vd., 1987; Tarascon vd., 1987; Poole, 1988).

Cu atomu ile yer değiştirme yapacak biçimde yapılan Zn katkısının; Yoshida vd. (2001) tarafından yapılan çalışmaya göre süperiletkenlik özelliklerini fazla bozmadığı ifade edilirken, Segava vd. (2001) tarafından yapılan çalışmada da Zn aynı biçimde katkı yapıldığında süperiletkenlik özelliklerini bozduğunu ileri sürmüştür. Yoshida vd. (2001) tarafından yapılan çalışmada numuneler tablet haline getirilme basınçları değiştirilerek hazırlanmıştır. Basınç artırıldıkça süperiletkenlik özelliklerindeki kötüleşmenin gittikçe azaldığı gözlenmiştir. Adachi vd. (2001) tarafından yapılan çalışmada ise yine Zn atomu ile Cu atomuyla yer değiştirilmiştir. Diğerlerine göre farklı numune hazırlama teknikleri kullanmalarına rağmen yine de süperiletkenlik özelliklerin kötüleştiğini, hazırlama yöntemlerinin numuneler arasında az bir oranda farklılık gösterdiğini ifade etmişlerdir. Buradan çıkan sonuç şudur: Numune hazırlama teknikleri hazırlanan numuneler üzerinde farklı etkiler yapmaktadır.

Fe atomu YBaCuO yapısında Cu atomu ile yer değiştirme yapacak biçiminde katıldığında, Fe oranının çok az olmasına rağmen, kritik geçiş sıcaklığının keskin bir biçimde düştüğü ve süperiletkenlik özelliklerinin de kötüleştiği ifade edilmiştir (Akachi vd., 2000; Yao vd., 2000).

Bird vd. (1999) tarafından Au atomu %5, %10 ve %15 atomik oranda Cu atomuyla yer değiştirme yapacak biçimde katkı yapmışlardır. Makalelerinde, buldukları sonuçları Cieplak vd. tarafından (Au atomunu %1, %2, %3, %4, %7, %10 ve %15 oranında yapmışlardır) 1990 yılında yayınlanan makale ile karşılaştırmışlardır. Cieplak vd. tarafından yapılan çalışmada kritik geçiş sıcaklığının %4 katkılı numuneye kadar birkaç kelvin sıcaklığı kadar arttığını ve katkı %15'e ulaşıncaya kadar bu geçiş sıcaklığının değişmediğini ifade etmişlerdir. Aynı çalışmada c örgü parametresinin yine %4 katkıya kadar arttığı sonra %15 oranına kadar da sabit kaldığı belirtilmiştir. Bird vd. (1999) tarafından yapılan çalışma ise %5 oranına kadar yapılan katkının Cieplak vd.'nin çalışmalarına uyduğunu ancak katkının artmasıyla kritik geçiş sıcaklığının hızlı bir şekilde düştüğünü, c örgü parametresinin de doğrusal bir biçimde artmaya devam ettiğini ifade etmişlerdir. alışmalar arasındaki farklılığın en önemli nedenlerinden biri numune hazırlama şartlarının aynı olmamasıdır.

Yapıya Ag ilave ederek çalışma yapan Mendoza vd. (2000) süperiletkenlik özelliklerde iyileşme tespit etmişlerdir. Bu çalışmaya göre Ag, süperiletken tanelerde mikro çatlakları önlemiş ve taneler arası iletimi kolaylaştırmıştır. Bu nedenle kritik akım yoğunluğunun katkısız malzemeye göre %200 arttığını ifade etmişlerdir. Aynı çalışmada kritik geçiş sıcaklığının da belirgin bir biçimde değişmediğini belirtmişlerdir.

Sr ve Ca atomlarının Ba atomuyla yer değiştirerek katkı yapan Vieira vd. (2001), Sr katkısının Ca katkısına göre daha az süperiletkenlik özelliklerini kötüleştirdiğini ifade etmişlerdir. Ca katkısının olumsuz etkisinin de yapıdaki oksijen eksikliğine neden olduğu şeklinde izah edilmiştir.

Kristal büyüme yöntemleri kullanılarak üretilen iri taneli YBaCuO süperiletkenine nanometre inceliğinde SnO₂ ilave edilen çalışmalarda (He vd., 1999; He vd., 2001) bu ilave sayesinde yapı içerisinde YBCO-211 fazlarının homojen dağılması sağlamıştır. Yapı içerisindeki homojen ve yine nanometreler civarındaki 211 fazı, akı tuzaklama görevi görüp süperiletkenlik özellikleri iyileştirdiğini ifade edilmiştir. Bu alışma Chen vd. (1992) tarafından yapılan çalışmayı desteklemektedir.

Bir cins yer değiştirme yapılarak yapılan katkı biçimine alternatif olacak şekilde bazı çalışmalar yapılmıştır (Das vd., 1998; Wu ve Gao, 1999). Bu çalışmalara göre Ca ve Nd yer değiştirme katkıları Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_{2-x}Nd_xCu₃O_y şeklinde yapmışlardır. Bu makalelerde Ca katkısının yalnız başına yapılmasıyla yapıda oksijen eksikliğinin meydana gelmesi yüzünden süperiletkenlik özelliklerin hızlı bir şekilde kötüleştiği belirtilmiş. Bunun

giderilmesi için ikinci bir yer değiştirme katkısı (Nd) yapılmıştır. Nd katkısı yapıldıkça süperiletkenlik özelliklerin iyileştiği ancak atomik oranda %20'lik katkıdan sonra tekrar süperiletkenlik özelliklerin kötüleştiği ifade edilmiştir.

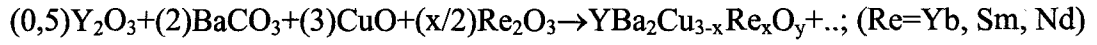
Adı geçen çalışma grupları ve burada yer verilemeyen bir çok çalışma grupları tarafından ortaya çıkan sonuç şu şekilde özetlenebilir. Genellikle katkı, hangi atom ile yer değiştirecekse aynı değerlikte olmasına ve iyon çapının değiştirme yapılacak atom ile yakın değerde olmasına dikkat edilmiştir. Benzer araştırma yapan çalışma grupları arasındaki tutarsızlığın malzeme hazırlama süreçleri arasındaki farklılıktan kaynaklandığı şeklinde ifade edilebilir. Katıhal tepkime yöntemi ile hazırlanan malzemelerde yapılan katkıların kritik geçiş sıcaklığını ve kritik akım yoğunluğunu düşürdüğünü bir çok araştırma grupları ifade etmektedirler. Aynı katkıların yapıldığı malzemeler eğer eritme yöntemi kullanılarak yapıldığında ise bunun tam tersini gözlediklerini belirtmişlerdir. Çalışma gruplarının hemen hemen sabit bir fikirde kaldıkları tek nokta malzemelerin hazırlama şartlarına göre etkisinin önemli ölçüde değiştiğidir.

Bu anlamda bu çalışmada YBaCuO süperiletkenlerine, Cu atomu yerine sırasıyla Yb, Sm ve Nd yer değiştirme katkıları yapıldı. Yapılan katkıların değerlik ve iyon çapı bakımından Cu ile uyum içinde olmadığından dolayı bu çalışma geleneksel katkı çalışmalarından farklılık göstermektedir. Literatür taramasında YBaCuO süperiletkenlerine bu biçimde katkının yapıldığına rastlanılmadı. Ancak son yıllarda çalışmaların yoğunluk kazandığı konu olan iri taneli YBaCuO tek kristalinin tohumlama (top-seeding) yöntemiyle üretimi çalışmalarında Nd, Sm ve Yb içerikli malzemelerin kullanıldığı tespit edildi. Bizim de doktora sonrası çalışacağımız bu konu için Nd, Sm ve Yb katkılarının göz ardı edilmemesi gerektiği düşüncesindeyiz.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Numunelerin Hazırlanması

Başlangıç kompozisyonu olarak aşağıdaki kimyasal denkleme göre toz halinde olan Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO ve Re_2O_3 ($Re=Yb, Sm, Nd$) bileşiklerinden uygun miktarlarda kullanıldı.



Burada yapılan katkı Cu ile yer değiştirme biçiminde olup numunelerin üretimi için katıhal tepkime ve eritme yöntemleri uygulandı. Katıhal tepkime yöntemi için $x=0, 0,3, 0,5$ olarak ve eritme yöntemi için $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$ alındı. Kullanılan bileşiklerin molekül ağırlıkları ve saflık dereceleri Çizelge 1'de verilmiştir.

Çizelge 1. Başlangıç kompozisyonunda kullanılan bileşikler

Bileşiğin Adı	Sembolü	Molekül Ağ. (gr/mol)	Saflık Derecesi (%)
İtriyum Oksit	Y_2O_3	225,81	99,99
Baryum Karbonat	$BaCO_3$	197,35	99,7
Bakır Oksit	CuO	79,54	99,9
İterbiyum Oksit	Yb_2O_3	394,08	99,98
Samaryum Oksit	Sm_2O_3	348,72	99,98
Neodim Oksit	Nd_2O_3	336,48	99,98

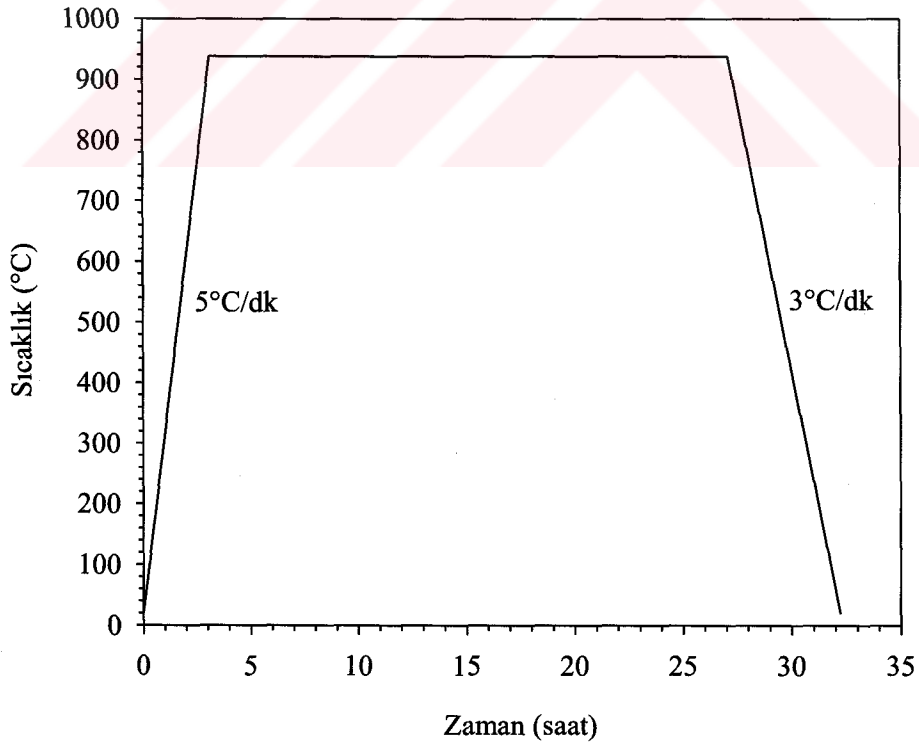
20 gr numune hazırlamak için, bu bileşik tozlarından Çizelge 2'de belirtilen miktarlarda tartıldı. Tartım işlemi, 100 μ gr hassasiyetli elektronik bir terazide yapıldı. Tartılan bu tozlar bir spatül yardımıyla kabaca karıştırıldıktan sonra mekanik bir öğütücüde yaklaşık 1 saat kadar öğütüldü. Öğütülen toz karışım, alümina (Al_2O_3) potaya yerleştirilerek kalsinasyon işlemine hazır hale getirildi.

Çizelge 2. Katıhal ve eritme yöntemleriyle 20 gr numune üretimi için tartılan bileşik miktarları

Kompozisyon	Toz Bileşiklerden Tartılan Miktarlar (gr)	
YBa ₂ Cu ₃ O _y	Y ₂ O ₃	3,0260
	BaCO ₃	10,5786
	CuO	6,3954
YBa ₂ Cu _{2,7} Yb _{0,3} O _y	Y ₂ O ₃	2,8895
	BaCO ₃	10,1014
	CuO	5,4962
	Yb ₂ O ₃	1,5128
YBa ₂ Cu _{2,5} Yb _{0,5} O _y	Y ₂ O ₃	2,8052
	BaCO ₃	9,8066
	CuO	4,9406
	Yb ₂ O ₃	2,4478
YBa ₂ Cu _{2,3} Yb _{0,7} O _y	Y ₂ O ₃	2,7256
	BaCO ₃	9,5284
	CuO	4,4164
	Yb ₂ O ₃	3,3297
YBa ₂ Cu _{2,0} Yb _{1,0} O _y	Y ₂ O ₃	2,6144
	BaCO ₃	9,1395
	CuO	3,6836
	Yb ₂ O ₃	4,5626
YBa ₂ Cu _{2,7} Sm _{0,3} O _y	Y ₂ O ₃	2,9149
	BaCO ₃	10,1901
	CuO	5,5445
	Sm ₂ O ₃	1,3505
YBa ₂ Cu _{2,5} Sm _{0,5} O _y	Y ₂ O ₃	2,8452
	BaCO ₃	9,9466
	CuO	5,0112
	Sm ₂ O ₃	2,1970
YBa ₂ Cu _{2,3} Sm _{0,7} O _y	Y ₂ O ₃	2,7789
	BaCO ₃	9,7145
	CuO	4,5026
	Sm ₂ O ₃	3,0040
YBa ₂ Cu _{2,0} Sm _{1,0} O _y	Y ₂ O ₃	2,6849
	BaCO ₃	9,3859
	CuO	3,7829
	Sm ₂ O ₃	4,1463
YBa ₂ Cu _{2,7} Nd _{0,3} O _y	Y ₂ O ₃	2,9218
	BaCO ₃	10,2143
	CuO	5,5577
	Nd ₂ O ₃	1,3062
YBa ₂ Cu _{2,5} Nd _{0,5} O _y	Y ₂ O ₃	2,8562
	BaCO ₃	9,9852
	CuO	5,0306
	Nd ₂ O ₃	2,1280
YBa ₂ Cu _{2,3} Nd _{0,7} O _y	Y ₂ O ₃	2,7936
	BaCO ₃	9,7660
	CuO	4,5265
	Nd ₂ O ₃	2,9139
YBa ₂ Cu _{2,0} Nd _{1,0} O _y	Y ₂ O ₃	2,7046
	BaCO ₃	9,4547
	CuO	3,8106
	Nd ₂ O ₃	4,0301

2.2. Kalsinasyon İşlemi

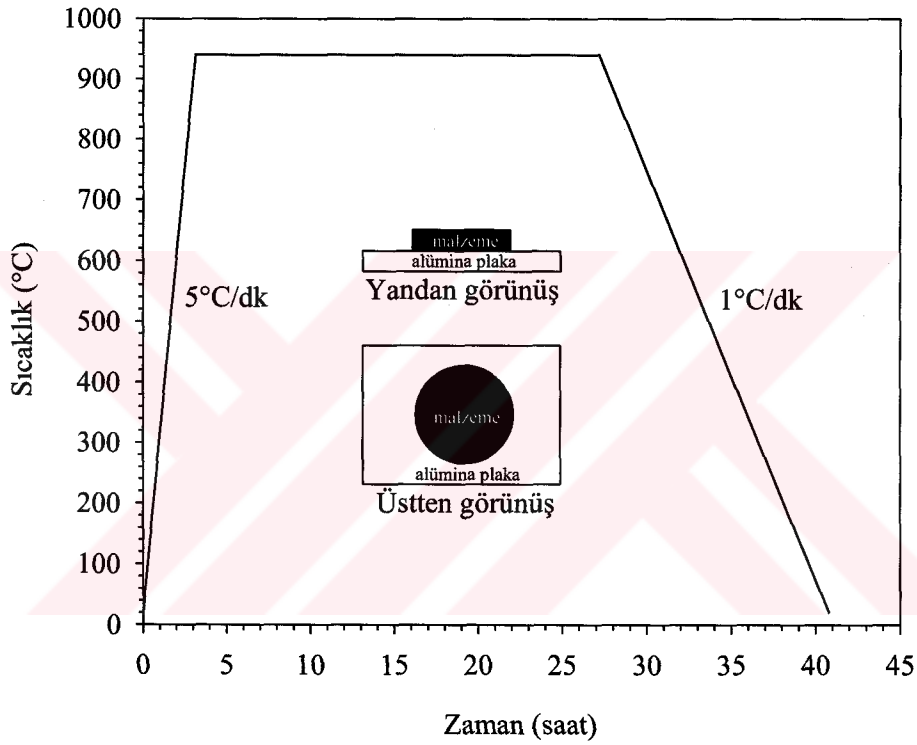
Alümina potaya yerleştirilen toz karışımın kalsinasyon işlemi için Lenton marka Euroterm 818 kontrol işlemcili kare fırın kullanıldı. Bu fırının zamana göre sıcaklık değişim programı Şekil 15'teki diyagramda gösterildiği gibidir. Buna göre toz karışım fırına oda sıcaklığında yerleştirildi ve fırın oda sıcaklığından 938°C'ye 5°C/dk hız ile yükseltildi. Malzeme bu sıcaklıkta 12 saat bekledikten sonra bir maşa yardımıyla fırından çıkarıldı ve soğumaya bırakıldı. Soğuyan malzeme 1,5 saat kadar öğütüldü, alümina potaya konuldu ve 938°C'de bekletilen fırına yerleştirildi. Malzeme 12 saat daha fırında kaldıktan sonra fırın 3°C/dk hız ile soğumaya bırakıldı. Soğuyan malzeme 1,5 saat kadar öğütüldükten sonra 90 mikronluk elekten geçirildi. Sonra bu toz malzeme yaklaşık 150 MPa basınçta 13mm çapında ve 2,5-3mm yüksekliğinde 2 gr'lık tabletler haline getirildi. Bu aşamaya kadar olan süreç, hem katıhal tepkime yöntemi hem de eritme yöntemi ile hazırlanacak numuneler için aynıdır. Bu aşamadan sonra numunelerin hazırlanışında farklılık vardır.



Şekil 15. Kalsinasyon diyagramı

2.3. Katıhal Tepkime Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi

Yaklaşık 150 MPa'da 2gr'lık tabletler haline getirilen malzemeler tek tek Şekil 16'da görülen diyagrama göre, hava ortamında sinterleme işlemine tabi tutuldu. Buna göre tabletler alümina plakanın üzerine şekilde görüldüğü gibi yerleştirildi ve Lenton marka Euroterm 818 kontrol işlemcili kare fırına konuldu. Fırın, dakikada 5°C ile 940°C'ye yükseldi, burada 24 saat bekledi ve sonra dakikada 1°C ile oda sıcaklığına soğudu.

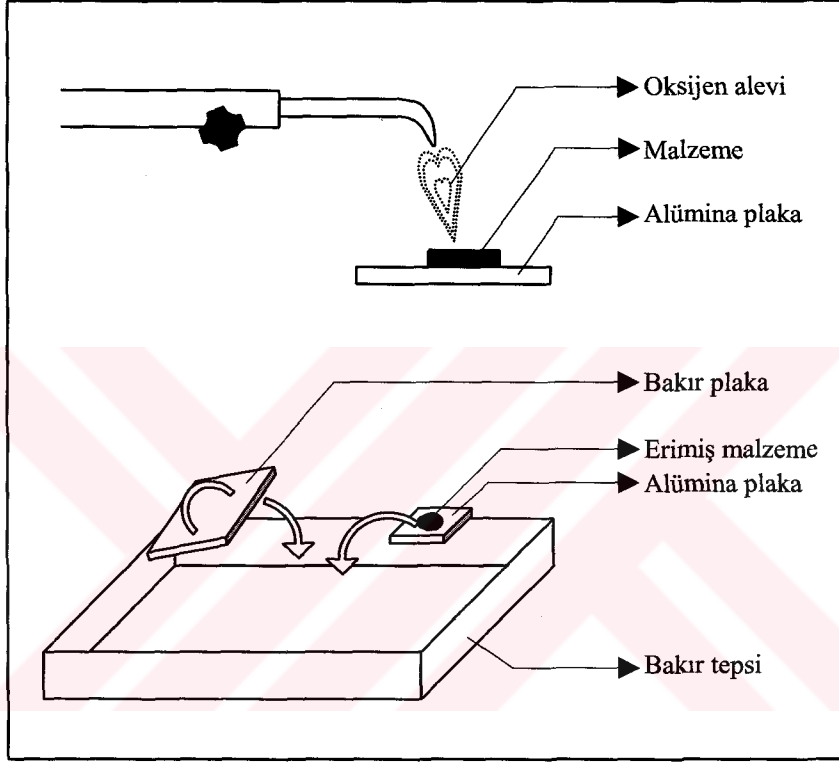


Şekil 16. Katıhal tepkime yöntemi için sinterleme diyagramı

2.4. Eritme Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi

Kalsinasyon işleminden sonra tablet haline getirilen malzemeler Şekil 17'de şematik gösterimi yapılan düzenekte, oksijen alevinde eritme ve ani soğutma işlemine tabi tutuldu. Buna göre alümina pota üzerine konulan tablet oksijen alevi ile eritmeye başlandı. Tabletın üst yüzeyi kor hale geldikten sonra bir cımbız yardımıyla ters çevrildi. Öteki yüzeyi adeta kabarcıklar çıkıncaya kadar ısıtıldı ve tekrar ters çevrildi. İlk yüzeyin de

fokurdaması sağlandıktan sonra malzeme bakır tepsiye atıldı ve hemen bakır plaka ile malzemenin üzerine vuruldu. Malzemenin bakır tepsiye atılması ile üzerine bakır plaka ile vurulma süreci adeta ardışık bir işlem biçiminde oldu. Burada bakır plaka ve tepsinin kullanılmasının nedeni erimiş malzemenin çok hızlı bir şekilde katılaşmasının sağlanmasıdır.

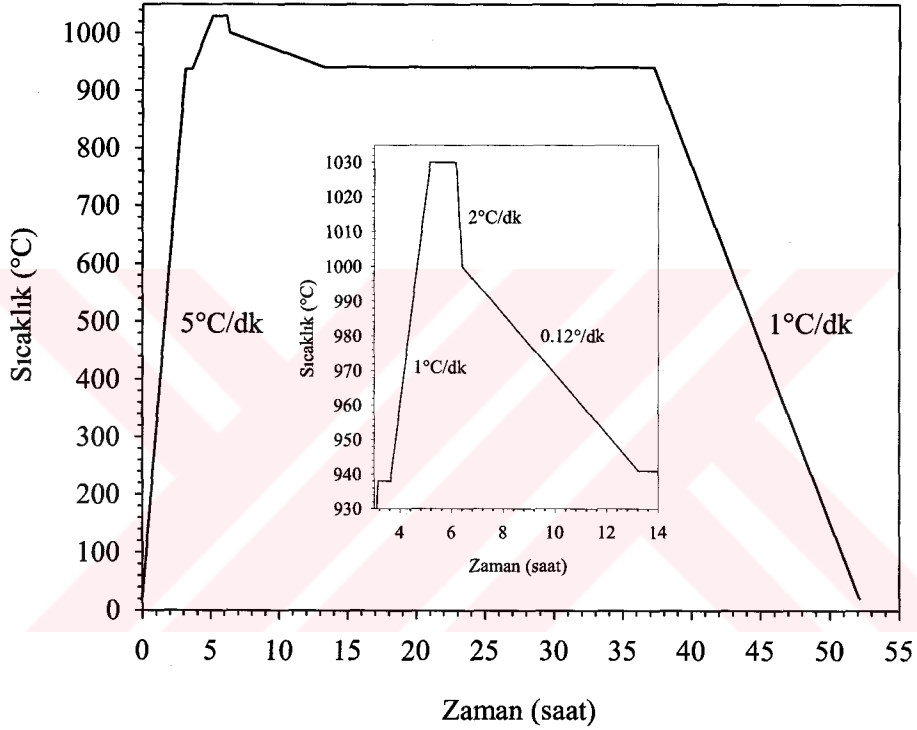


Şekil 17. Oksijen alevinde eritme ve ani soğutma düzenine şematik gösterimi

Tabletler tek tek oksijen alevinde eritilip ani soğutulduktan sonra, bakır tepside alınan malzeme öğütücüye aktarıldı ve 1,5 saat kadar öğütüldü. Öğütülen malzeme 90 mikronluk elekten geçirildikten sonra yine yaklaşık 150 MPa basınçta 13mm çapında ve 6,5-7mm yüksekliğinde 4 gr'lık tabletler haline getirildi. Bu tabletler tek tek Lenton marka Eurotherm 818 kontrol işlemcili tüp fırında Şekil 18'de görülen diyagram dikkate alınarak sinterleme işlemine tabi tutuldu. Buna göre malzeme yine alümina plaka üzerinde fırına yerleştirildi ve fırın dakikada 5°C ile 938°C sıcaklığa yükseldi. Bu sıcaklıkta 30 dakika bekledikten sonra 1°C/dk hızla fırın 1030°C'ye yükseldi. Burada da 1 saat bekledikten

sonra fırın $2^{\circ}\text{C}/\text{dk}$ hızla 1000°C sıcaklığa ve bu sıcaklıktan da dakikada $0,12^{\circ}\text{C}$ ile 941°C 'ye soğudu. 941°C 'de 24 saat bekleyen fırın $1^{\circ}\text{C}/\text{dk}$ hızla oda sıcaklığına kadar soğudu.

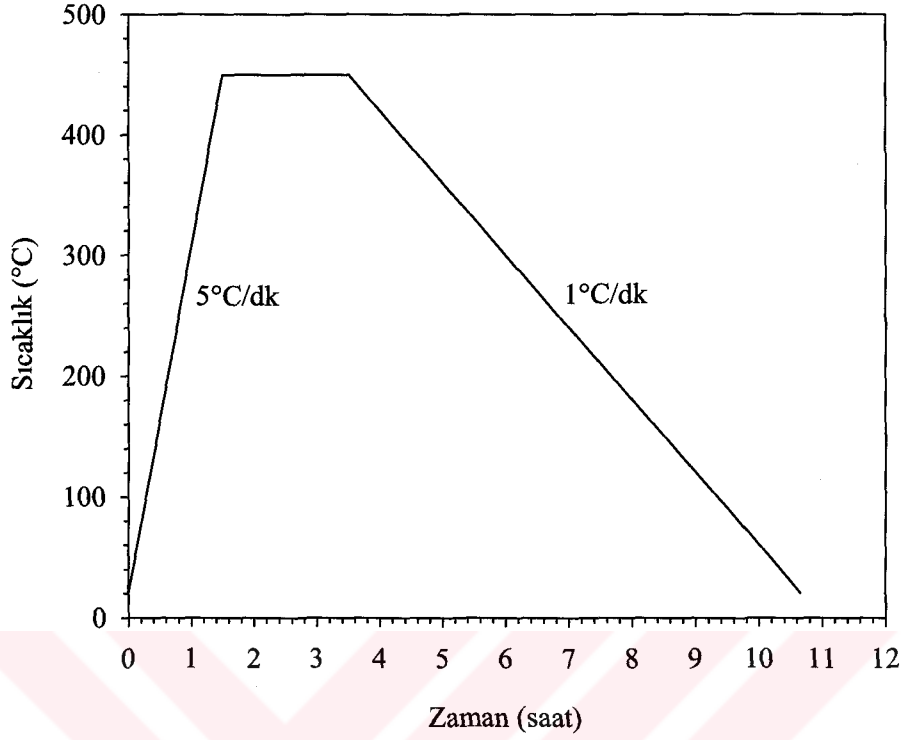
Buradaki sinterleme işlemi eritme yönteminin kristal büyütme sürecini temsil etmektedir. Yöntemin tamamına alevde eritme-hızlı soğutma-büyütme (Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)) yöntemi denir (Yanmaz vd., 1994; Ateş vd., 1998).



Şekil 18. Eritme yöntemi için sinterleme diyagramı

2.5. Oksijen Verme İşlemi

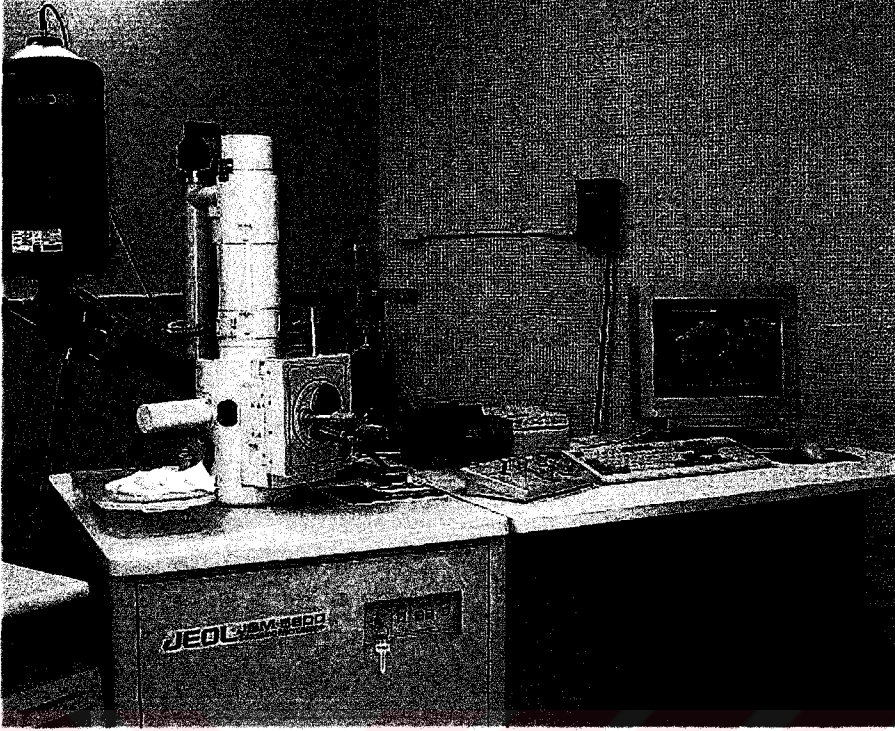
Her iki yöntemle hazırlanan numuneler, en son aşamada Şekil 19'da görülen diyagrama göre oksijen verme işlemine tabi tutuldu. Buna göre tüm numuneler aynı anda Lenton marka Eurotherm 818 kontrol işlemcili tüp fırına yerleştirildi ve fırının bir ucu kapatılarak diğer ucundan fırının içine oksijen tüpünden bir bağlantı yapıldı. Fırın dakikada 5°C ile 450°C sıcaklığa yükseldikten sonra 2 saat müddetince ortama oksijen verildi ve fırın dakikada 1°C ile soğutuldu.



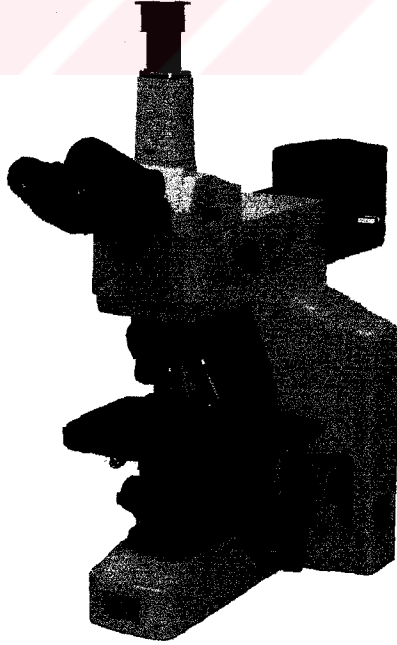
Şekil 19. Oksijen verme diyagramı

2.6. SEM/Optik Fotoğraf Çekimleri

Numunelerin, mikro-fotoğraf çekimlerine hazır hale getirmek için önce kaba bir zımparalama işlemiyle, yüzeyinde düzeltme gerçekleştirildi, daha sonra 10μ ve $0,25\mu$ kalınlığında elmas tozu kullanılarak parlatma işlemi yapıldı. Hazır hale getirilen numunelerden katıhal tepkime yöntemiyle üretilenler Jeol JSM-5600 (Şekil 20) taramalı elektron mikroskopunda (SEM) 10 kV'ta 1000 büyütme yapılarak; FQMG yöntemiyle üretilenler ise Nikon ECLIPSE ME600 polarize optik mikroskopta (Şekil 21) 160 ve 320 büyütme yapılarak fotoğraf çekimleri yapıldı.



Şekil 20. Jeol JSM-5600 Taramalı Elektron Mikroskobu



Şekil 21. Nikon ECLIPSE ME600 Polarize Optik Mikroskop

2.7. X-Işını Kırınım Ölçümleri

Hem katıhal tepkime yöntemi hem de FQMG yöntemi kullanılarak üretilen numunelerin x-ışını kırınım ölçümleri Şekil 22’de görülen Rigaku D/Max-IIIC difraktometresinde, CuK_α ışınımı kullanılarak yapıldı. Buna göre numuneler tablet halinde difraktometreye yerleştirildi ve difraktometrenin çalışma şartları aşağıdaki gibi ayarlandı:

Voltaj ve Akım	: 30 kV, 20 mA
Örnekleme Aralığı	: $0,02^\circ$
Tarama Hızı	: $5^\circ/\text{s}$
Ölçü Aralığı	: $3^\circ < 2\theta < 70^\circ$

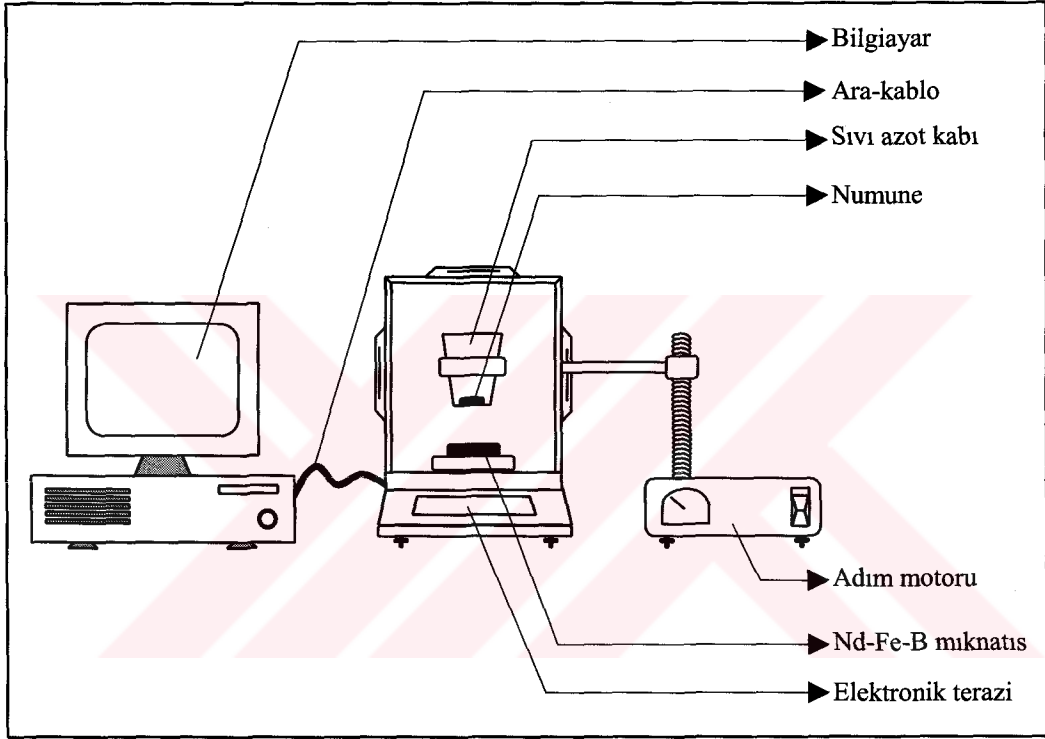


Şekil 22. Rigaku D/Max-IIIC difraktometresi

2.8. Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

Her iki yöntemle hazırlanan numunelerin, Şekil 23’te şematik gösterimi yapılan düzenekte kaldırma kuvveti ölçümleri yapıldı. Buna göre Nd-Fe-B magneti terazinin kefesine sabitleştirildi ve terazi sıfırlandı. Sonra magnetten uzakta numune sıvı azot kabına yerleştirildi ve kap sıvı azot ile dolduruldu. Numune süperiletken hale gelince, sıvı azot kabı ile birlikte şekilde görüldüğü gibi adım motorunun potasına yerleştirildi (ZFC rejimi). Yerleştirilir yerleştirilmez adım motoru çalıştırıldı. Süperiletken numune, Meissner olayına dayanarak dışarıdan uygulanan manyetik alanı dışlayıp itecek biçimde kuvvet uygular. Bu

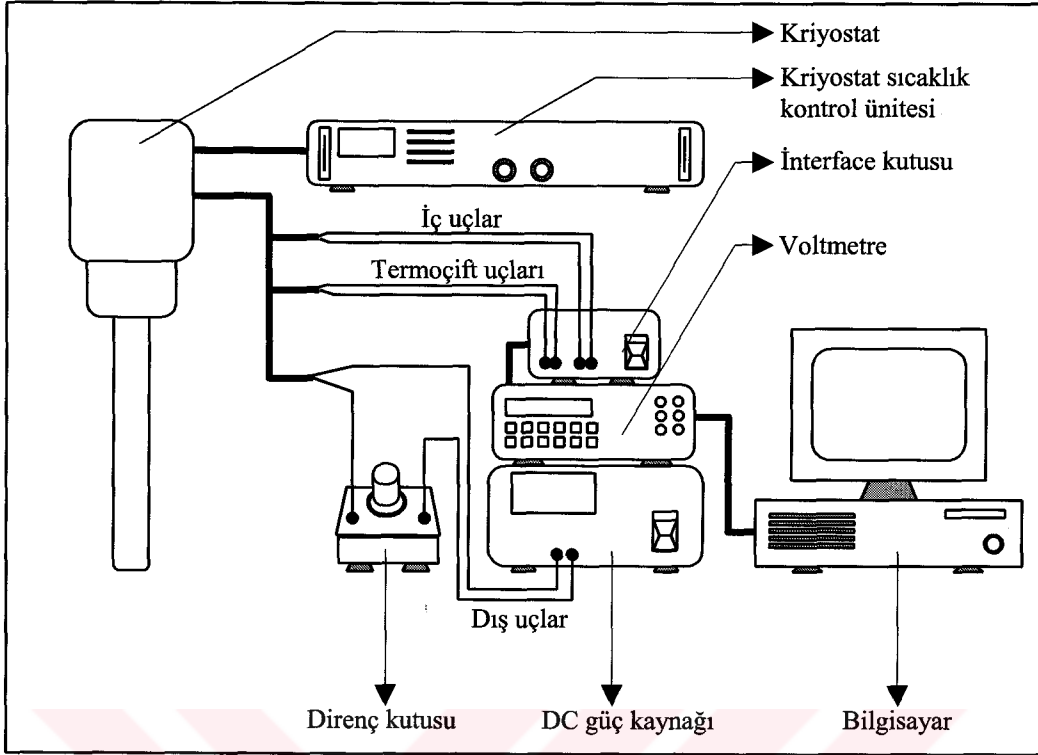
kuvvet terazinin kefesinde sabit duran magnete mg ölçütünde olur. Süperiletken numune, magnete 5 mm kadar yaklaştığında adım motorunun yönü değiştirilerek numunenin magnetten uzaklaştırılması sağlandı. Numune magnetten uzaklaştırılmaya başlandığı andan itibaren itici kuvvet hızlı bir biçimde düştü ve çekici kuvvet haline dönüştü. Bunun nedeni numune içerisine hapis olan manyetik alanın numunenin mıknatıs gibi davranmasına sebep olmasıdır.



Şekil 23. Kaldırma kuvveti ölçümlerinin yapıldığı düzeneğin şematik gösterimi

2.9. Direnç Ölçümleri

Tablet halindeki numunelerden yaklaşık olarak $1,5\text{mm} \times 1\text{mm} \times 8\text{mm}$ boyutlarında dikdörtgen biçimli parçalar kesildikten sonra bu parçalara gümüş pasta ile dört kontak yapıldı ve Şekil 24'te şematik gösterimi yapılan Leybold marka kapalı devre kriyostat sisteminde direnç ölçümleri alındı.



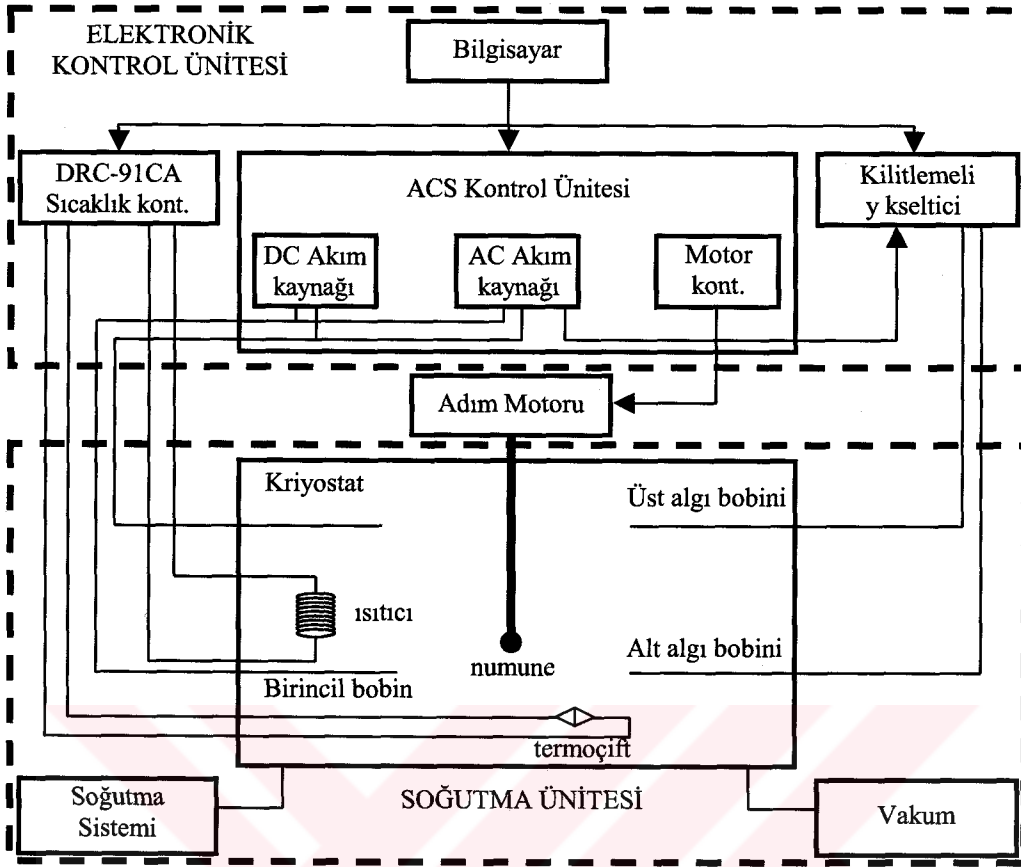
Şekil 24. Direnç ölçüm düzeneğinin şematik gösterimi

2.10. AC Alınanlık Ölçümleri

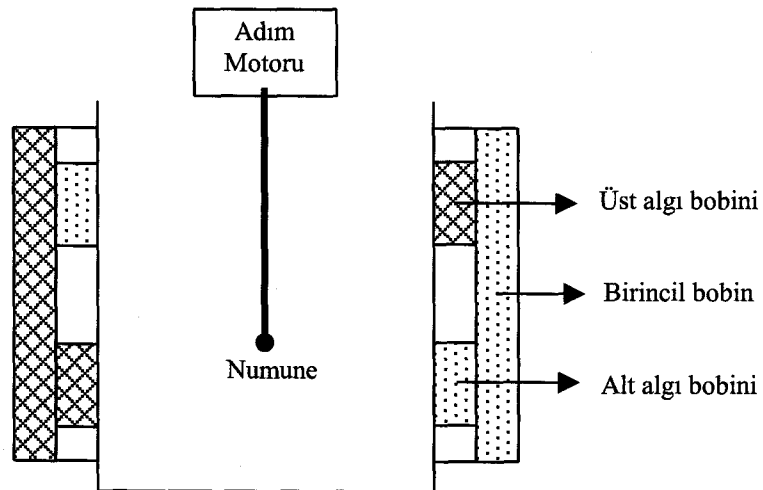
AC manyetik alınanlık ölçümleri, Lake Shore 7130 AC Susceptometer sisteminde yapıldı. Bu sistemde manyetik alınanlık, sıcaklığın fonksiyonu olarak AC alanın genliğine ve frekansa bağlılığı elde edilebilir. Sıvı helyuma ihtiyaç duyulmadan kapalı devre bir soğutma sistemi ile 15-330 K arasında sıcaklık kontrolü sağlanabilmektedir (Şekil 25).

Ölçüm tekniği, karşılıklı indüktans tekniğine dayanır. Şekil 26'da görüldüğü gibi eş eksenli iç içe geçmiş bobin sisteminde birincil bobine sürücü kuvvet uygulanır, ikincil bobinlerden de indüklenen akı algılanır. Sadece numuneden kaynaklanan indüklenmiş gerilimin okunabilmesi için, ikincil bobin birbirlerine göre ters bağlanmış iki özdeş bobinden oluşmuştur (alt ve üst algı bobinleri).

Her ölçümde numune, adım motoru sayesinde üst algı bobininin merkezi (S_1) ile alt algı bobininin merkezi (S_2) arasında hareket ettirilerek buralarda gerilimlerin okunmasına imkan verir. S_1 ve S_2 merkezlerinde gerilimler sırasıyla;



Şekil 25. 7130 AC alinganklık ölçüm sisteminin blok şeması



Şekil 26. AC alinganklık ölçüm ünitesinde kullanılan bobin sistemi

$$V_1 = V + V_0 \quad (58)$$

$$V_2 = -V + V_0$$

şeklindedir. Burada V numunenin oluşturduğu akı değişiminden kaynaklanan gerilimi, V_0 ise sistemden kaynaklanan istenmeyen gerilimi göstermektedir. Sadece numuneden kaynaklanan gerilim;

$$V = \frac{V_1 - V_2}{2} \quad (59)$$

bağıntısından bulunur.

Dış sürücü kuvvet ile alıcı bobinlerden algılanan sinyal arasında faz farkı olacaktır. Bu faz farkı numunenin özelliğinden bağımsızdır ve sadece bobinlerin RL devresinden kaynaklanır. Faz farkı göz önüne alındığında manyetizasyon;

$$M(t) = H_0 \left\{ \sum (\chi_n' \sin n\omega t \cos \theta - \chi_n'' \cos n\omega t \sin \theta) \right\} \quad (60)$$

şeklinde olacaktır. Alınanlığın, sürücü kuvvetle aynı fazda olan bileşenine faz içi (gerçel) bileşeni; 90° ilerideki bileşenine de faz dışı (sanal) bileşeni denir. Faz içi bileşeni gerilimini V' ve faz dışı bileşeni gerilimini de V'' ile gösterilirse;

$$V' = V_0 \cos \theta + V_{90} \sin \theta \quad (61)$$

$$V'' = V_{90} \cos \theta - V_0 \sin \theta$$

olarak verilir. Burada V_0 faz farkı yokken okunan gerilim, V_{90} ise faz farkı 90° olduğu durumdaki gerilimdir. Hacim başına manyetizasyon $M(t)$ ve numunenin hacmi V ise; toplam manyetizasyon;

$$m(t) = VH_0 \left\{ \sum (\chi_n' \sin n\omega t \cos \theta - \chi_n'' \cos n\omega t \sin \theta) \right\} \quad (62)$$

şeklindedir. Toplam manyetizasyonun zamana göre değişimi;

$$\frac{dm(t)}{dt} = V\omega n H_0 \left\{ \sum (\chi_n' \cos n\omega t \cos \theta + \chi_n'' \sin n\omega t \sin \theta) \right\} \quad (63)$$

biçiminde olup, α orantı katsayısı olmak üzere;

$$\frac{dm(t)}{dt} = \alpha \left\{ \sum (V_n' \cos n\omega t \cos \theta + V_n'' \sin n\omega t \sin \theta) \right\} \quad (64)$$

şeklinde düzenlenir. Buradaki α katsayısının değeri;

$$\alpha = \frac{10^8}{8\pi N L \sqrt{L^2 - d^2}} \quad (65)$$

ifadesinden hesaplanır. Burada N, algı bobinlerinin birim uzunluklarındaki sarım sayısı, L algı bobininin uzunluğu ve d algı bobininin çapıdır. (63) ve (64) eşitliklerinden;

$$\begin{aligned} \alpha V_n' &= H_0 V \omega n \chi_n' \\ V_n'' &= H_0 V \omega n \chi_n'' \end{aligned} \quad (66)$$

elde edilir ve buradan da;

$$\begin{aligned} \chi_n' &= \frac{\alpha V_n'}{H_0 V \omega n} \\ \chi_n'' &= \frac{\alpha V_n''}{H_0 V \omega n} \end{aligned} \quad (67)$$

şeklinde bulunur.

Üretilen numuneler yaklaşık 1,5mm×1mm×8mm ebatlarında kesildi, AC alınganlık sistemine yerleştirildi ve frekans sabit kalmak üzere değişik AC alanda alınganlık sıcaklığın fonksiyonu olarak elde edildi.

3. BULGULAR ve TARTIŞMALAR

Başlangıç kompozisyonu $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$) olacak biçimde, katıhal tepkime ($x=0, 0,3, 0,5$) ve FQMG ($x=0, 0,3 0,5 0,7, 1,0$) yöntemleri kullanılarak hazırlanan numunelerin bazı yapısal ve fiziksel özellikleri incelendi. X-ışını difraktometresiyle kırınım desenleri elde edilerek numunelerin içerdiği fazlar ve örgü parametreleri tespit edildi. Taramalı elektron mikroskop (SEM) ve polarize optik mikroskop çalışmalarıyla numune içerisinde tanelerin yönelimleri, çivileme merkezlerinin yoğunlu tane sınırlarının durumu ve tane büyüklükleri hakkında bilgi edinildi. Manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri alınarak, numunelerin manyetik alana karşı duyarlılıkları incelendi ve bu ölçümlerden yararlanarak numunelerin bulk yapısına ait kritik akım yoğunluklarının hesaplanması için bir model geliştirildi. Dört nokta yöntemiyle kapalı devre kriyostat sisteminde direncin sıcaklığa bağlılığı elde edilerek kritik sıcaklık değerleri bulundu. Son olarak da sabit frekansta sıcaklığın ve alanın fonksiyonu olarak AC alınganlık ölçümleri yapılarak buradan elde edilen sonuçlarla diğer deneylerde gözlenen sonuçlar kıyaslandı.

3.1. X-ışını Kırınım Desenleri

Katıhal tepkime yöntemi kullanılarak hazırlanan $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numunelerden katkısız numune ile $Re=Yb$ katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenleri Şekil 27'de görülmektedir. Buna göre katkısız numunede $2\theta=15,2^\circ, 22,9^\circ, 32,5^\circ, 32,9^\circ, 38,5^\circ, 40,2^\circ, 46,6^\circ$ ve $58,2^\circ$ açılarında Y123 fazının pikleri bulunurken; Y211 fazı, $BaCuO_2$ gibi fazlara ait piklere rastlanmadı. $x=0,3$ Yb katkılı numunenin kırınım desenleri katkısız numuneninkine büyük ölçüde benzemekte olup; aynı açı değerlerinde aynı pikler görüldü. Ancak $x=0,5$ Yb katkılı numunede çok hızlı bir değişimin olduğu tespit edildi. Bu numuneye ait kırınım desenlerinde $2\theta=22,9^\circ, 30,8^\circ, 32,5^\circ, 32,9^\circ, 38,5^\circ, 46,6^\circ$ ve $58,2^\circ$ açı değerlerinde Y123 fazına ait pikler ortaya çıktı. Bu pikler arasında $2\theta=30,8^\circ$ açısında gözlenen (004) piki, katkısız ve $x=0,3$ Yb katkılı numunelerde gözlenmedi. Fakat bu numunede de bazı Y123 fazına ait pikler kayboldu.

$2\theta=30^\circ$, $31,9^\circ$ açılarında Y211 fazına ait (131) ile (002) piklerine ve $2\theta=29,5^\circ$ açısında da BaCuO₂ pikine rastlandı.

Şekil 28 katkıhal tepkime yöntemi ile hazırlanan Re=Sm katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenlerini göstermektedir. Re=Sm katkılı numunelerde katkısız numunede gözlenen piklerin neredeyse tamamı yeniden gözlendi ancak Sm katkısıyla piklerin şiddetinde önemli ölçüde azalmanın olduğu görüldü. $x=0,5$ Sm katkılı numunede ek olarak, yine $x=0,5$ Yb katkılı numunede olduğu gibi, $2\theta=30,8^\circ$ açısında Y123 fazına ait (004) piki ve $2\theta=30^\circ$ açısında da Y211 fazına ait (131) piki ortaya çıktı.

Şekil 29 yine aynı yöntemle hazırlanmış Re=Nd katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenlerini göstermektedir. Tıpkı Sm katkılı numunelerde gözlenen pikler Nd katkılı numunelerde de gözlendi. $x=0,5$ Nd katkılı numunenin $x=0,5$ Sm katkılı numuneye göre tek farkı $2\theta=31,9^\circ$ açısında Y211 fazına ait (002) pikini bulunmasıdır.

Katkısız numune ile $x=0,3$ Re katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenleri Şekil 30'da bir arada verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi bütün 0,3 Re katkılı numunelerde katkısız numunenin piklerine rastlandı. Piklerin şiddetleri itibarıyla incelendiğinde $x=0,3$ Yb katkılı numune katkısızza daha çok benzemekte, $x=0,3$ Sm katkılı numune ile $x=0,3$ Nd katkılı numune birbirine benzemektedir. Şekil 31'de $x=0,5$ Re katkılı numuneler ile katkısız numunenin kırınım desenleri bir arada verilmiştir. $x=0,5$ Yb katkılı numune ile $x=0,5$ Nd katkılı numunelerin kırınım desenleri birbirine çok benzerken, $x=0,5$ Sm katkılı numunenin kırınım desenindeki tek farklılık BaCuO₂ fazının pikine rastlanılmamasıdır.

FQMG yöntemi kullanılarak hazırlanan YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numunelerden katkısız numune ile Re=Yb katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenleri Şekil 32'de görülmektedir. Buna göre katkısız numunenin, $2\theta=15,2^\circ, 22,9^\circ, 27,8^\circ, 27,9^\circ, 30,8^\circ, 32,5^\circ, 32,9^\circ, 38,5^\circ, 40,2^\circ, 46,6^\circ, 52,5^\circ, 54,5^\circ, 58,2^\circ, 58,5^\circ$ ve $65,8^\circ$ açılarında Y123 fazına ait pikler, $2\theta=30^\circ$ ve $31,9^\circ$ açılarında Y211 fazına ait pikler ve $2\theta=53,5^\circ$ açısında da BaCuO₂ fazına ait pik ortaya çıktı. $x=0,3$ Yb katkılı numunede katkısız numunede gözlenen ana faza ait bir çok pik kaybolurken $2\theta=30,8^\circ$ ((004) piki), $40,2^\circ$ ((113) piki) ve $52,5^\circ$ ((115) piki) açılarında gözlenen piklerin şiddetinde artış gözlendi. Benzer artış Y211 fazına ait pikler olan (131) ve (002) piklerinde de oluştu. Ayrıca $2\theta=45,8^\circ$ açısında BaCuO₂ fazına ait yeni bir pik meydana geldi. $x=0,5, 0,7$ ve $1,0$ Yb katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenleri birbirlerine benzemekte olup piklerin oluşumu katkısız ve $x=0,3$ Yb katkılı numunenin kırınım

desenlerinden büyük ölçüde farklılık gösterdi. Katkı miktarı arttıkça kırınım desenlerinde BaCuO_2 ve Y211 fazlarına ait piklerin sayısında bir artış olduğu tespit edildi.

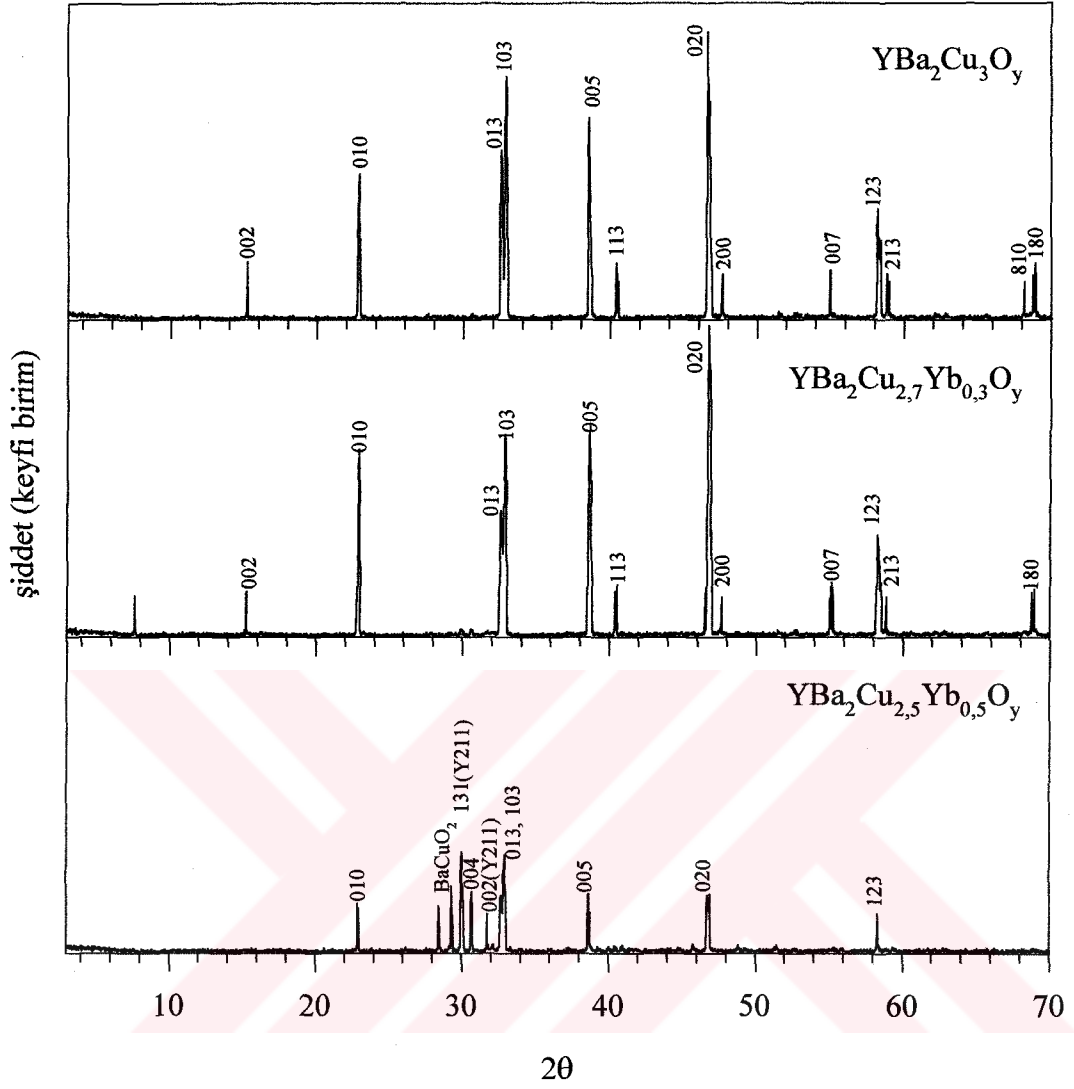
Şekil 33 FQMG yöntemi ile hazırlanmış $\text{Re}=\text{Sm}$ katkılı numunelerin x-ışınım kırınım desenlerini göstermektedir. Katkısız numuneye göre $x=0,3$ Sm katkılı numunede Y123 fazına ait bazı pikler kayboldu. Bununla birlikte BaCuO_2 fazına ait pik ile $2\theta=31,9^\circ$ açısında ortaya çıkan Y211 fazına ait (002) piki de yok oldu. Katkısız numuneden farklı olarak $2\theta=47,5^\circ$ açısında (200) ve $2\theta=69^\circ$ açısında da (180) ana faza ait pikler ortaya çıktı. $x=0,5$ Sm katkılı numunenin kırınım deseni incelendiğinde $x=0,3$ Sm katkılı numunede ortaya çıkan (200) ve (180) piklerinin yeniden kaybolduğu tespit edildi. Öte yandan diğer piklerin şiddetlerinde de bariz bir biçimde azalma oldu. Sm katkısı 0,7 olduğunda Y123 fazına ait piklerin büyük ölçüde azalıp bunun yerine BaCuO_2 ve Y211 fazlarına ait piklerin oluştuğu tespit edildi. Ancak bu yeni oluşan piklerin birçoğu $x=1,0$ Sm katkılı numunede yeniden kaybolduğu gözlemlendi. $\text{Re}=\text{Nd}$ katkılı numunelerin kırınım desenleri incelendiğinde, Sm katkılı numuneler gibi davranış sergilemediği tespit edildi (Şekil 34). Katkısız numunede gözlenen birçok Y123 fazına ait piklerin $x=0,3$ Nd katkılı numunede gözlenmediği, kaybolmayan piklerin de şiddetlerinde büyük ölçüde azalma görüldü. Katkısız numunede $2\theta=38,5^\circ$ açısındaki (005) piki ile $2\theta=46,6^\circ$ açısındaki (020) pikinin şiddetlerindeki azalma diğer piklere göre daha büyük olduğu tespit edildi. Bu piklerden (005) piki $x=0,5$, 0,7 ve 1,0 Nd katkılı numunelerde; (020) piki de $x=0,7$ ve 1,0 Nd katkılı numunelerde tamamen kayboldu. Diğer piklerin şiddetleri ise Nd katkı miktarının artmasıyla azaldı ve hatta bazıları ise tamamen kayboldu.

Katkı miktarı $x=0,3$ olan tüm katkılı numunelerin x-ışını kırınım desenleri birlikte incelenirse, $x=0,3$ Yb katkılı numune hariç diğer iki numunenin kırınım desenlerinin katkısız numunenin kırınım desenlerine benzediği görüldü (Şekil 35). Bu benzerliğin en fazla olduğu bölge özellikle $2\theta=28^\circ$ ile $2\theta=34^\circ$ açıları arasındadır. $x=0,5$ Re katkılı numunelerin kırınım desenleri katkısız numune ile birlikte incelenirse, bu sefer de $x=0,5$ Yb katkılı numunenin kırınım desenlerinin katkısız numuneye benzediği, diğerlerinin benzerliğinde azalma gözlemlendi (Şekil 36). Yine $2\theta=28^\circ$ ile $2\theta=34^\circ$ açıları arasında tüm $x=0,5$ Re katkılı numuneler ile katkısız numune arasında benzerlik tespit edildi ancak $x=0,5$ Sm katkılı numune ile $x=0,5$ Nd katkılı numunenin kırınım desenlerinde, $2\theta=34^\circ$ ile $2\theta=57^\circ$ açıları arasında, katkısız numuneye göre farklılık gözlemlendi. Bu farklılık katkısız numunede gözlenen piklerin bu bölgede yok olması biçimindedir. Uyumun gözlenemediği $2\theta=34^\circ$ ile $2\theta=57^\circ$ açıları arasındaki bölgede katkı miktarının $x=0,7$ olmasıyla BaCuO_2 ve Y211 fazlarına ait piklerin

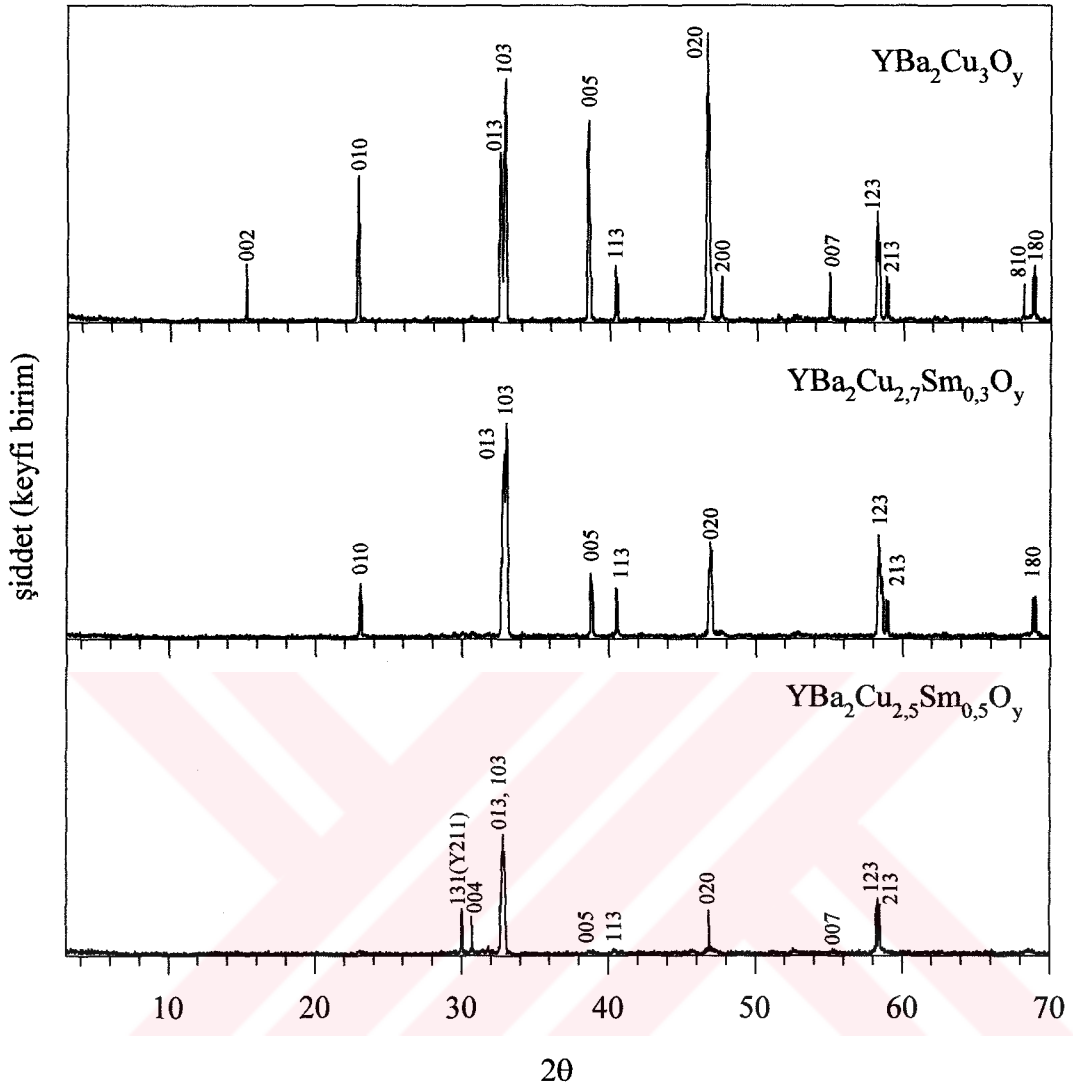
oluştugu tespit edildi (Şekil 37). Katkı miktarı $x=1,0$ olduğunda ise tüm benzerliğin ortadan kalktığı görüldü (Şekil 38).

Katıhal tepkime yöntemiyle hazırlanmış $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin kırınım desenlerindeki piklerden yararlanarak hesaplanan örgü parametreleri ve birim hücre hacmi Şekil 39'da verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi örgü parametrelerinde, $x=0,3$ Sm katkılı numuneninkinin c örgü parametresindeki küçük bir azalmanın dışında, pek fazla değişim gözlenmedi. $x=0,3$ Sm katkılı numunenin c örgü parametresindeki küçülme miktarı birim hücre hacmine de yansdı.

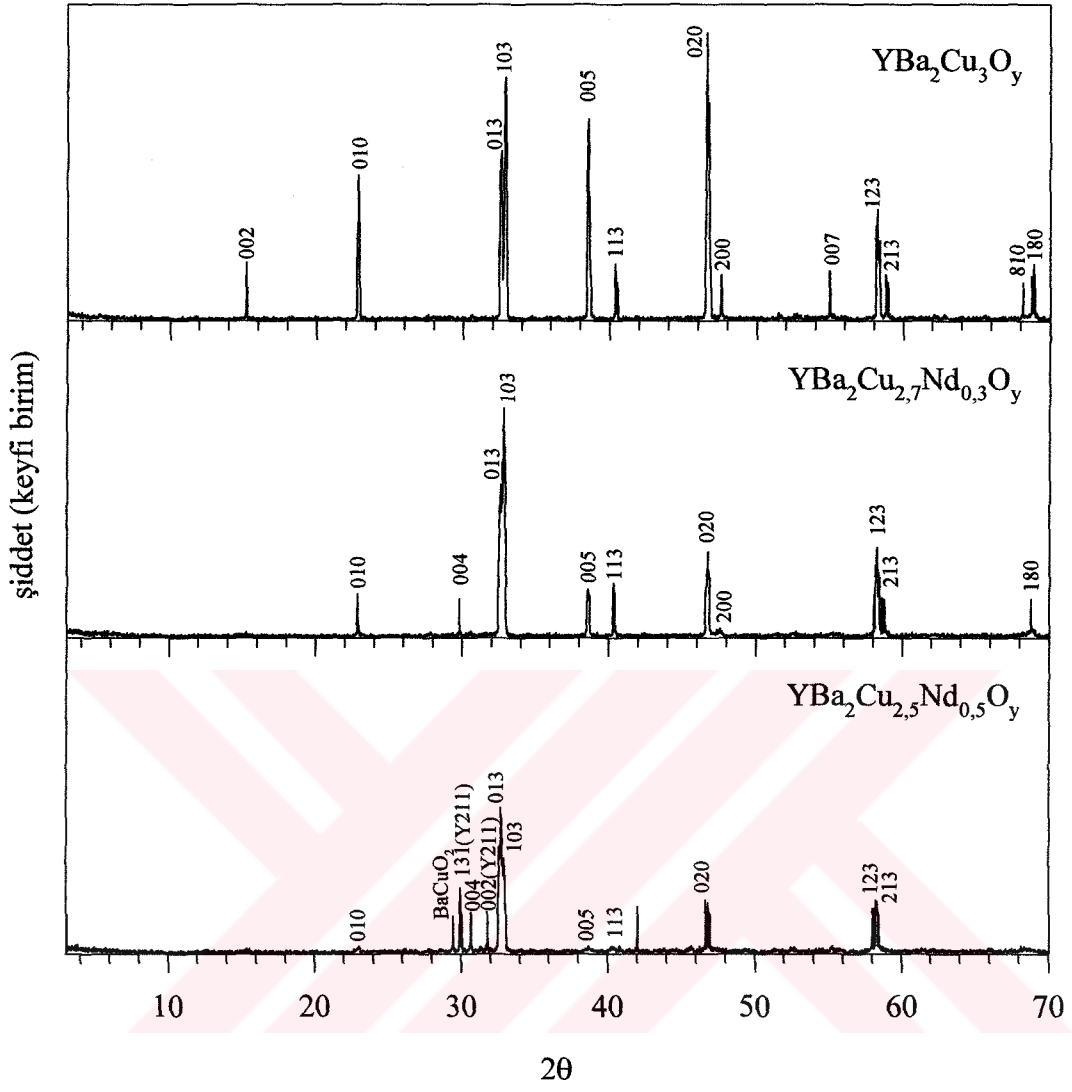
Şekil 40 FQMG yöntemi ile hazırlanan $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numunelerin x-ışını kırınım desenlerinden hesaplanan örgü parametrelerini ve birim hücre hacmini bir arada göstermektedir. Buna göre Yb katkılı numunede Yb katkısının artmasıyla birlikte c örgü parametresinde gittikçe küçülme oldu. Yb katkı miktarının maksimum olduğu numunede katkısız numuneye göre c örgü parametresindeki küçülme yaklaşık $0,13 \text{ \AA}$ kadardır. Sm katkılı numunelerde Sm katkı miktarının artmasıyla birlikte katkısız numuneye göre c örgü parametresinde önce bir azalma ($0,06 \text{ \AA}$) sonra gittikçe artış meydana geldi. Bu artış maksimum Sm katkılı numune için yaklaşık $0,14 \text{ \AA}$ kadardır. Nd katkılı numunede ise katkı miktarı ile gittikçe c örgü parametresinde artış oldu. Nd katkı miktarının maksimum olduğu numunede bu artış yaklaşık $0,17 \text{ \AA}$ 'dur. Bu yöntemle üretilen numunelerde, $x=0,3$ Yb katkılı numune hariç, a ile b örgü parametrelerindeki değişim katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelere göre biraz daha fazla oldu. $x=0,3$ Yb katkılı numunenin b örgü parametresinde hızlı bir azalış oldu ($\sim 0,145 \text{ \AA}$). Örgü parametrelerindeki bu değişim birim hacme de yansdı.



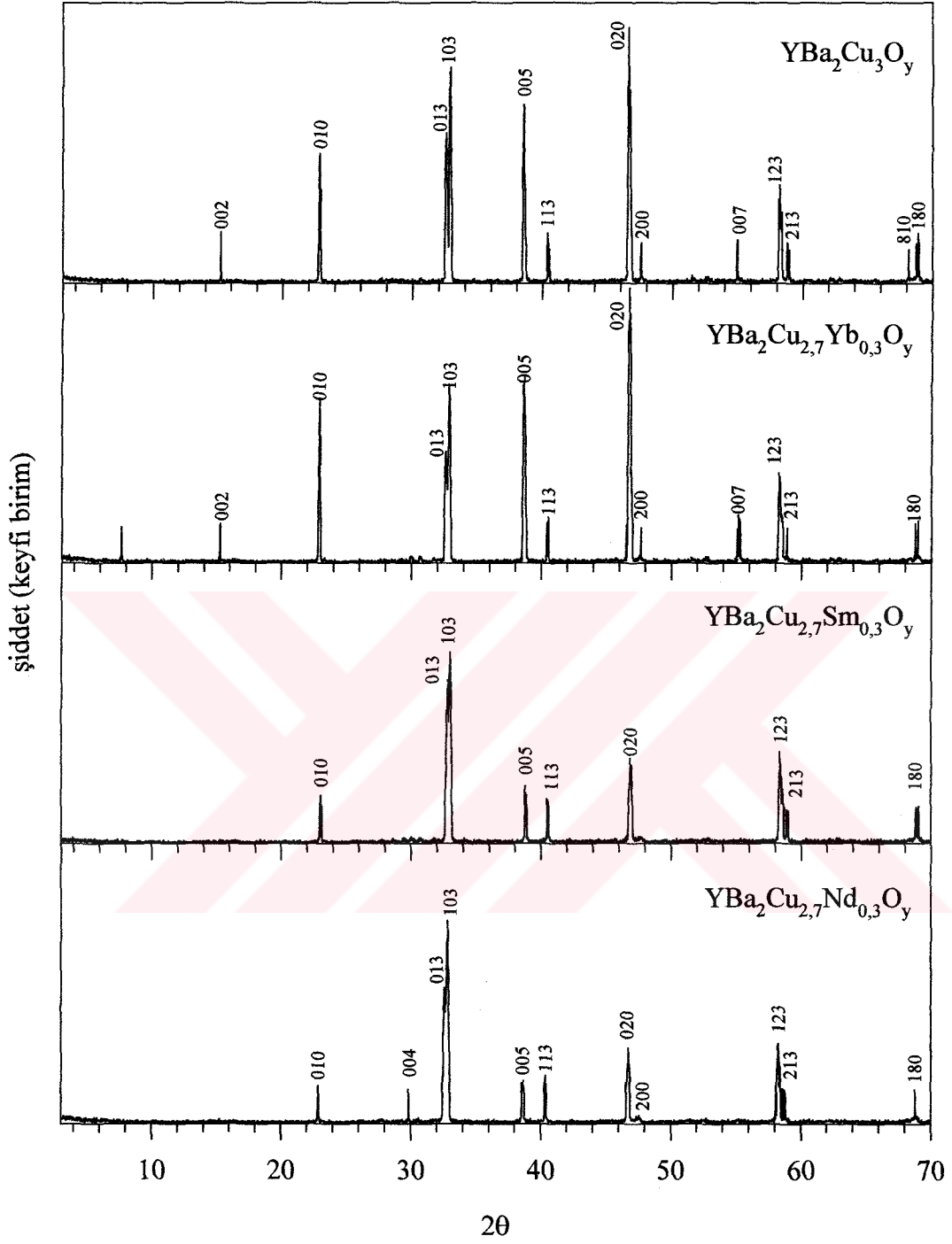
Şekil 27. Katıhal tepkime yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Yb_xO_y (x=0, 0,3, 0,5) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



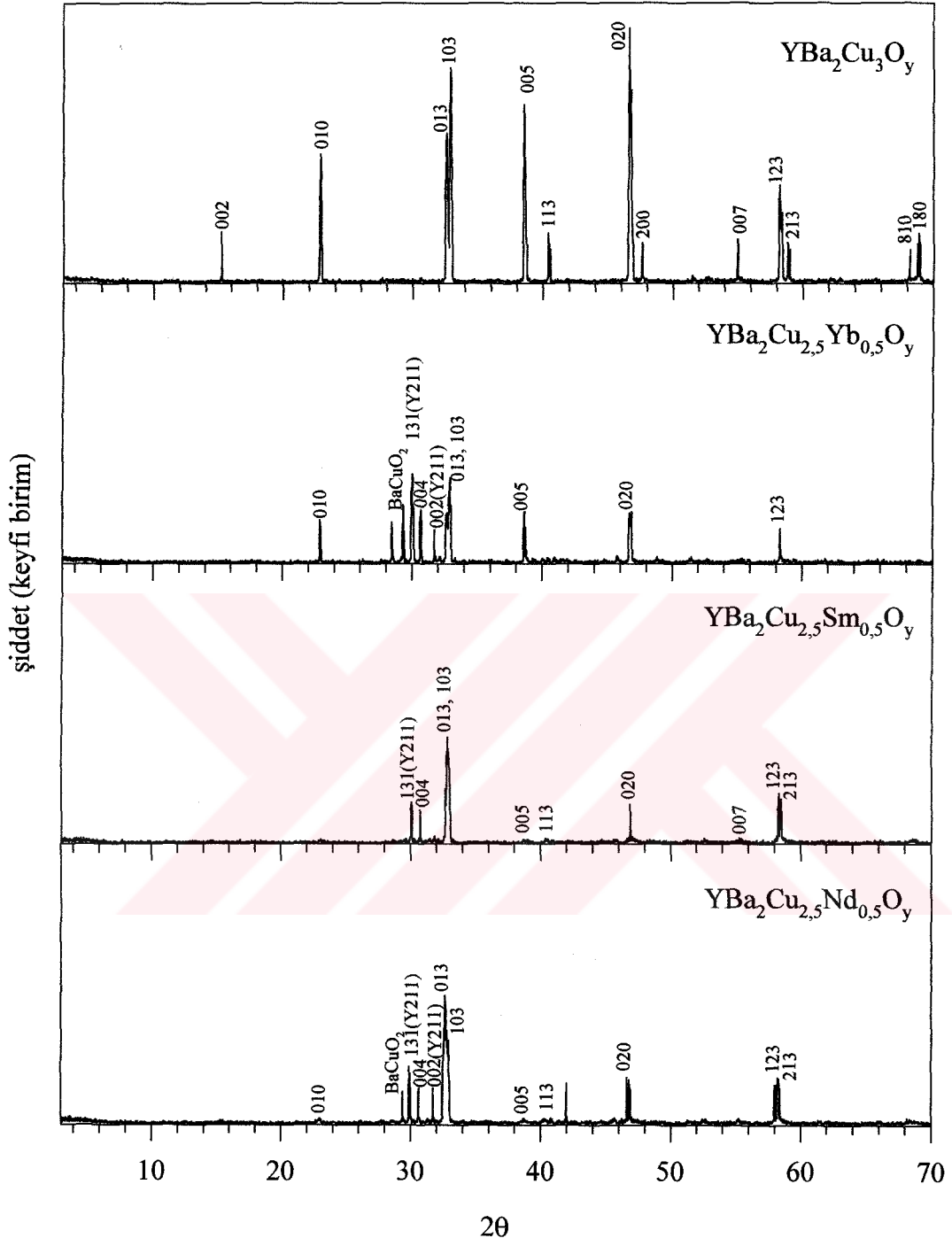
Şekil 28. Katıhal tepkime yöntemiyle üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Sm}_x\text{O}_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



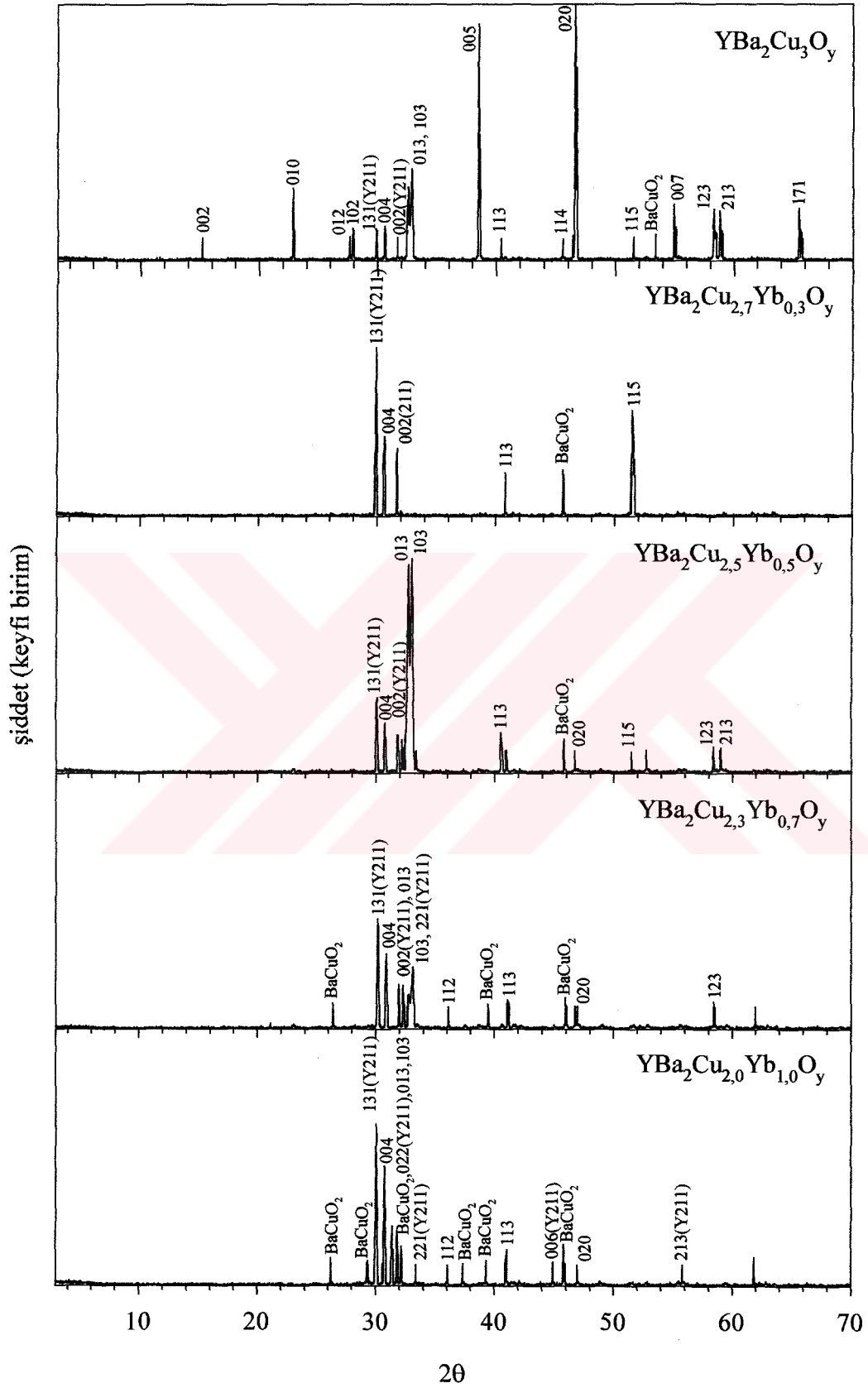
Şekil 29. Katıhal tepkime yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Nd_xO_y (x=0, 0,3, 0,5) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



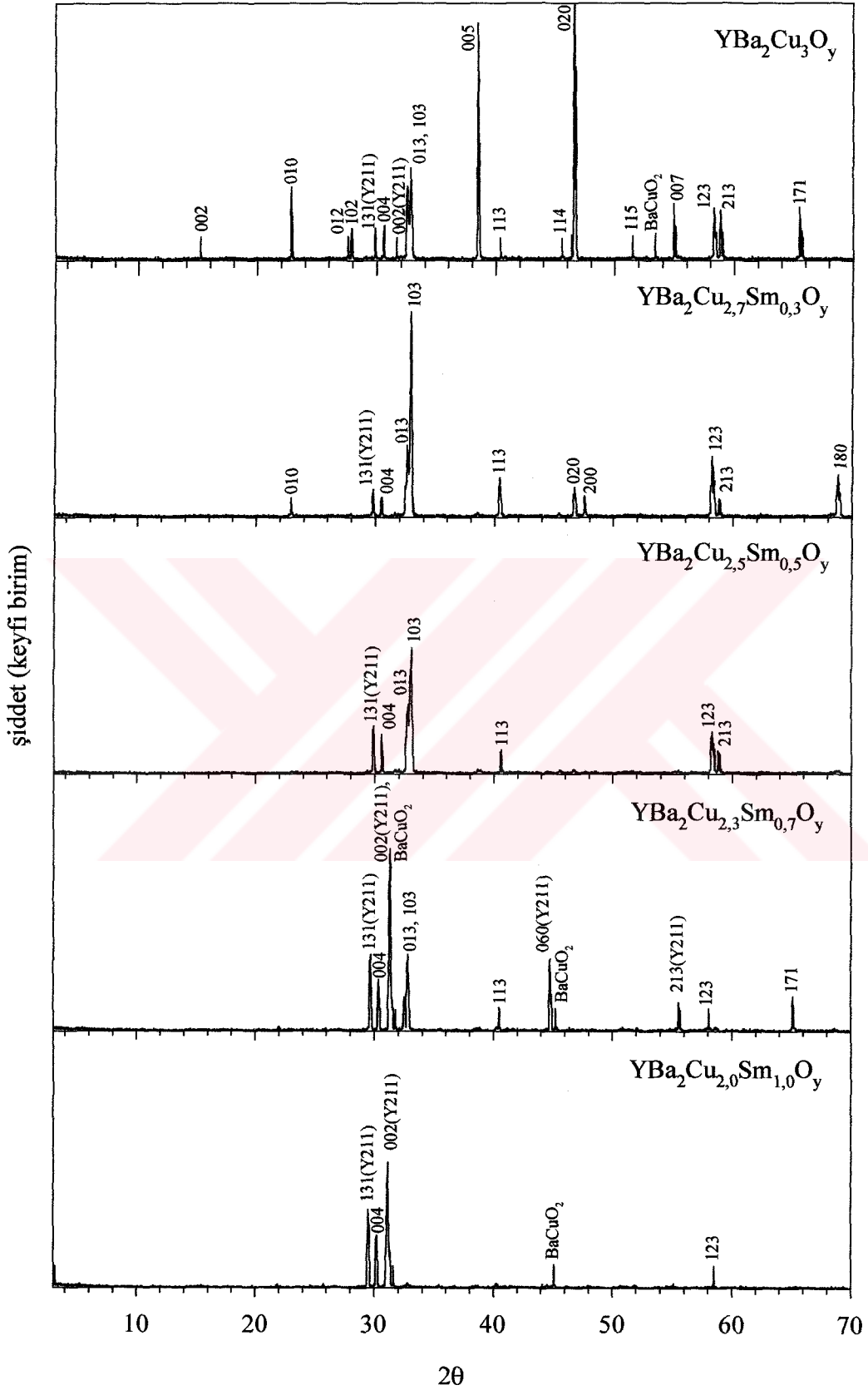
Şekil 30. Katıhal tepkime yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



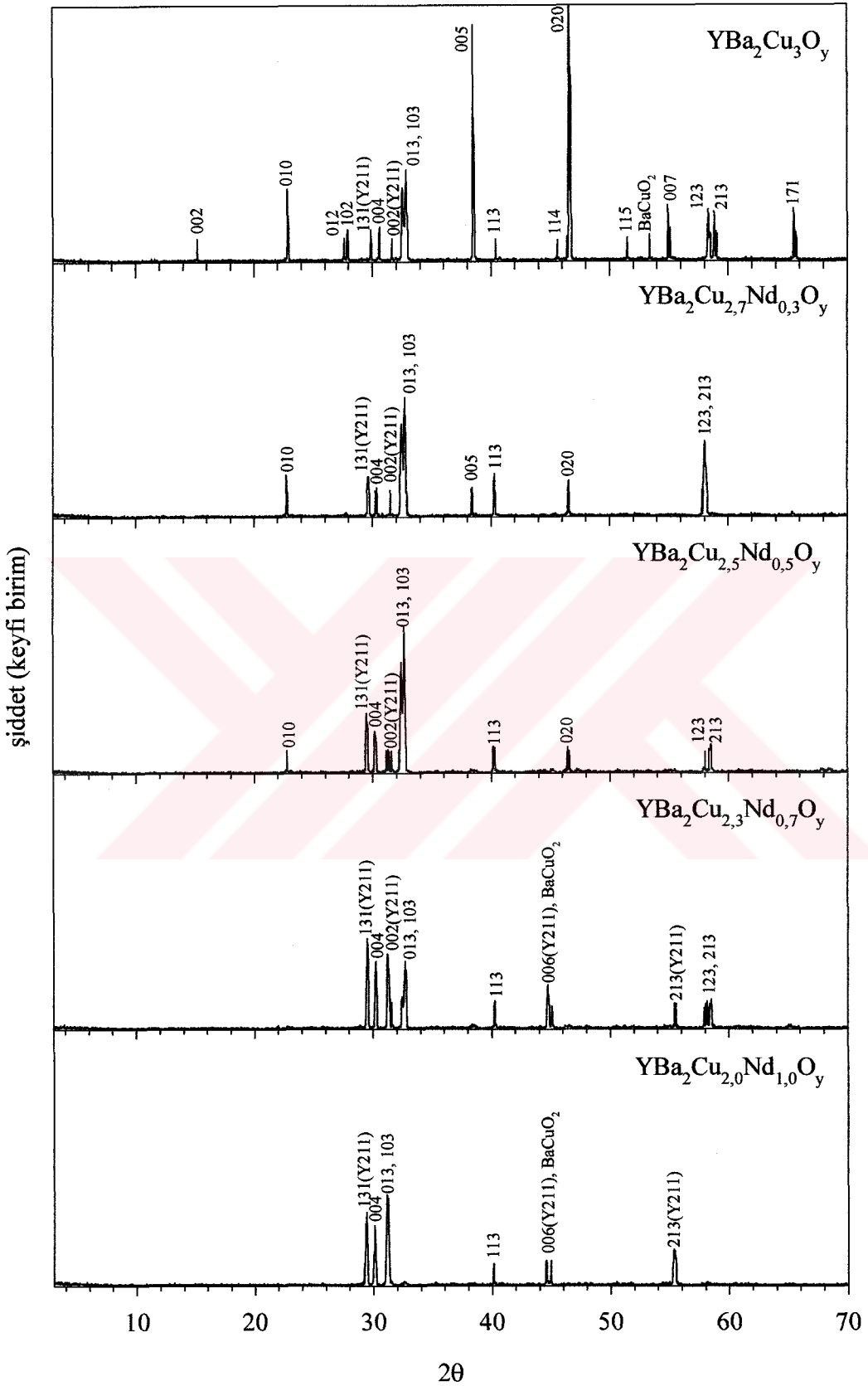
Şekil 31. Katılmal tepkime yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,5) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



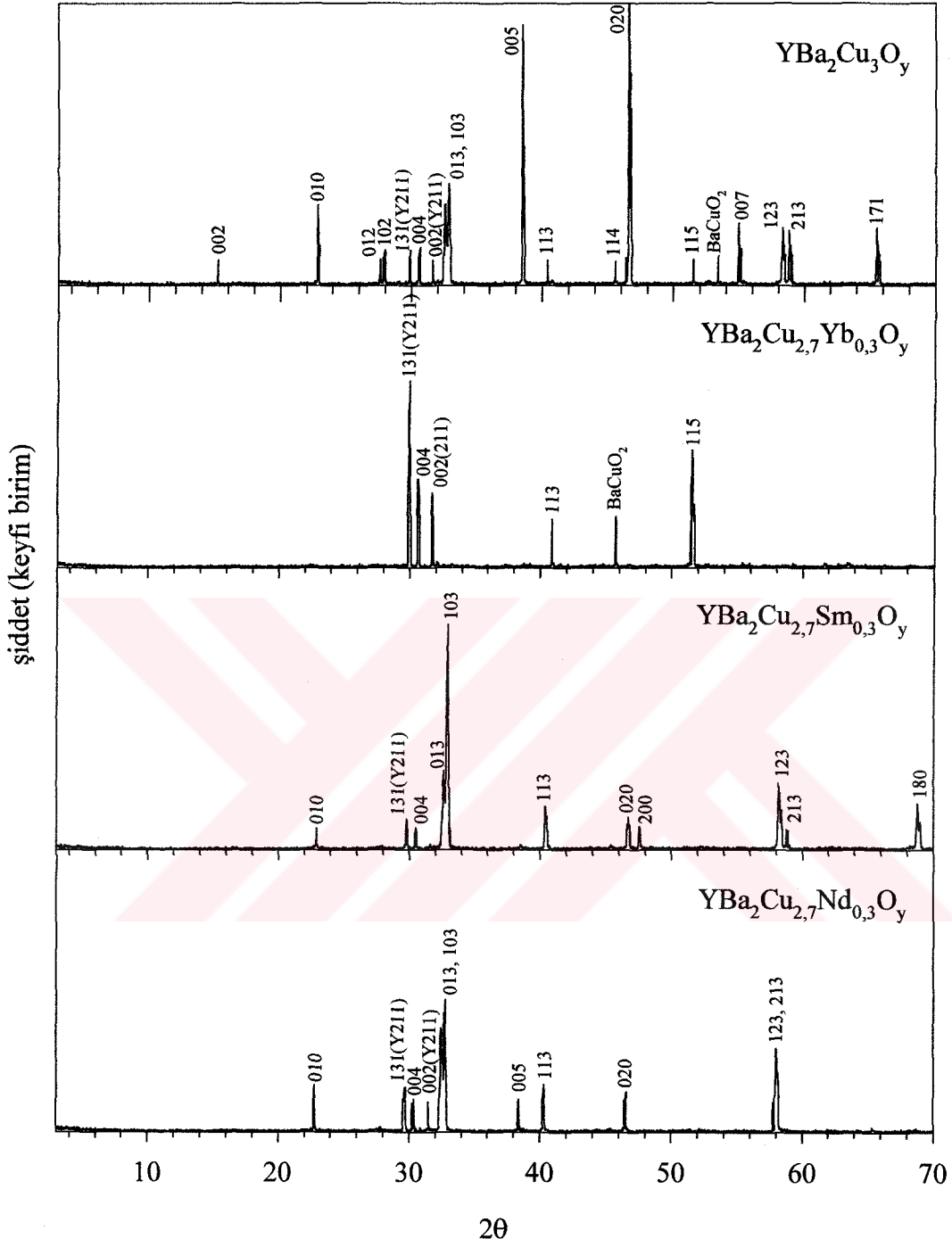
Şekil 32. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Yb_xO_y (x=0, 0,3, 0,5, 0,7 ve 1,0) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



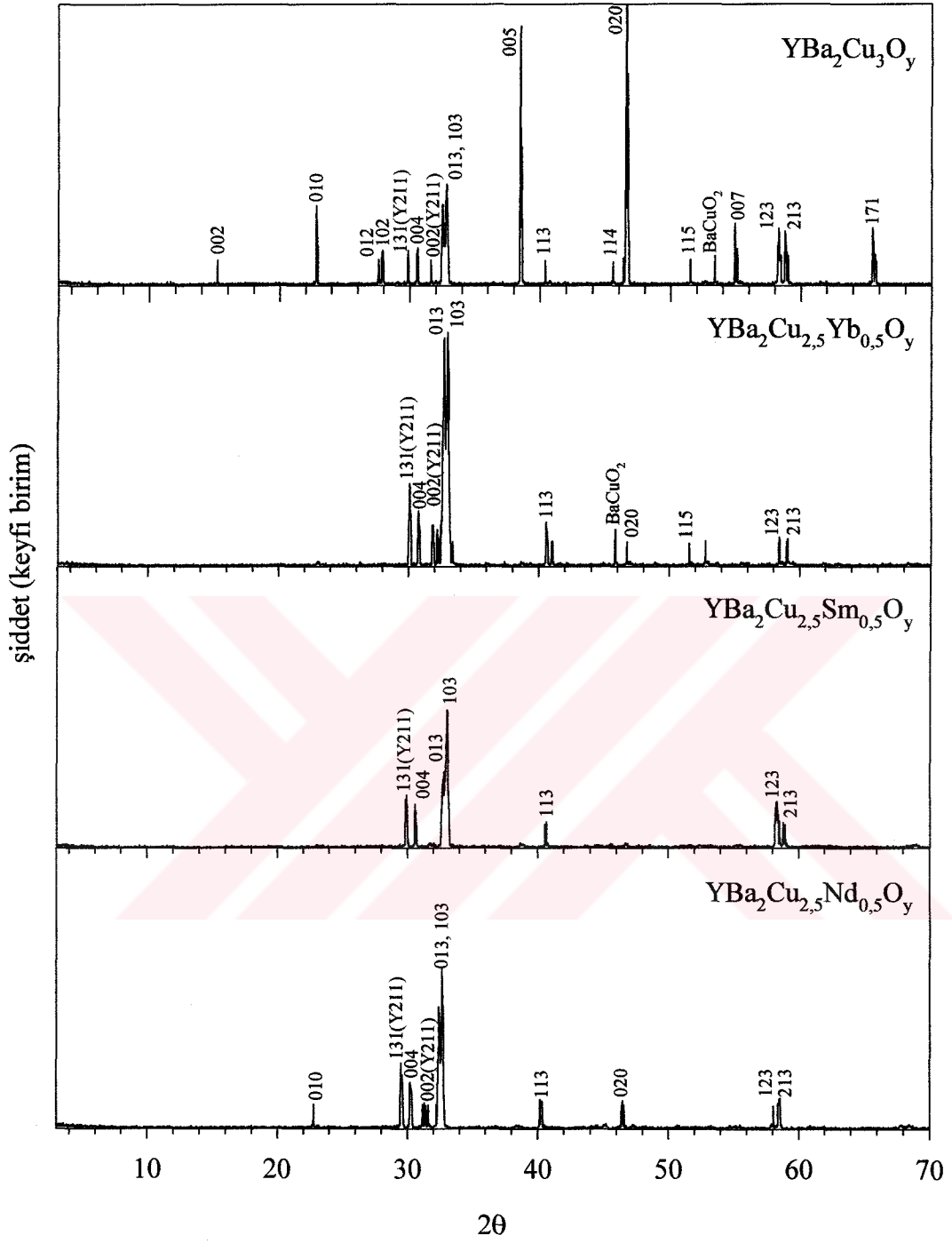
Şekil 33. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Sm_xO_y (x=0, 0,3, 0,5, 0,7 ve 1,0) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



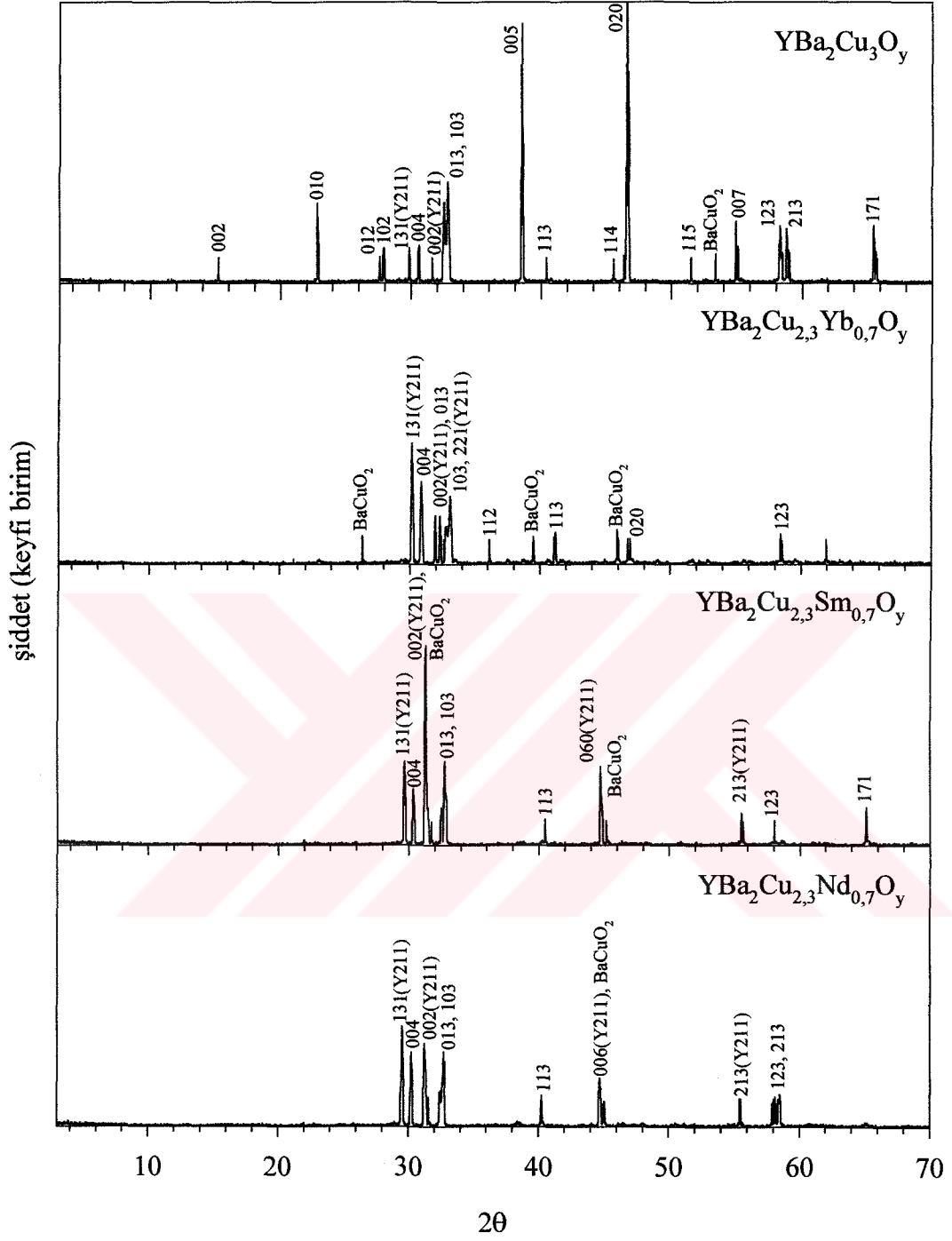
Şekil 34. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Nd_xO_y (x=0, 0,3, 0,5, 0,7 ve 1,0) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



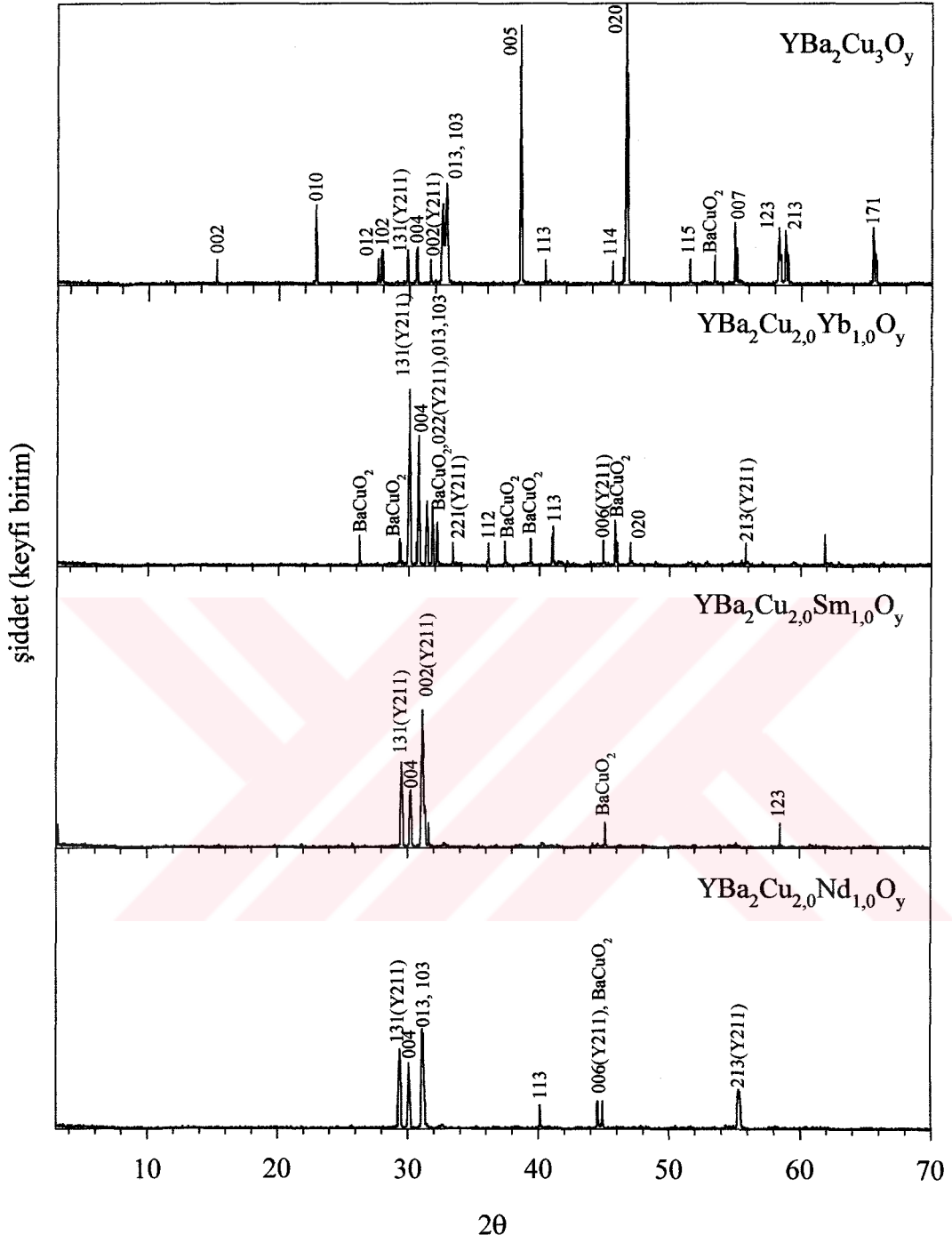
Şekil 35. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



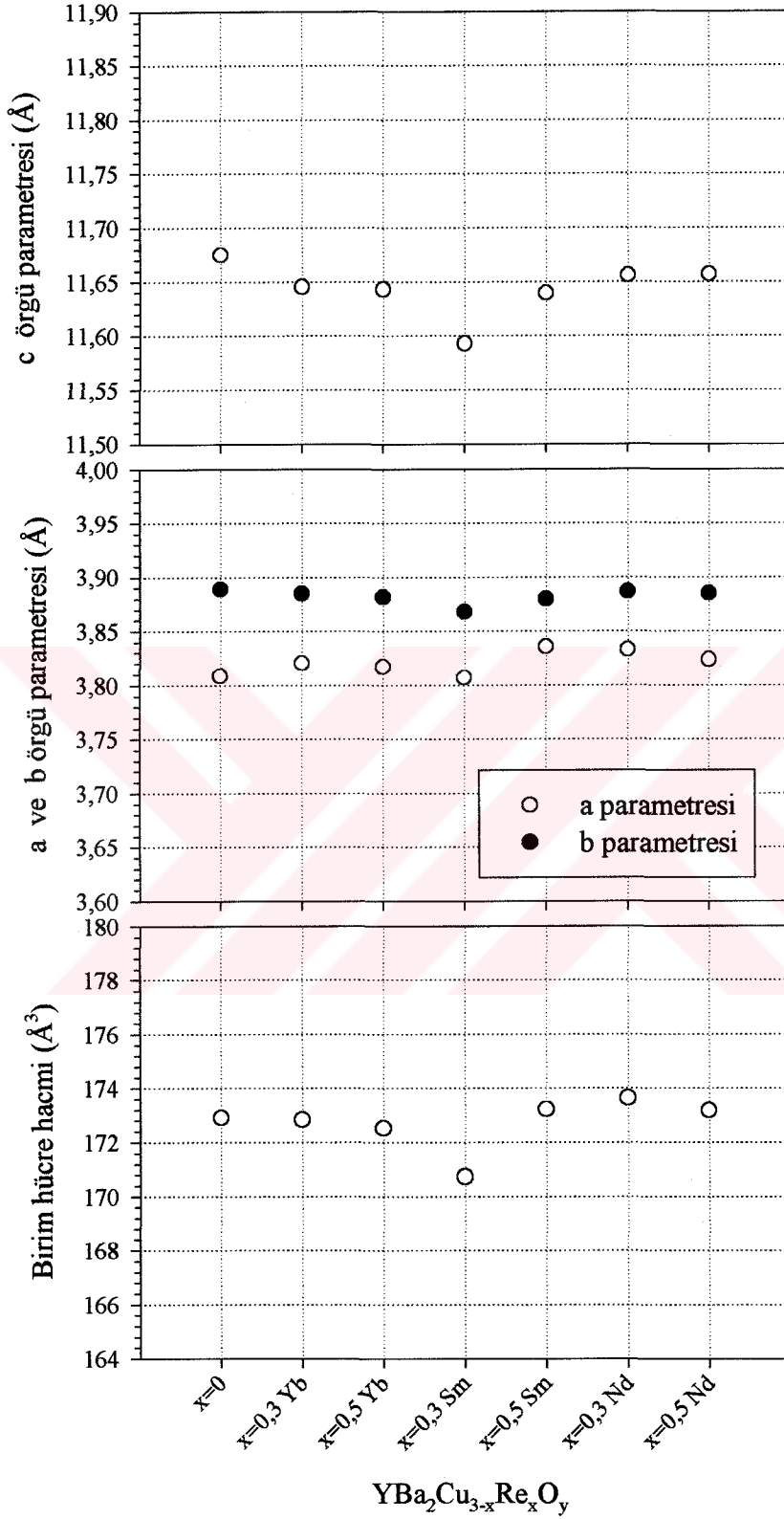
Şekil 36. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,5) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



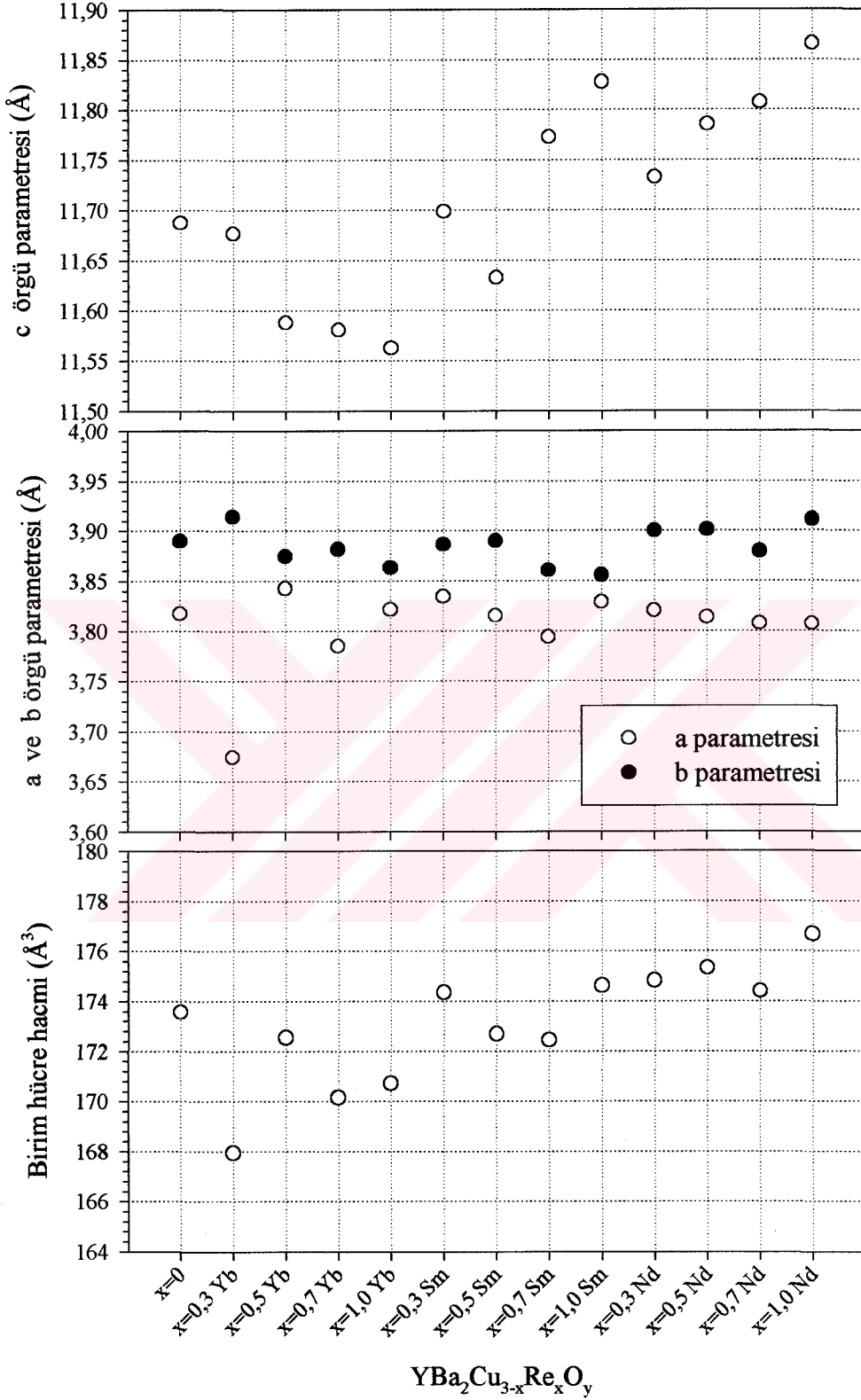
Şekil 37. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,7) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



Şekil 38. FQMG yöntemiyle üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 1,0) numunelerinin x-ışını kırınım desenleri



Şekil 39. Katılmal tepkime yöntemiyle üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb, Sm, Nd}$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin örgü parametreleri ve birim hücre hacmi



Şekil 40. FQMG yöntemiyle üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$) numunelerinin örgü parametreleri ve birim hücre hacmi

Her iki yöntemle üretilen katkısız numunelerin x-ışını kırınım desenlerinden elde edilen birim hücre örgü parametreleri Conder (2001) tarafından yapılan çalışmayla uyum içindedir. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin örgü parametreleri incelendiğinde, katkı miktarıyla bu parametrelerin değişmediği tespit edildi. Bundan dolayı katihal tepkime yöntemiyle üretilen numunelerde katkının örgü içerisine giremediği ifade edilebilir. Yapılan katkının Y123 kompozisyonundaki bazı bileşiklerle yabancı fazlar oluşturarak stokiyometride kayma meydana getirdiği ve bundan dolayı x-ışını kırınım desenlerinde Y211 fazına ve BaCuO₂ fazına ait piklere rastlandığı, ayrıca bu fazların taneleri birbirinden uzaklaştırdığı düşünülmektedir. Bu fazlara ait piklerin sayısı katkı miktarının artmasıyla daha fazla olduğu ileri sürülebilir. Öte yandan FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin x-ışını kırınım desenlerinden elde edilen örgü parametreleri incelendiğinde, katkı miktarıyla örgü parametrelerinin değiştiği görüldü. Bu değişimin yapılan katkının örgü içerisine girmesiyle olduğu ifade edilebilir. Ancak bu numunelerde de yine stokiyometrinin kayması sonucu oluşan Y211 ve BaCuO₂ fazlarına ait pikler sıkça görülmektedir. Buradaki stokiyometri kayması sadece yapılan katkıyla değil eritme işlemi esnasındaki kayıplar neticesinde de oluşabilir (Murakami vd, 1991a; Murakami, 1992). Her iki yöntemle de üretilen numunelerin kırınım desenlerinde örgüye girmeyen katkı cinsleriyle ilgili herhangi bir pike rastlanmadı. Oluşmayan bu piklerin taban seviyesinde saklı kaldığı düşünülmektedir.

Katihal tepkime ve FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin x-ışını kırınım desenleri karşılaştırıldığında, FQMG yöntemi ile üretilen katkılı numunelerin kırınım desenlerinde yönelimin büyük ölçüde değiştiği gözlemlendi. Bunun taneler içine ve taneler arasına giren fazlardan dolayı olduğu düşünülmektedir.

3.2. SEM/Optik Fotoğraflar

Katihal tepkime yöntemi kullanılarak üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5) numunelerin taramalı elektron mikroskopla (SEM); FQMG yöntemi kullanılarak üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3 0,5 0,7, 1,0) numunelerin ise polarize optik mikroskopla mikro fotoğrafları çekildi.

Katihal tepkime yöntemi ile hazırlanan tüm numunelerin 1000 büyütme yapılarak çekilen SEM fotoğrafları incelendiğinde, tüm katkılarda katkı miktarı arttıkça tanelerin küçüldüğü ve taneler arası boşlukların da arttığı gözlemlendi (Şekil 41-47).

FQMG yöntemiyle hazırlanan numunelerin polarize optik mikroskop ile 160 ve 320 büyütme oranlarında çekilen fotoğrafları Şekil 48-60'da gösterilmektedir. Buna göre katkısız numunenin her tarafında homojen biçimde tanelerin büyüdüğü görüldü. Bu tanelerin içinde yine homojen biçimde dağılmış, gri renk tonunda görülen noktasal taneler Y211 fazı olup tane içindeki yönelimlerinin hep aynı yönde olduğu tespit edildi. Ayrıca tanelerin içinde bol miktarda mikro çatlaklara rastlandı. Bu çatlaklar c eksenine dik yönde olup, her tane için yöneliminin aynı doğrultuda olduğu gözlemlendi. Bununla birlikte tanelerin birbirlerinden keskin bir biçimde ayrıldığı taneler arasında boşluk veya yabancı fazların bulunmadığı görüldü. $x=0,3$ Yb katkılı numunede taneler homojen bir biçimde büyümüş olup, bu taneler katkısız numuneninkine göre çok daha büyüktür. Ayrıca taneler içinde, katkısız numuneye kıyasla, çok az mikro çatlak; çok fazla sayıda da noktasal Y211 taneciklerinin bulunduğu tespit edildi. Yb katkılı numunede katkı miktarı $x=0,5$ olduğunda taneler katkısız numuneye göre daha küçük oluştu. Öte yandan tıpkı $x=0,3$ Yb katkılı numunede olduğu gibi mikro çatlaklara pek rastlanmadı. $x=0,7$ Yb katkılı numunede çok değişik bir yapı ortaya çıktı. Birkaç tane belli bir noktadan büyümeye başlayıp, radyal doğrultuda uzayarak adeta numunenin her tarafında homojen biçimde çiçek yapıları oluşturdu. Bu yapı Abell vd (1989) tarafından yapılan çalışmada da ortaya çıkmış ve bunun kısmi erime sonucunda oluştuğu ifade edilmiştir. Yb katkılı numunede katkı miktarı maksimum yapıldığında ise numunenin orta bölgesinde hiçbir tanenin bulunmadığı ancak kıyı bölgelerde yerel olarak büyüyen az miktarda tanelerin olduğu tespit edildi.

Sm katkılı numunelerin polarize optik mikro fotoğrafları incelendiğinde, $x=0,3$ katkılı numunenin katkısız numuneye göre daha küçük taneli yapıda ve homojen olduğu gözlemlendi. Katkı miktarı 0,5 olduğunda tanelerin daha da küçüldüğü, mikro çatlakların ise daha büyüdüğü görüldü. Bu numunede taneler arasında ve mikro çatlakların içinde sıvı faza rastlandı. $x=0,7$ Sm katkılı numunede orta bölgede tanelerin yerel olarak yerleştiği, kenar bölgelerde ise şekilde görüldüğü gibi sıvı faz içinde tanelerin büyüdüğü ve bu tanelerin birbirleriyle olan ilişkisi sıvı fazla ayrıldığı görüldü. Sm katkı miktarı maksimum olduğunda da numunenin her yerinde taneler sıvı faz içinde birbirlerinden çok uzakta olacak biçimde büyüdü.

Nd katkılı numunelerden katkı miktarı $x=0,3$ olan numunenin fotoğrafına bakıldığında tanelerin küçük olduğu ve tanelerde bulunan mikro çatlakların sayısında artış olduğu gözlemlendi. Bu numunede bazı tanelerde mikro çatlakların gelişimi güzel doğrultulara yöneldiği tespit edildi. Öte yandan tane içlerinde homojen biçimde dağılmış bol miktarda

Y211 tanecikleri görüldü. Nd katkısı 0,5 olduğunda yapı tıpkı $x=0,5$ Sm katkılı numunenin yapısına benzemekte olup, tek fark bu numunede tanelerin biraz daha küçük oluşudur. Katkı miktarı 0,7 olduğunda tanelerin birbirlerinden uzak olarak büyüdüğü ve katkı miktarı maksimum olduğunda da yapının tamamında bir kaç tanenin büyüdüğü tespit edildi.

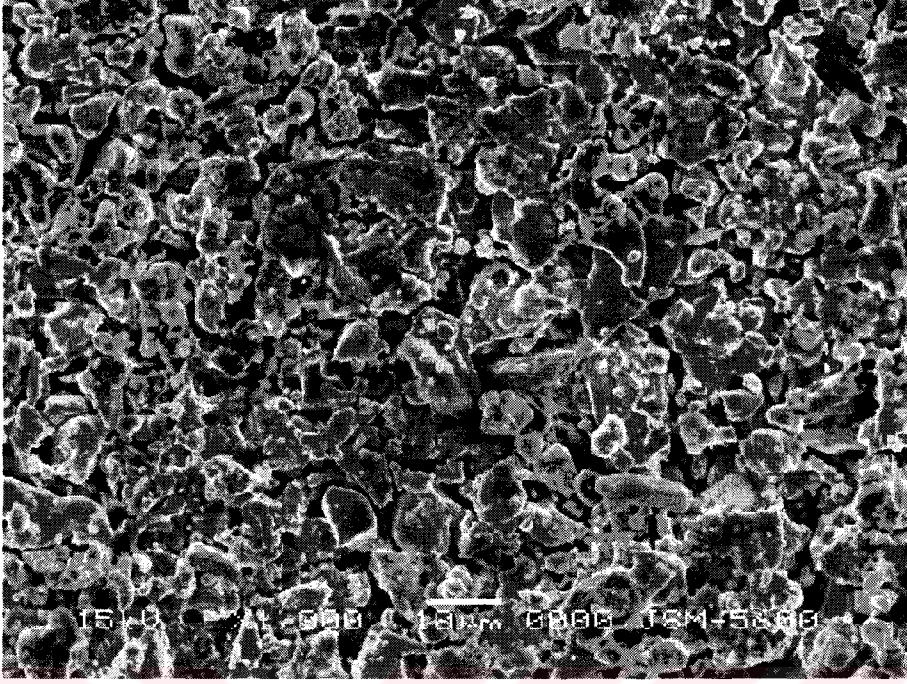




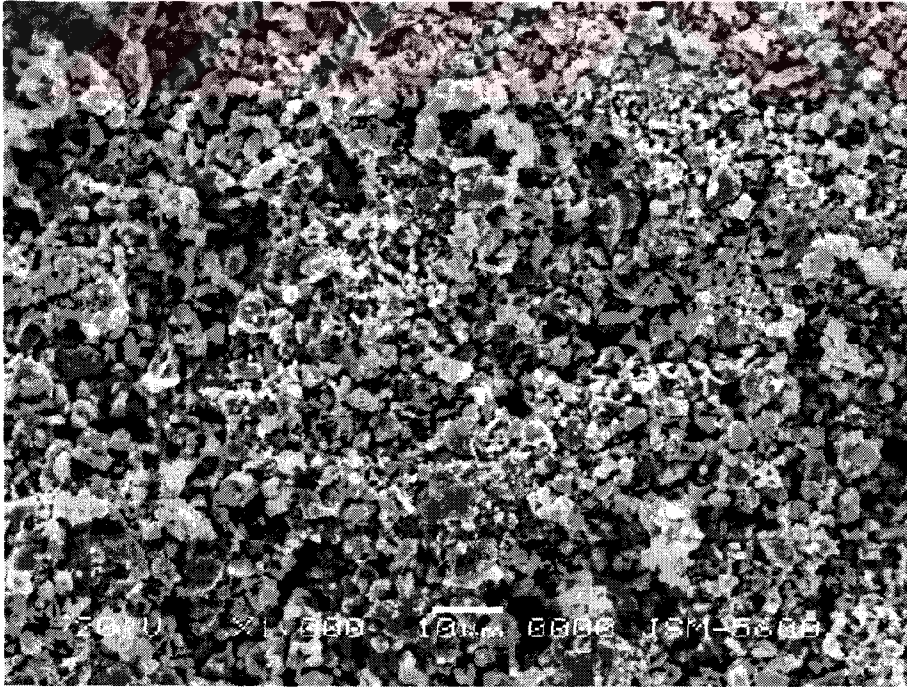
Şekil 41. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu₃O_y numunesinin SEM fotoğrafı



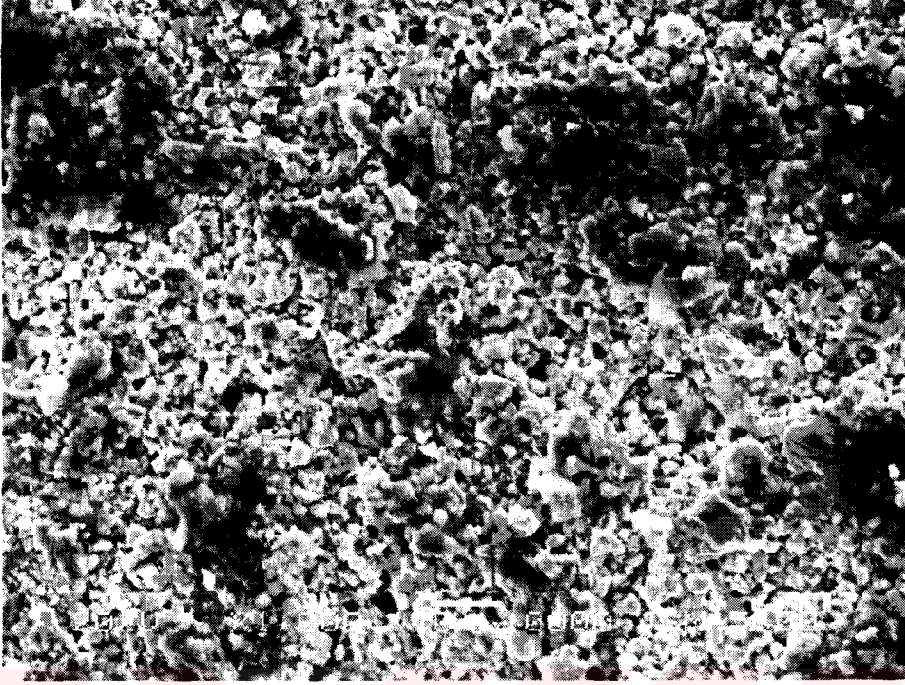
Şekil 42. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.7}Yb_{0.3}O_y numunesinin SEM fotoğrafı



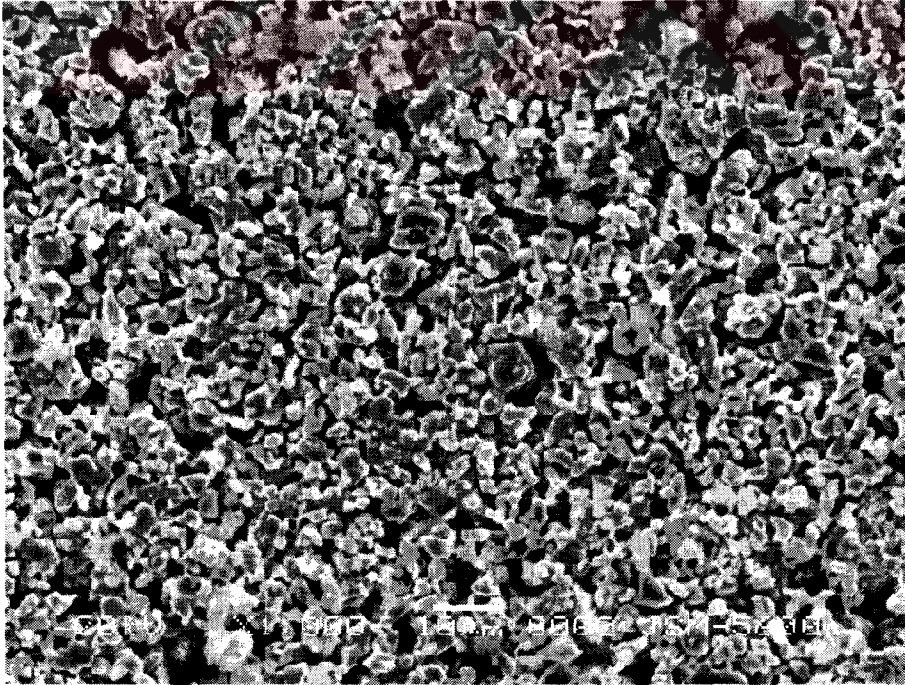
Şekil 43. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.5}Yb_{0.5}O_y numunesinin SEM fotoğrafı



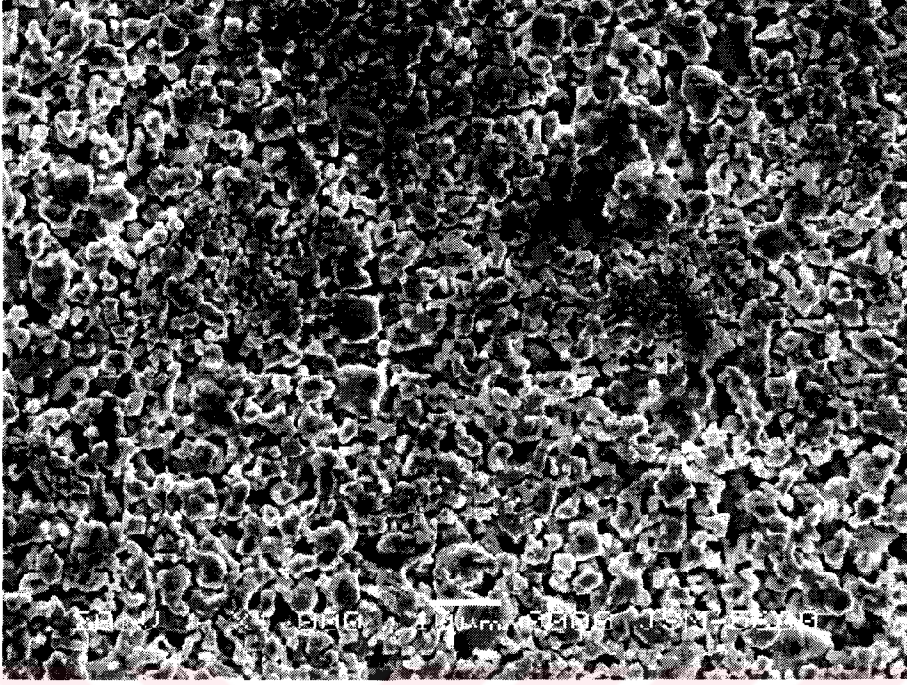
Şekil 44. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.7}Sm_{0.3}O_y numunesinin SEM fotoğrafı



Şekil 45. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.5}Sm_{0.5}O_y numunesinin SEM fotoğrafı



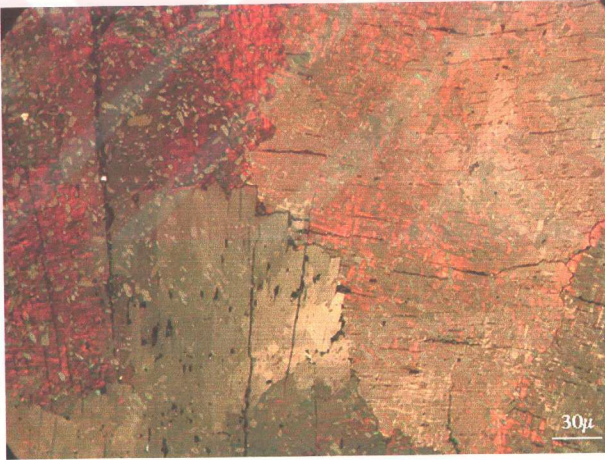
Şekil 46. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.7}Nd_{0.3}O_y numunesinin SEM fotoğrafı



Şekil 47. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.5}Nd_{0.5}O_y numunesinin SEM fotoğrafı

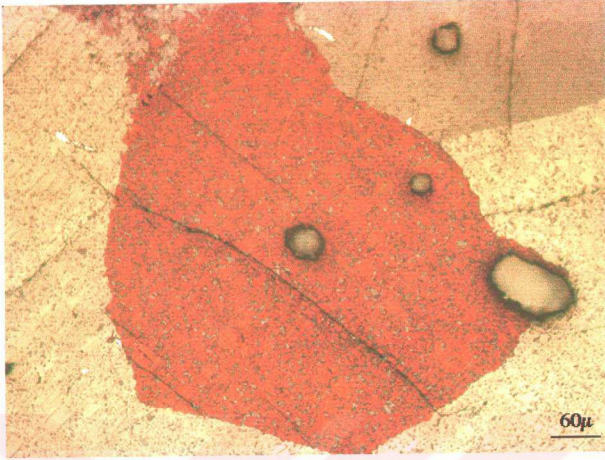


(a)



(b)

Şekil 48. FQMG yöntemi ile üretilen YBa₂Cu₃O_y numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

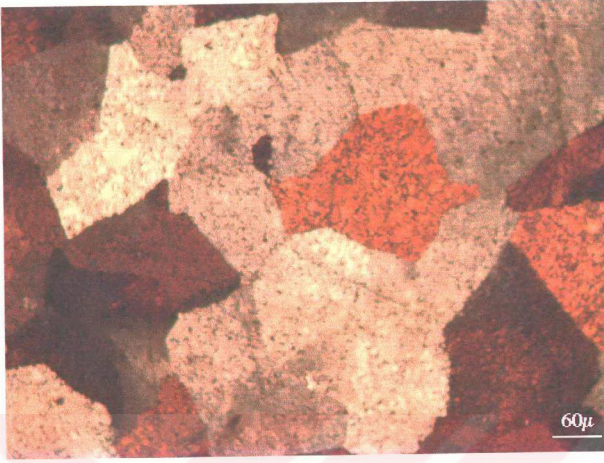


(a)

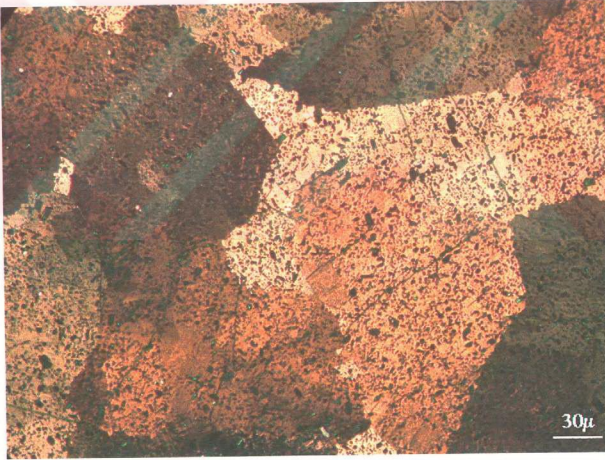


(b)

Şekil 49. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Yb}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme



(a)



(b)

Şekil 50. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Yb}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

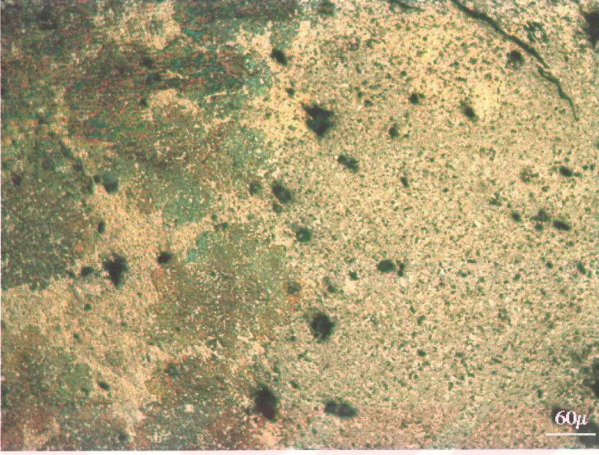


(a)

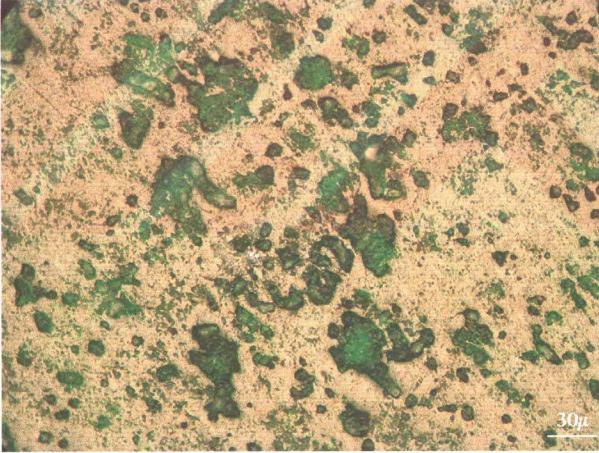


(b)

Şekil 51. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.3}\text{Yb}_{0.7}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme



(a)

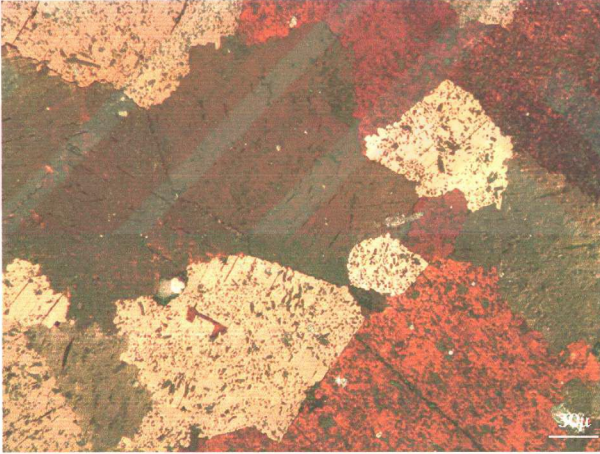


(b)

Şekil 52. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.0}\text{Yb}_{1.0}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

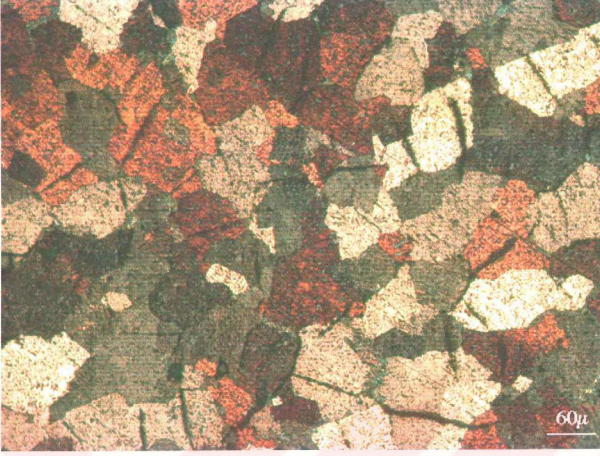


(a)



(b)

Şekil 53. FQMG yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.7}Sm_{0.3}O_y numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme



(a)

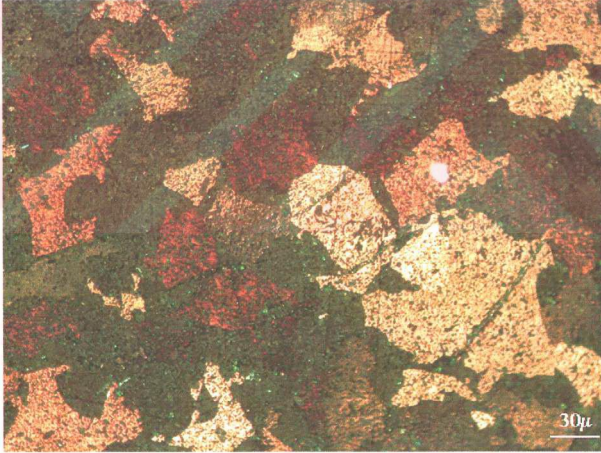


(b)

Şekil 54. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Sm}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme



(a)

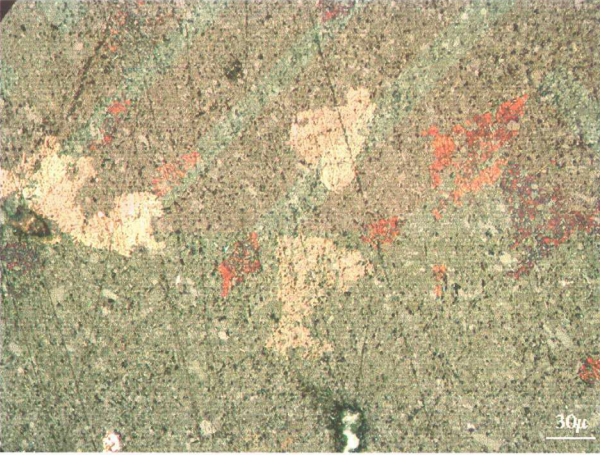


(b)

Şekil 55. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.3}\text{Sm}_{0.7}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

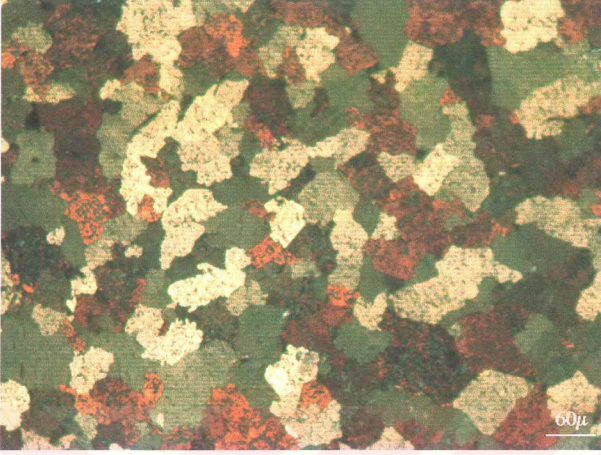


(a)



(b)

Şekil 56. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.0}\text{Sm}_{1.0}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

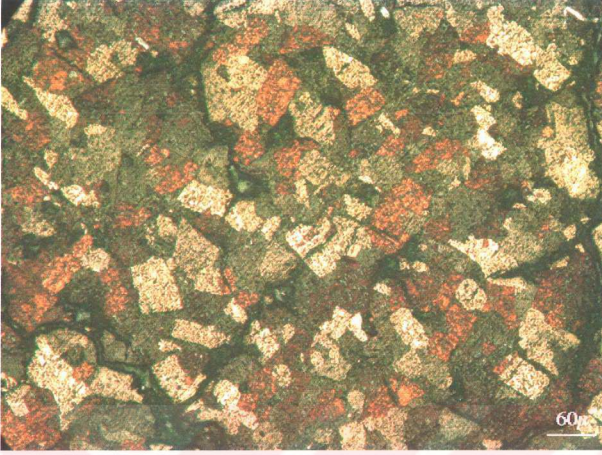


(a)

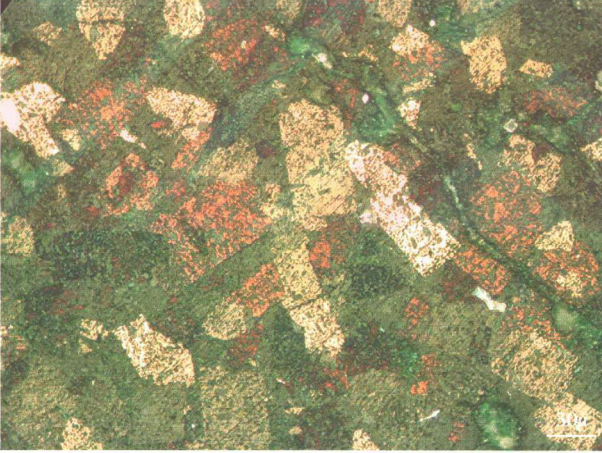


(b)

Şekil 57. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopta çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

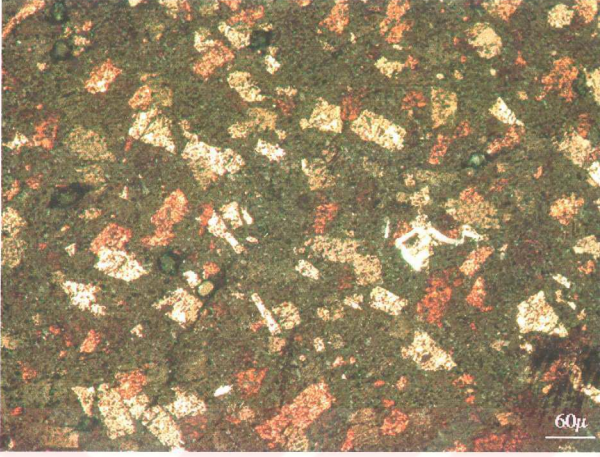


(a)

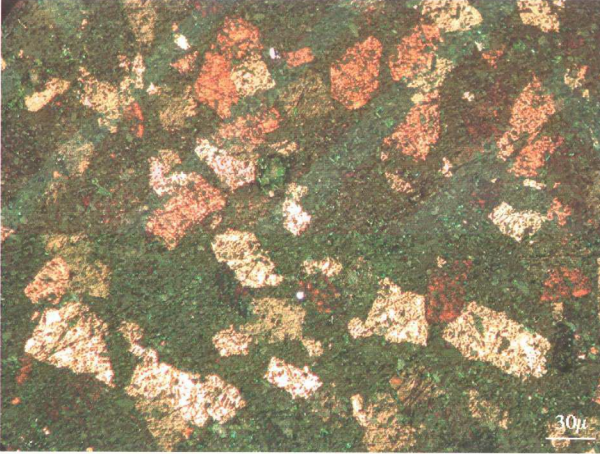


(b)

Şekil 58. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Nd}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme



(a)



(b)

Şekil 59. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.3}\text{Nd}_{0.7}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopta çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme



(a)



(b)

Şekil 60. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.0}\text{Nd}_{1.0}\text{O}_y$ numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları. (a) 160, (b) 320 büyütme

Eritme yöntemleri ile üretilen numunelerin polarize optik mikro fotoğraflarında görülen gri renkli Y211 fazının küçük ve homojen bir biçimde dağılması süperiletkenlerde kritik akım yoğunluğunun büyük olmasına neden olur (Murakami, 1992). Bir süperiletkende iri tanelerin ve bu tanelerin içerisinde Y211 noktasal biçimdeki fazların oluşmasının en büyük etkeni, ısı işlem esnasında ortamda ısı gradyentinin oluşturulmasıdır (Reddy ve Rajasekharan 1997). Isıl gradyent esnasında ve oksijen verme sürecinde süperiletken numunelerde mikro çatlakların olduğu birçok çalışma grupları tarafından ifade edilmiştir. Eritme yöntemi olan FQMG yöntemi ile üretilen numunelerden $x=0,3$ Yb katkılı numunede Y211 fazına ait tanelerin daha fazla oluşu, bu numunenin kritik akım yoğunluğunun katkısız göre daha büyük olmasına bir işarettir. Öte yandan yapı içerisinde oluşan en iri taneler $x=0,3$ Yb katkılı numunede oluştu ve katkısız numunede görülen mikro çatlakların bu numunede görülmemesi katkı mekanizmasının önemli bir rol oynadığı düşüncesini ortaya çıkarmaktadır.

3.3. Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

Manyetik kaldırma kuvveti teknolojik uygulamalar içerisinde önemli bir yer tutmaktadır. Bu anlamda basit bir düzenek yardımıyla sıvı azot sıcaklığında ve alansız soğutma (ZFC) rejiminde birim hacim başına manyetik kaldırma kuvveti, Nd-Fe-B magnet ile numune arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak ölçüldü. Bu düzende kullanılan Nd-Fe-B magnetin manyetik alan şiddetinin ölçüm yapılan doğrultu boyunca mesafeyle değişimi Şekil 61'de verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi manyetik alan şiddetinin, magnetten uzaklaştıkça eksponansiyel olarak azaldığı görüldü. Magnetin hemen üstünde manyetik alan şiddeti 100mT ve kaldırma kuvveti ölçümlerinde maksimum inilen mesafe olan $d=5$ mm de bu şiddet yaklaşık 36,5 mT olarak ölçüldü.

Şekil 62 katıhal tepkime yöntemi ile üretilen katkısız numunenin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimini göstermektedir. Burada numune alansız soğutulup $d=50$ mm mesafesine yerleştirildi. Yerleştirilen numune adım motoruyla Nd-Fe-B magnetle doğru yaklaştırıldı. Yaklaştırılma esnasında alınan ölçüm kaldırma kuvvetinin itici kısmını oluşturur. Maksimum yakınlık olan $d=5$ mm de adım motorunun yönü değiştirildi ve numune magnetten uzaklaşmaya başladı. Ölçümün bu kısmı da kaldırma kuvvetinin çekici kısmını oluşturur. Tamamlanan histeretik davranış şekilde birinci çevrim olarak gösterildi. Deneye durdurulmaksızın devam edilerek ikinci histeretik davranışın bitmesi de sağlandı.

Bu ise şekilde ikinci çevrim olarak gösterildi. Katkısız numunede birinci ve ikinci çevrimler arasında itici kuvvet kısmında küçük farklılık varken çekici kısmı tamamen aynıdır. Manyetik kaldırma kuvvetinin itici kısımlarındaki farklılık şundan kaynaklanır: Birinci çevrimin tamamlanmasıyla numune içerisinde hapis kalan manyetik akı numunenin mıknatıslanmasına neden olur. Bu durumda numune magnet tarafından az da olsa etkilenir. Dolayısıyla birinci ve ikinci çevrimler arasında bu farklılık gözlemlendi. Çekici kısımda her seferinde aynı miktarda akı hapis kaldığı için her iki çevrimde aynı miktarda magnetin tesiri altında kaldığından dolayı çekici kısımda farklılık gözlenmedi. Deneye üçüncü ve dördüncü çevrimlerin tamamlanmasına kadar devam edildi, ancak bu döngülerin ikinci çevrimle hiçbir farkı olmadığı tespit edildi.

Katıhal tepkime yöntemiyle hazırlanmış numunelerden $x=0,3$ Yb katkılı numunenin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm sonuçları katkısız numune ile kıyaslandığında, $d=5$ mm de maksimum kaldırma kuvveti $f_L=60$ mN/cm³ değerinden 17,5 mN/cm³ değerine düştüğü görüldü (Şekil 63). Öte yandan bu numunenin çekici kısmındaki geçiş katkısız numuneye göre daha yayvandır. Katkısız numuneye göre $x=0,3$ Yb katkılı numunenin çekici kuvvetindeki küçülmenin itici kuvvetten daha küçük olduğu tespit edildi. Yb katkı miktarı 0,5 olan numunenin manyetik kaldırma kuvveti oldukça değişik bir histeretik davranış sergiledi (Şekil 64). Bu numunede kaldırma kuvvetinin şiddetinde azalma olmakla birlikte, itici kuvvet ile çekici kuvvetin dönüm noktasında gözlenen keskin dönüş çekici kuvvetin dengeye geldiği noktada gözlemlendi.

Sm katkı miktarı $x=0,3$ olan numunenin kaldırma kuvveti ölçüm sonuçları Şekil 65'te gösterilmektedir. Bu numunede de kaldırma kuvvetinde azalma gözlemlendi. Kaldırma kuvvetinin çekici kısmında $x=0,3$ Yb katkılı numunede olduğu gibi yayvan bir geçiş olup, bu iki numunenin çekici kuvvetinin aynı değerde olduğu tespit edildi. Katkı miktarı 0,5 olan numune sıvı azot sıcaklığında süperiletken olmadığı için histeretik davranış göstermedi (Şekil 66).

Kaldırma kuvveti şiddetinde en fazla azalmanın olduğu numune $x=0,3$ Nd katkılı numunedir (Şekil 67). Yine bu numunenin de çekici kuvveti $x=0,3$ Yb katkılı numuneyle aynı şiddette olduğu bulundu. Nd katkı miktarı 0,5 olan numunenin süperiletkenliği çok zayıf olduğundan histeretik davranışın oldukça küçük ve deforme olduğu gözlemlendi (Şekil 68).

Şekil 69 ve Şekil 70 sırasıyla katıhal tepkime yöntemiyle üretilmiş numunelerin manyetik kaldırma kuvvetlerinin bir arada gösterimini vermektedir. Bu şekillerden

yararlanılarak hem birinci ve ikinci çevrimde maksimum-minimum kaldırma kuvveti değerleri hem de kaldırma kuvvetinin etkimeye başladığı mesafeler bulundu ve katkı miktarlarına göre gösterimi yapıldı (Şekil 71).

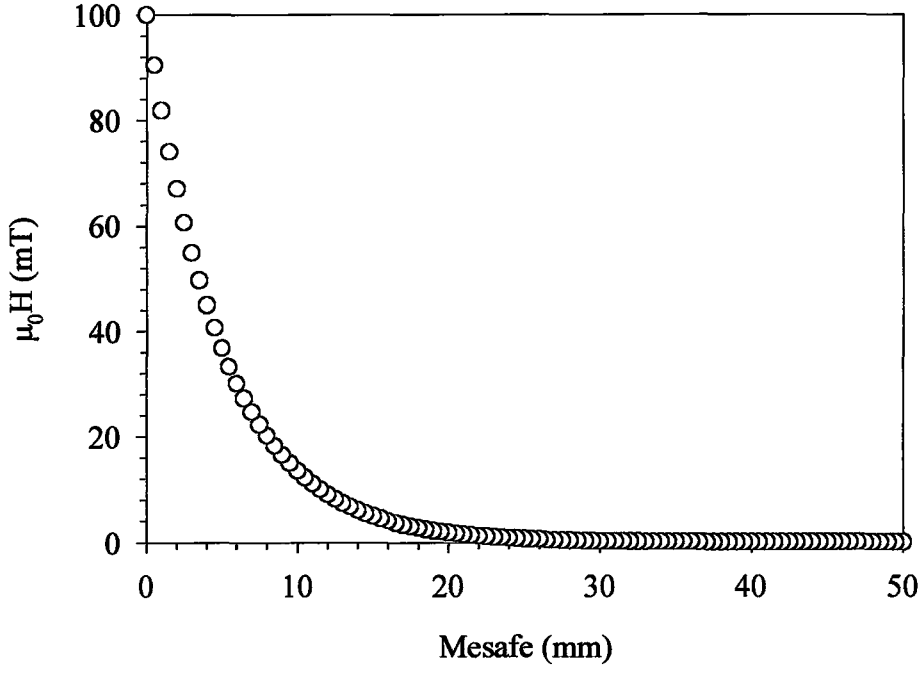
FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm sonuçları incelendiğinde, bu numunelere ait kaldırma kuvveti şiddetlerin oldukça büyük olduğu görüldü (Şekil 72-84). Bu yöntemle üretilen katkısız numunenin $d=5$ mm de kaldırma kuvvetinin şiddeti 144 mN/cm^3 olarak bulundu. Bu değer katıhal tepkime yöntemi ile üretilen katkısız numuneye göre yaklaşık 2,5 kat daha büyüktür. Öte yandan FQMG yöntemiyle hazırlanan numunelerin manyetik kaldırma kuvveti ölçümlerinde birinci ve ikinci çevrimleri arasında farkın daha büyük olduğu gözlemlendi.

En büyük kaldırma kuvveti özelliği gösteren numune $x=0,3$ Yb katkılı numune olup $d=5$ mm de 342 mN/cm^3 değerinde bulundu (Şekil 73). Katkısız numuneye göre bu değer yaklaşık 2,5 kat daha büyüktür. Yb katkı miktarı arttıkça kaldırma kuvvetinin şiddetinde hızlı bir azalma oldu. $x=0,5$ Yb katkılı numunede kaldırma kuvveti şiddeti 8 mN/cm^3 ve $x=0,7$ Yb katkılı numunede de 5 mN/cm^3 değerine düştü. Bununla birlikte $x=1,0$ Yb katkılı numune sıvı azot sıcaklığında süperiletken olmadığına kaldırma kuvveti ölçümlerinde histeretik davranış göstermedi. Diğer katkılı numuneler katkısız numuneye göre katkı miktarının artmasıyla manyetik kaldırma kuvvetinde azalmanın olduğu tespit edildi. $x=0,7$ Yb katkılı $x=0,7$ Nd katkılı ve $x=1,0$ Nd katkılı numuneler küçük ve deforme olmuş bir histeretik davranış sergiledi. Öte yandan $x=0,5$ Nd katkılı numune en zayıf çekici kuvvet özelliği gösteren numune olarak tespit edildi (Şekil 82).

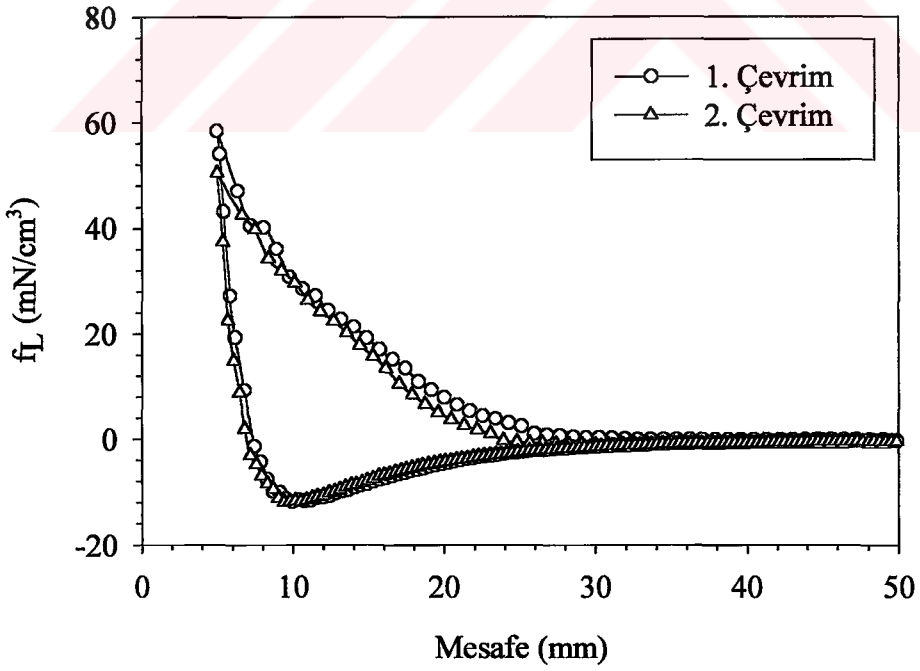
Şekil 85 ve Şekil 86 sırasıyla FQMG yöntemi ile hazırlanmış numunelerin manyetik kaldırma kuvvetini bir arada göstermektedir. Bundan yararlanarak hem birinci ile ikinci çevrimde maksimum-minimum kaldırma kuvveti değerleri, hem de kaldırma kuvvetinin etkimeye başladığı mesafeler bulundu ve katkı miktarlarına göre gösterimi yapıldı (Şekil 87). Bu parametreler katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerinkiyle kıyaslandığında; kaldırma kuvveti şiddetinin, birinci ile ikinci çevrim arasındaki farkların, çekici kuvvetin maksimum değerlerinin daha büyük olduğu tespit edildi. FQMG yöntemiyle üretilen numunelerden $x=0,3$ Yb katkılı numune hariç hepsinde katkı miktarının artmasıyla kaldırma kuvveti şiddetinin düştüğü gözlenirken, kaldırma kuvvetinin tesir etmeye başladığı mesafelerin daha büyük olduğu gözlemlendi. Katkısız numunede bu mesafe 42 mm, $x=0,3$ Sm katkılı numunede 44 mm, 0,5 Sm katkılı numunede 45,5 mm ve $x=0,3$ Nd katkılı numunede 47 mm olarak bulundu.

Aynı mesafe için birinci ve ikinci çevrimler arasındaki farklar alınarak bulunan Δf_L 'nin 20 mm-40 mm bölgesinde çizimi yapıldı (Şekil 88). Bu manyetik akının numune içerisinde hapis kalmasının bir ölçütüdür. Δf_L ne kadar büyük ise numune içerisinde hapis kalan akının daha fazla olduğu ve daha uzun süre hapis kaldığı ifade edilebilir. Bu anlamda en iyi numune $x=0,3$ Yb katkılı numunedir.

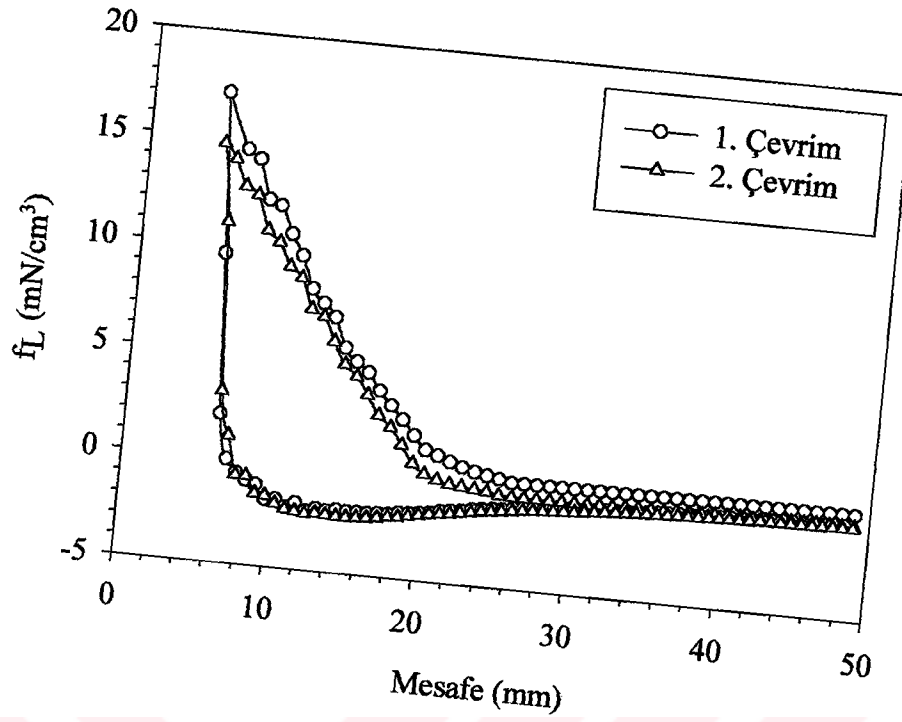




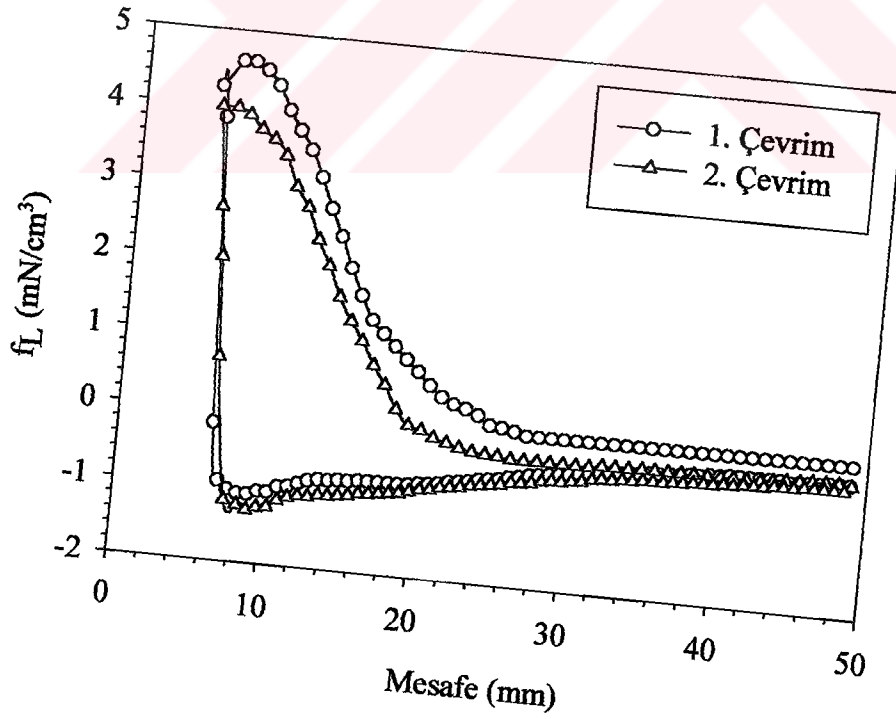
Şekil 61. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm düzeneğinde kullanılan Nd-Fe-B magnetin kalibrasyon eğrisi



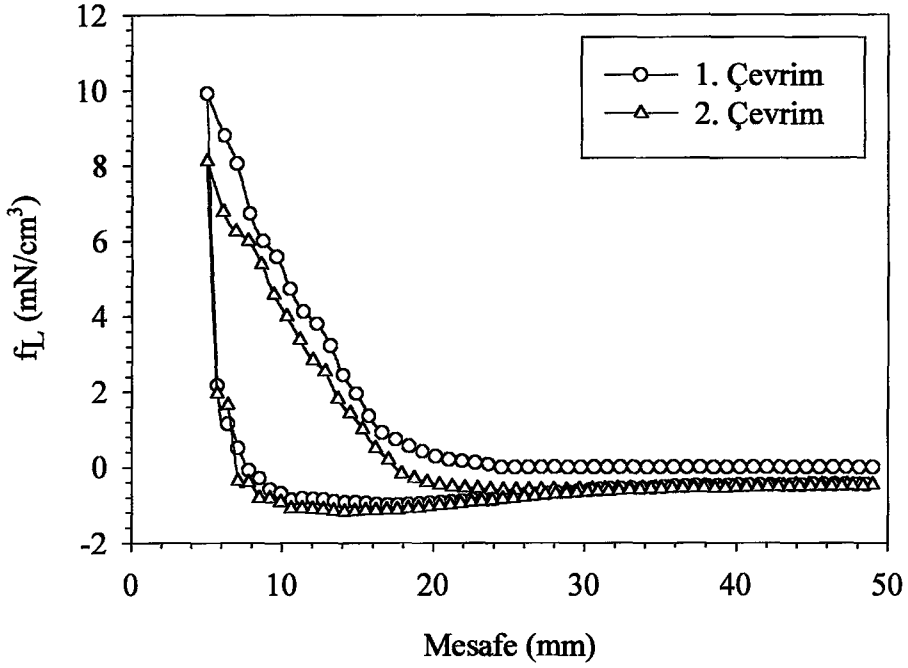
Şekil 62. Katılal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



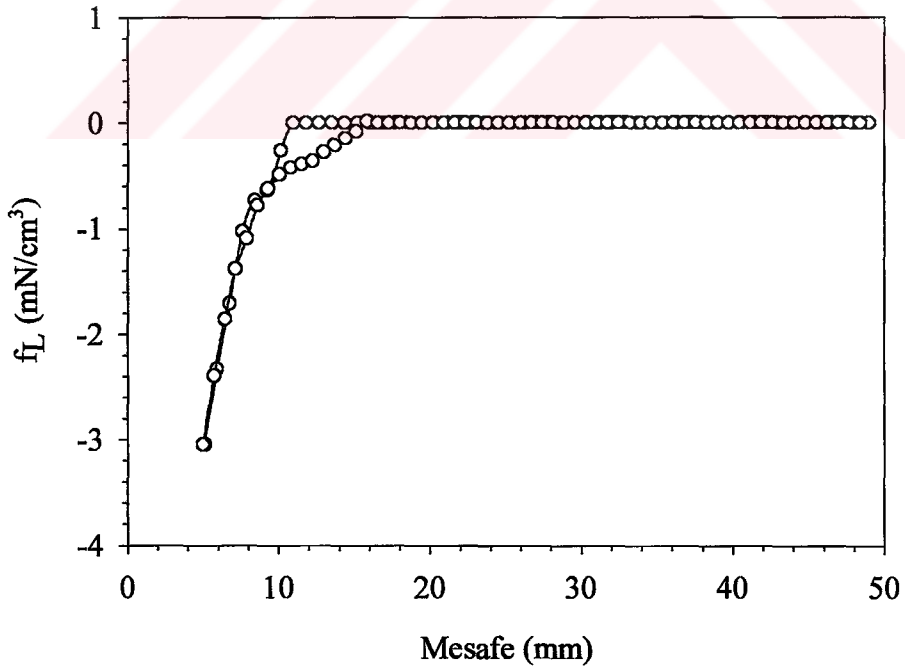
Şekil 63. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



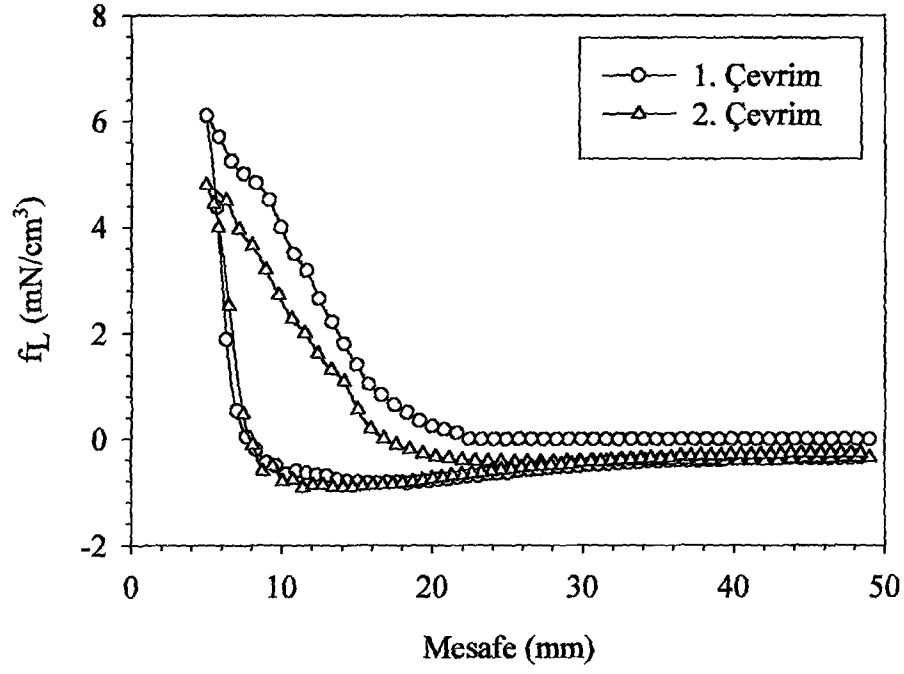
Şekil 64. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



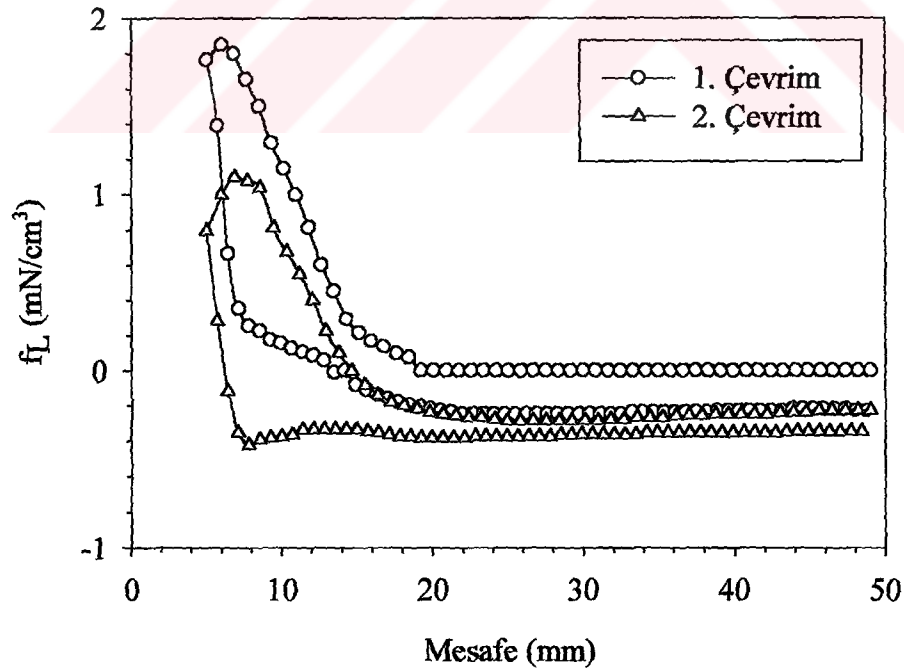
Şekil 65. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Sm}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



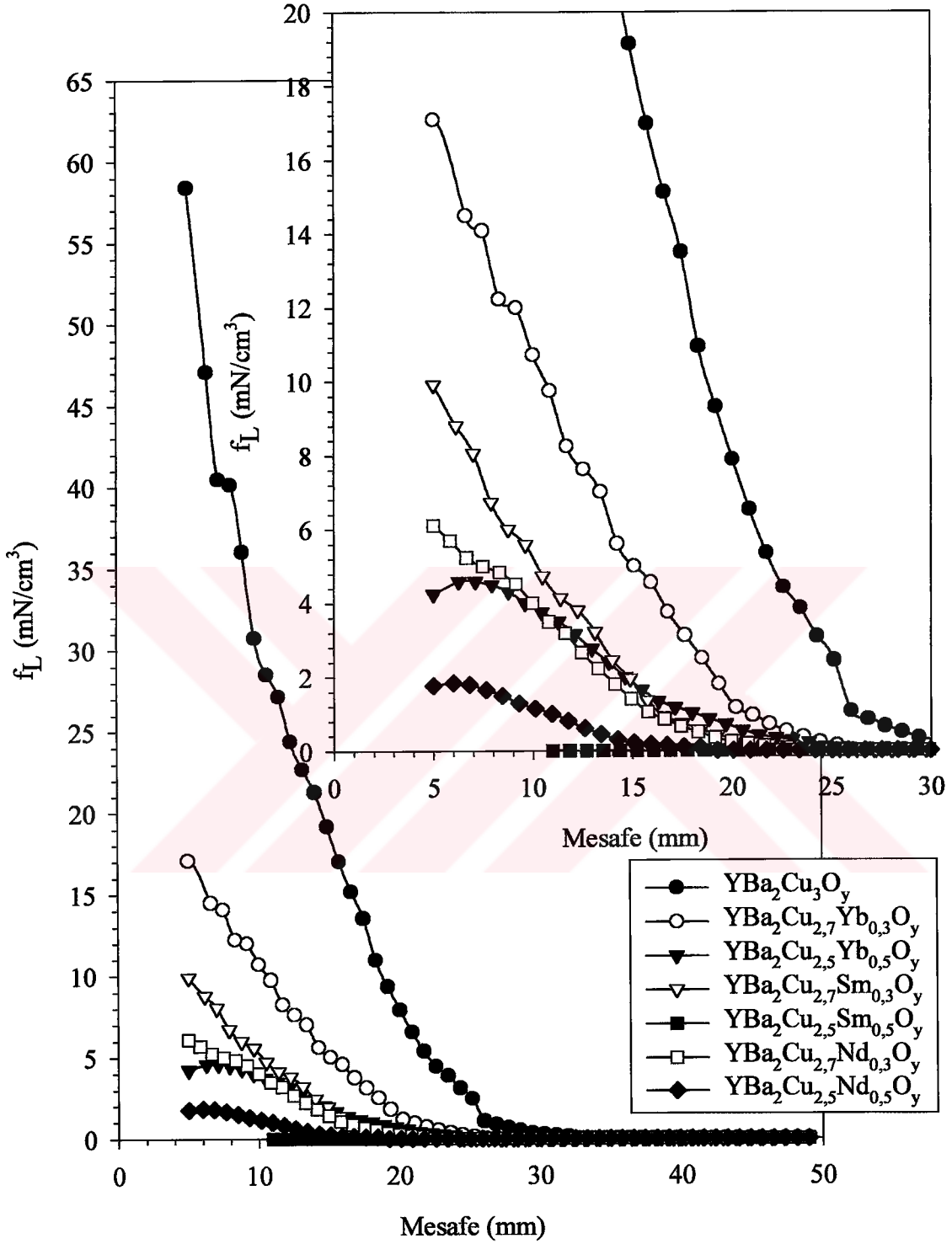
Şekil 66. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Sm}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



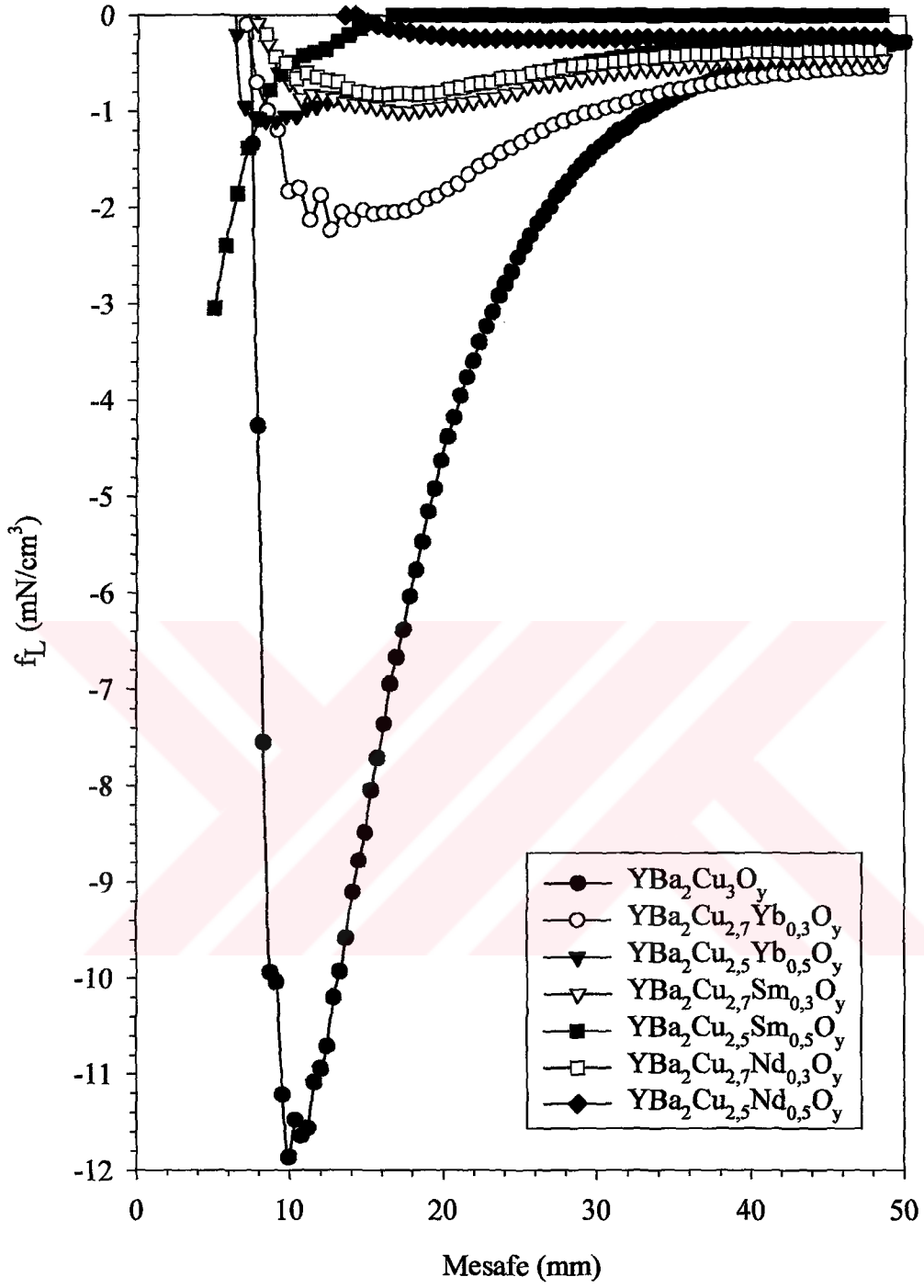
Şekil 67. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



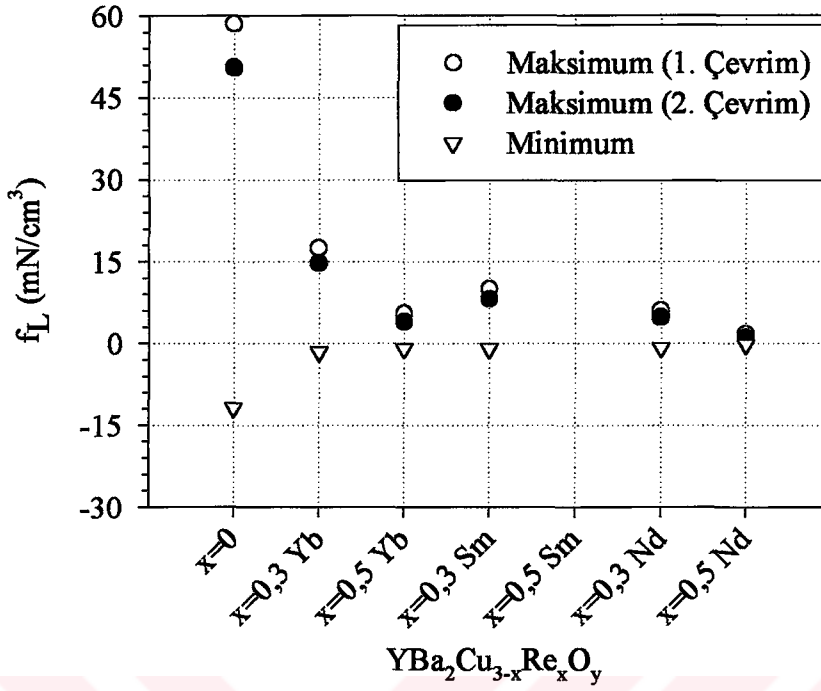
Şekil 68. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Nd}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



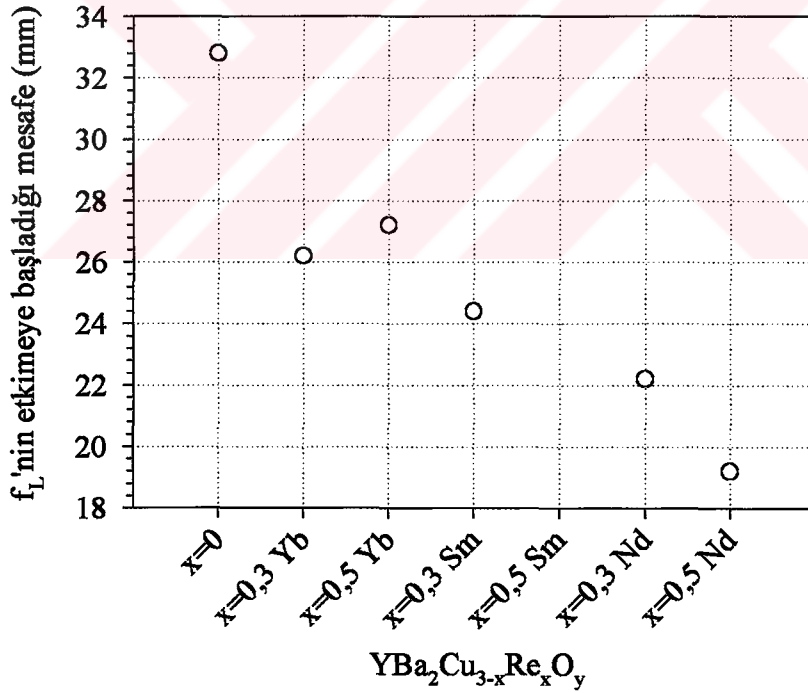
Şekil 69. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin itici kısımlarının bir arada gösterimi



Şekil 70. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin çekici kısımlarının bir arada gösterimi

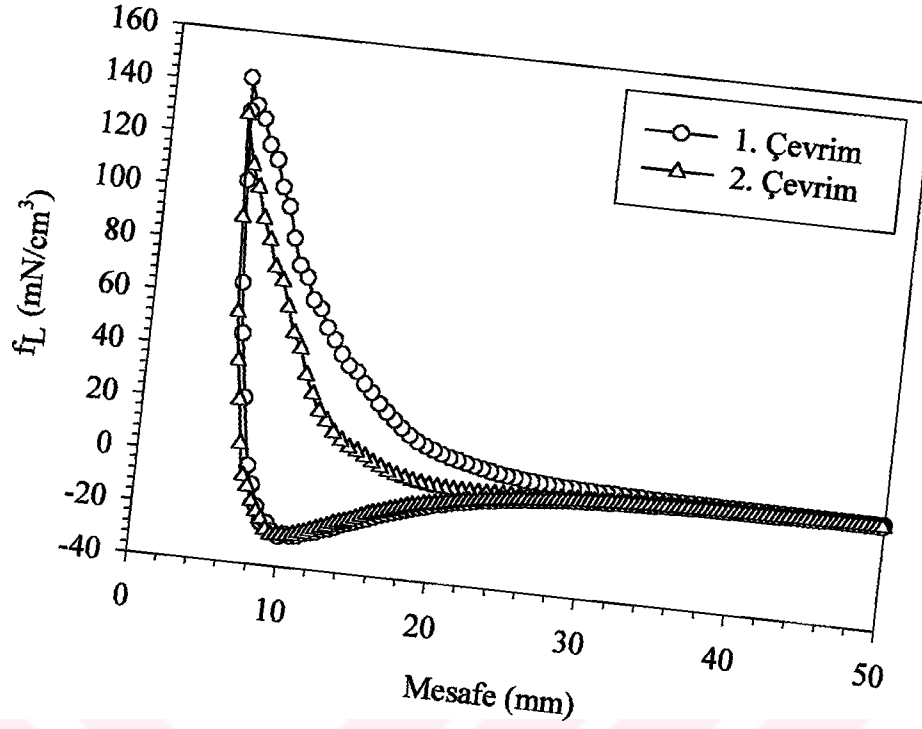


(a)

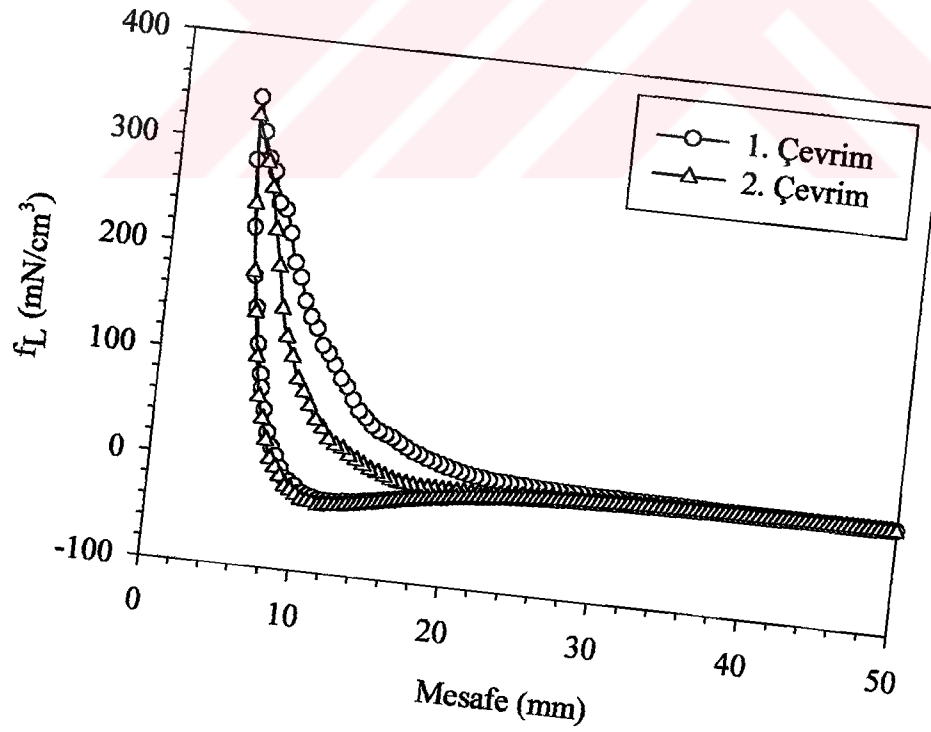


(b)

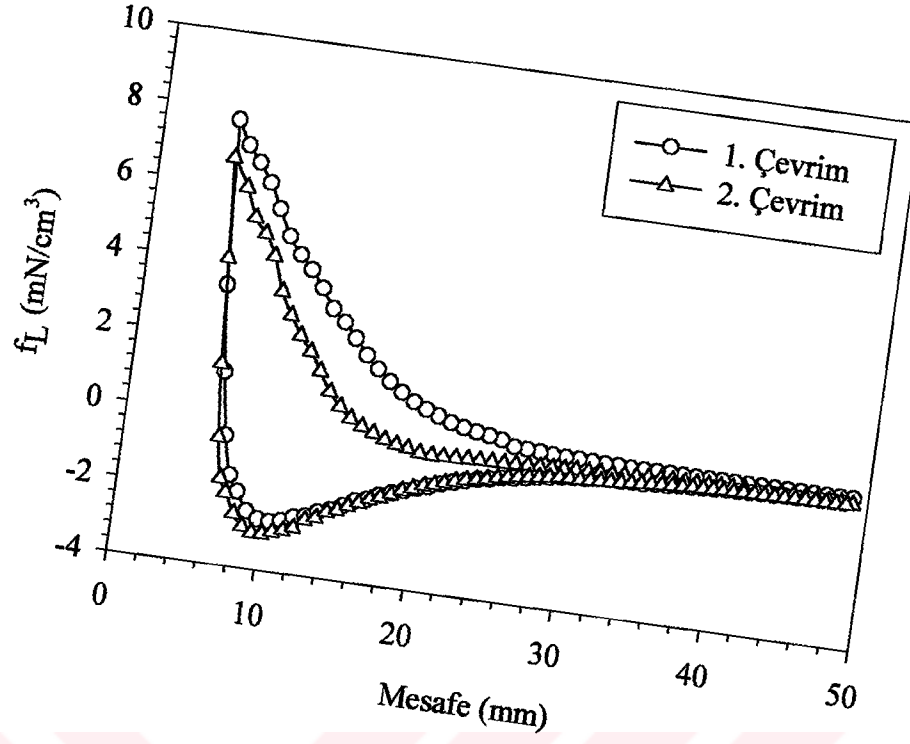
Şekil 71. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}$, Sm , Nd ve $x=0$, 0.3 , 0.5) numuneleri için (a) Birinci ve ikinci çevrimde maksimum ve minimum kaldırma kuvvetinin, (b) kaldırma kuvvetinin etkimeye başladığı mesafenin katkı miktarına göre gösterimi



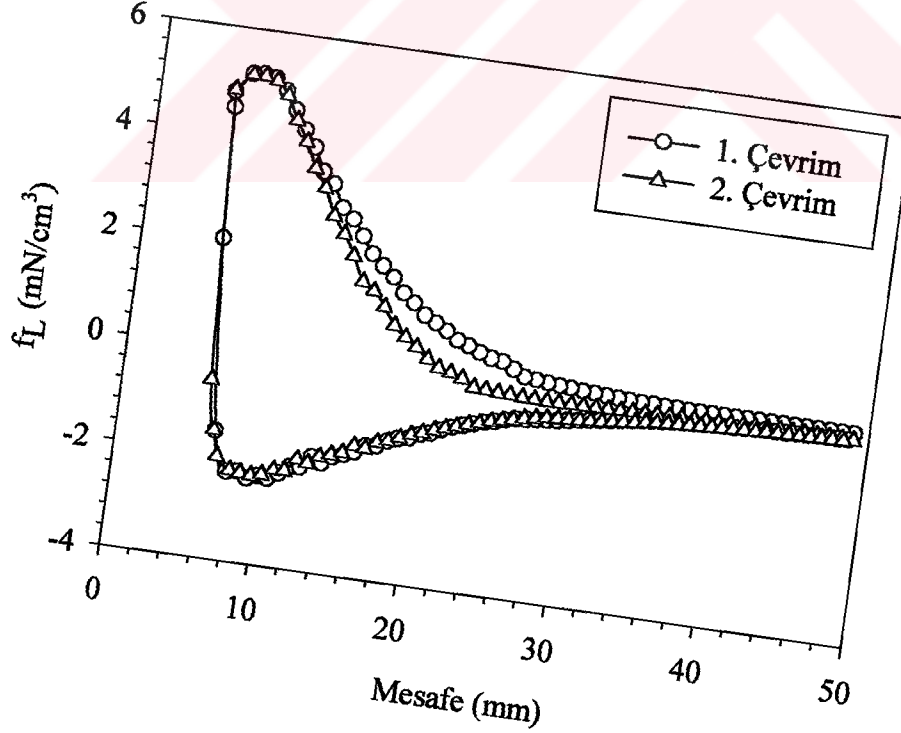
Şekil 72. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



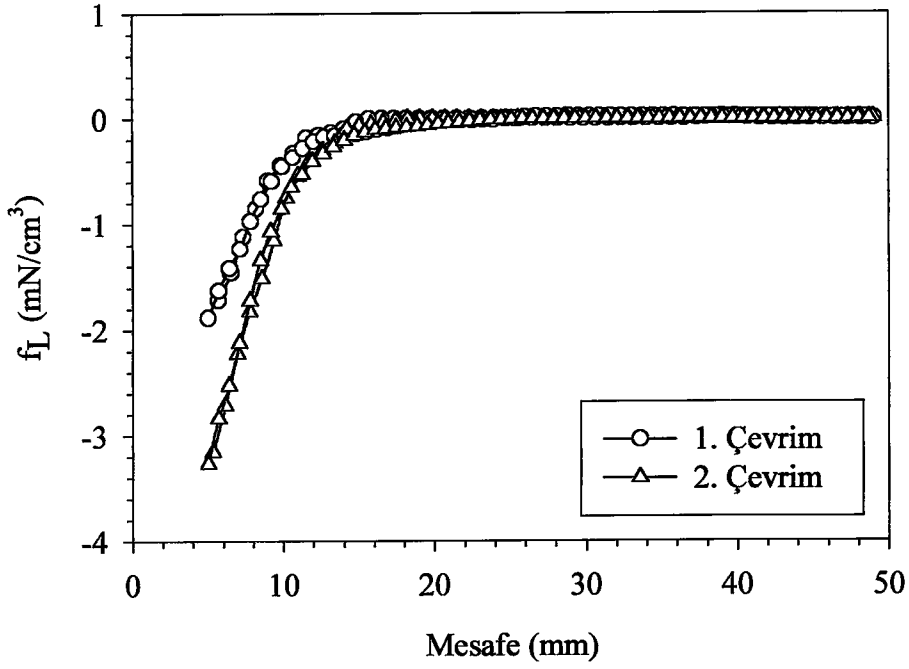
Şekil 73. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2.7}Yb_{0.3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



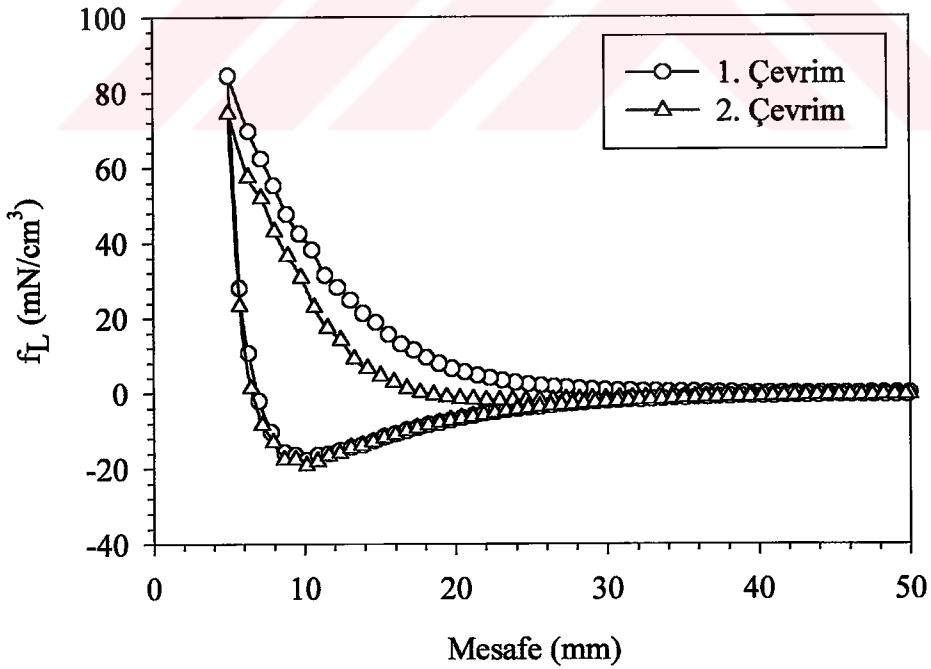
Şekil 74. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2.5}Yb_{0.5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



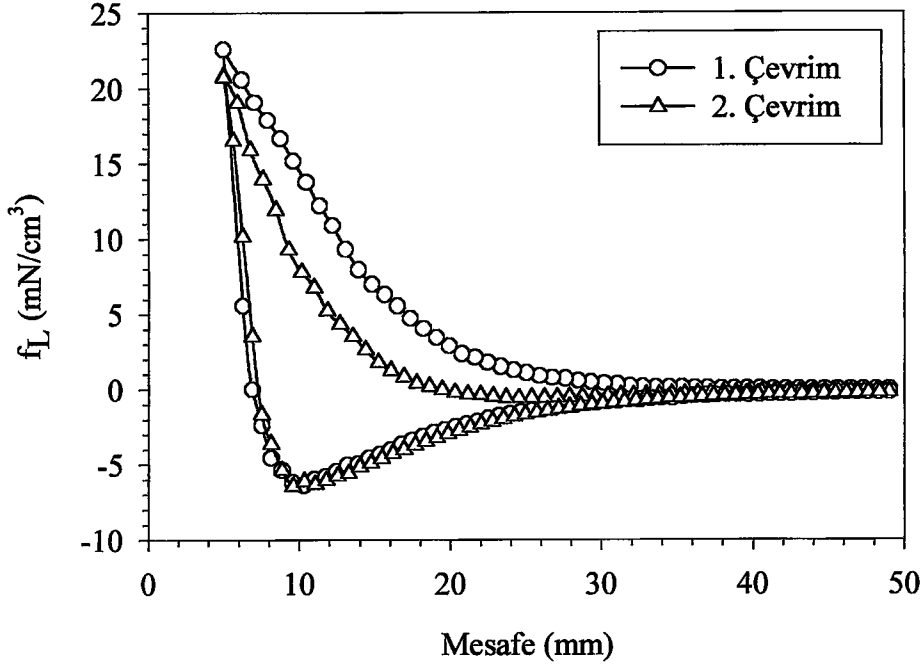
Şekil 75. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2.3}Yb_{0.7}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



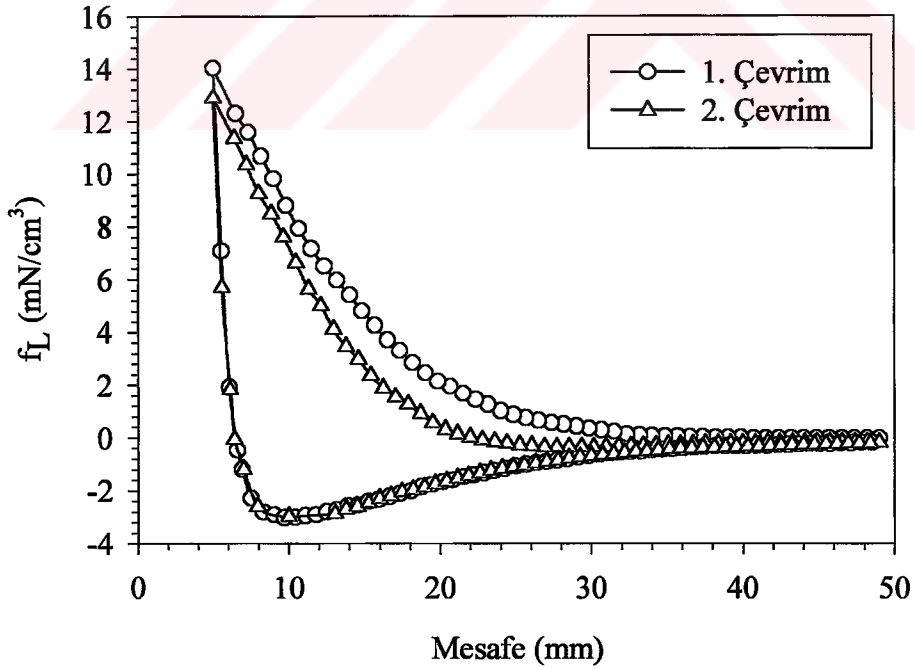
Şekil 76. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.0}\text{Yb}_{1.0}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



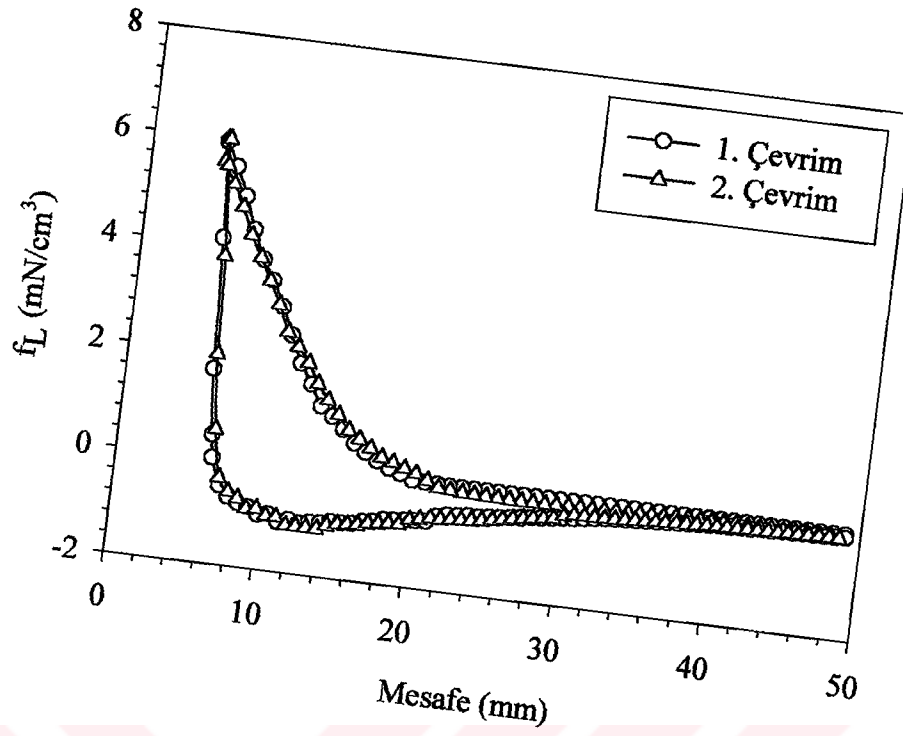
Şekil 77. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Sm}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



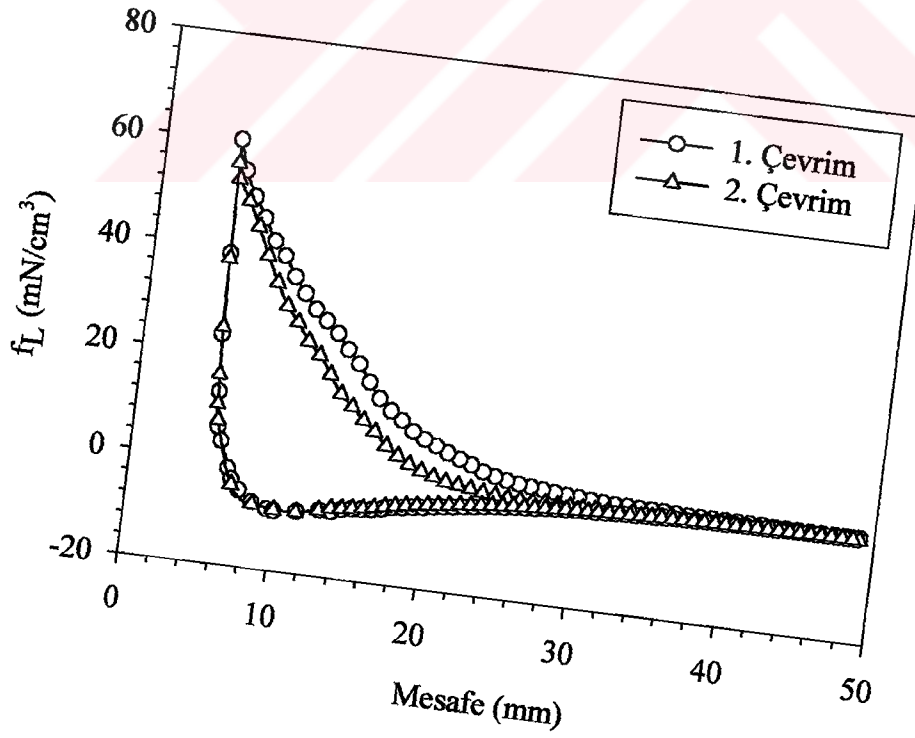
Şekil 78. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



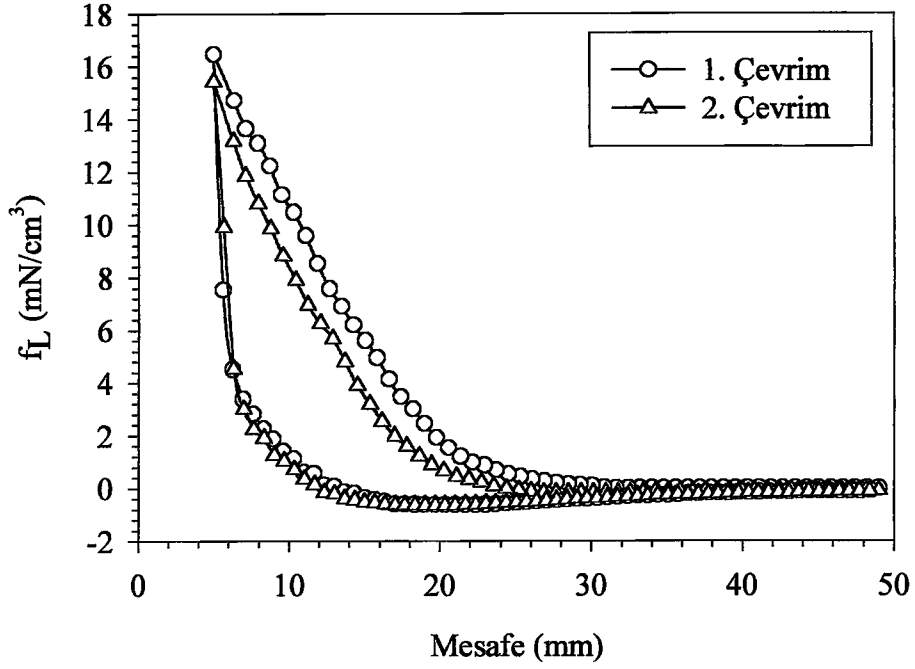
Şekil 79. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,3}Sm_{0,7}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



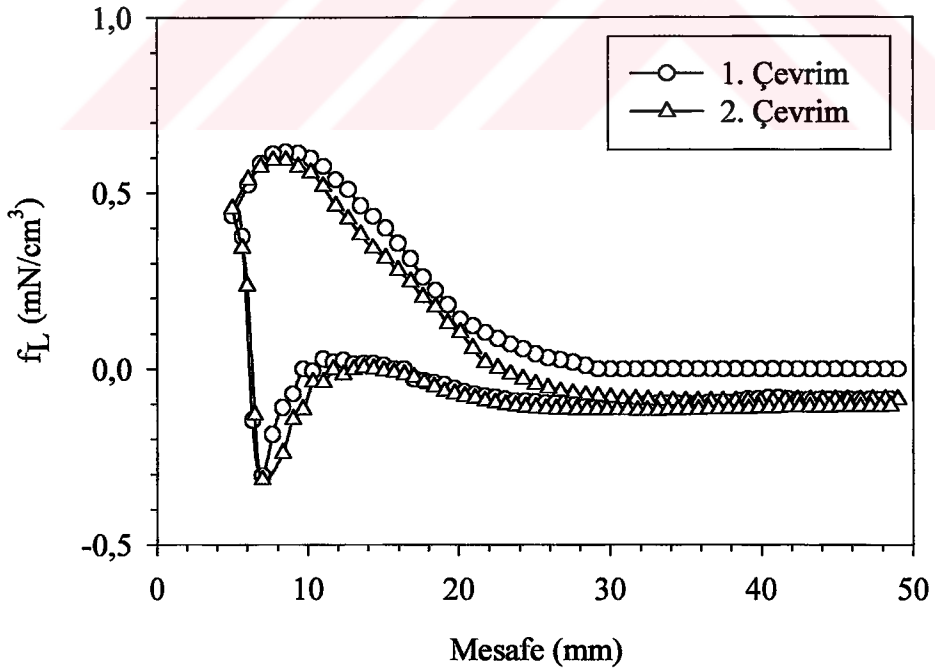
Şekil 80. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2.0}Sm_{1.0}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



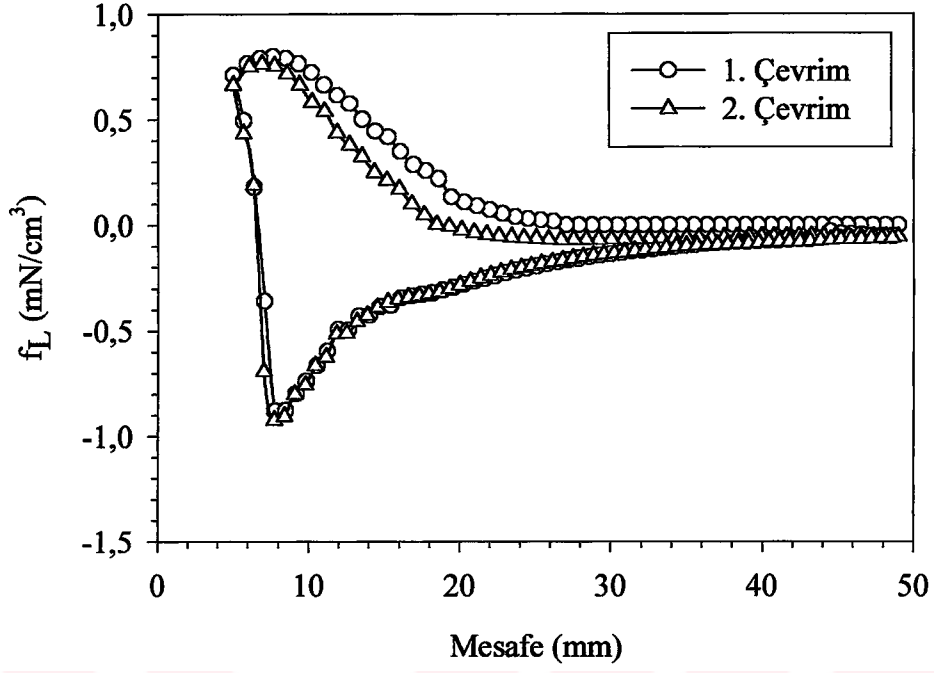
Şekil 81. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2.7}Nd_{0.3}O_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



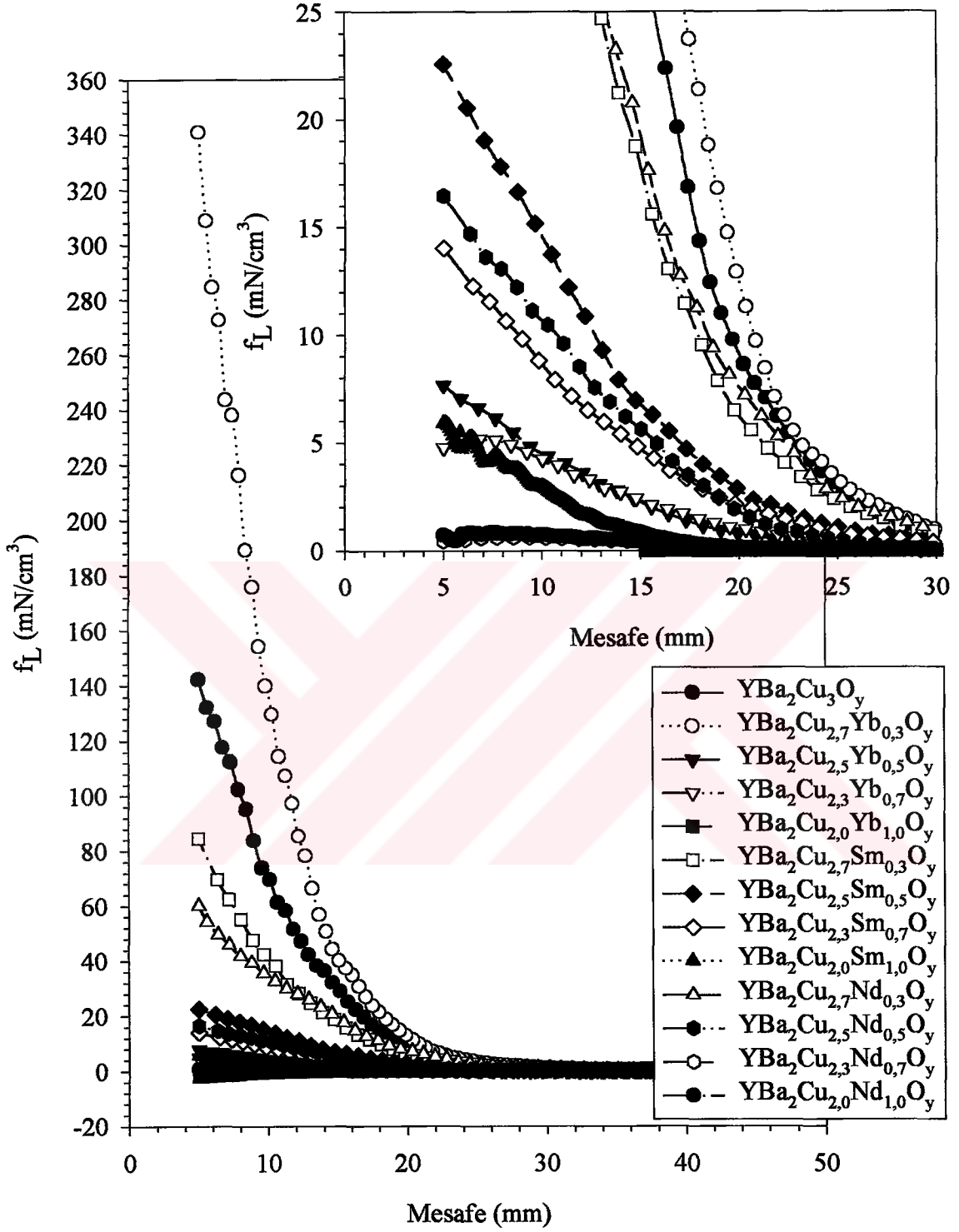
Şekil 82. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Nd}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



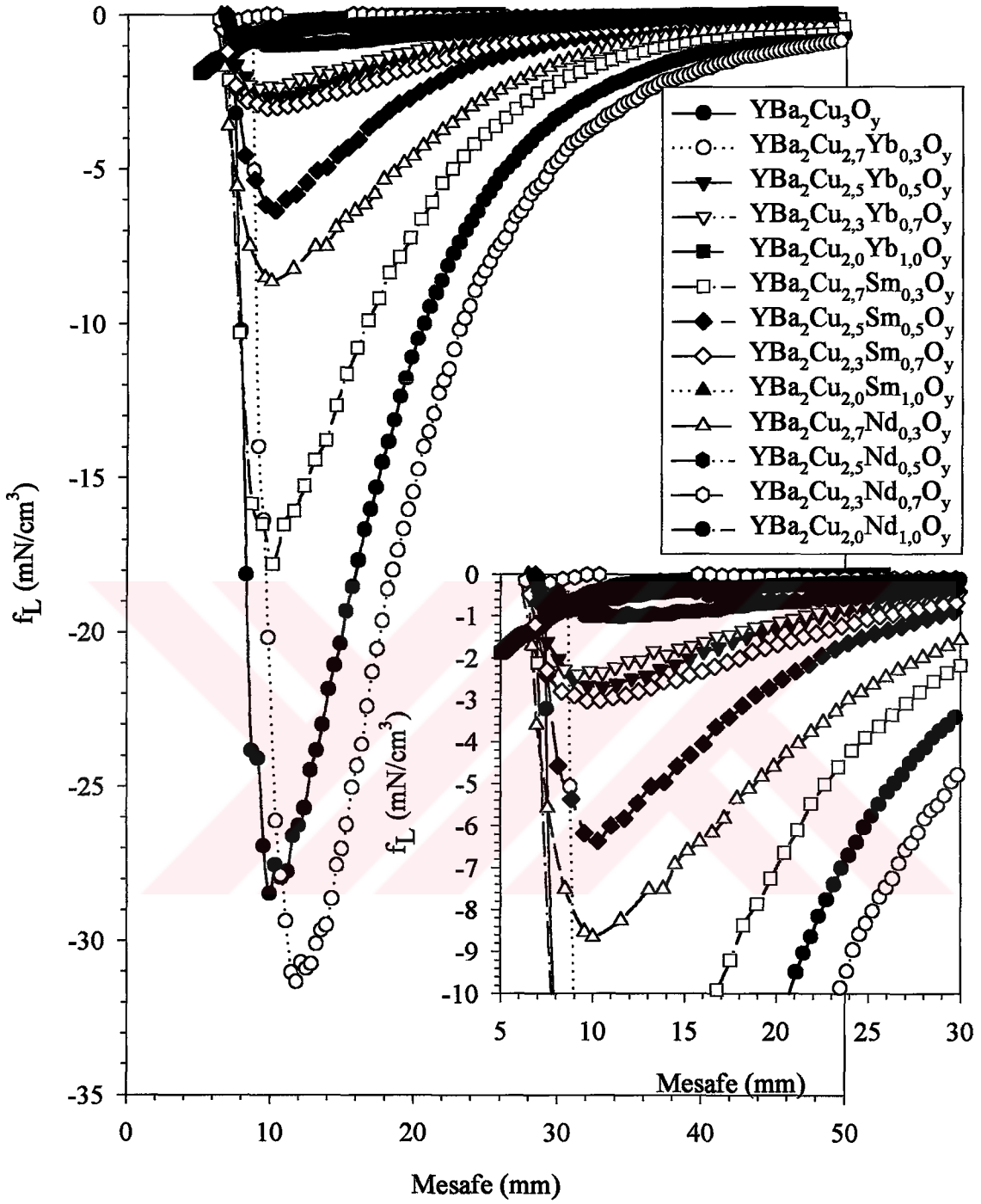
Şekil 83. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.3}\text{Nd}_{0.7}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



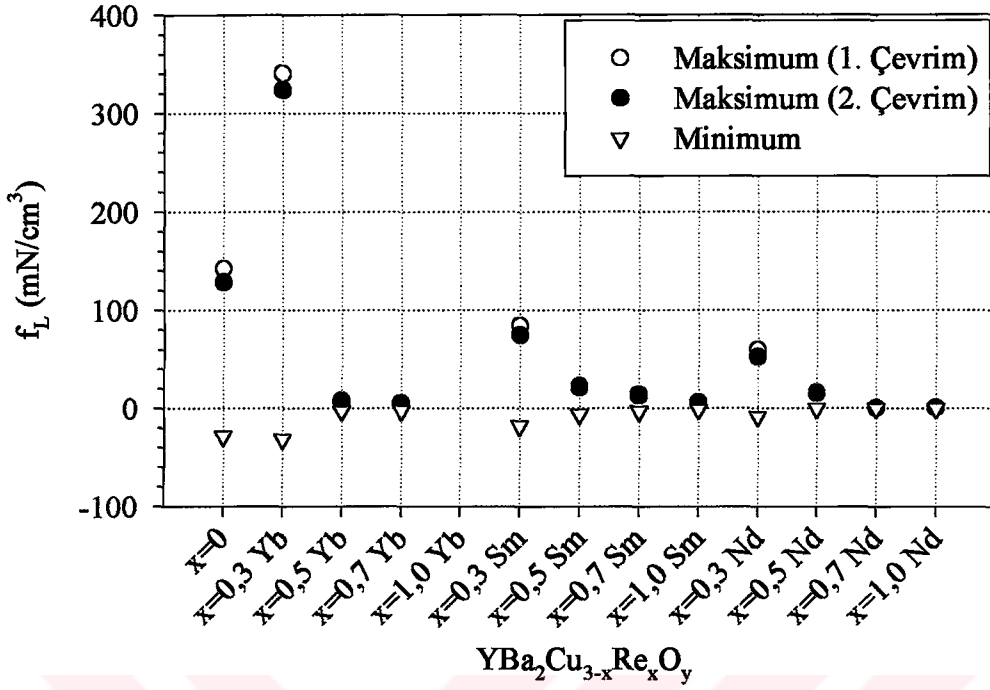
Şekil 84. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,0}\text{Nd}_{1,0}\text{O}_y$ numunesinin manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



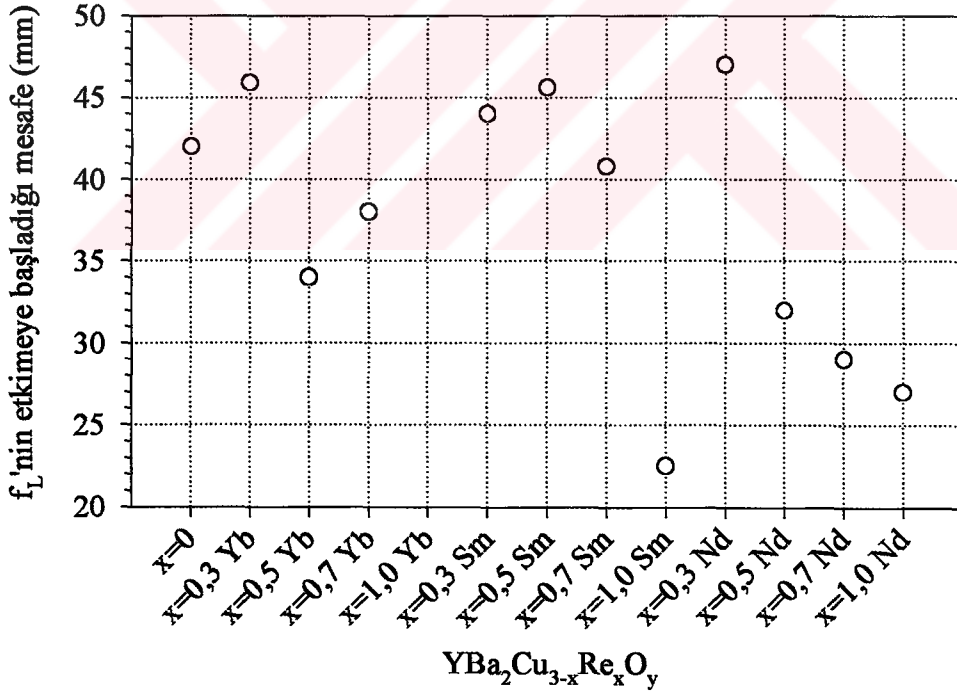
Şekil 85. FQMG yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin itici kısımlarının bir arada gösterimi



Şekil 86. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$ ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numuneleri için manyetik kaldırma kuvvetinin çekici kısımlarının bir arada gösterimi

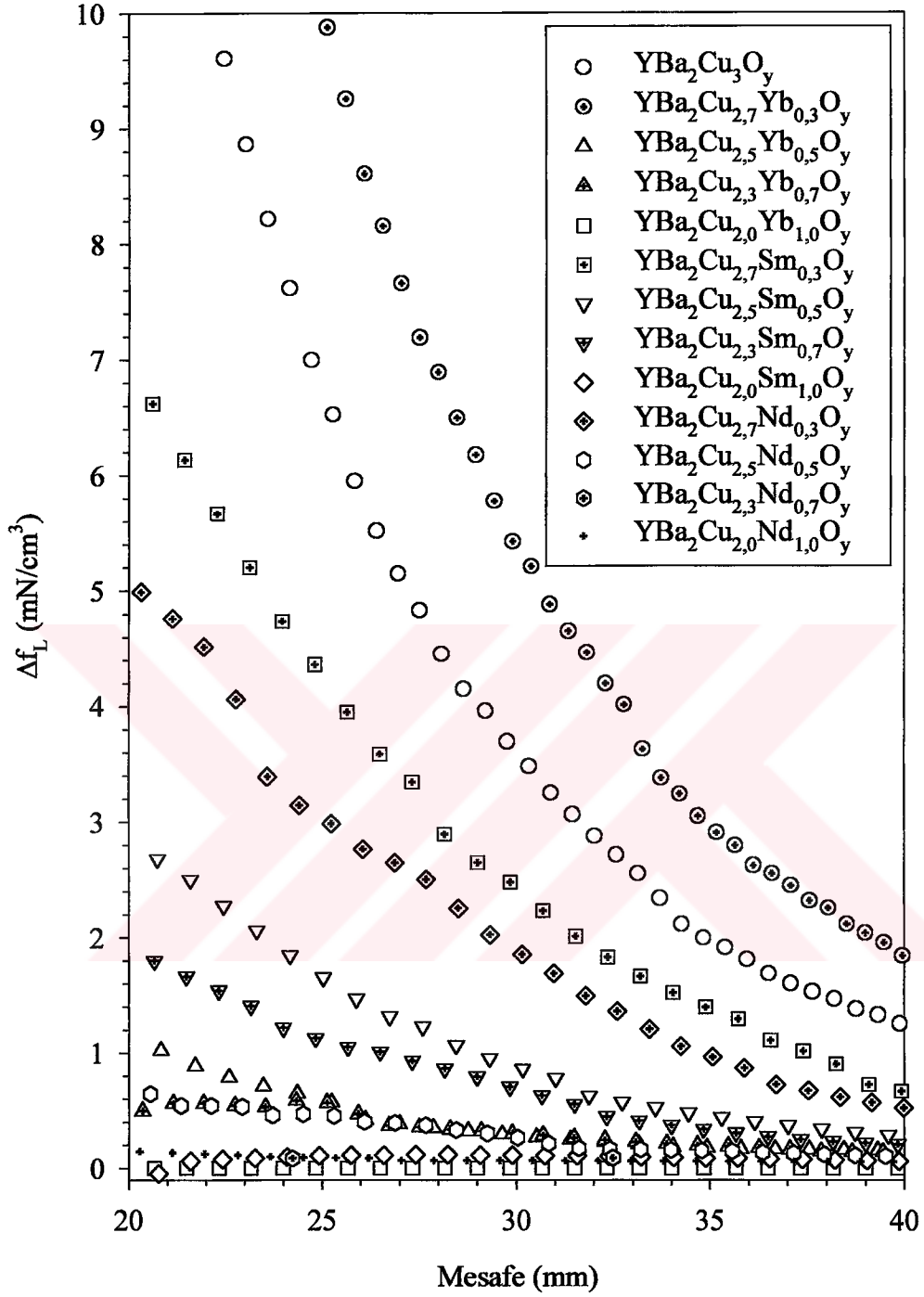


(a)



(b)

Şekil 87. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numuneleri için (a) Birinci ve ikinci çevrimde maksimum ve minimum kaldırma kuvvetinin, (b) kaldırma kuvvetinin etkimeye başladığı mesafenin katkı miktarına göre gösterimi



Şekil 88. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numuneleri için, manyetik akının numune içerisinde hapis kalmasının bir ölçütü olarak, itici manyetik kaldırma kuvvetlerinin birinci ve ikinci çevrimler arasındaki farkın mesafeyle değişimi

Murakami vd. (1990b) ve Chan vd. (1997) tarafından yapılan çalışmalarda, manyetik kaldırma kuvvetinin taneli süperiletkenlerde daha etkili olduğu, süperiletkenlerin kaldırma kuvvetinin tane büyüklüğüyle orantılı olacak biçimde artacağı ve son olarak da bu taneli süperiletkenlerin eritme yöntemleriyle üretilebileceği işaret edilmiştir. Lehdorff vd. (1995) tarafından yapılan çalışmaya göre, eritme yöntemi ile üretilen numunelerin kaldırma kuvvetinin, sinterlenmiş numunelerin kaldırma kuvvetinden 10 kat daha büyük olduğunu vurgulayarak Murakami vd. tarafından yapılan çalışmanın sonucunu bir başka biçimde ifade etmişlerdir. Bu anlamda literatürdeki eritme yöntemleriyle üretilen $YBa_2Cu_3O_y$ numuneleri ile bu çalışmadaki FQMG yöntemiyle üretilen katkısız numunenin karşılaştırılması daha uygun görüldü. Buna göre Tent vd. (1998) ~200 mT alan şiddetinde 125 mN/cm^3 , Yang vd. (1999) tek kristal için ~500 mT alan şiddetinde $6,5 \text{ N/cm}^3$ olarak bulmuşlardır. Bu çalışmada bulunan değer ise 36,5 mT alan şiddetinde 144 mN/cm^3 olarak bulundu. Kaldırma kuvveti ölçümlerinde kullanılan magnetin alan şiddeti ne kadar büyük olursa kaldırma kuvveti de bir o kadar büyük olur gerçeği göz önünde tutulursa, bu değerlerin literatürdeki değerlerden çok daha iyi olduğu düşünülmektedir. FQMG yöntemi ile üretilen numunelerden en yüksek kaldırma kuvveti gösteren numune $x=0,3$ Yb katkılı numune oldu ($36,5 \text{ mT}$ alanda 342 mN/cm^3). Optik mikro fotoğraflar bu numunenin üretilen numuneler içerisinde en iri taneli olduğunu göstermekte olup, Murakami vd. (1990) tarafından yapılan çalışmada olduğu gibi bir çok makalede de konu edilen iri taneli yapının büyük kaldırma kuvvetini oluşturacağı gerçeğiyle uyum içerisindedir.

3.3.1. Manyetik Kaldırma Kuvveti Verilerinden Teorik Eğri Geçirilmesi

Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinin ilk önceleri tek bir eksponansiyel fonksiyonla açıklanabileceği ileri sürülmüştür (Moon vd., 1989). Daha sonraki çalışmalarda tek fonksiyonlu terimin iyi ifade etmediği açıklanmış bunun yerine manyetik kaldırma kuvvetinin itici ve çekici kısımları için ayrı ayrı çift terimli ekponansiyel fonksiyonlarla açıklanabileceği belirtilmiştir (Yang vd., 1998). Bu fonksiyonlar;

$$F = A \exp(-Bx) + C \exp(-Dx) \quad (68)$$

biçiminde olup burada A, B, C, D sabitleri, F manyetik kaldırma kuvvetini ve x de magnet ile numune arasındaki mesafeyi göstermektedir.

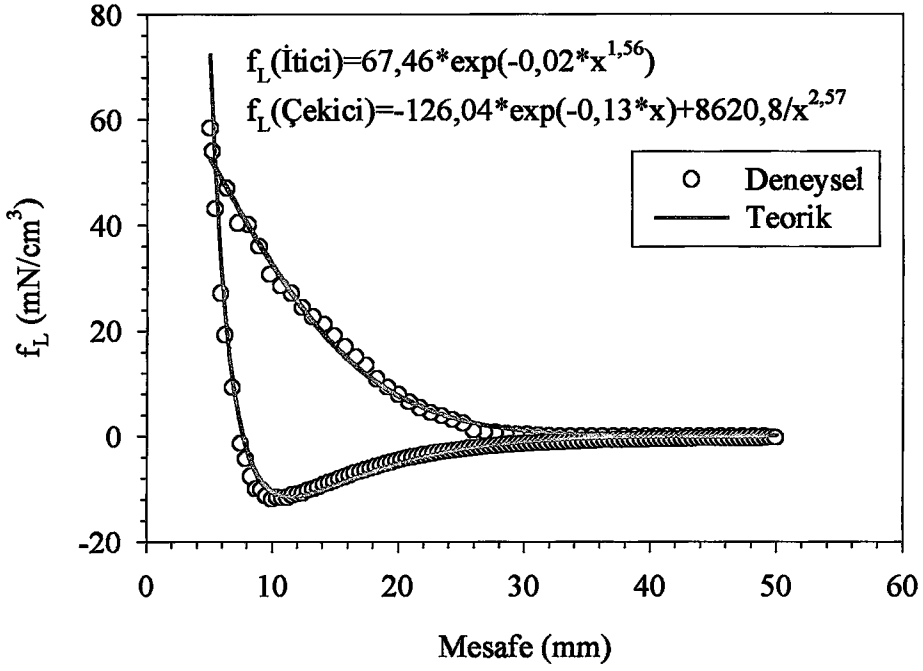
Bu çalışmada öngörülen bu fonksiyonun verilerle iyi uyum göstermediği için,

$$f_L = A \exp(-Bx^k) \rightarrow \text{İtici kısım için} \quad (69)$$

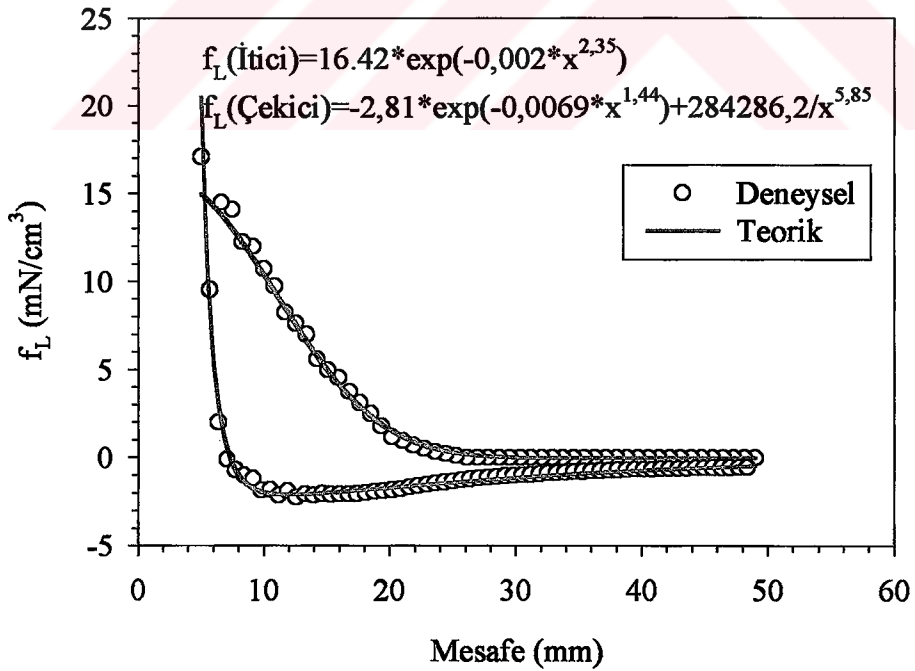
$$f_L = -C \exp(-Dx^m) + E/x^n \rightarrow \text{Çekici kısım için} \quad (70)$$

fonksiyonları kullanıldı. Burada A, B, C, D, E, k, m ve n pozitif sabitleri göstermekte olup, çekici kısımda görülen ikinci terim itici kuvvet ile çekici kuvvet arasındaki dengeyi belirleyen terim olduğundan bu “denge terimi” olarak tanımlandı.

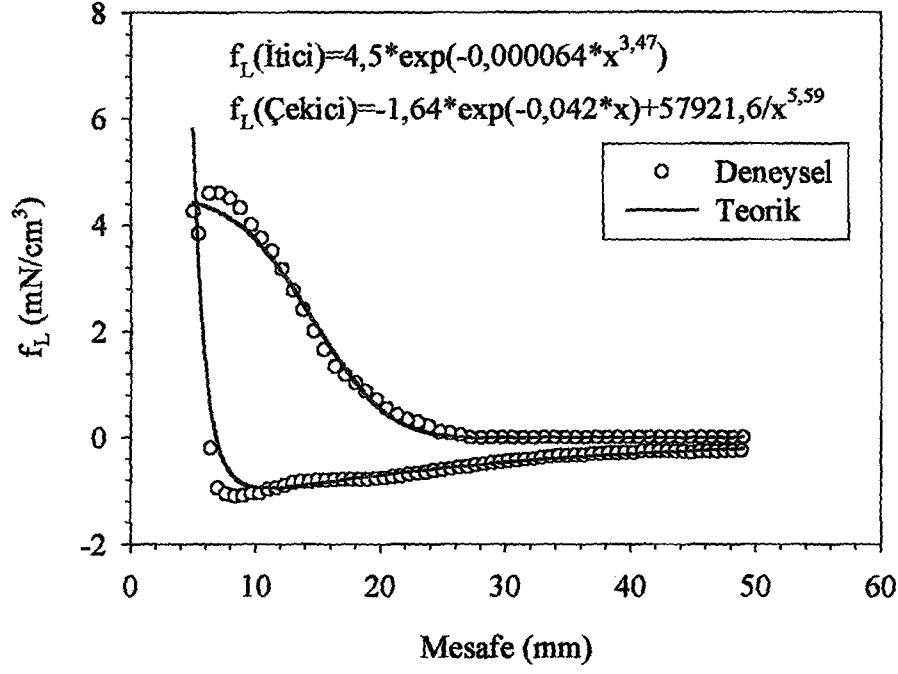
Her iki yöntemle üretilen numunelerin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinde itici kısım için (69) eşitliği ve çekici kısım için de (70) eşitliği kullanılarak teorik eğriler geçirildi (Şekil 89-103). Üretilen numunelerden bazılarında Nd-Fe-B magnetin alan şiddeti süperiletkenliklerini bozacak mertebede olduğundan bu numunelerde histeretik davranış gözlenmedi ve bundan dolayı da teorik eğri geçirilmedi. Bununla birlikte FQMG yöntemi ile üretilen $x=0,3$ Yb katkılı numunenin çekici kısmı için üçlü eksponansiyel fonksiyon kullanıldı (Şekil 95). Şekillerden görüldüğü gibi teorik eğriler, FQMG yöntemi ile üretilen numunelerde daha mükemmel olmakla birlikte, iyi bir uyum gösterdi.



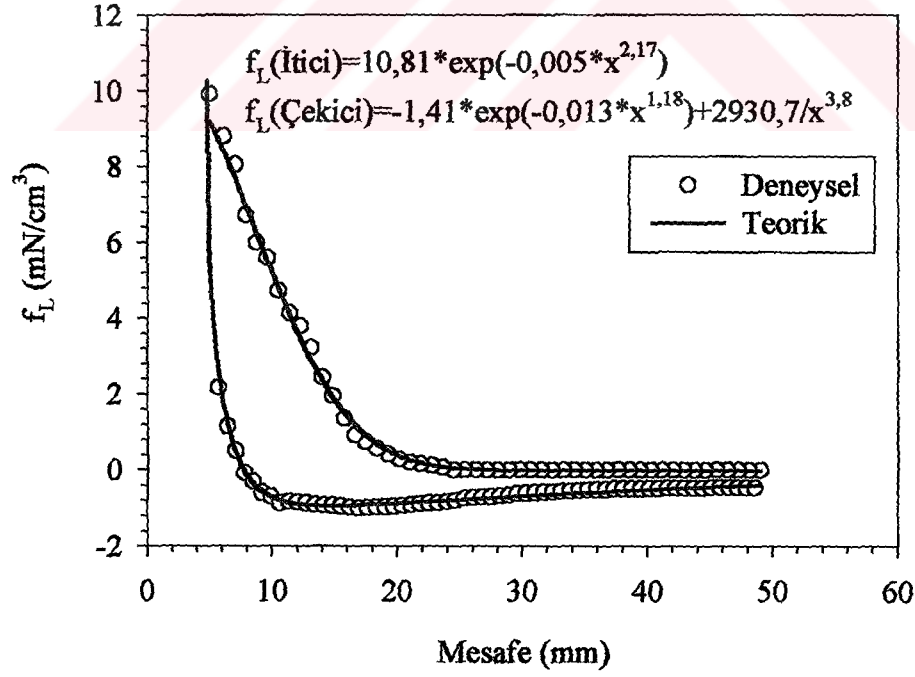
Şekil 89. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



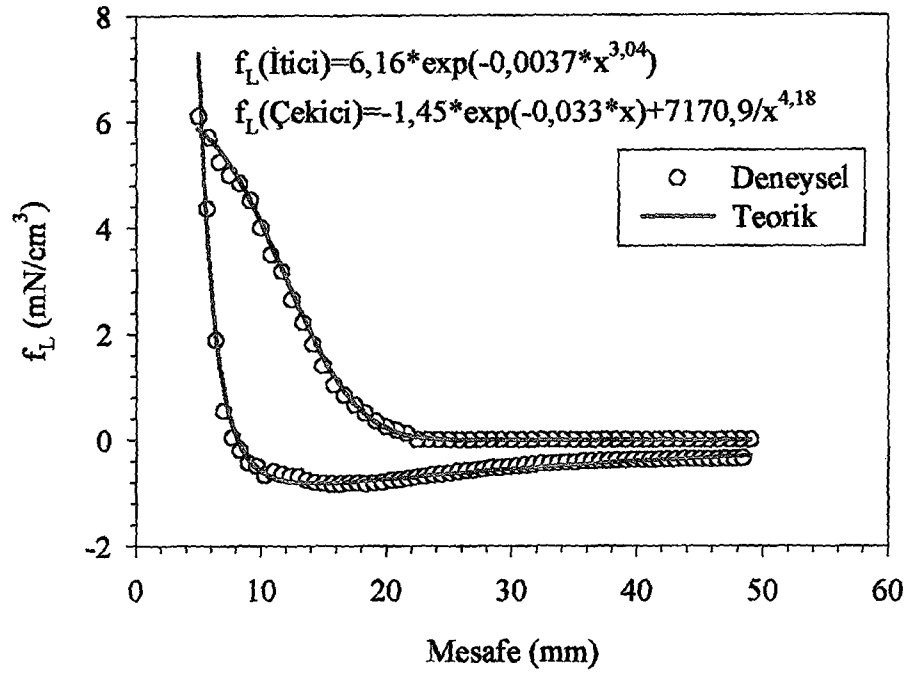
Şekil 90. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Yb}_{0,3}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



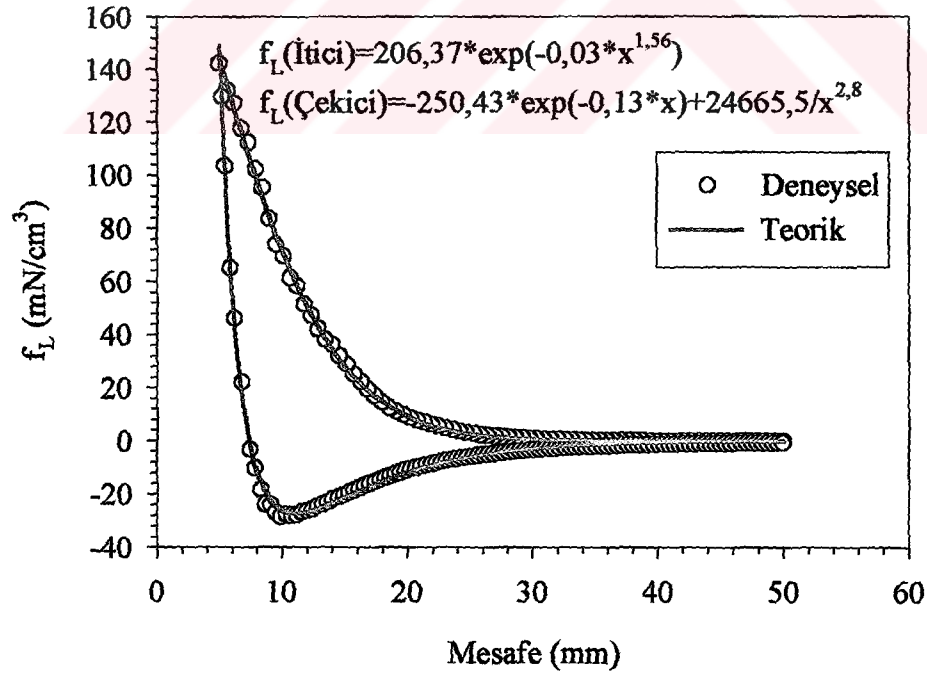
Şekil 91. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,5}\text{Yb}_{0,5}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



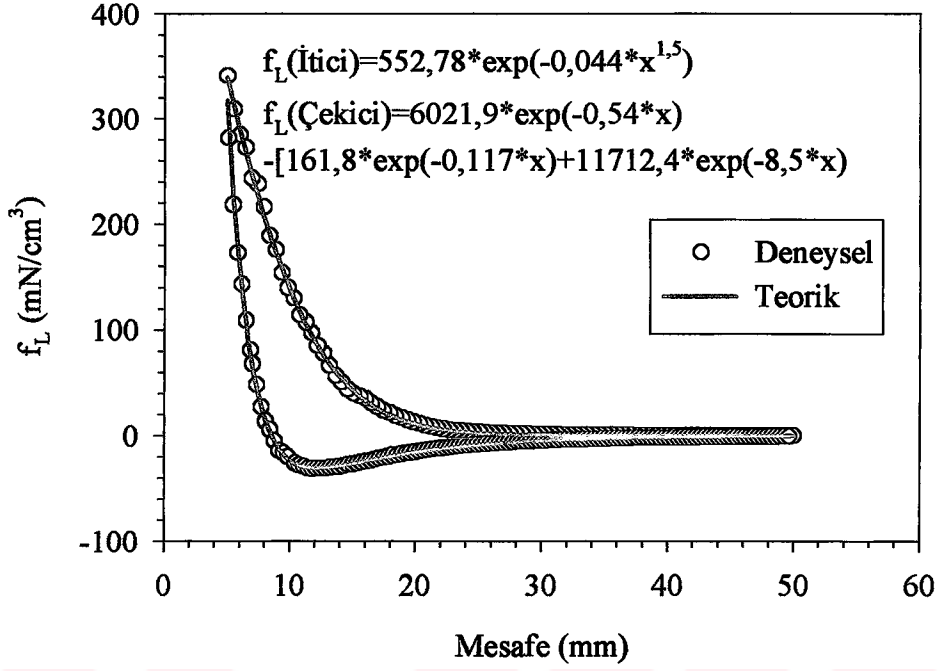
Şekil 92. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Sm}_{0,3}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



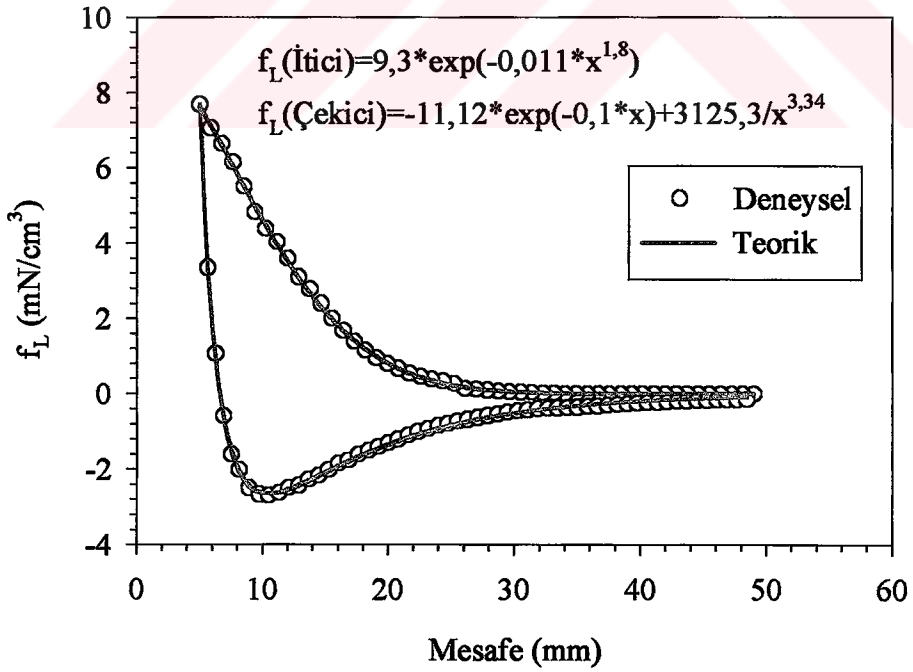
Şekil 93. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



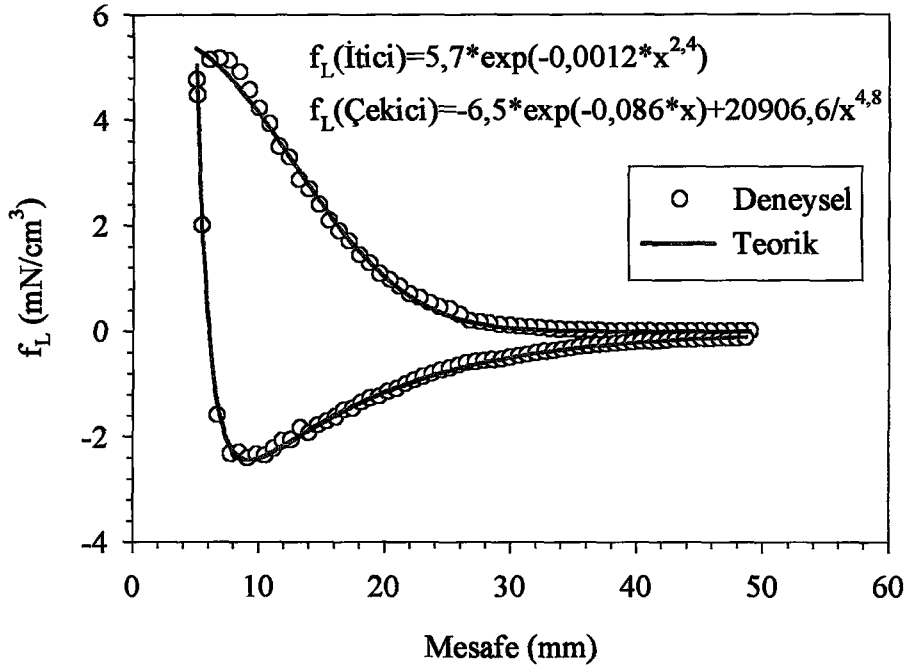
Şekil 94. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



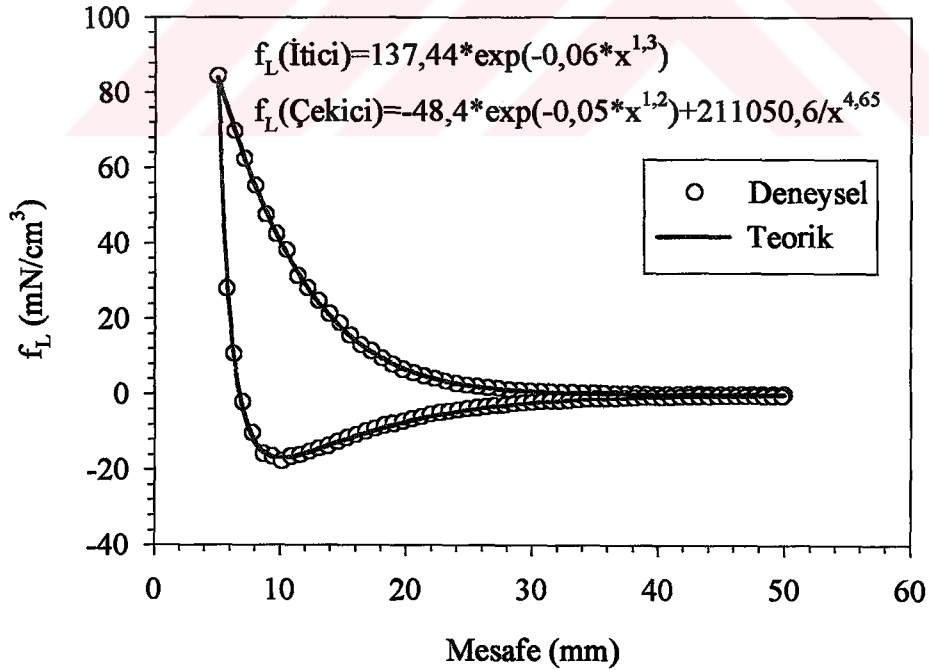
Şekil 95. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Yb}_{0,3}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



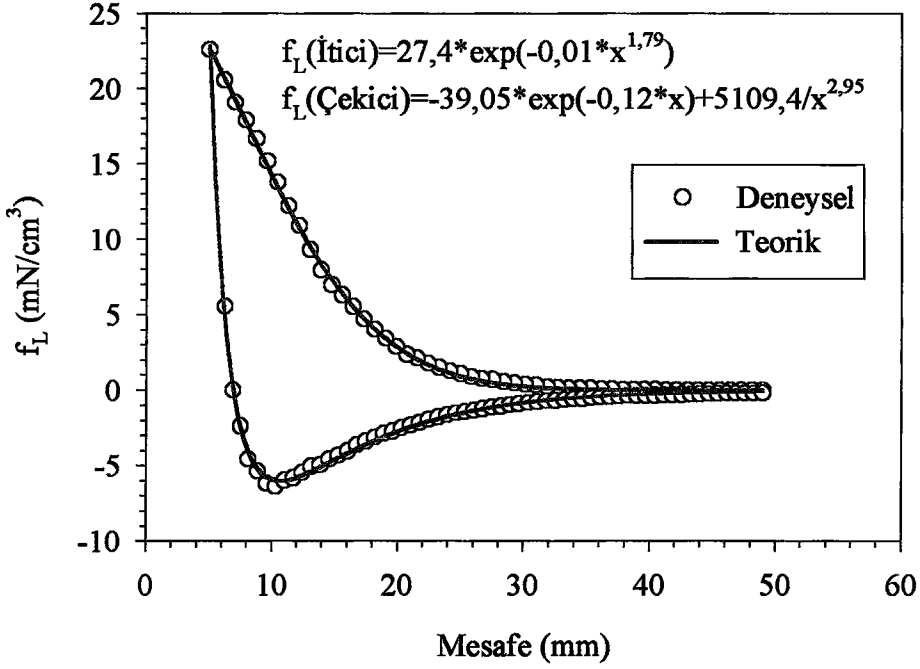
Şekil 96. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,5}\text{Yb}_{0,5}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



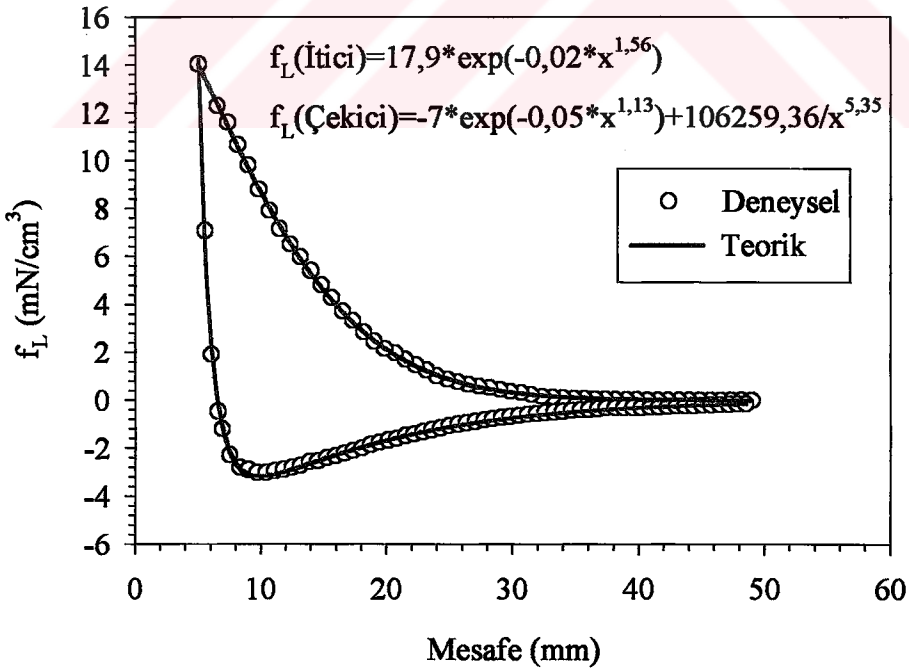
Şekil 97. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,3}\text{Yb}_{0,7}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



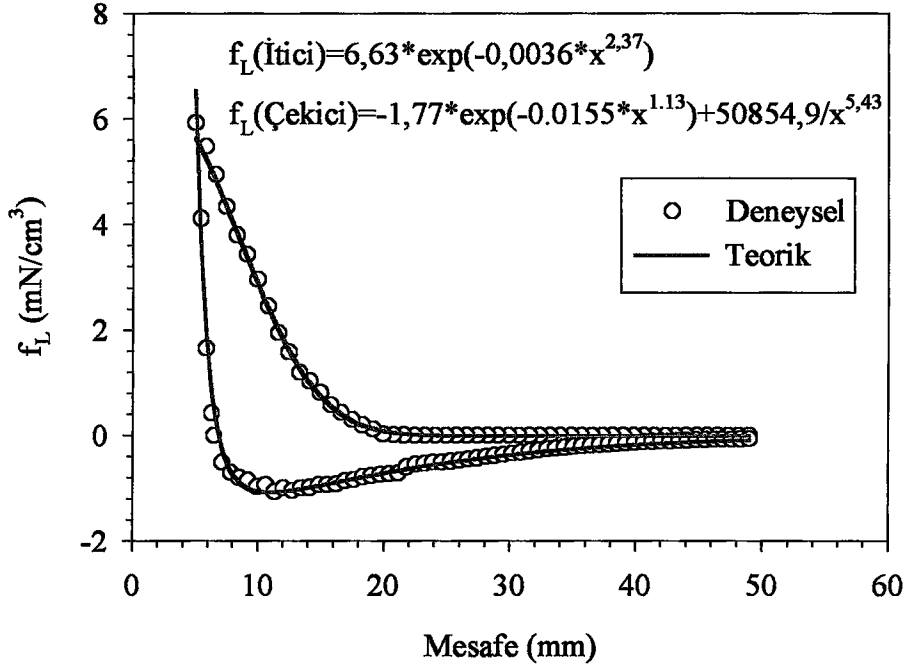
Şekil 98. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Sm}_{0,3}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



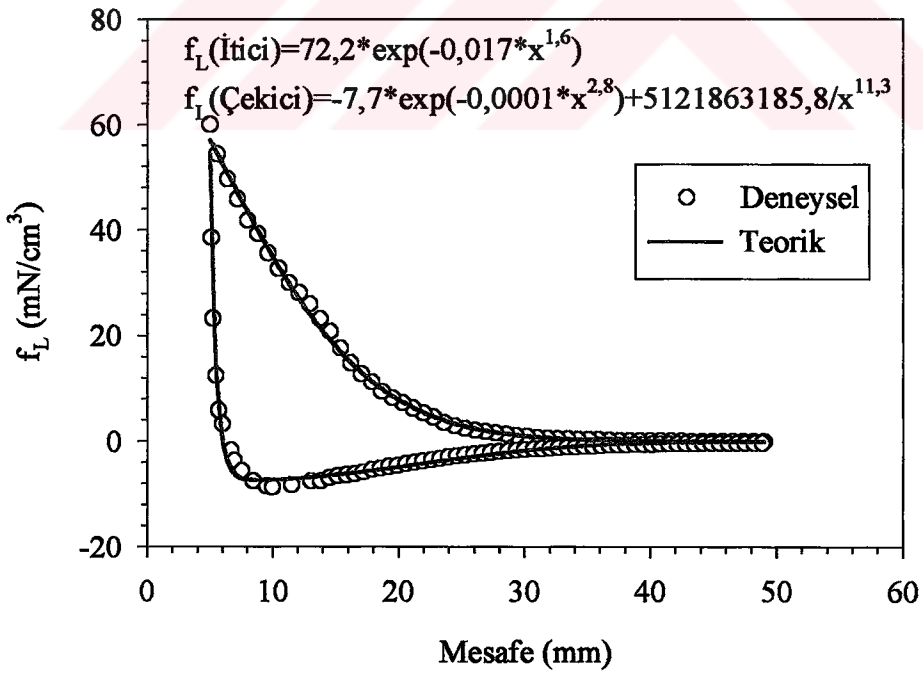
Şekil 99. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,5}\text{Sm}_{0,5}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



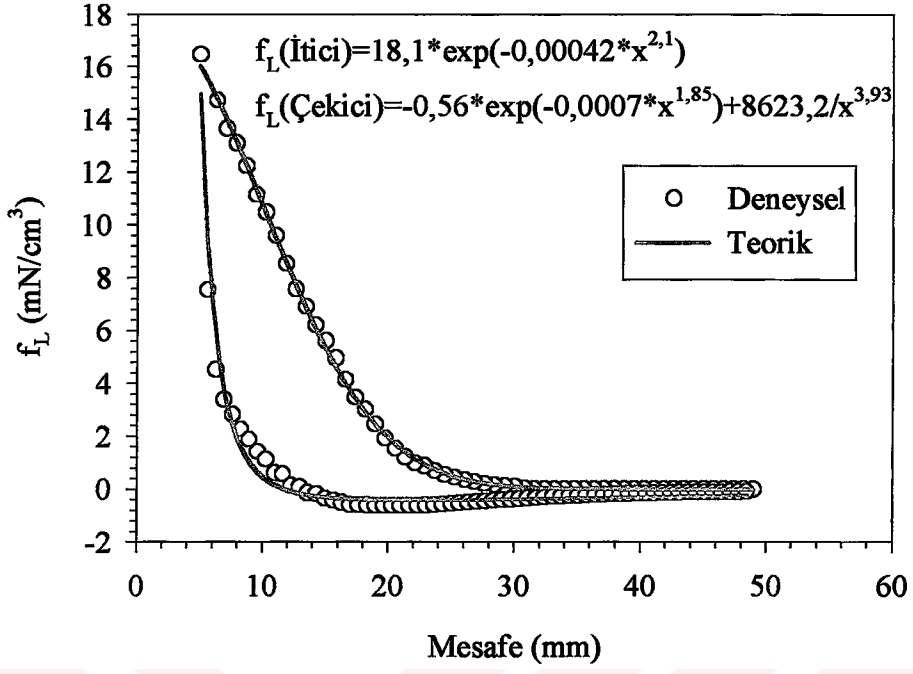
Şekil 100. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,3}\text{Sm}_{0,7}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



Şekil 101. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,0}\text{Sm}_{1,0}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



Şekil 102. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Nd}_{0,3}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri



Şekil 103. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,5}\text{Nd}_{0,5}\text{O}_y$ numunesi için manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğri

3.3.2. Manyetik Kaldırma Kuvveti Verilerinden Kritik Akım Yoğunluğunun Hesaplanması

Eritme yöntemleriyle üretilmiş $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ süperiletkenlerinin kritik akım yoğunlukları çok yüksektir. Bundan dolayı dört nokta yöntemi kullanarak bu tür numunelerin kritik akım yoğunluklarını deneysel olarak ölçmek için çok yüksek güç kaynaklarına ihtiyaç vardır. Bunun yerine numunelerin kritik akım yoğunluklarını hesaplamak için bir takım modeller geliştirilmiştir (temel harmonik alınganlık, manyetizasyon eğrileri gibi). Bu anlamda deneysel olarak ölçülen manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden yararlanarak basit bir model yardımıyla numunelerin kritik akım yoğunluğu hesaplandı. Bu hesaplamamanın ayrıntıları aşağıdaki gibidir.

Süperiletken numune ile magnet arasındaki manyetik kaldırma kuvveti,

$$F = m \frac{dH}{dx}, \quad m = MV \quad (71)$$

olarak tanımlanmıştır (Murakami vd., 1990b). Burada m süperiletken numunenin manyetik momentini, dH/dx dış alan gradyentini ve M birim hacimdeki manyetizasyonu göstermektedir. (71) eşitliğindeki birinci terim sonlu ardışık değişim için,

$$f_L = M \frac{\Delta H}{\Delta x} \quad (72)$$

olarak yazılabilir. Burada f_L birim hacme etkiyen manyetik kaldırma kuvvetini göstermektedir. Dış manyetik alanın mesafeye göre değişimi ardışık mesafeler için ölçüldü (Şekil 61) ve bu verilerden yararlanarak alan gradyenti hesaplandı. Örneğin 2 cm mesafedeki alan şiddeti 1 Oe ve 4 cm mesafedeki alan şiddeti de 3 Oe ise alan gradyentinin değeri;

$$\left. \frac{\Delta H}{\Delta x} \right|_{3\text{cm}} = \frac{(3-1)}{(4-2)} = 1 \text{ Oe/cm} \quad (73)$$

olarak bulunur ki bu değer 3 mm mesafeye karşılık gelen değeridir (öte yandan alan gradyenti manyetik alanın mesafeyle değişimi verilerine uydurulan denklemin mesafeye

göre türevine almakla da bulunabilir). Buna göre Şekil 61’de görülen manyetik alanın mesafeyle değişimi verilerinden yararlanarak hesaplanan alan gradyenti değerleri Çizelge 3’te gösterilmektedir. Çizelgedeki mesafeler alan gradyentine karşılık gelen mesafelerdir. Manyetik kaldırma kuvveti deneysel verilerinden geçirilen teorik eğriler sayesinde her numune için, alan gradyenti ile aynı mesafelere karşılık gelen kuvvet değerleri hesaplandı. Bu ikisinden yararlanarak ve (72) eşitliği de dikkate alınarak her numunenin birim hacimdeki manyetizasyonu hesaplamak mümkündür. Bu hesap yapılırken, teorik eğrilerden itici kuvvetle ilgili olan terimin tamamı kullanıldı ama çekici kuvvetle ilgili terimlerden “denge terimi” kullanılmadı. Şekil 104’te gösterildiği gibi yapılan çalışmalar sonucunda çekici kuvveti, denge terimi dışındaki terim tam olarak ifade ettiği düşünülmektedir. Manyetik kaldırma ölçümleri yapılırken önce itici bileşen ölçüldü, hemen arkasından çekici bileşen ölçüldü. İtici kuvvet ile çekici kuvvetin dönüm noktası $d_{\min}=7$ mm ve $d_{\min}=10$ mm yapılacak biçimde deneyin tekrarlanmasıyla çekici kuvvet bileşenindeki denge teriminin ötelendiği, diğer terimin de $d_{\min}=5$ mm dönüm noktası olan deneyle uyum içinde olduğu görüldü. Numune alan altında soğutulduktan sonra magnete en yakın noktadan uzaklaşacak biçimde çekici kuvvet bileşeni ölçüldüğünde yine de etkinin olduğu tespit edildi (Şekil 104’te koyu yuvarlak veriler). Dolayısıyla itici bileşenin çekici bileşeni denge terimi kadar etkilediği deneysel olarak kanıtlandı. Bu anlamda numunelerin birim hacimdeki manyetizasyonları hesaplanırken çekici kuvvet bileşeninde bulunan denge terimi kullanılmadı.

Bu modelle tüm numunelerin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişim grafikleri ($M(H)$ eğrisi) elde edildi (Şekil 105-119). Şekillerden de görüldüğü gibi $M(H)$ eğrilerinin ucu açıktır. Bu numuneler için dış alanın maksimum değeri tersinmezlik (irreversibility) alanından küçüktür. Manyetik kaldırma kuvveti ölçümlerinden elde edilen histeretik davranış ne kadar büyükse $M(H)$ eğrileri de bir o kadar büyük oldu. Bu kritik akım yoğunluğunun büyük olma kriteridir (Bean, 1964).

Bir numune için bazı teorik modeller kullanılarak $M(H)$ eğrisinden kritik akım yoğunluğu hesaplanabilir. Bu çalışmada Bean kritik durum modeli kullanıldı (Bean, 1964). Buna göre numunelerin silindirik geometrisine uygun olan;

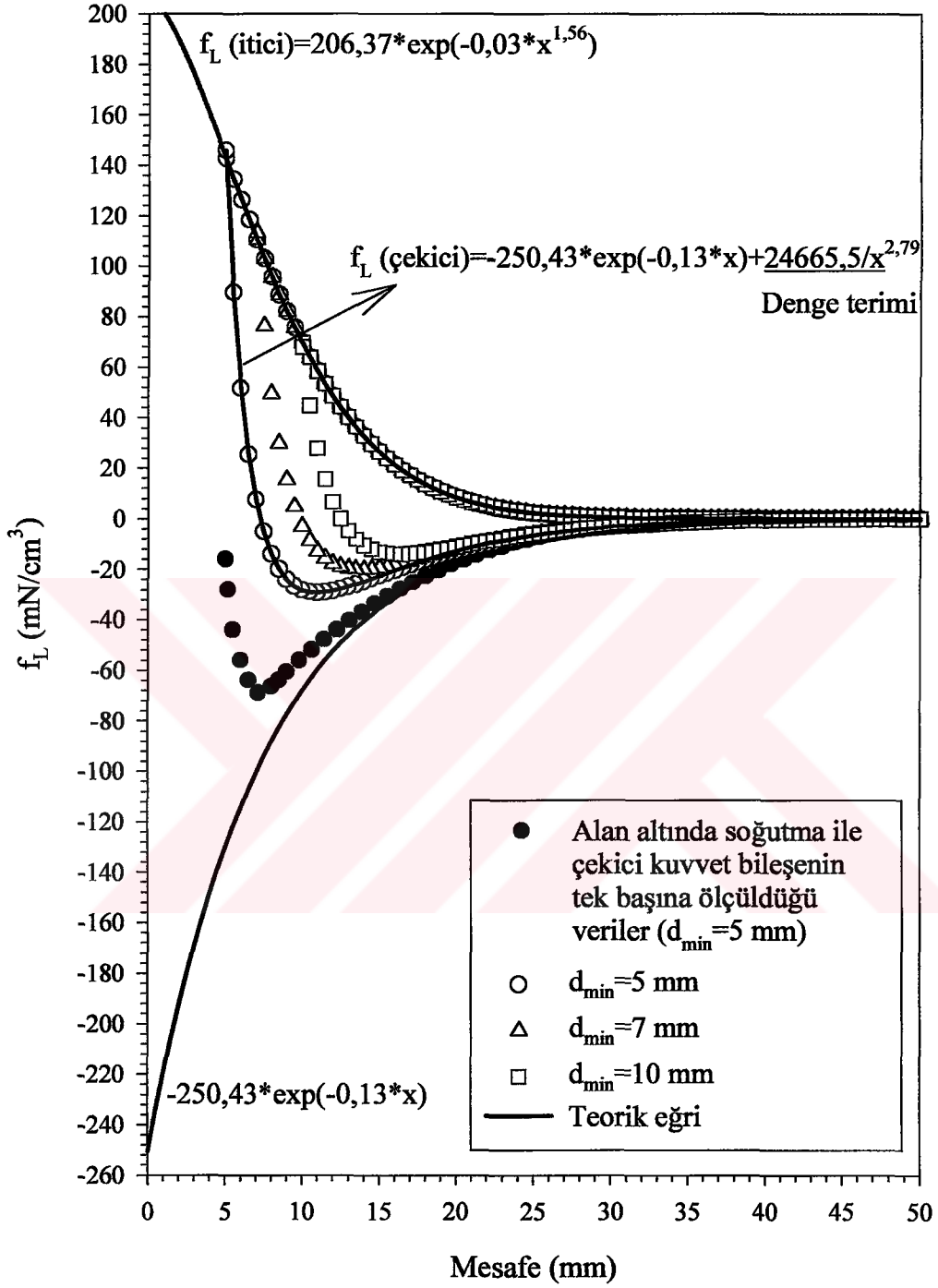
$$J_c = 30 \times \frac{(M_+ - M_-)}{d} \quad (74)$$

eşitliğinden yararlanıldı. Burada d silindirin çapıdır. (74) eşitliğinden tüm numuneler için sıvı azot sıcaklığında alanın fonksiyonu olarak bulk yapının kritik akım yoğunluğu elde edildi. Şekil 120 katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin kritik akım yoğunluklarını göstermekte olup, katkısız olan numunenin kritik akım yoğunluğunun en yüksek olduğu bulundu (100 mT'da yaklaşık 360 A/cm^2 değerinde). Diğer numunelerin bulk kritik akım yoğunlukları katkı miktarlarının artmasıyla düştü.

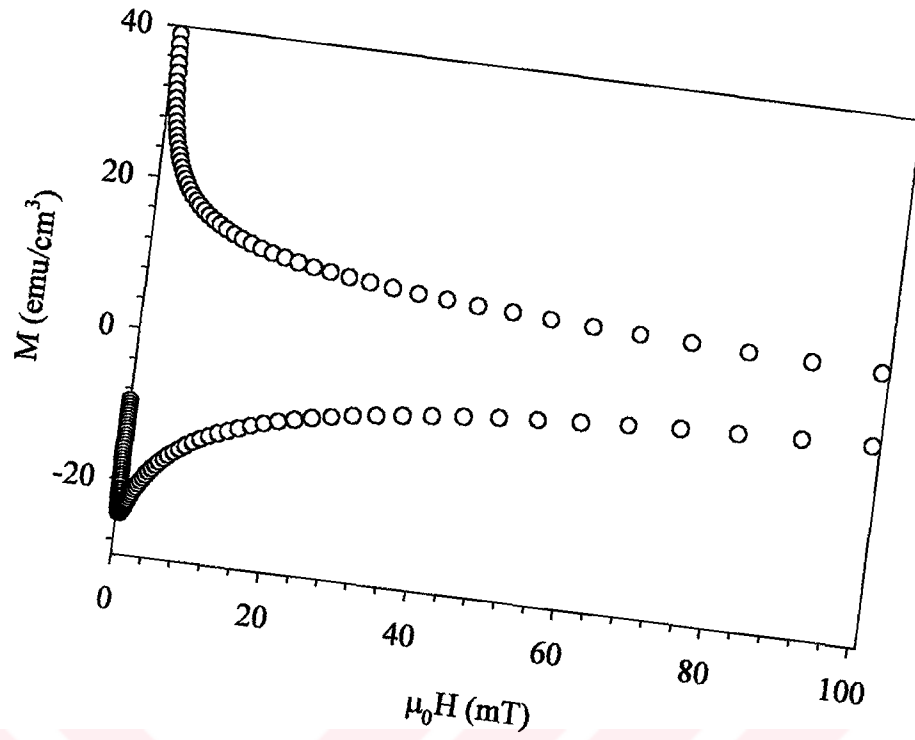
Şekil 121 FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin bulk yapısına ait kritik akım yoğunluklarını göstermektedir. Buna göre 100 mT civarında en yüksek kritik akım yoğunluğu olan numune $x=0,3 \text{ Yb}$ katkılı numune olup, 1180 A/cm^2 değerindedir. Katkısız numunenin ise aynı alan değerinde kritik akım yoğunluğu 760 A/cm^2 olarak tespit edildi. Diğer numunelerde katkı miktarının artmasıyla kritik akım yoğunluklarında azalmanın olduğu gözlemlendi. $x=0,3 \text{ Yb}$ katkılı numunenin diğer numunelere göre alana karşı daha mukavemetli olduğu şekilden görülmektedir. Diğer numunelerin alana karşı koyma davranışı bakımından hemen hemen birbirlerine benzediği gözlemlendi.

Çizelge 3. Manyetik alanın mesafeyle değişimi verilerinden hesaplanan alan gradyenti değerleri

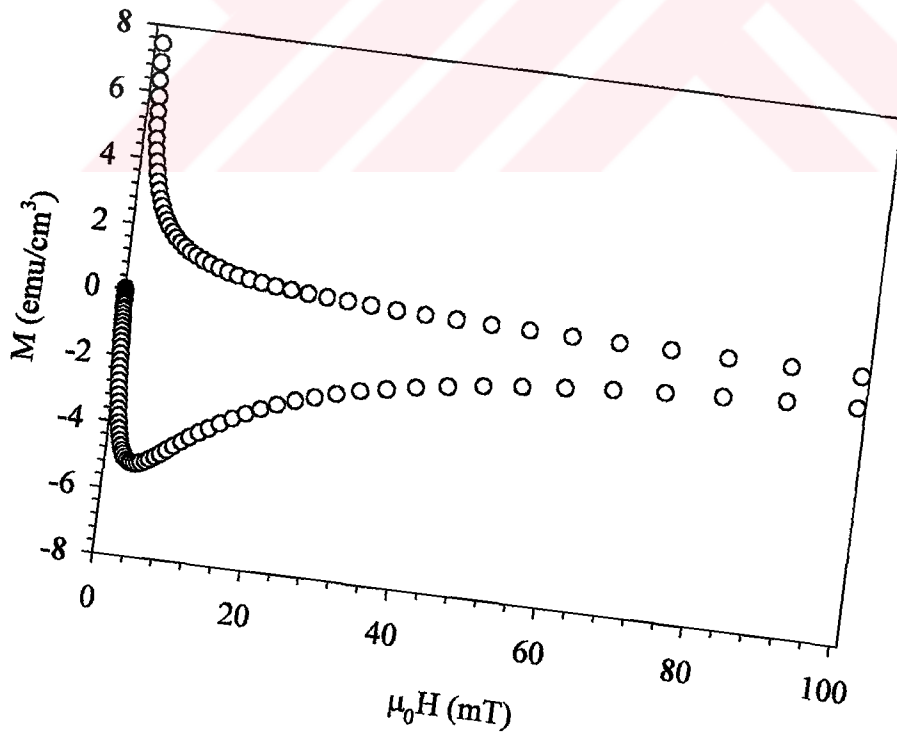
Mesafe (mm)	$\frac{dH}{dx}$ (Oe/cm)	Mesafe (mm)	$\frac{dH}{dx}$ (Oe/cm)	Mesafe (mm)	$\frac{dH}{dx}$ (Oe/cm)
50,0	-0,0908	33,0	-2,7194	16,0	-81,4831
49,5	-0,1003	32,5	-3,0054	15,5	-90,0527
49,0	-0,1108	32,0	-3,3214	15,0	-99,5237
48,5	-0,1225	31,5	-3,6707	14,5	-109,9906
48,0	-0,1354	31,0	-4,0568	14,0	-121,5585
47,5	-0,1496	30,5	-4,4835	13,5	-134,3429
47,0	-0,1654	30,0	-4,9550	13,0	-148,4718
46,5	-0,1828	29,5	-5,4761	12,5	-164,0868
46,0	-0,2020	29,0	-6,0520	12,0	-181,3439
45,5	-0,2232	28,5	-6,6885	11,5	-200,4160
45,0	-0,2467	28,0	-7,3920	11,0	-221,4940
44,5	-0,2726	27,5	-8,1694	10,5	-244,7887
44,0	-0,3013	27,0	-9,0286	10,0	-270,5333
43,5	-0,3330	26,5	-9,9781	9,5	-298,9856
43,0	-0,3680	26,0	-11,0275	9,0	-330,4302
42,5	-0,4067	25,5	-12,1873	8,5	-365,1818
42,0	-0,4495	25,0	-13,4691	8,0	-403,5883
41,5	-0,4968	24,5	-14,8856	7,5	-446,0341
41,0	-0,5490	24,0	-16,4511	7,0	-492,9439
40,5	-0,6068	23,5	-18,1813	6,5	-544,7872
40,0	-0,6706	23,0	-20,0935	6,0	-602,0830
39,5	-0,7411	22,5	-22,2067	5,5	-665,4046
39,0	-0,8191	22,0	-24,5422	5,0	-735,3859
38,5	-0,9052	21,5	-27,1234	4,5	-812,7271
38,0	-1,0004	21,0	-29,9759	4,0	-898,2023
37,5	-1,1056	20,5	-33,1285	3,5	-992,6671
37,0	-1,2219	20,0	-36,6127	3,0	-1097,0668
36,5	-1,3504	19,5	-40,4633	2,5	-1212,4463
36,0	-1,4924	19,0	-44,7189	2,0	-1339,9604
35,5	-1,6494	18,5	-49,4220	1,5	-1480,8853
35,0	-1,8228	18,0	-54,6197	1,0	-1636,6313
34,5	-2,0145	17,5	-60,3641	0,5	-1808,7573
34,0	-2,2264	17,0	-66,7127	0,0	-1998,9860
33,5	-2,4606	16,5	-73,7289		



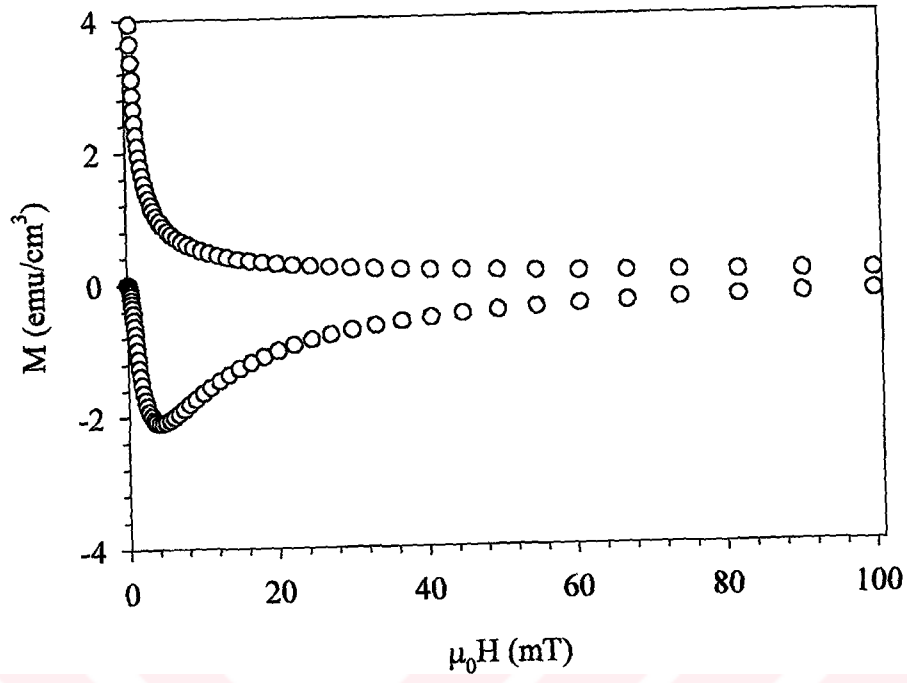
Şekil 104. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden yararlanarak kritik akım yoğunluğunun hesaplanmasında kullanılan modelin izahı



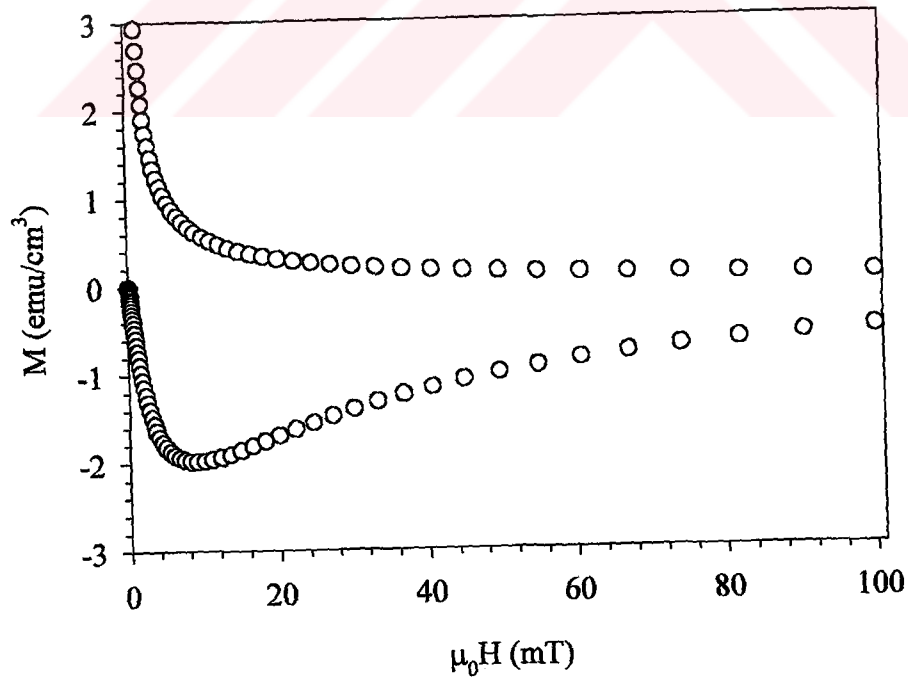
Şekil 105. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



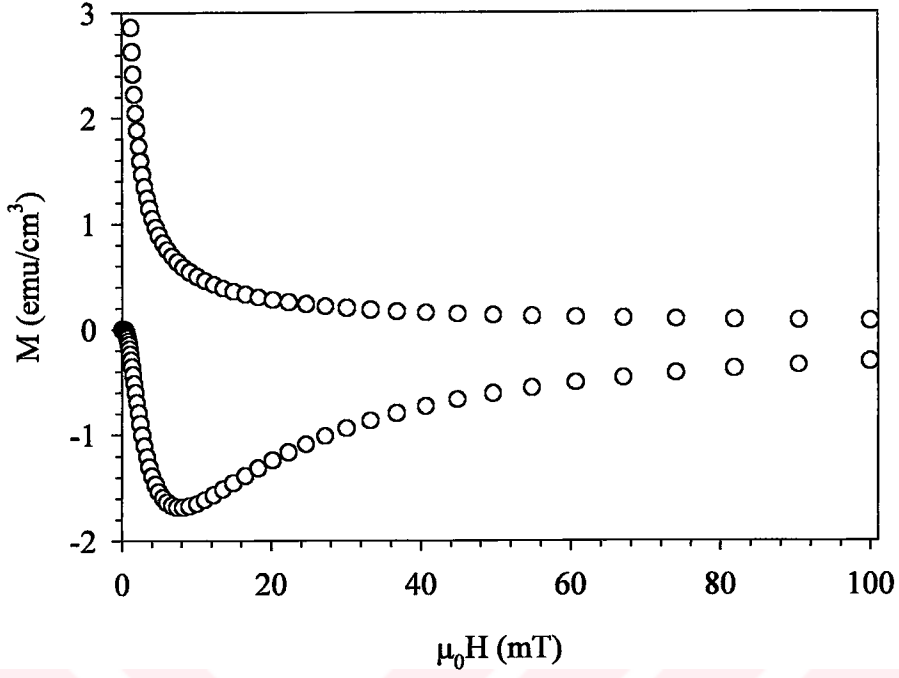
Şekil 106. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Yb}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



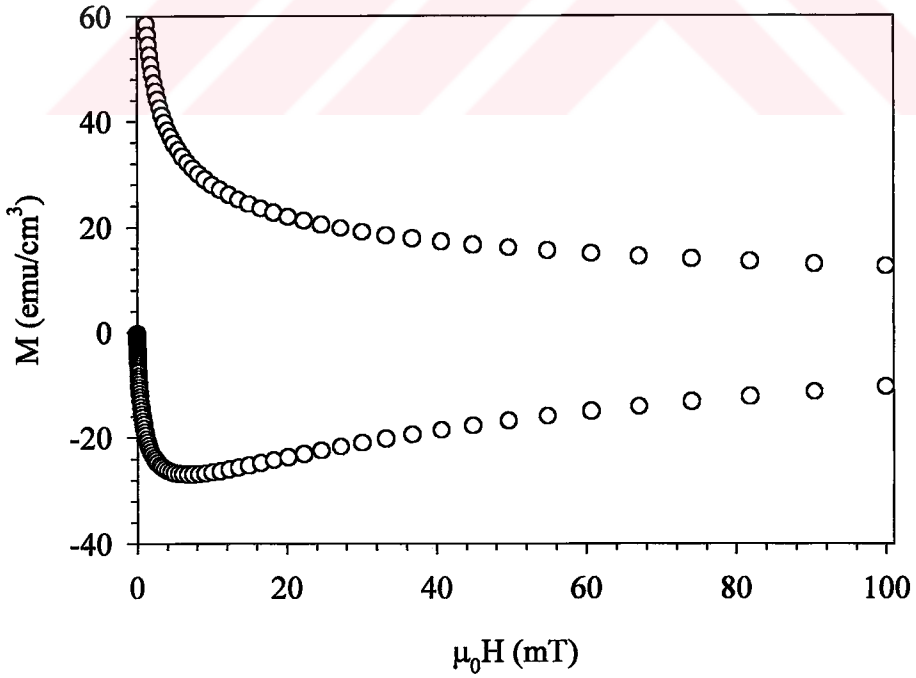
Şekil 107. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Yb}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



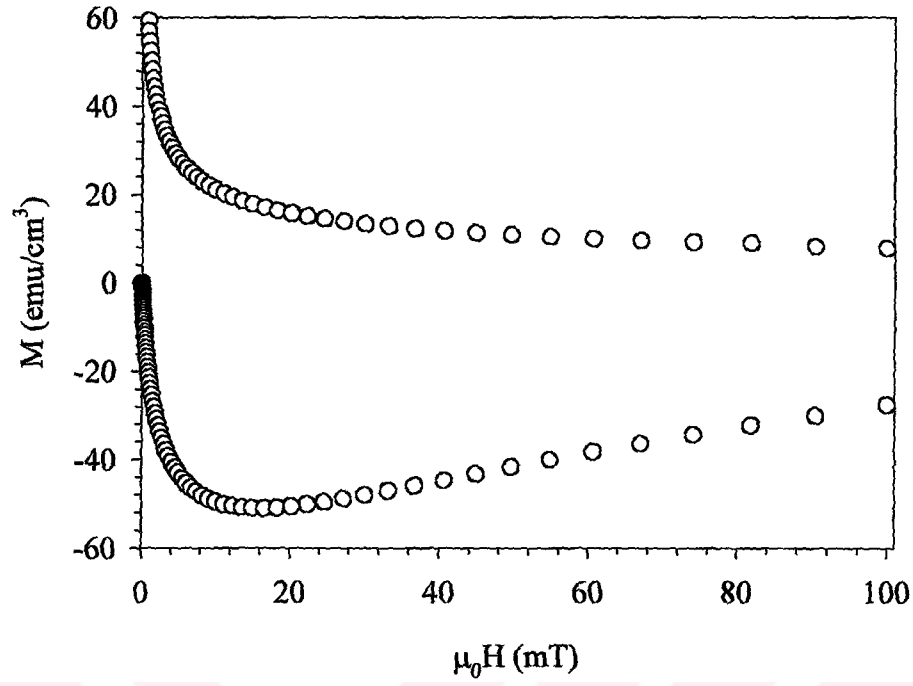
Şekil 108. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Sm}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



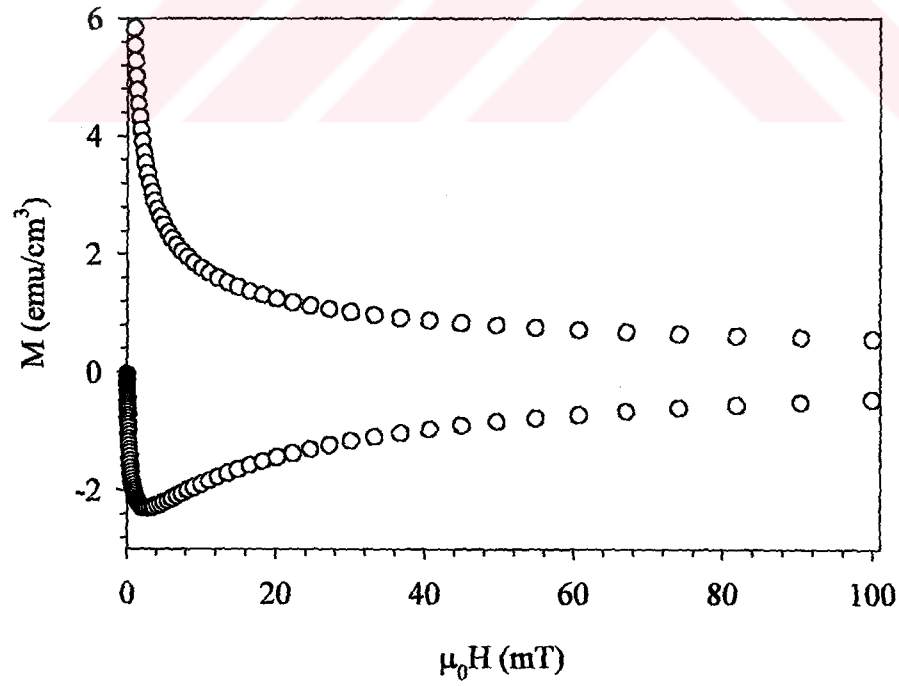
Şekil 109. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



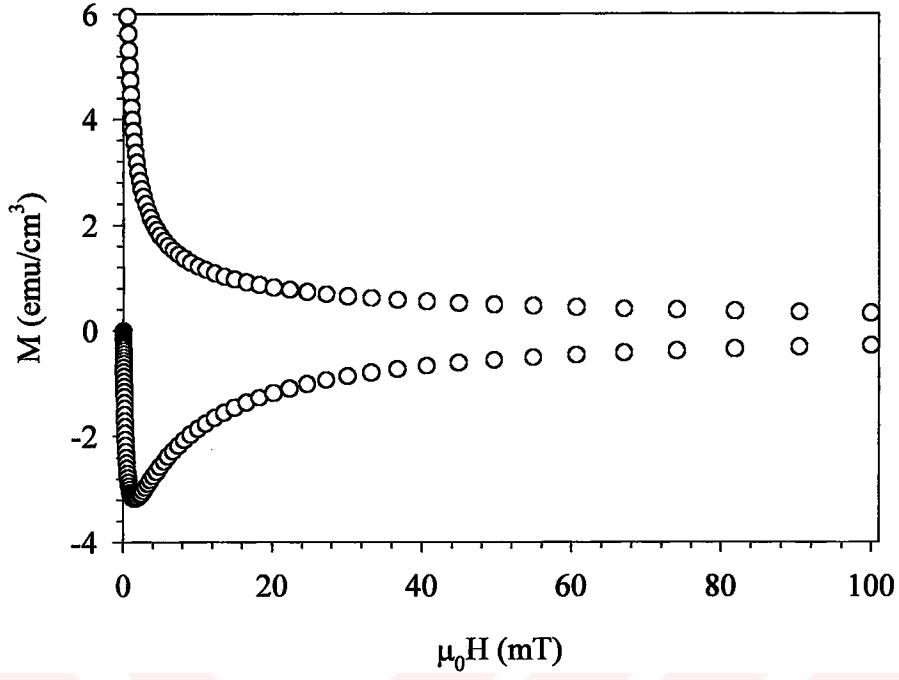
Şekil 110. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



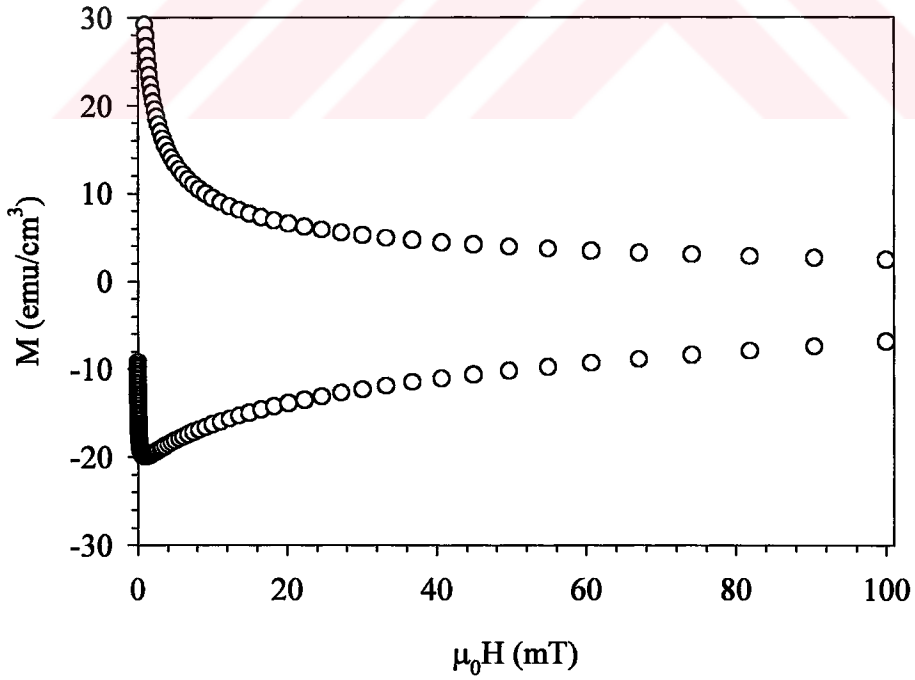
Şekil 111. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Yb}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



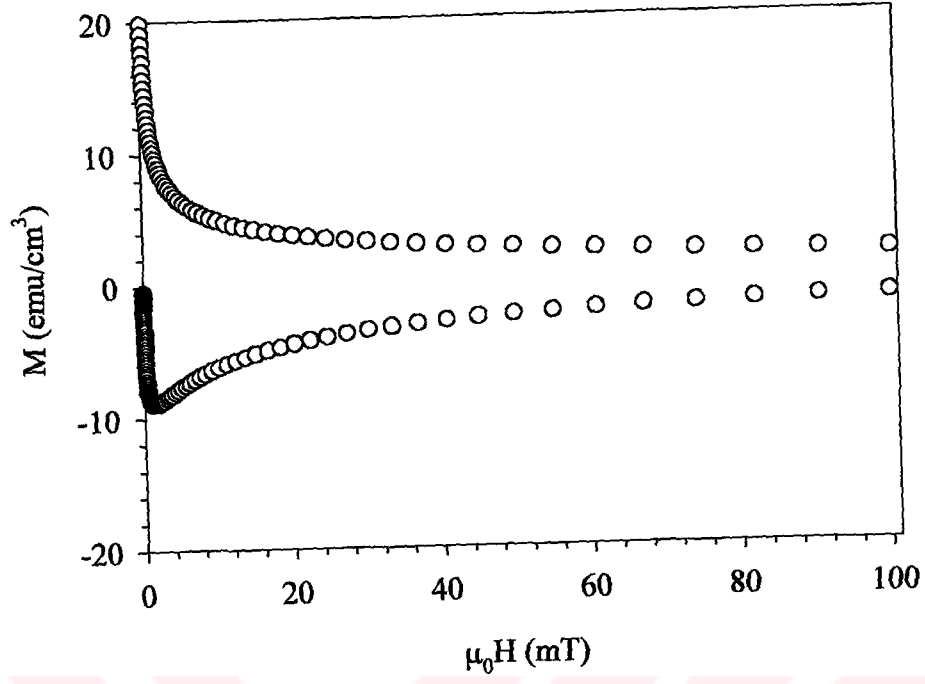
Şekil 112. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Yb}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



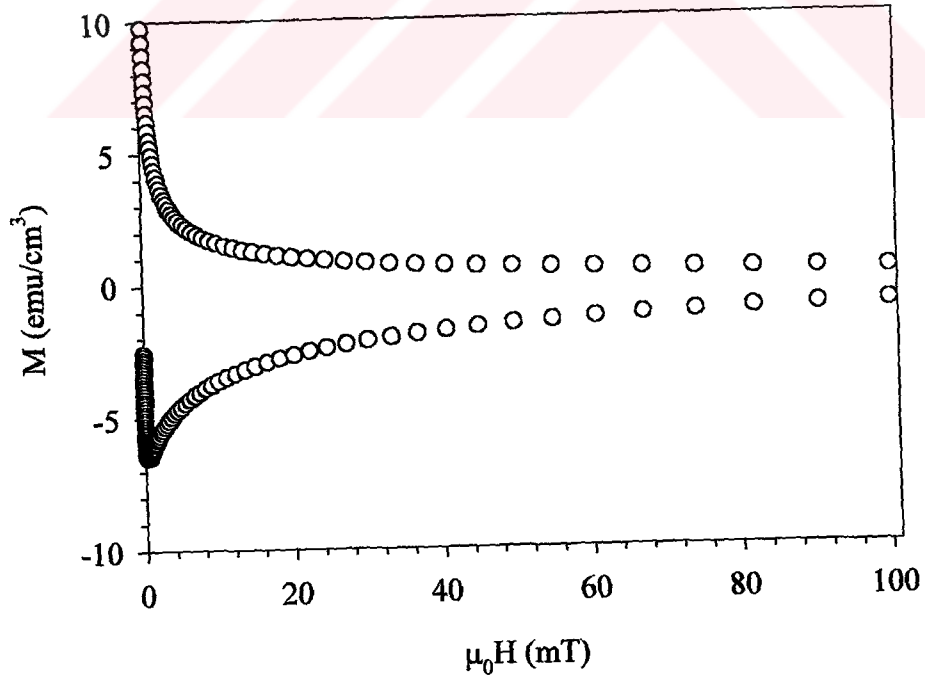
Şekil 113. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.3}\text{Yb}_{0.7}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



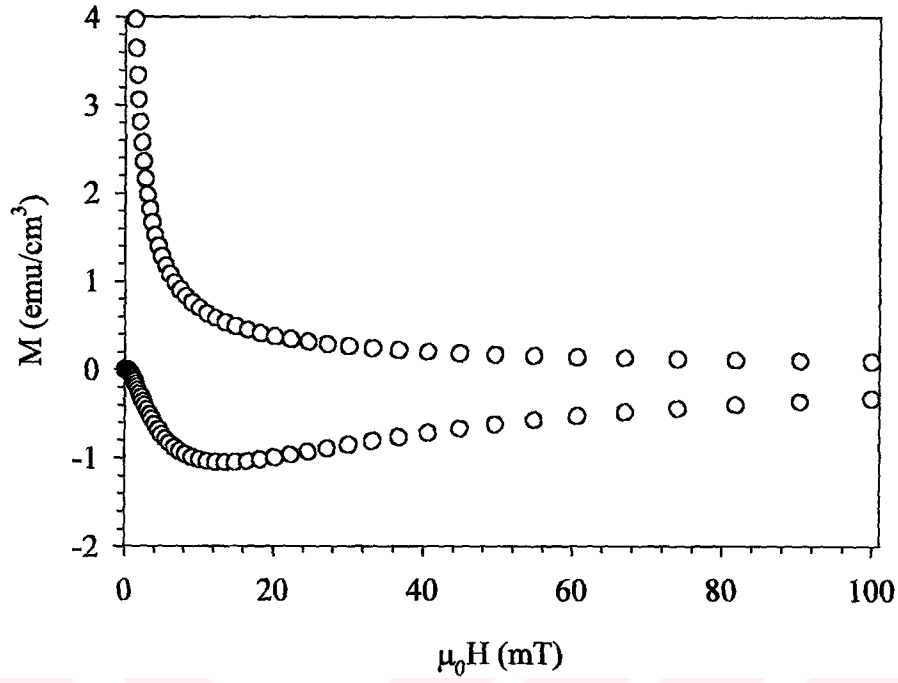
Şekil 114. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Sm}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



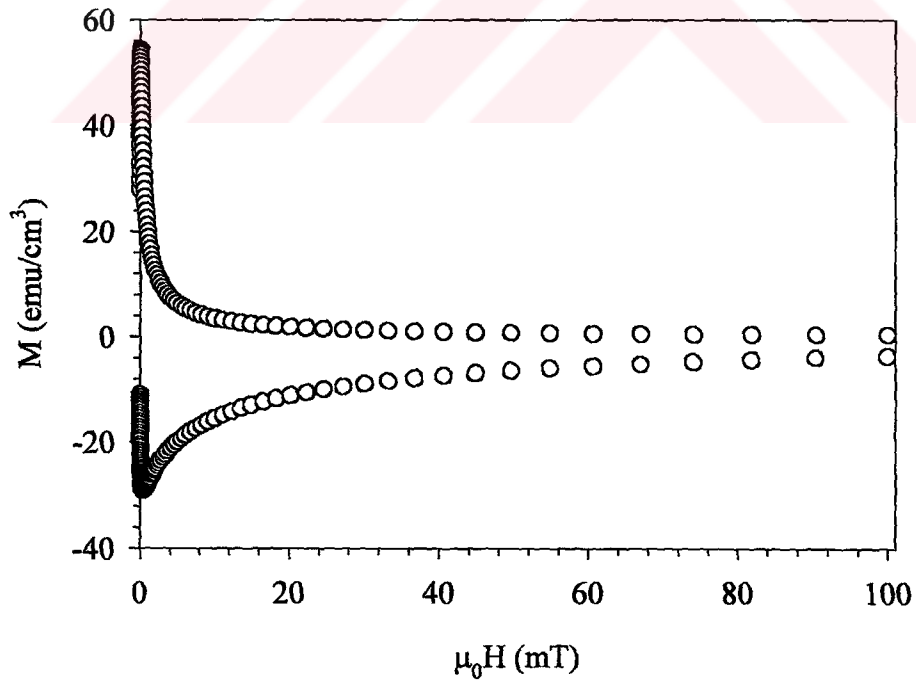
Şekil 115. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Sm}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



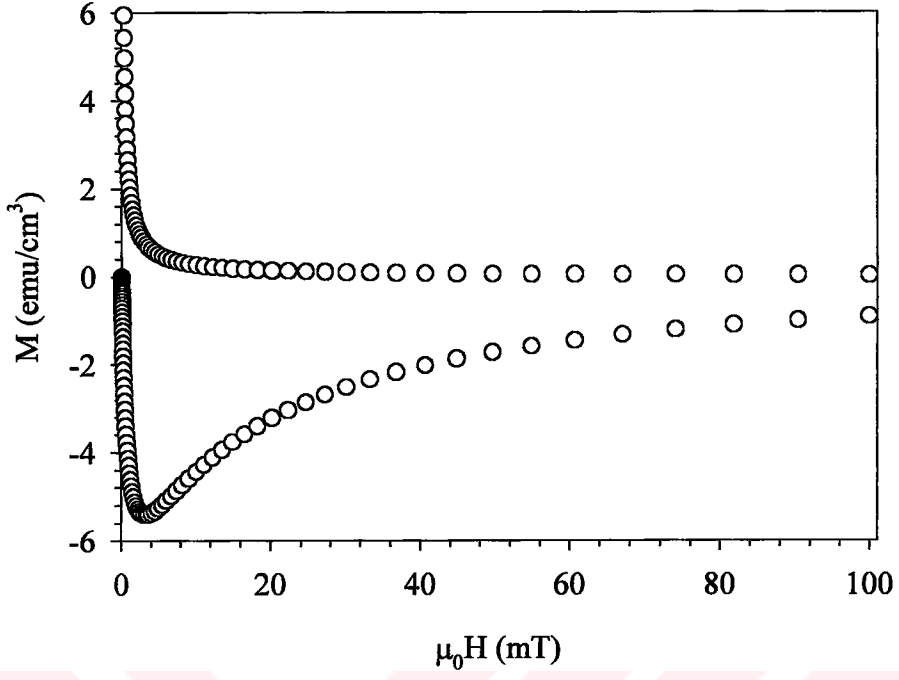
Şekil 116. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.3}\text{Sm}_{0.7}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



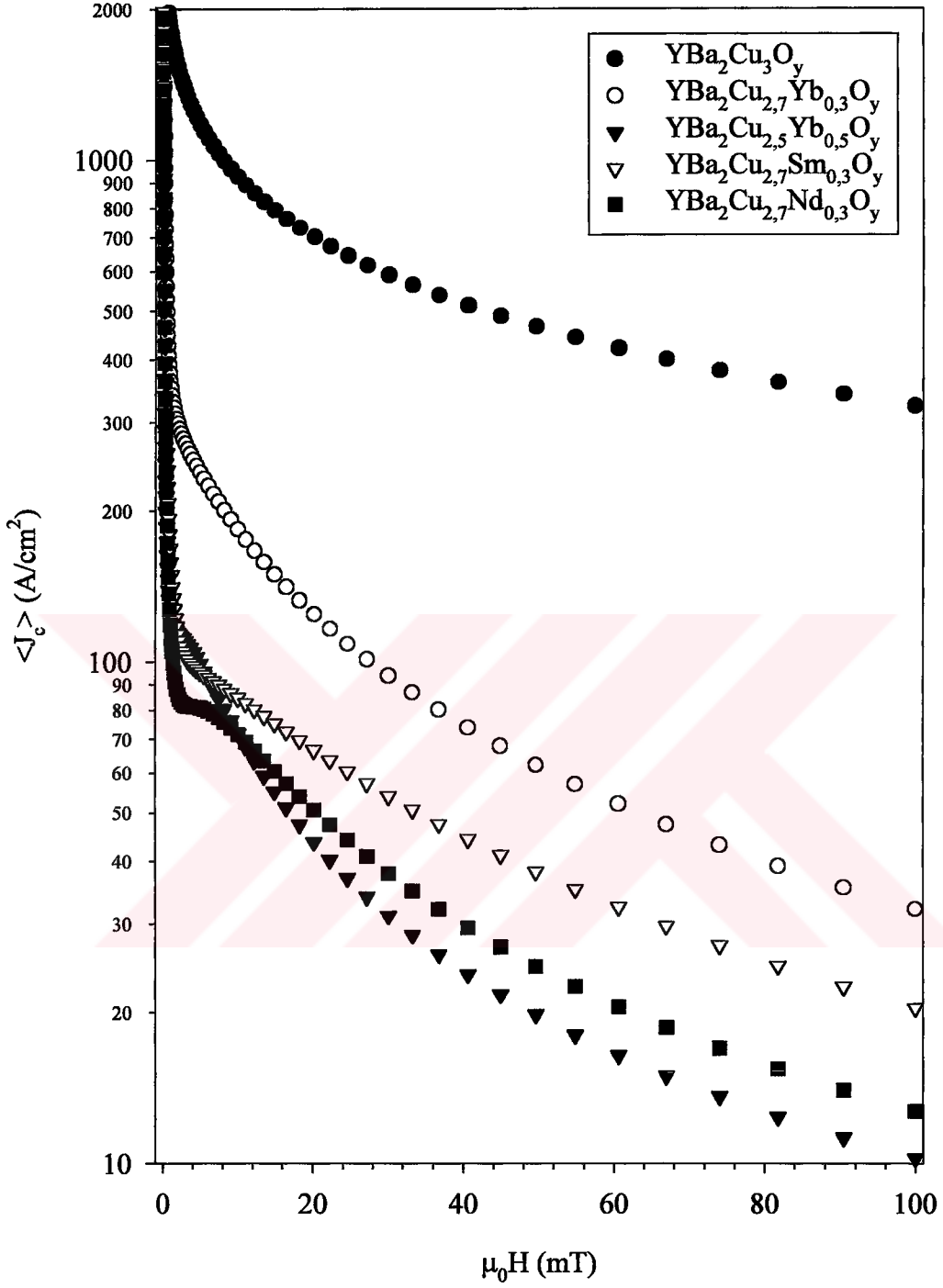
Şekil 117. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.0}\text{Sm}_{1.0}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



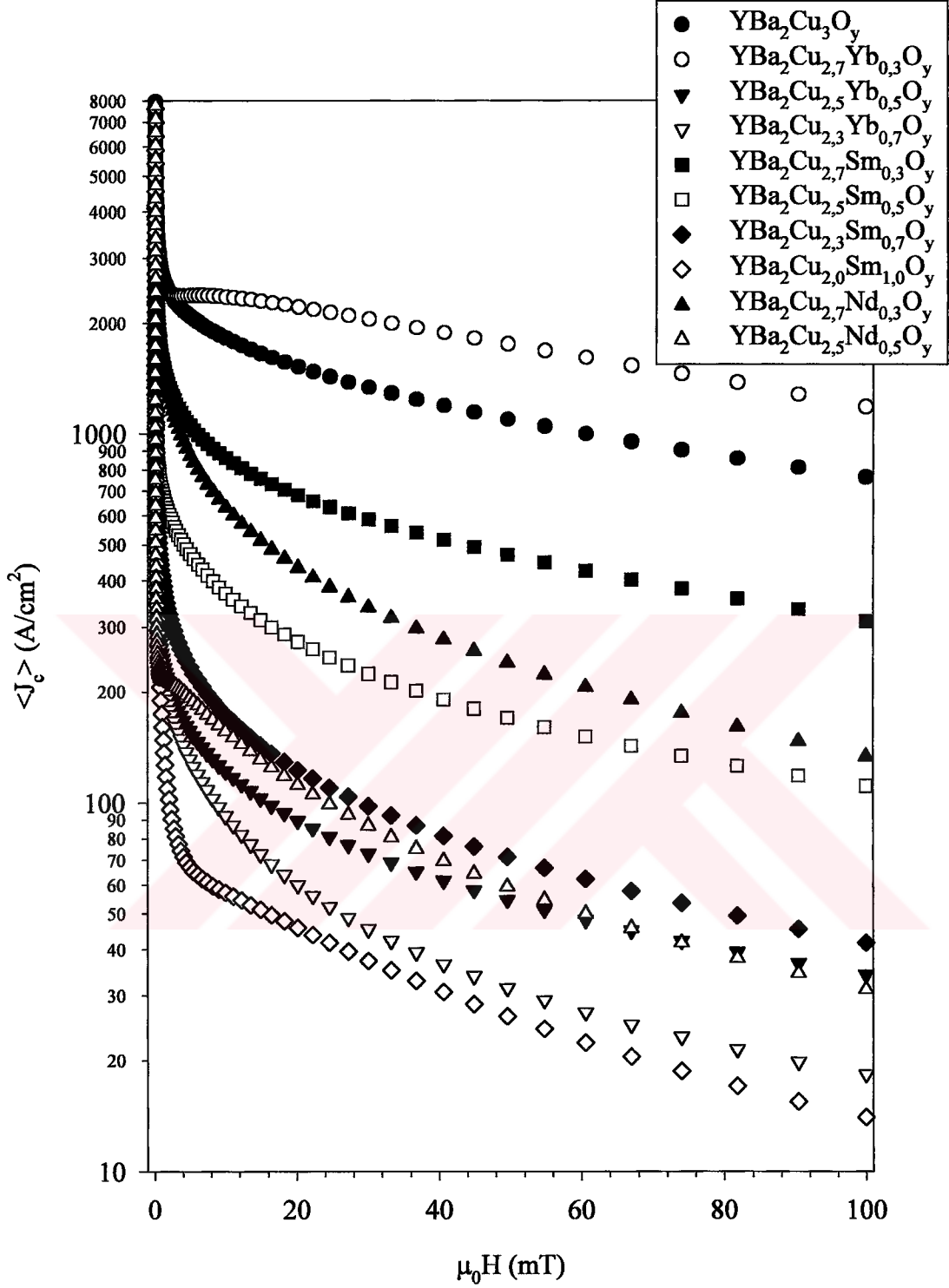
Şekil 118. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



Şekil 119. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Nd}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin birim hacmindeki manyetizasyonun alanla değişimi



Şekil 120. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden hesaplanan kritik akım yoğunlukları



Şekil 121. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$ ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numunelerinin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden hesaplanan kritik akım yoğunlukları

3.4. Direnç Ölçümleri

Dört nokta yöntemi kullanılarak kapalı devre kriyostat sisteminde tüm numunelerin sıcaklığın fonksiyonu olarak direnç değişimleri ölçüldü. Tüm numunelerin direnç değerleri 275 K sıcaklıktaki değeriyle normalize edildi. Şekil 122 katihal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin normalize edilmiş dirençlerinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Buna göre katkısız numunenin kritik sıcaklığı en iyi olup, 91,23 K değerinde olduğu bulundu. Katkı miktarı arttıkça kritik sıcaklıkta ve kritik geçiş sıcaklığı olan ΔT_c değerinde büyük bir azalma gözlenirken, $x = 0,5$ Re katkılı numuneler süperiletkenlik üst geçiş sıcaklığı ile oda sıcaklığı arasında yarıiletken davranış sergiledi. Çizelge 4 bu yöntemle üretilmiş numunelere ait kritik sıcaklık bilgilerini göstermektedir. Bu kritik sıcaklık değerleri birbirleriyle kıyaslanması açısından Şekil 123'te de grafik haline getirildi.

Çizelge 4. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için Şekil 114'ten bulunan kritik sıcaklık değerleri

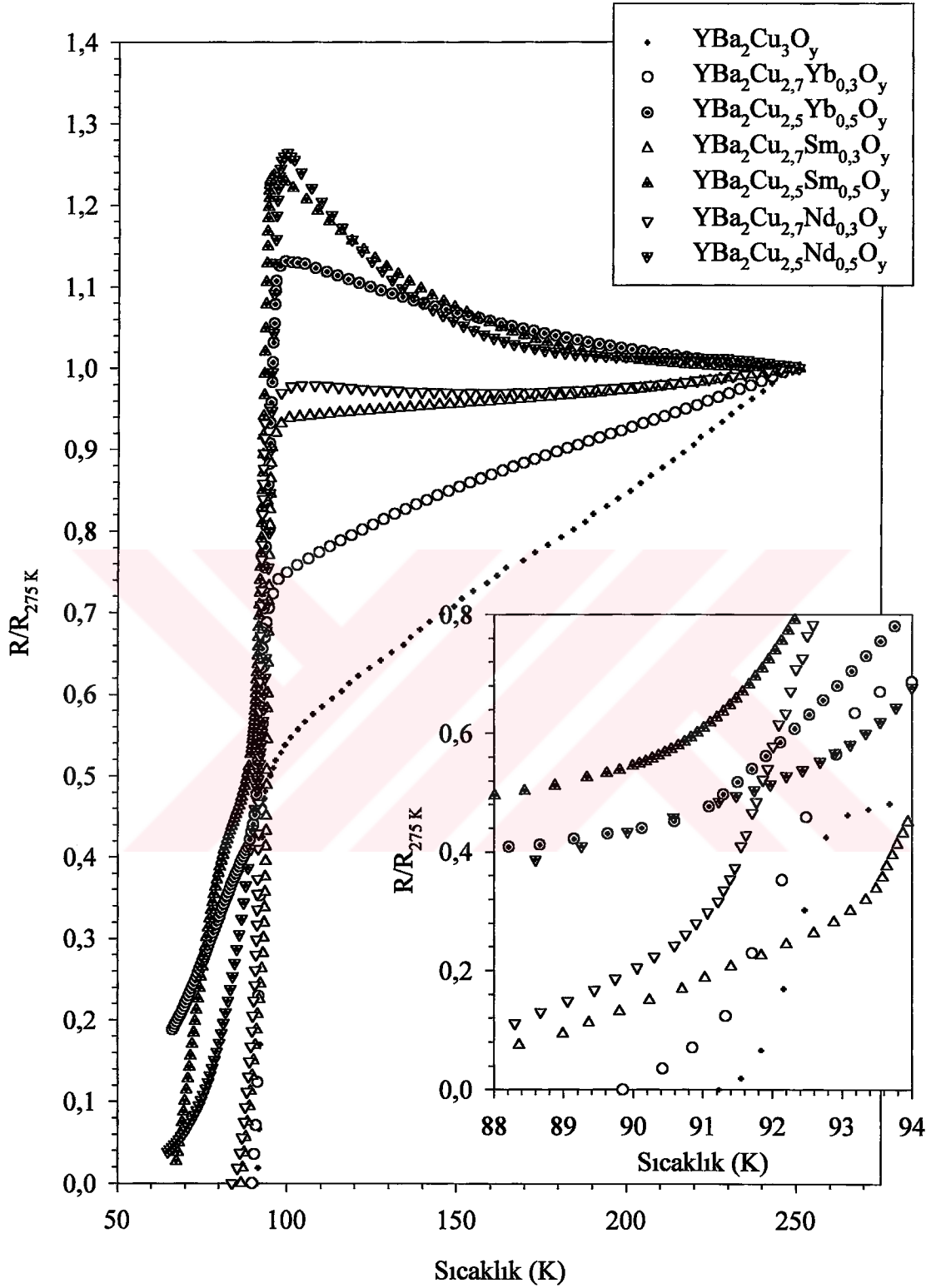
Numune	T_c^{off} (K)	T_c^{on} (K)	ΔT_c (K)
$YBa_2Cu_3O_y$	91,23	93,08	1,85
$YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$	89,85	93,19	3,34
$YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$	<66,20	79,23	13,03
$YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$	86,50	94,65	8,15
$YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$	67,34	86,28	18,94
$YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$	83,89	92,43	8,54
$YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$	<64,87	83,32	18,45

Şekil 124 FQMG yöntemiyle üretilen tüm numunelerin normalize edilmiş dirençlerinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Katkısız numunenin kritik sıcaklığı 91,82 K olarak bulundu. $x=0,3$ Yb katkılı numunenin kritik sıcaklığı 92,02 K ve $x=0,3$ Nd katkılı numunenin kritik sıcaklığı da 91,97 K olarak tespit edildi. Bununla birlikte $x=0,3$ Sm katkılı numunenin kritik sıcaklığı katkısızına göre hızlı bir biçimde azaldı (67 K) ancak, $x=0,5$ Sm katkılı numunenin kritik sıcaklığının ise yeniden yükseldiği gözlemlendi (91,01 K).

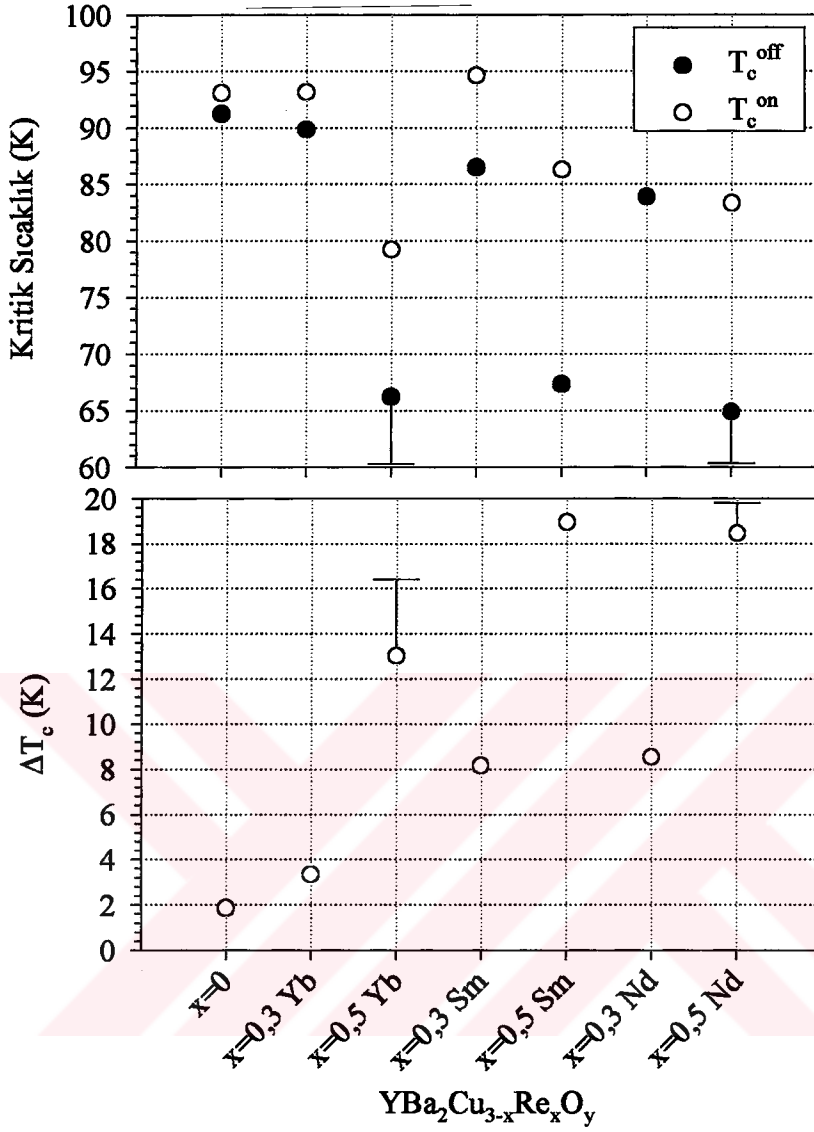
Buna göre en iyi kritik sıcaklığa sahip numune $x=0,3$ Yb katkılı numunedir. Süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı bakımından kıyaslandığında en küçük sıcaklık aralığında süperiletkene dönüşen numune $x=0,3$ Nd katkılı numune olarak tespit edildi. Yb ve Nd katkılı numunelerden katkı miktarı 0,3 olan numuneler ile Sm katkılı numunelerden de 0,5 katkılı numune kritik sıcaklık ve süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı bakımından çok iyi sonuçlar verdi, diğer numunelerde ise hızlı bir azalma gerçekleşti. Öte yandan $x=0,7, 1,0$ Yb katkılı numuneler, $x=1,0$ Sm katkılı numune ve $x=0,7, 1,0$ Nd katkılı numuneler süperiletkenliğe geçiş üst sıcaklığı ile oda sıcaklığı arasındaki bölgede yarıiletken davranış gösterdi. FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin kritik sıcaklıklarıyla ilgili bilgiler Çizelge 5'te verilmiş olup bu bilgiler kolay kıyaslama bakımından Şekil 125'te grafik olarak gösterildi.

Çizelge 5. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numuneleri için Şekil 114'ten bulunan kritik sıcaklık değerleri

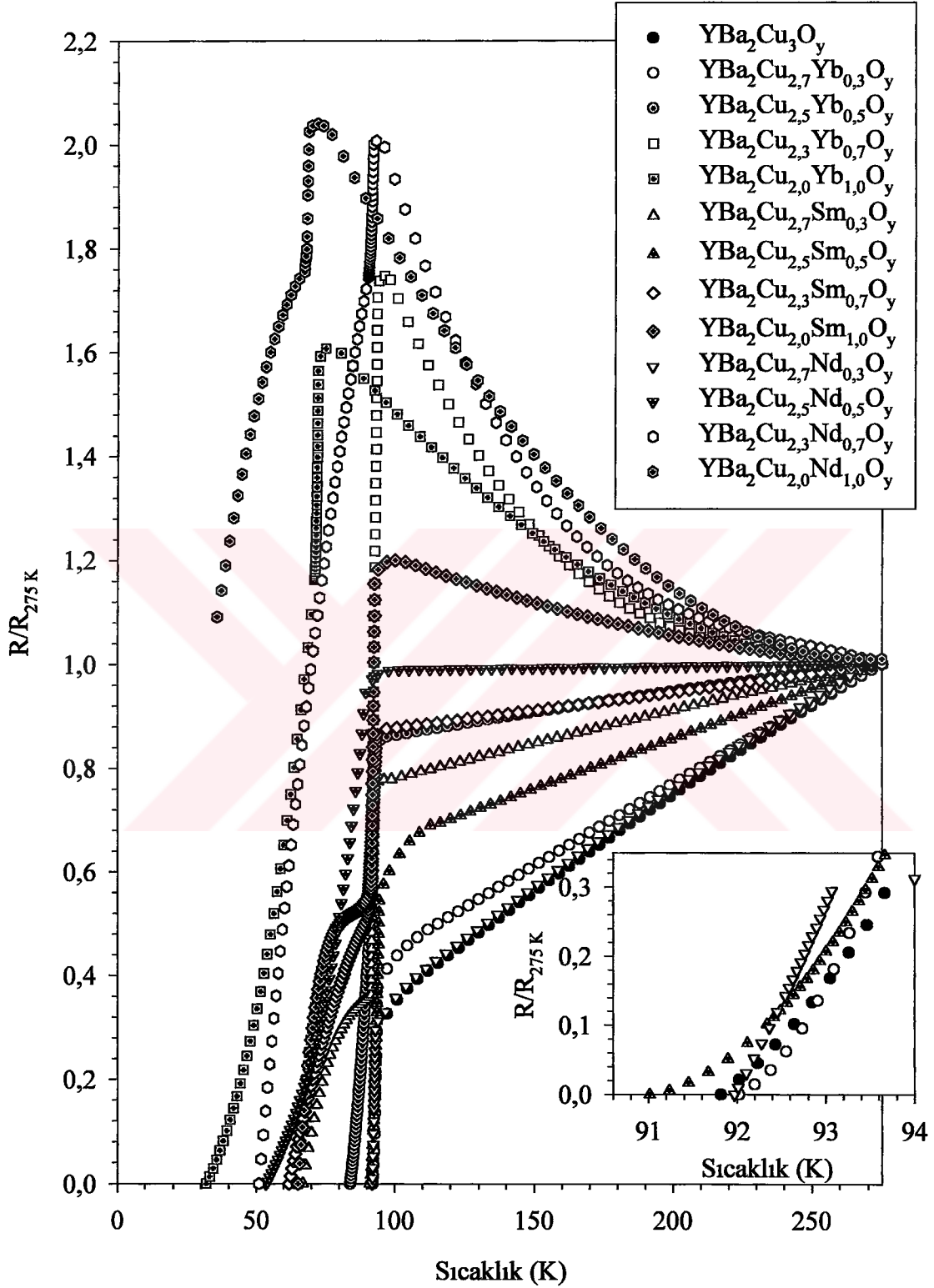
Numune	T_c^{off} (K)	T_c^{on} (K)	ΔT_c (K)
$YBa_2Cu_3O_y$	91,82	93,66	1,84
$YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$	92,02	93,65	1,63
$YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$	84,01	89,24	5,23
$YBa_2Cu_{2,3}Yb_{0,7}O_y$	65,20	90,87	25,67
$YBa_2Cu_{2,0}Yb_{1,0}O_y$	31,99	68,65	36,66
$YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$	67,00	91,54	24,54
$YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$	91,01	94,40	3,39
$YBa_2Cu_{2,3}Sm_{0,7}O_y$	62,00	88,48	26,48
$YBa_2Cu_{2,0}Sm_{1,0}O_y$	65,20	81,97	16,77
$YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$	91,97	93,06	1,09
$YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$	53,42	72,65	19,23
$YBa_2Cu_{2,3}Nd_{0,7}O_y$	51,00	90,52	39,52
$YBa_2Cu_{2,0}Nd_{1,0}O_y$	<35,88	59,39	23,51



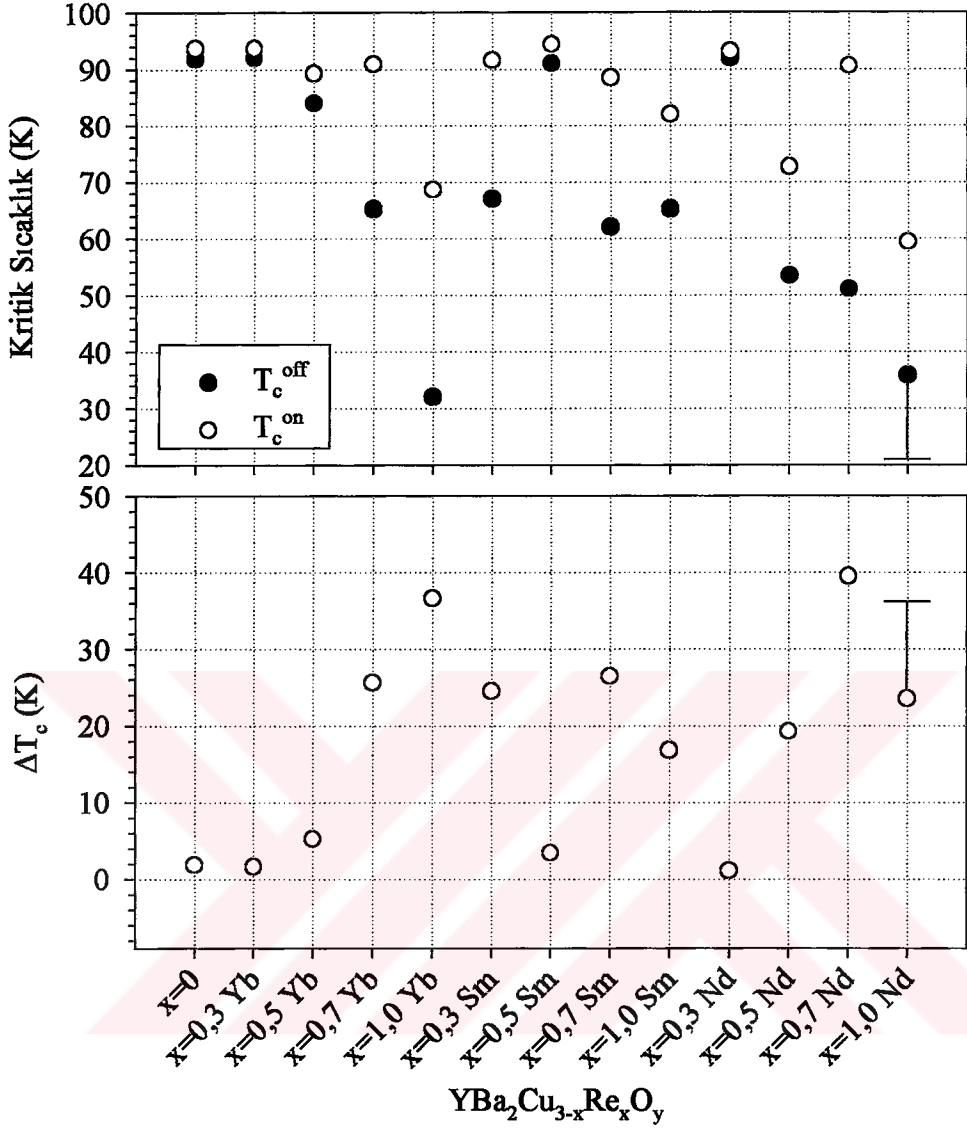
Şekil 122. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numunelerinin normalize edilmiş dirençlerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 123. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için kritik sıcaklık değerleri



Şekil 124. FQMG yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (Re=Yb, Sm, Nd ve x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0) numunelerinin normalize edilmiş dirençlerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 125. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$ ve $x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) numuneleri için kritik sıcaklık değerleri

3.5. AC Alınganlık Ölçümleri

Her iki yöntemle üretilen numunelerin sabit frekansta farklı alanlarda sıcaklığın fonksiyonu olarak AC temel harmonik alınganlıkları ölçüldü ve demagnetizasyon düzeltilmesi yapıldı. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin 125 Hz sabit frekansta 20 A/m, 40 A/m ve 80 A/m AC alanlarında sıcaklığın fonksiyonu olarak temel harmonik alınganlıkları Şekil 126-132'de gösterilmektedir. Bu yöntemle üretilen numunelerin hepsinde tanelerin ve taneler arası bölgenin süperiletkenliğe geçişleri bariz bir şekilde görüldü. Tüm numunelerde alanın artmasıyla, tanelerin süperiletkenliğe geçişinin fazla değişmediği; taneler arası bölgenin süperiletkenliğe geçişi ve temel harmonik alınganlığın sanal kısmındaki piklerin daha düşük sıcaklıklara doğru kaydığı gözlemlendi. Bununla birlikte bu piklerde genişleme tespit edildi. $x=0,5$ Yb (Şekil 128) ve $x=0,5$ Sm (Şekil 130) katkılı numunelerin sanal kısmında oluşan pikin şiddetinde, uygulanan alanın artmasıyla birlikte az bir artma gözlenirken diğer numunelerde fazla bir değişiklik gözlenmedi. Şekil 133 katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelerden $x=0,3$ Re katkılı olanların 20 A/m alandaki temel harmonik alınganlıklarının sanal ve gerçel kısımlarını bir arada göstermektedir. Buna göre $x=0,3$ Yb katkılı numunenin AC alınganlığının katkısız numuneninkine çok yakın bir davranış sergilediği; diğer numunelerin ise bu davranışın yaklaşık olarak 30 K kadar düşük sıcaklıklara kaydığı tespit edildi. Bu davranışta gözlenen kayma 0,5 Re katkılı numunelerde katkı miktarıyla birlikte daha fazla oldu (Şekil 134). Uygulanan alanın 80 A/m olduğu durumda alanın da etkisiyle birlikte katkısız numunenin temel harmonik alınganlık davranışından daha fazla değişiklik olduğu gözlemlendi (Şekil 135 ve Şekil 136).

FQMG yöntemi ile üretilen numuneler manyetik alana daha fazla dayanıklı olduğu için katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelerden daha yüksek alanlarda ölçümler alındı. Şekil 137-143 bu yöntemle üretilen numunelerin 111 Hz sabit frekansta, 100 A/m ve 1500 A/m AC alanda sıcaklığın fonksiyonu olarak temel harmonik alınganlıklarını göstermektedir. Bu numunelerden katkısız olan numune ile $x=0,3$ Yb katkılı numunenin 500 A/m ve 1000 A/m AC alanda da ölçümleri yapıldı. Tüm numunelerin sanal piklerinin şiddeti çok küçük olduğu için bu yöntemle üretilen numunelerin ayrıca 1500 A/m AC alanda üçüncü harmonik alınganlıkları da ölçüldü. Buna göre tüm numunelerde, yüksek alanlarda bile alana bağlılığın az olduğu gözlemlendi. Katkısız numunenin süperiletkenliğe geçişinin çok keskin bir biçimde olduğu tespit edildi (Şekil 137). Bununla birlikte bu

numuneye ait sanal pik çok dar ve keskin biçimde oluştu. Pikte herhangi bir fazın etkisinin olmadığı üçüncü harmonik alınganlıktan açık bir şekilde görüldü. Uygulanan alanla birlikte pik şiddetlerinde ve pik alanlarında artış gözlenirken, alanın artmasıyla sanal piklerin yaklaşık 2,5 K kadar düşük sıcaklığa doğru kaydığı tespit edildi. $x=0,3$ Yb katkılı numunenin katkısız numuneye göre daha keskin bir biçimde süperiletkenliğe geçtiği gözlemlendi (Şekil 138). Sanal piklerde şiddetin ve pik alanının daha az olduğu tespit edildi. Bununla birlikte sanal piklerde ikinci fazın varlığı açık bir şekilde görüldü (Şekil 138c). Yb katkı miktarı 0,5 olan numunenin temel harmonik alınganlığı incelendiğinde 60 K sıcaklıkta bile tam olarak süperiletkenlik geçişi tamamlamadığı tespit edildi (Şekil 139). Bu numuneye ait üçüncü harmonikte 84 K ile 86 K sıcaklık aralığında bazı fazların etkisi görüldü.

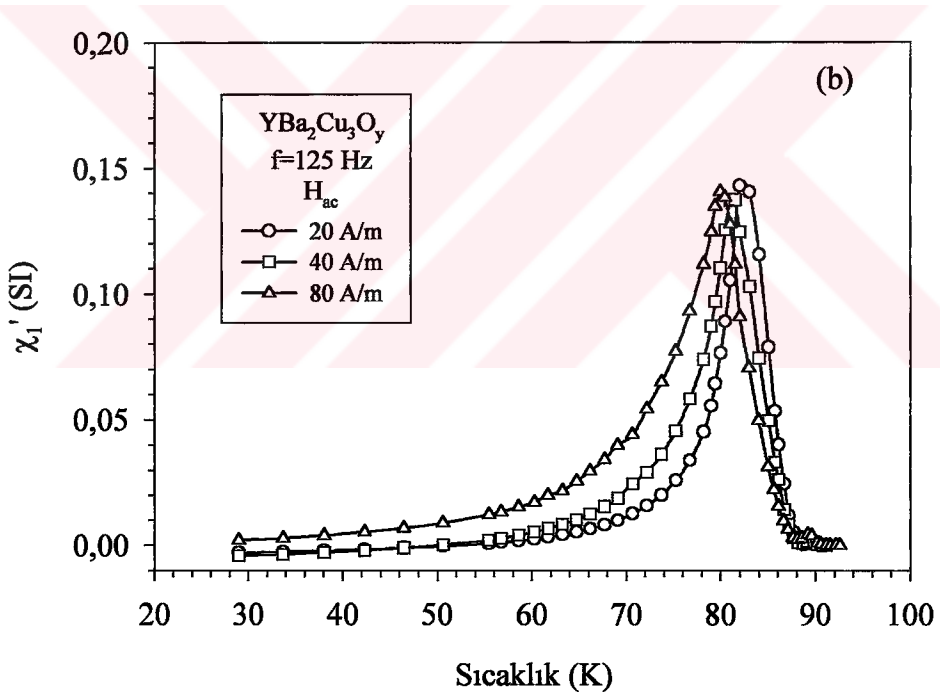
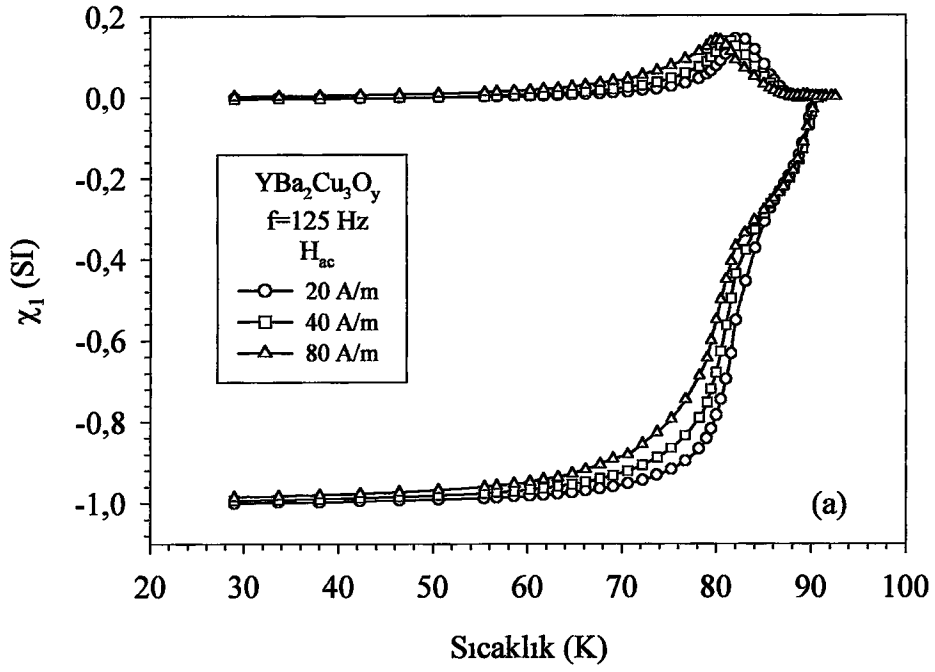
Sm katkı miktarı 0,3 olan numunede 55 K sıcaklıkta hemen hemen süperiletkenlik geçişi tamamladığı gözlemlendi (Şekil 140). Bu numunenin sanal kısmında iki pikin ve ayrıca 65 K civarında da üçüncü bir pikin varlığına rastlandı. $x=0,5$ Sm katkılı numunenin 0,3 katkılı numuneye göre daha iyi bir AC alınganlık sergiledi (Şekil 141). Bu numune $x=0,3$ Sm katkılı numuneden yaklaşık 25 K daha yüksek sıcaklıkta süperiletkenlik geçişi tamamladı. Yine bu numunede de iki pik gözlemlendi ancak üçüncü harmonikten görüldüğü gibi birinci pikin daha küçük diğerinin daha büyük olduğu ve bu piklerin birbirlerini örtüştürdüğü gözlemlendi.

En keskin biçimde süperiletkenliğe geçiş yapan numune $\Delta T=3,36$ K ile $x=0,3$ Nd katkılı numune oldu (Şekil 142). Bu numunenin üçüncü harmonik alınganlığından 84 K civarında başka bir fazın az bir etkisi gözlemlendi. Nd katkı miktarı 0,5 olan numunenin temel harmonik alınganlığının gerçel kısmı tıpkı $x=0,3$ Sm katkılı numunede olduğu gibi bir davranış sergiledi (Şekil 143). Sanal kısmında ise diğer numunelere göre daha geniş ancak şiddeti daha küçük olan bir pik oluştu.

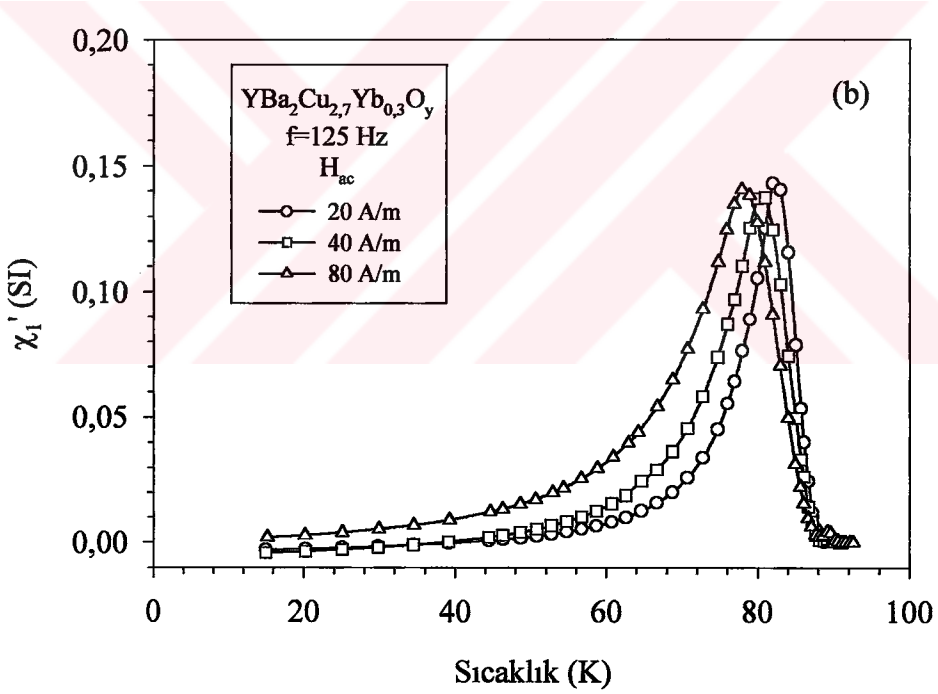
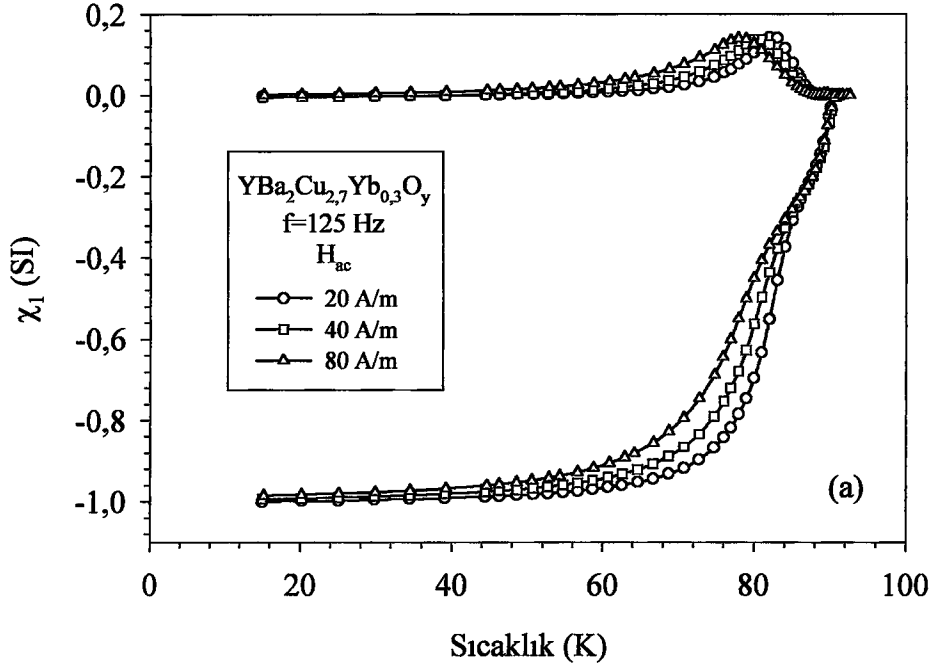
Şekil 144 FQMG yöntemi ile üretilen numunelerden $x=0,3$ Re katkılı olanlarının 100 A/m alanda AC temel harmonik alınganlıklarını bir arada göstermektedir. Buna göre $x=0,3$ Sm katkılı numune hariç diğer numuneler yaklaşık aynı davranışı sergiledi. Bu benzer davranış $x=0,5$ Re katkılı numunelerin alınganlıkları bir arada incelendiğinde gözlemlenmedi (Şekil 145). Ancak $x=0,5$ Sm katkılı numune katkısız numuneden sonra daha iyi geçiş sergileyen numune oldu. Uygulanan alanın 1500 A/m olduğu durumda $x=0,3$ Re katkılı numunelerden Sm katkılı hariç diğer numunelerin alınganlıklarının gerçel kısımlarının birbiriyle benzer oldukları tespit edildi (Şekil 146). Bu numunelerin

alınanlıklarının sanal kısımlarında alanın etkisiyle küçük bir ayrışma gözlemlendi. Alınanlığın hem gerçel hem de sanal kısımlarındaki farklılıklar $x=0,5$ Re katkılı numunelerde daha da belirginleşti (Şekil 147).

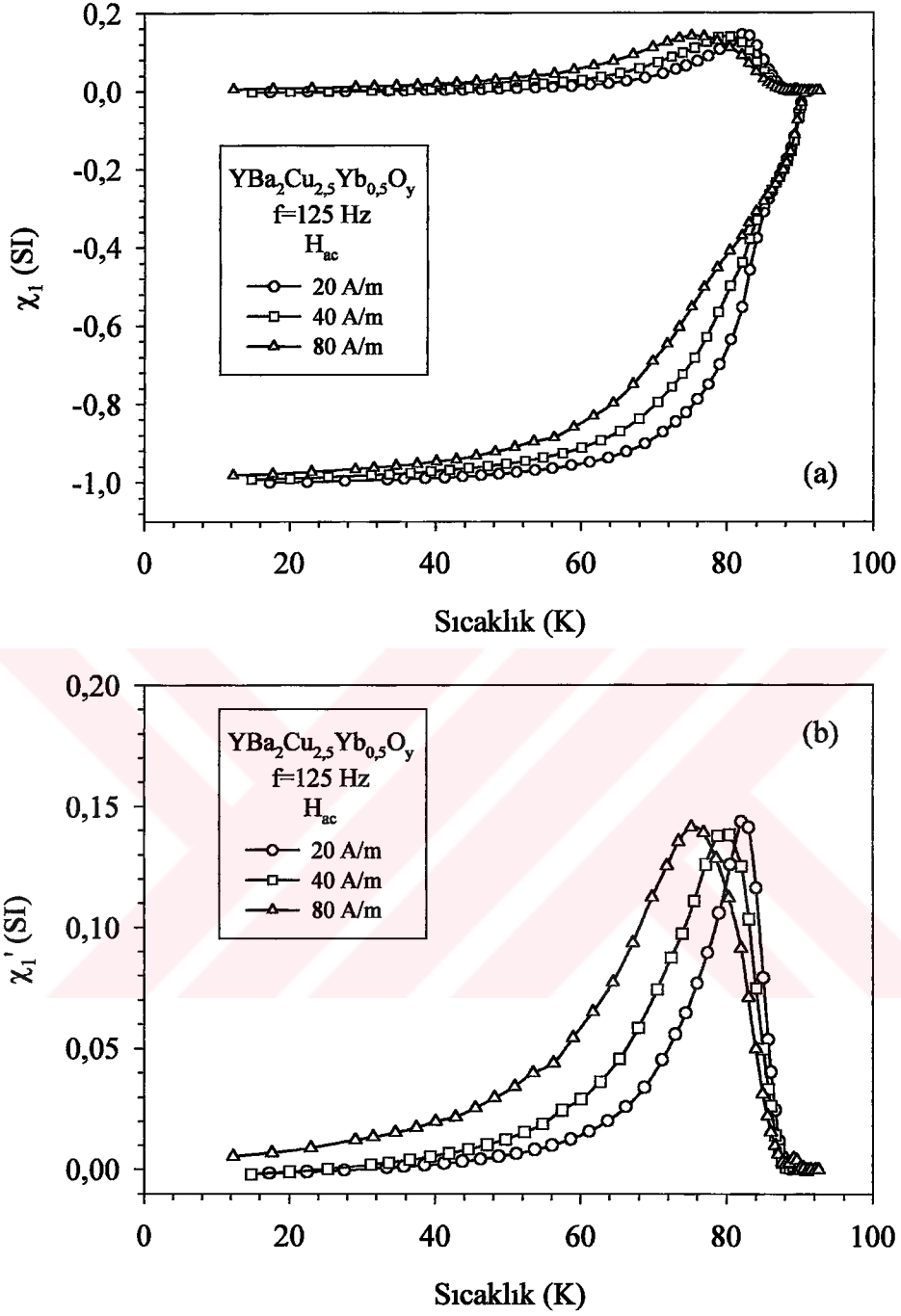
Çizelge 6 ve Çizelge 7 sırasıyla katıhal tepkime ve FQMG yöntemleri ile üretilen numunelerin AC alınanlık ölçümlerinden yararlanarak bulunan kritik sıcaklık ile süperiletkenliğe geçiş sıcaklıklarını göstermektedir. Burada ΔT_c süperiletkenliğe geçiş sıcaklık aralığı, alınanlığın gerçel kısmının %10'dan %90'a tamamlandığı sıcaklıklar dikkate alınarak bulundu. Buna göre katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelerden $x=0,3$ Yb katkılı numune 91,3 K ile en iyi kritik sıcaklık gösterirken; katkısız olan numune de 12,36 K sıcaklık aralığı ile en küçük ΔT_c ile süperiletkenlik geçişi tamamladığı görüldü. FQMG yöntemi ile üretilen numunelerde ise katkısız numune 91,6 K ile en iyi kritik sıcaklık gösterirken; $x=0,3$ Nd katkılı numune 3,36 K sıcaklık aralığı ile en küçük ΔT_c ile süperiletkenlik geçişi tamamladığı saptandı. Bununla birlikte katkısız numuneye göre $x=0,3$ Yb katkılı numune de 0,5 K kadar daha küçük sıcaklık aralığında süperiletkenlik geçişi tamamladığı tespit edildi. Hem katıhal tepkime hem de FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin alınanlık ölçümlerinden bulunan kritik sıcaklık ve süperiletkenliğe geçiş sıcaklık aralıkları sırasıyla Şekil 148 ve Şekil 149'da bir arada gösterilmektedir.



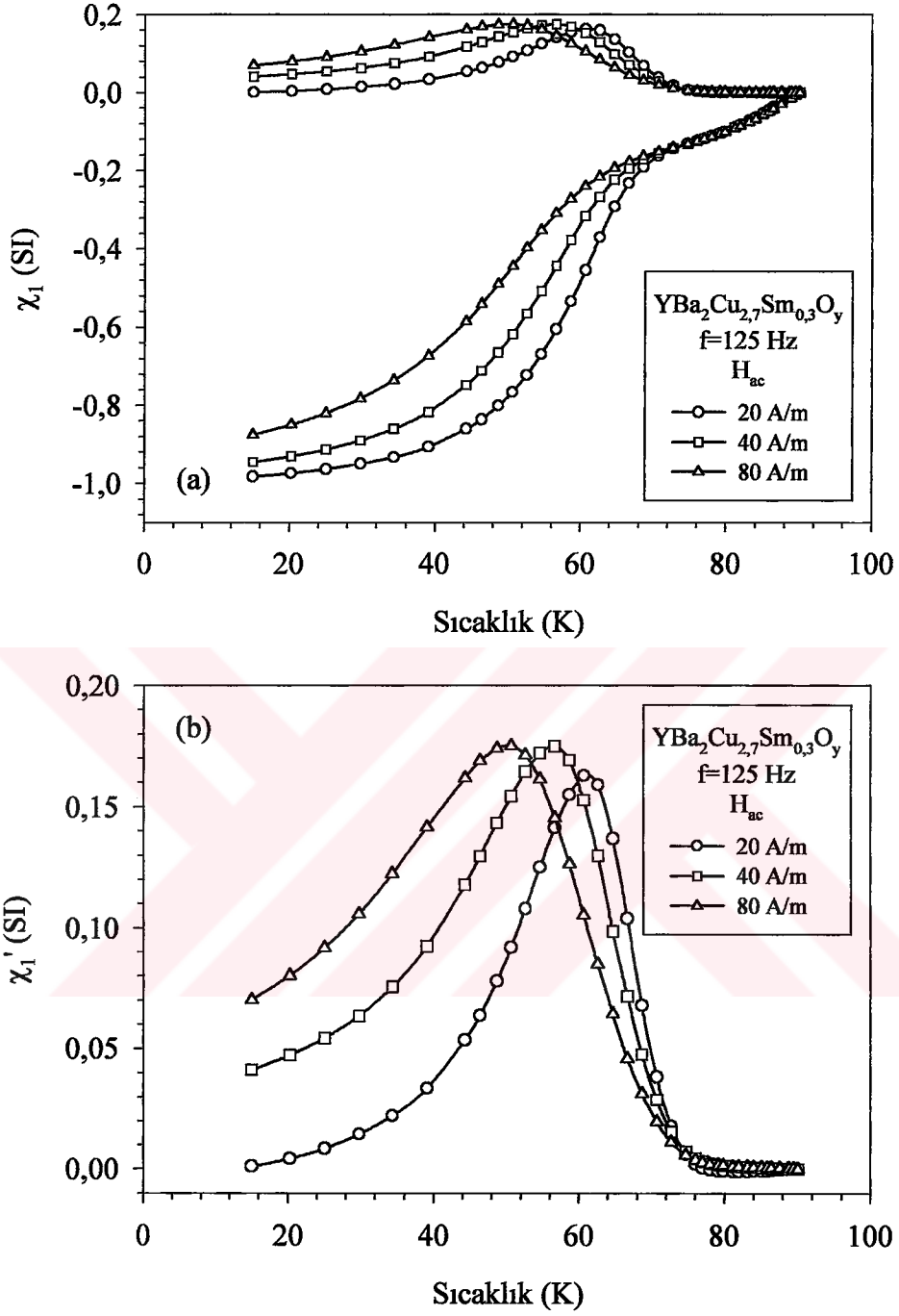
Şekil 126. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



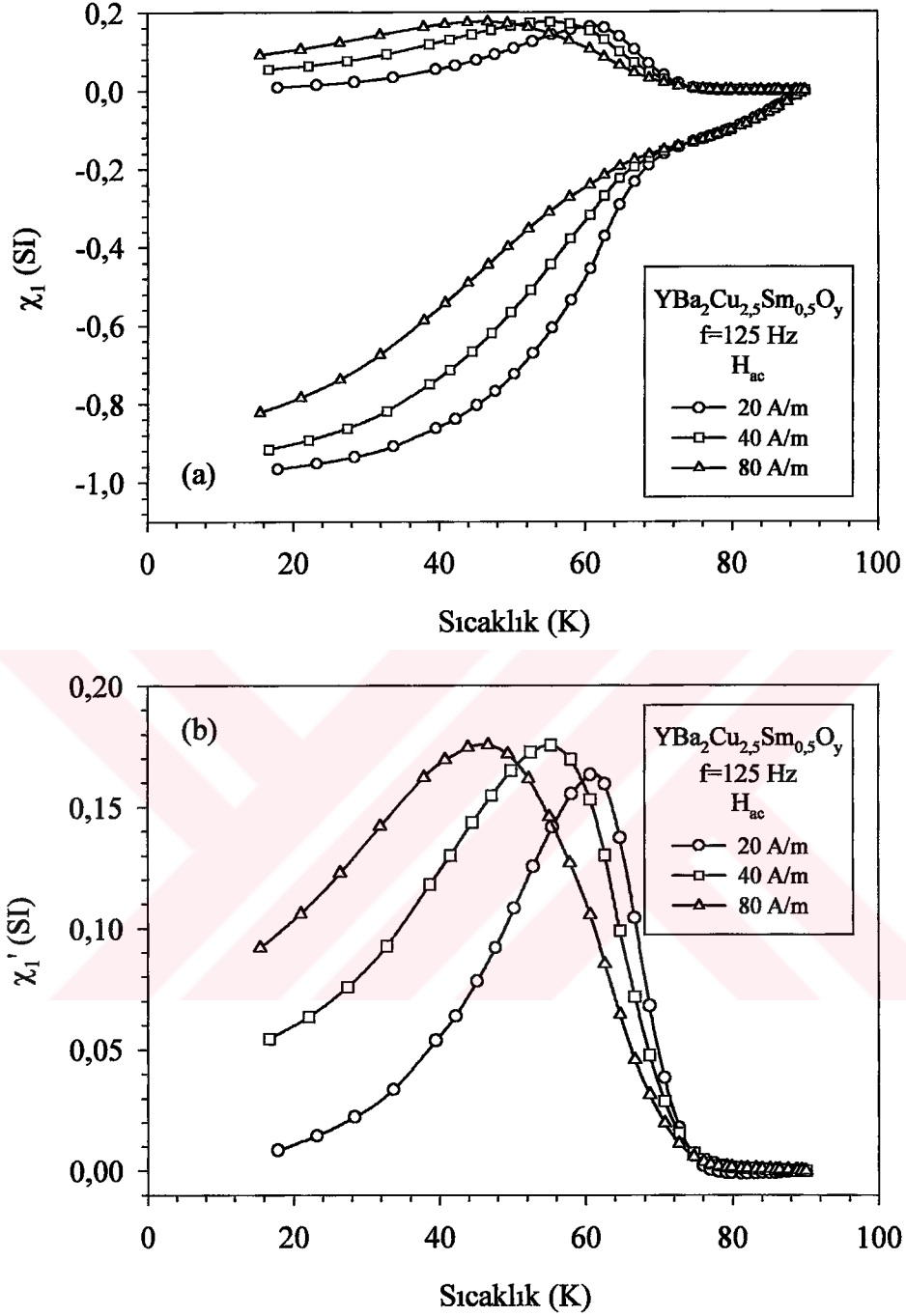
Şekil 127. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Yb}_{0,3}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



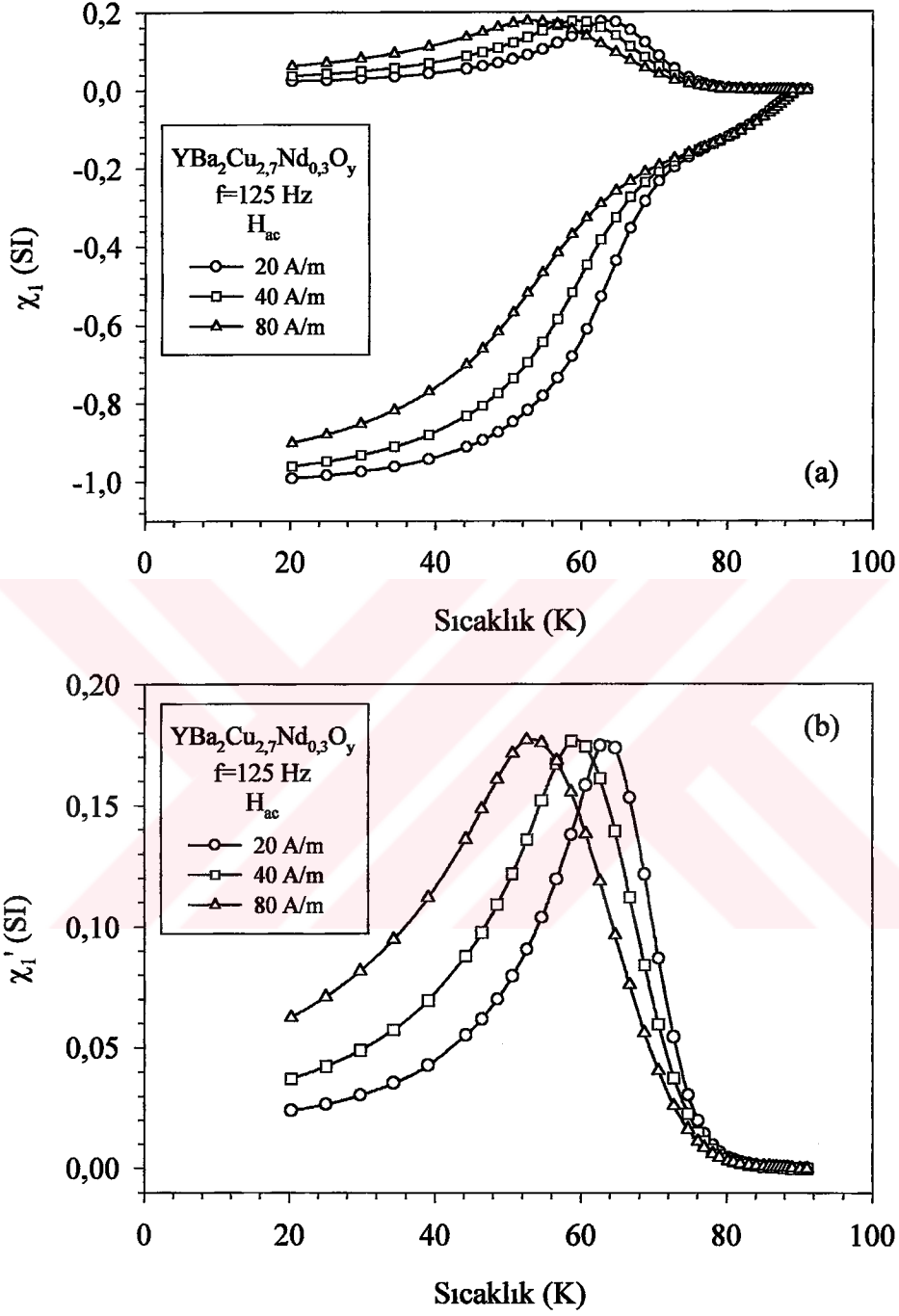
Şekil 128. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Yb}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



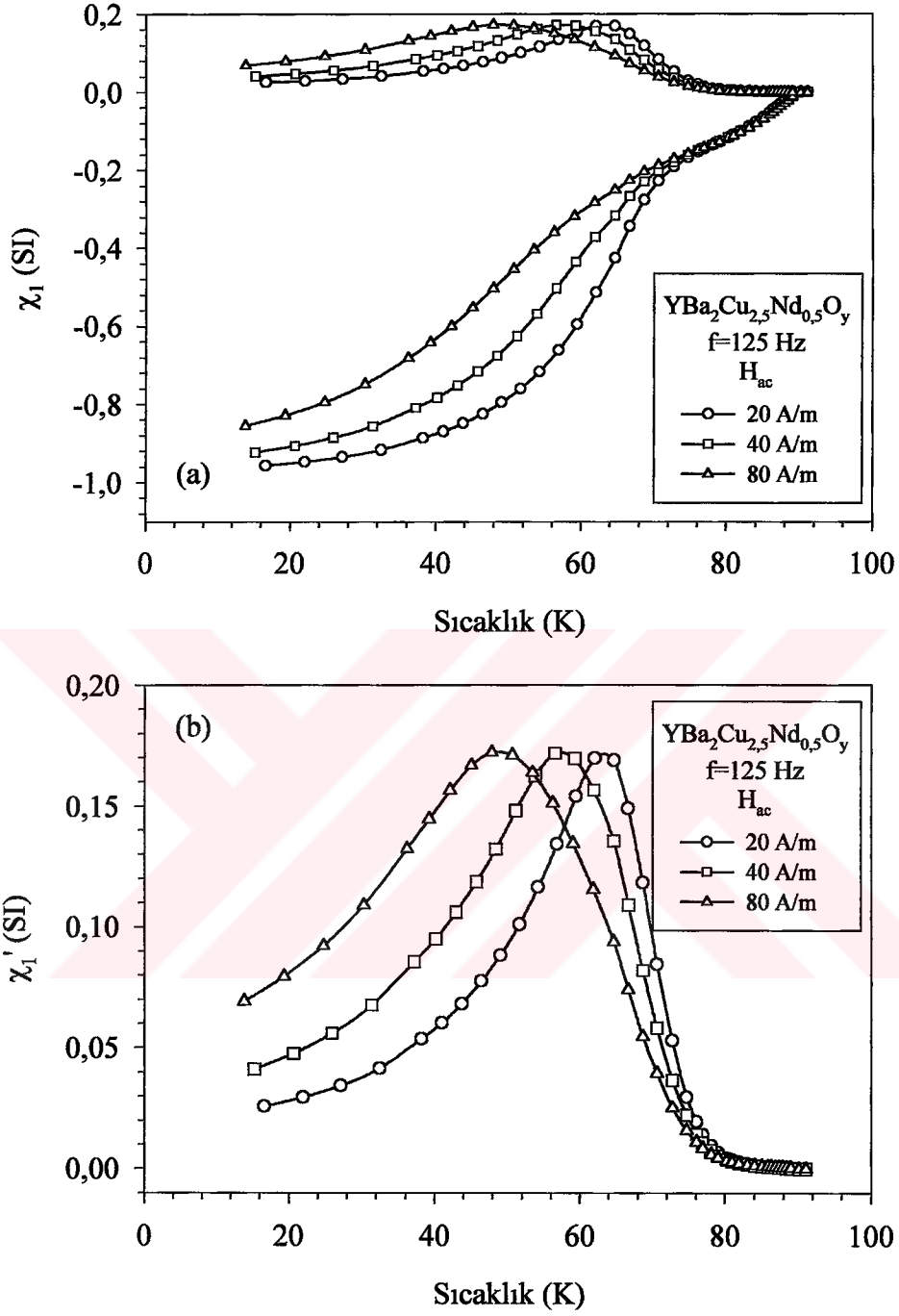
Şekil 129. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Sm}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



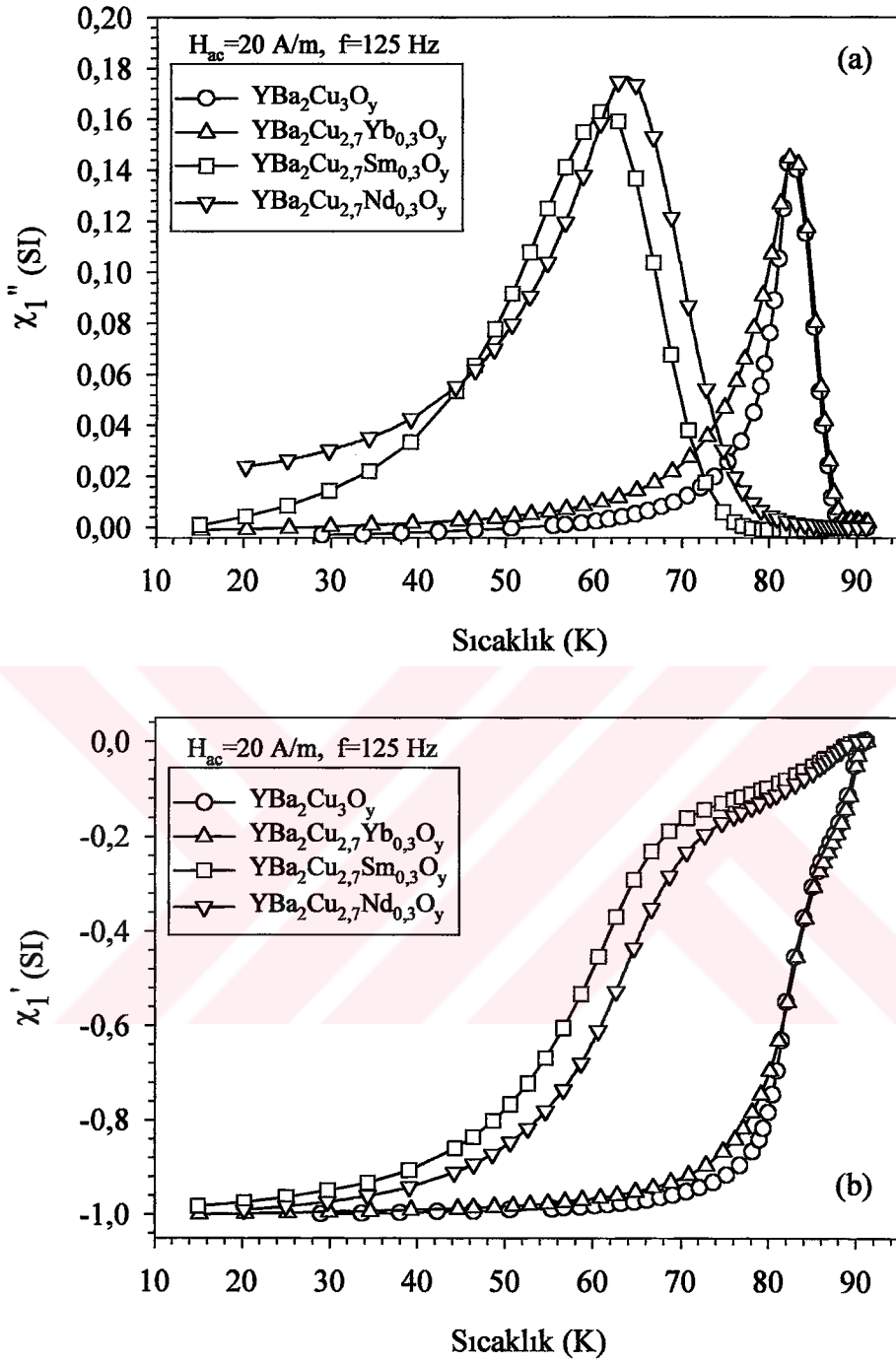
Şekil 130. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Sm}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



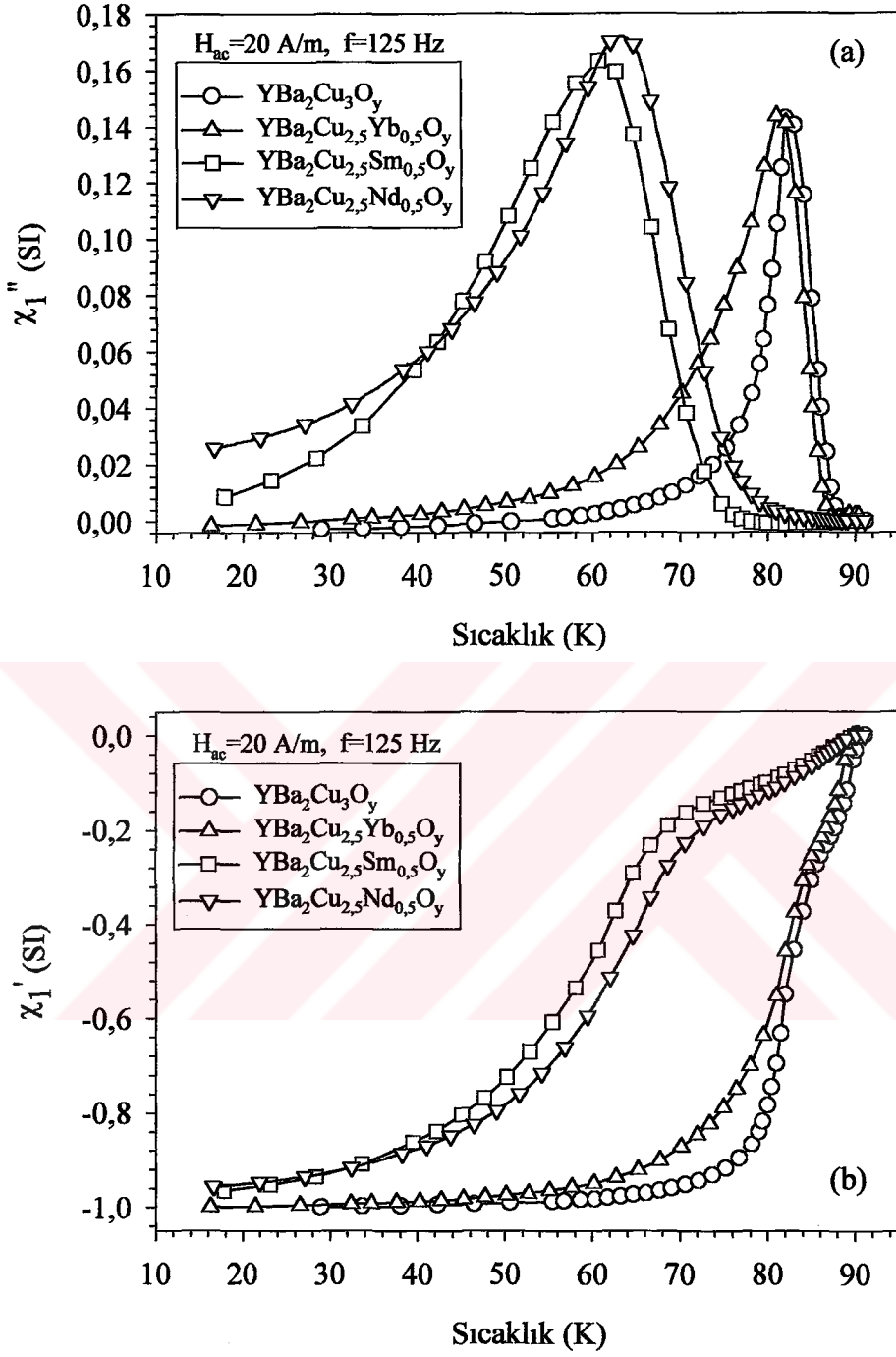
Şekil 131. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



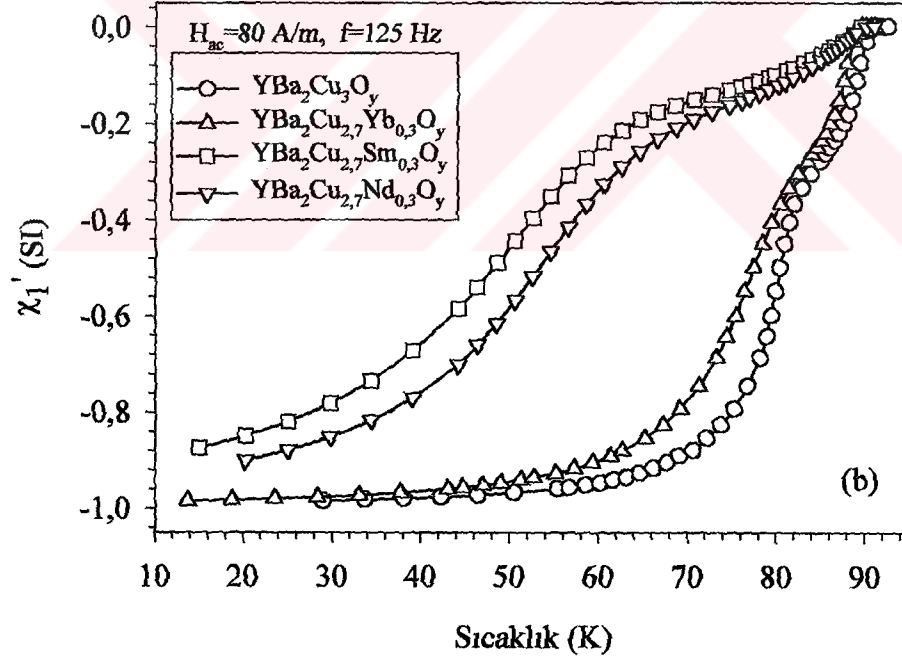
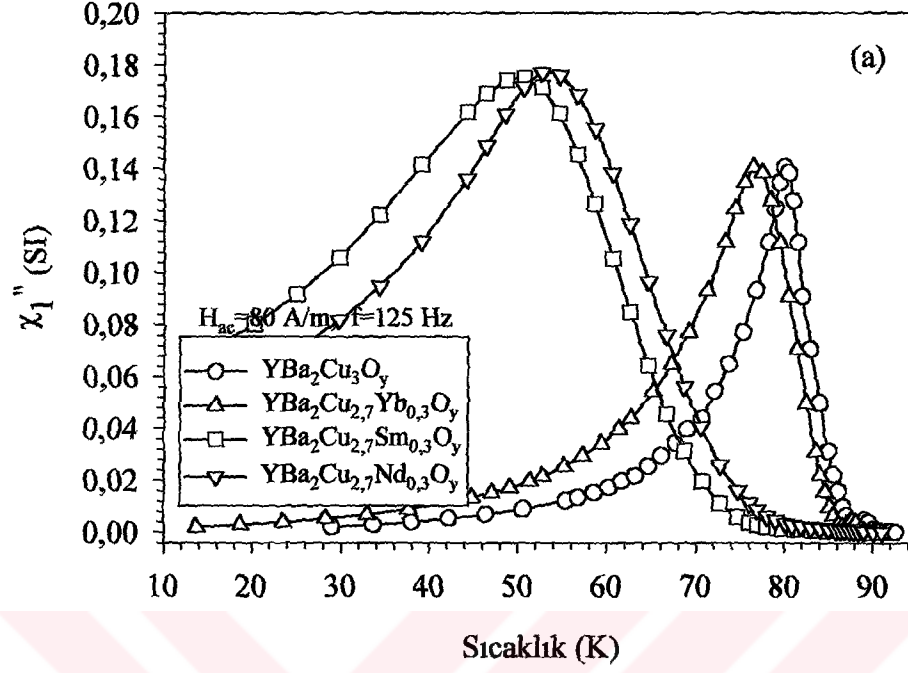
Şekil 132. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Nd}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının ve (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının sıcaklıkla değişimi



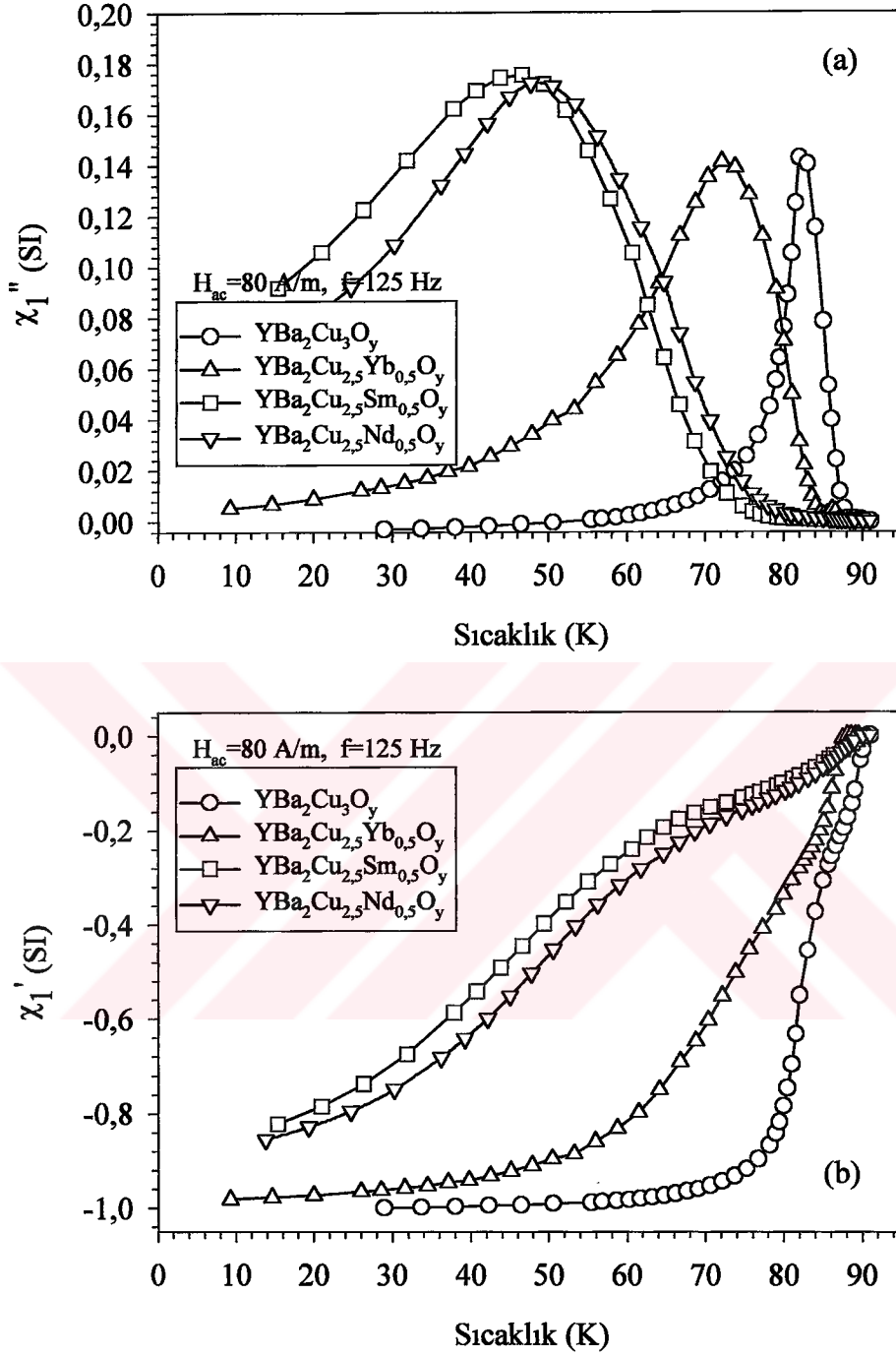
Şekil 133. Katihal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.7}Re_{0.3}O_y (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin f=125 Hz, H_{ac}=20 A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



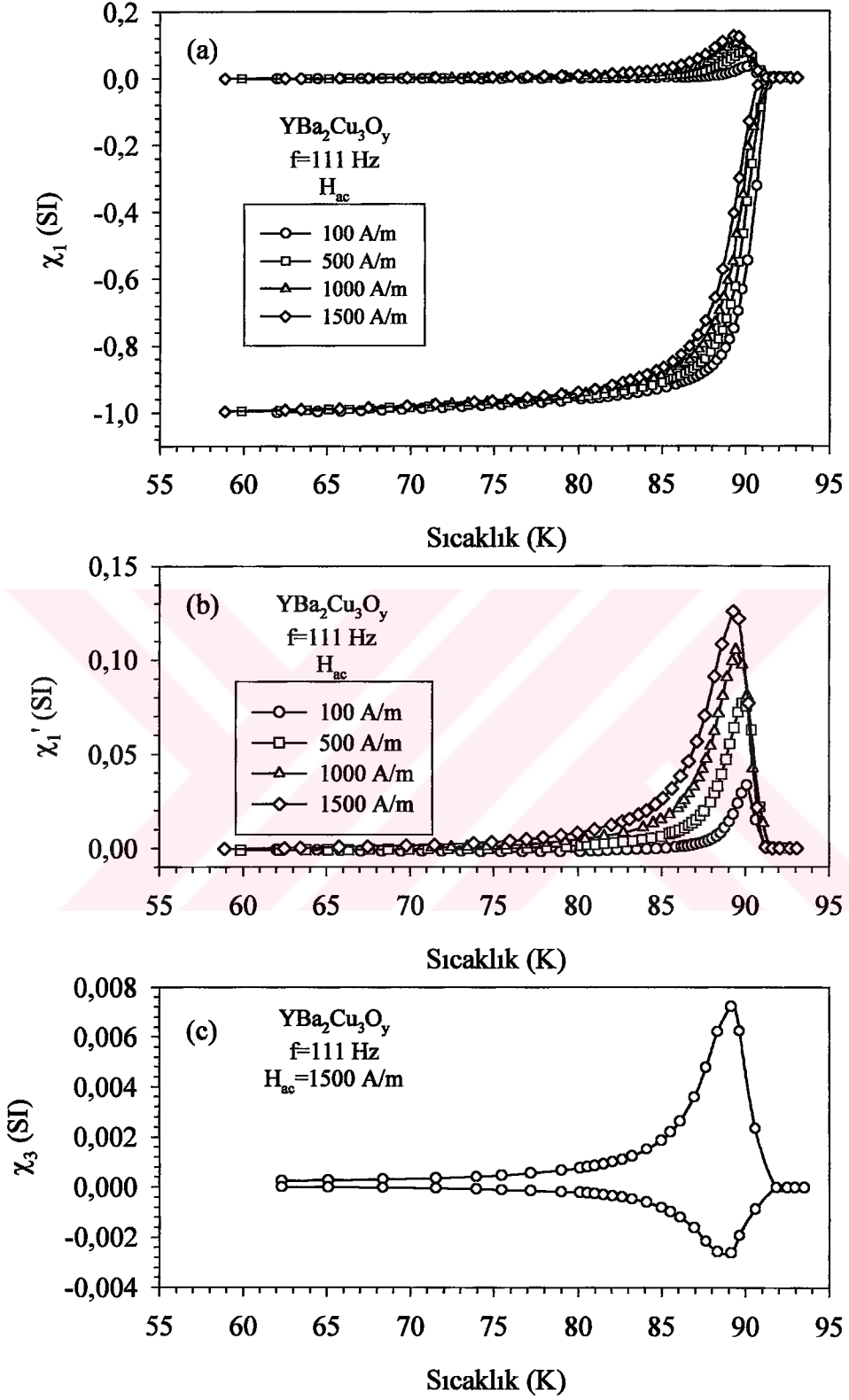
Şekil 134. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2.5}Re_{0.5}O_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$) numunelerinin $f=125$ Hz, $H_{ac}=20$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



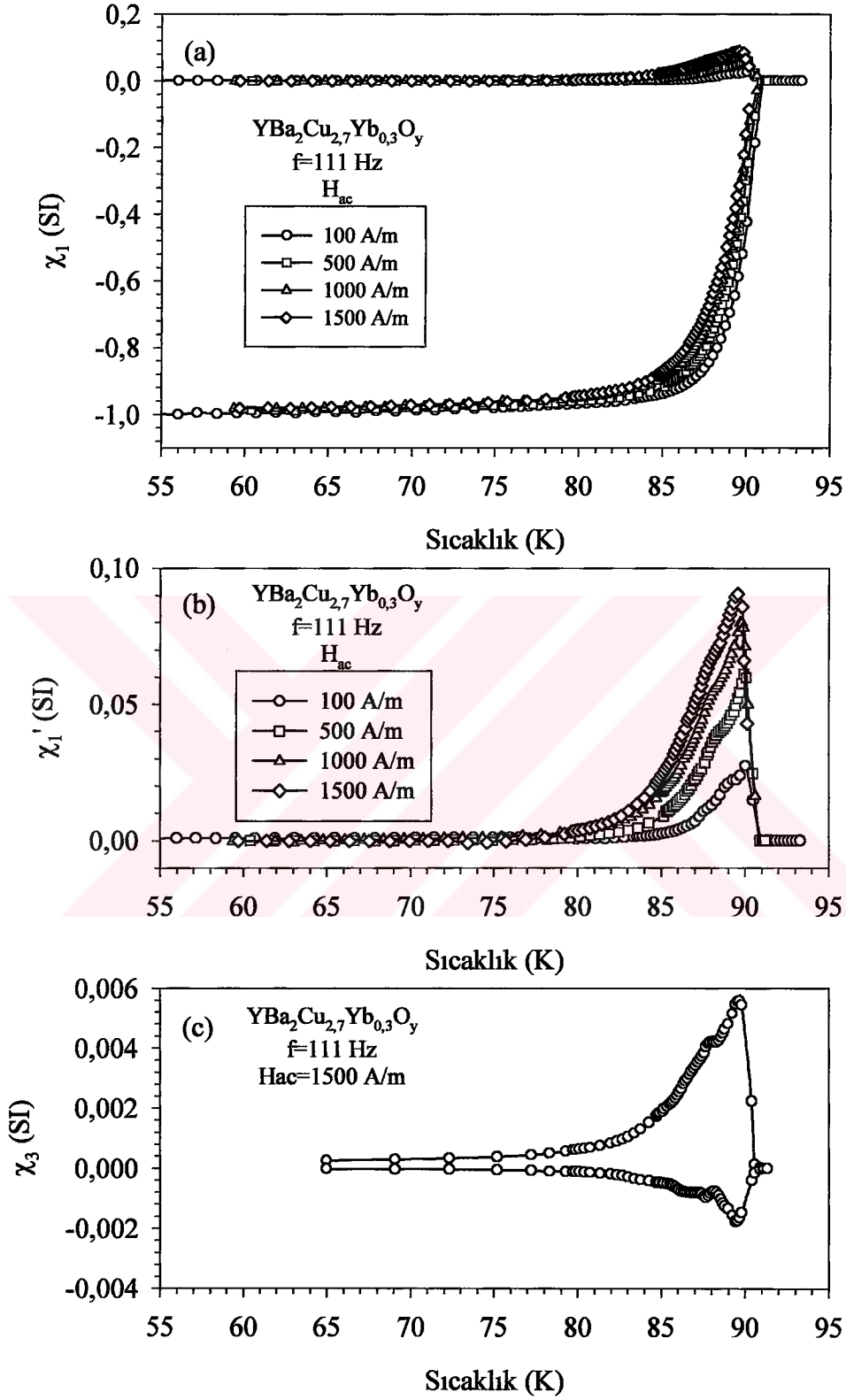
Şekil 135. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Re}_{0,3}\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$) numunelerinin $f=125 \text{ Hz}$, $H_{ac}=80 \text{ A/m}$ alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



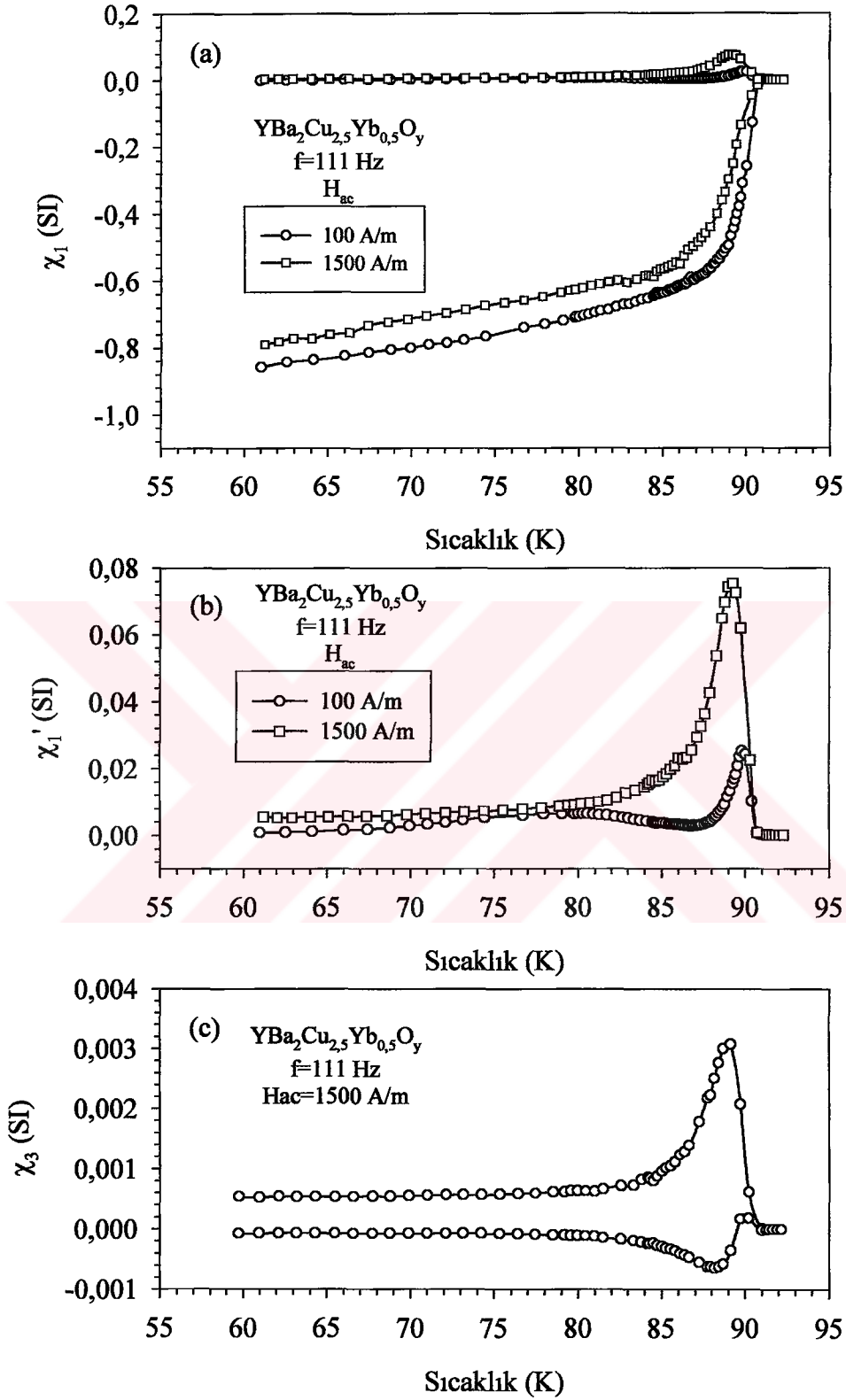
Şekil 136. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{2.5}Re_{0.5}O_y (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin f=125 Hz, H_{ac}=80 A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



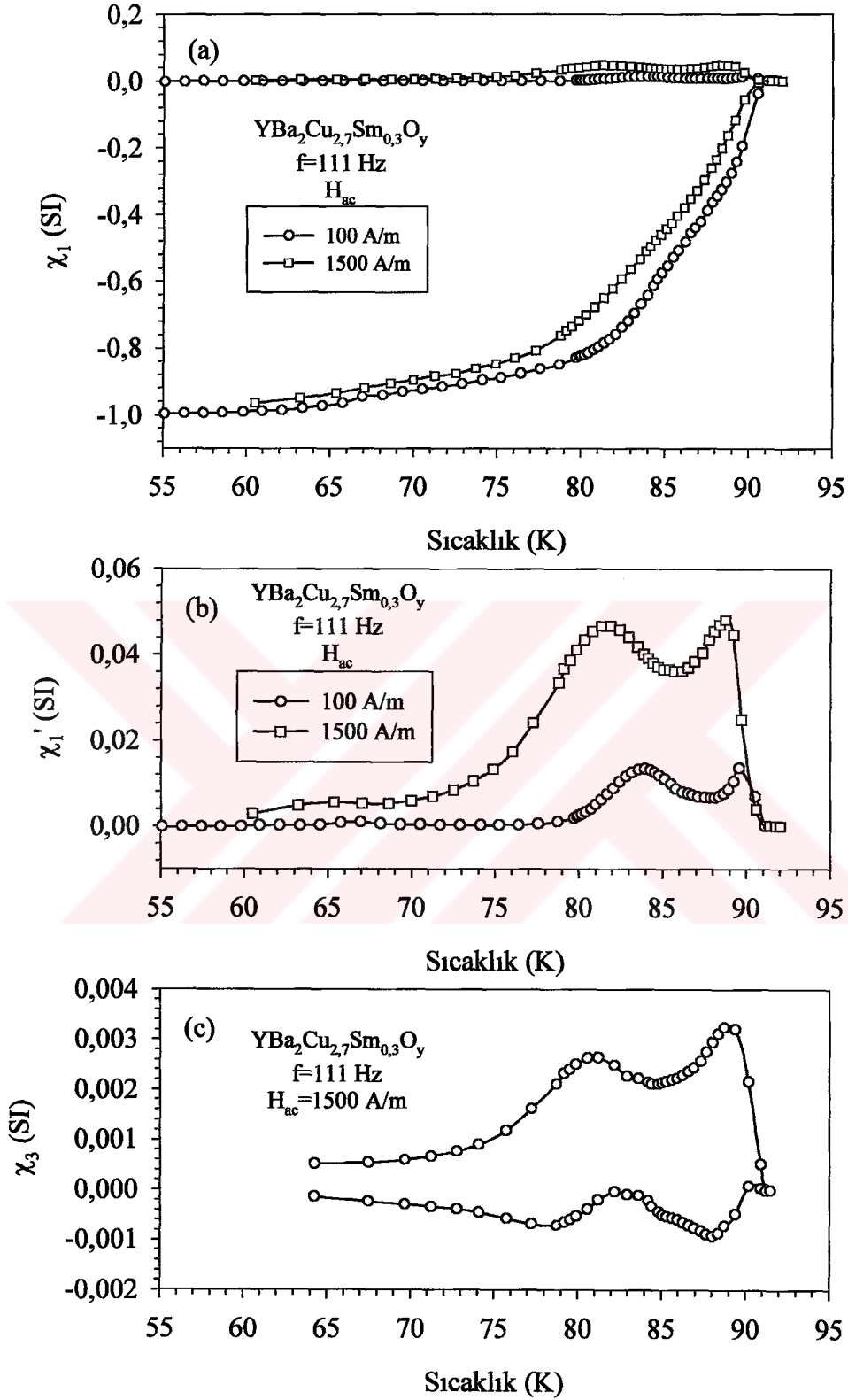
Şekil 137. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi



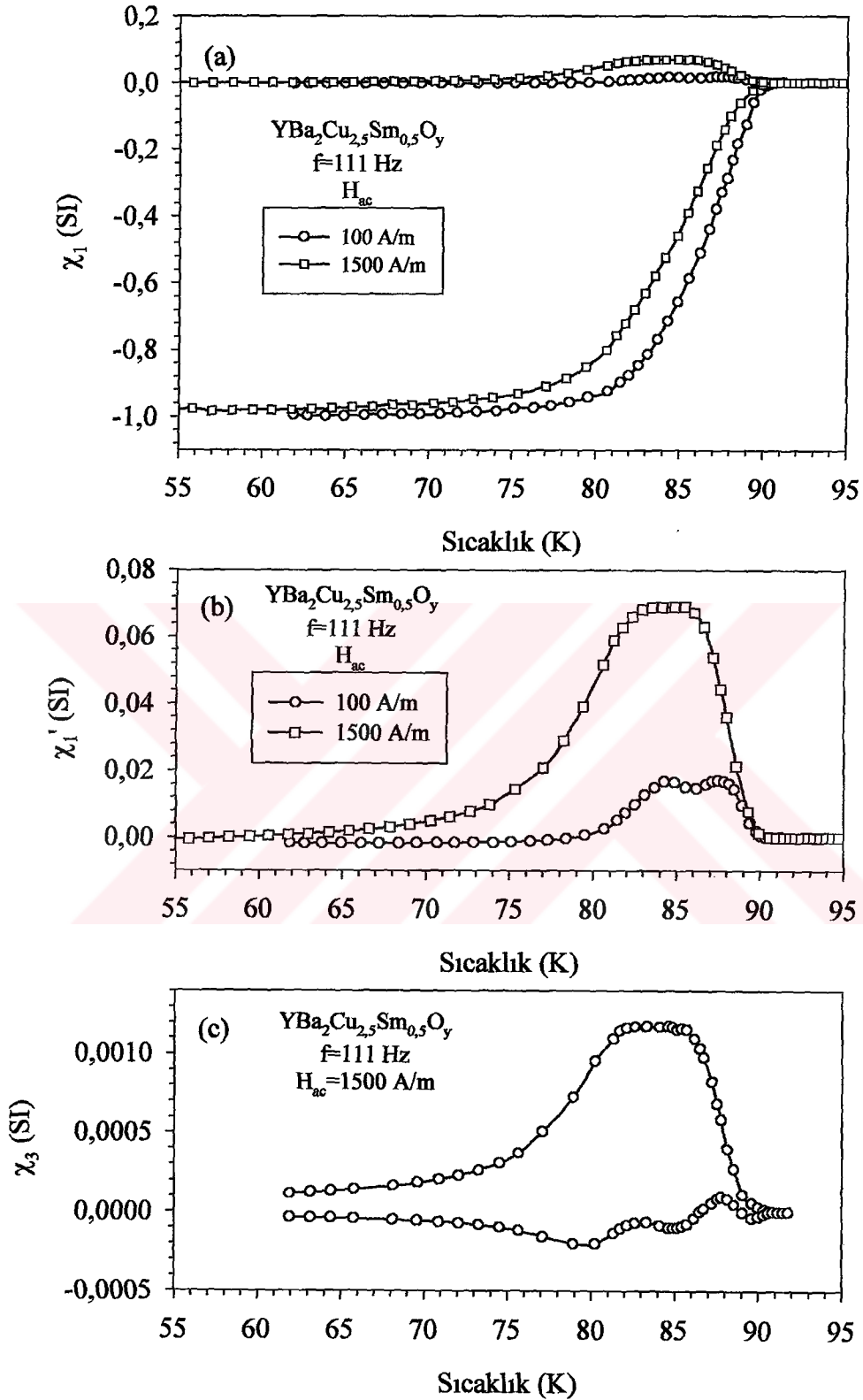
Şekil 138. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Yb}_{0,3}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi



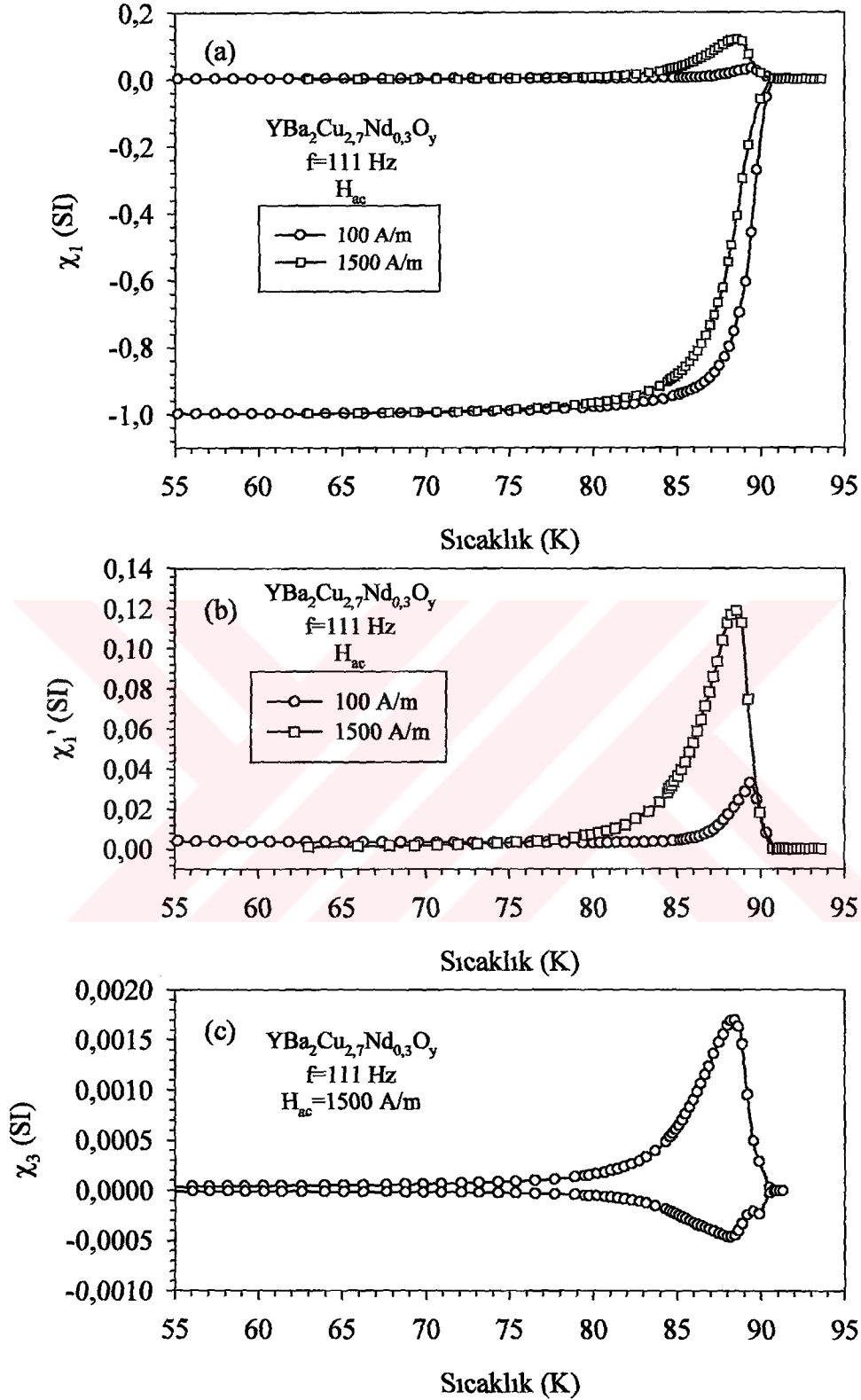
Şekil 139. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Yb}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi



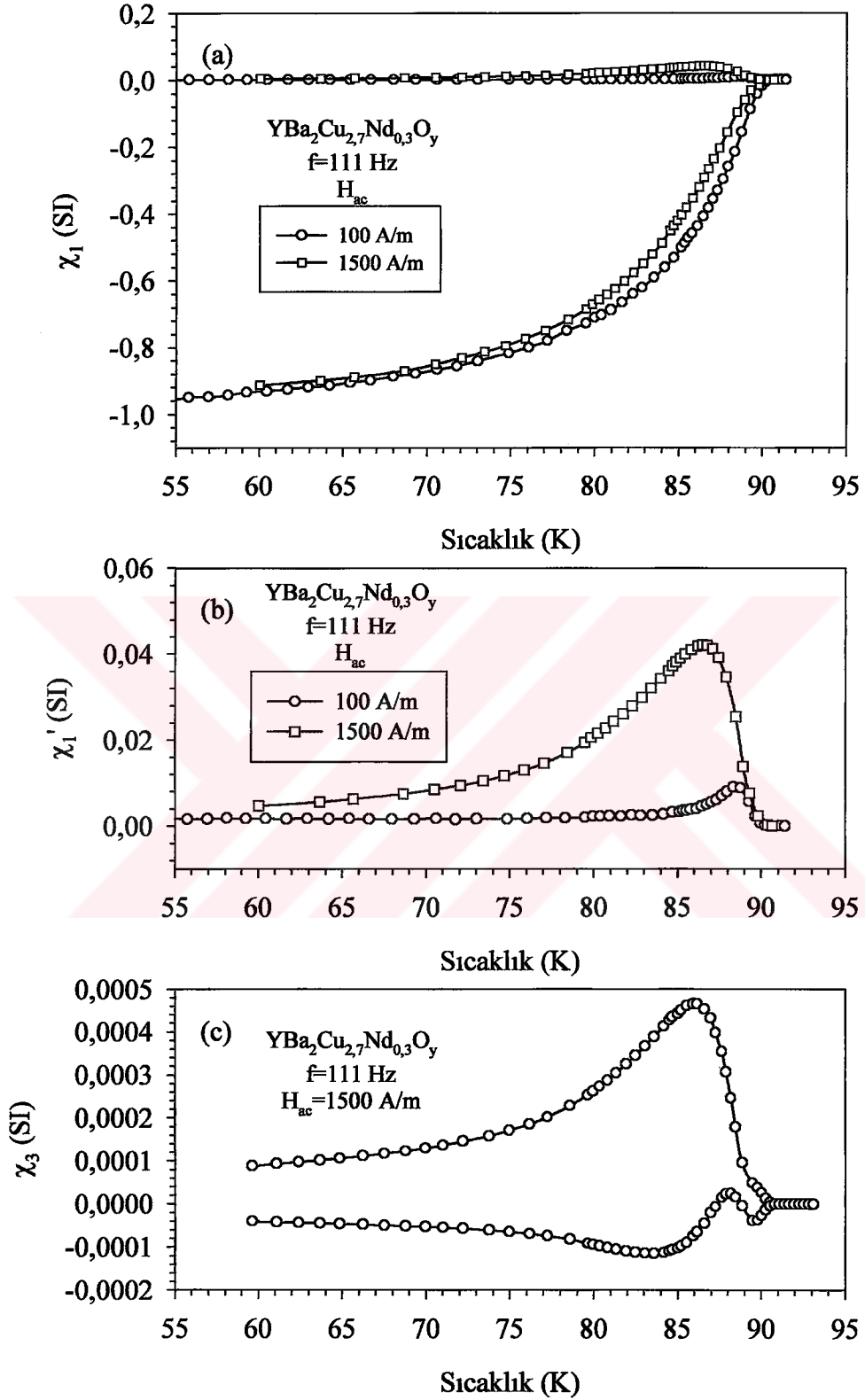
Şekil 140. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Sm}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi



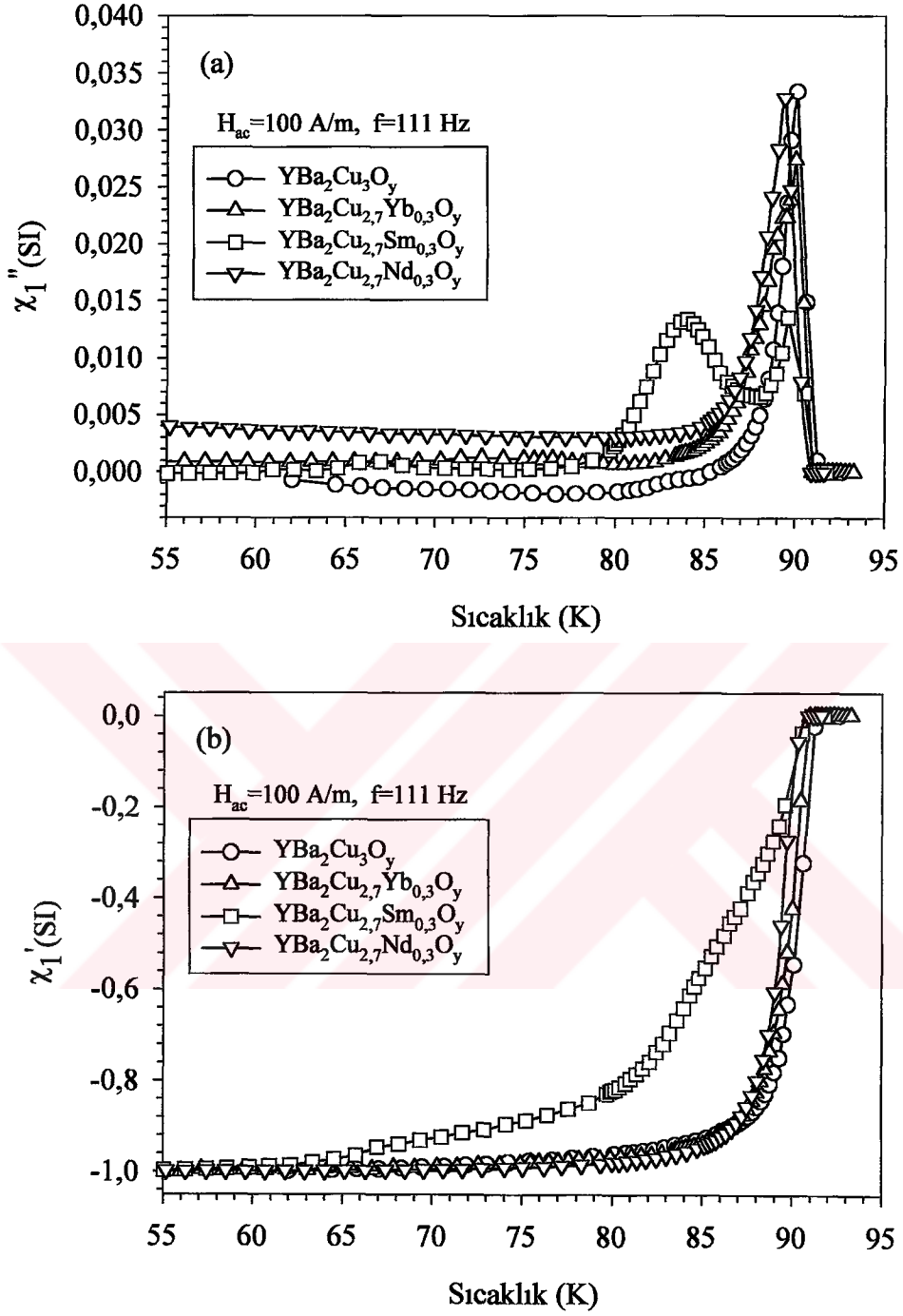
Şekil 141. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Sm}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi



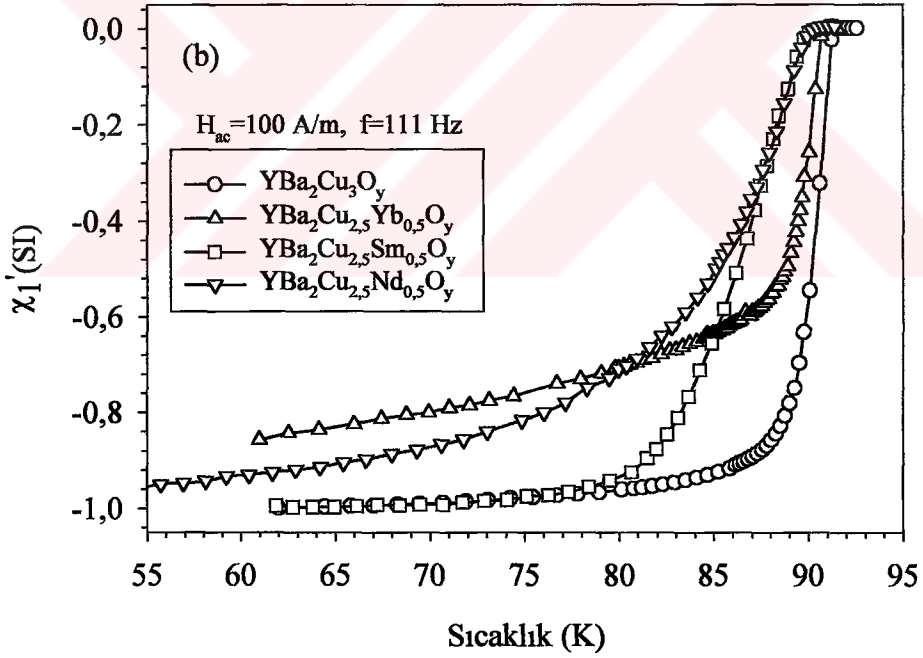
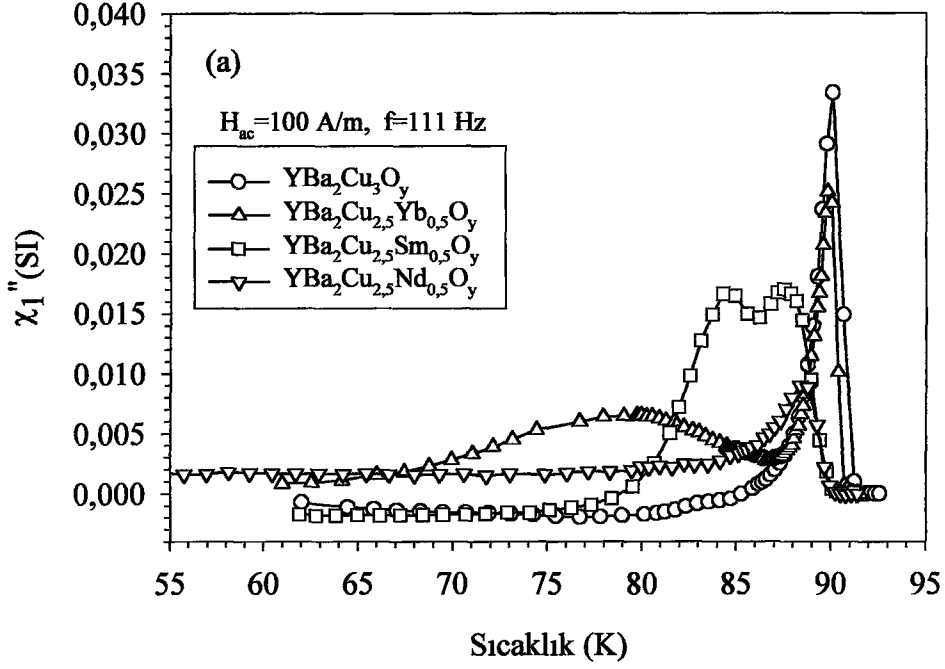
Şekil 142. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.7}\text{Nd}_{0.3}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değışimi



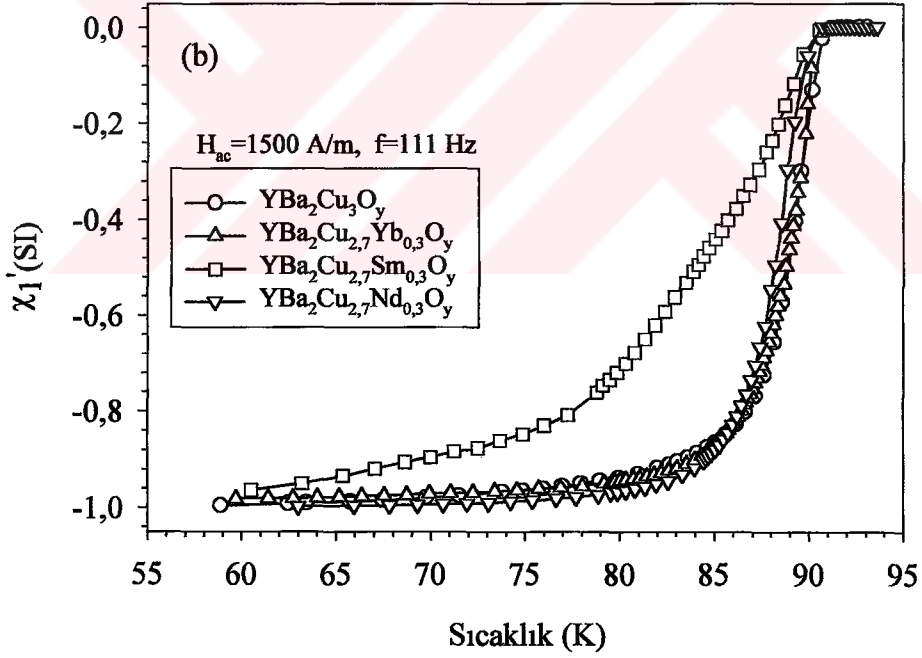
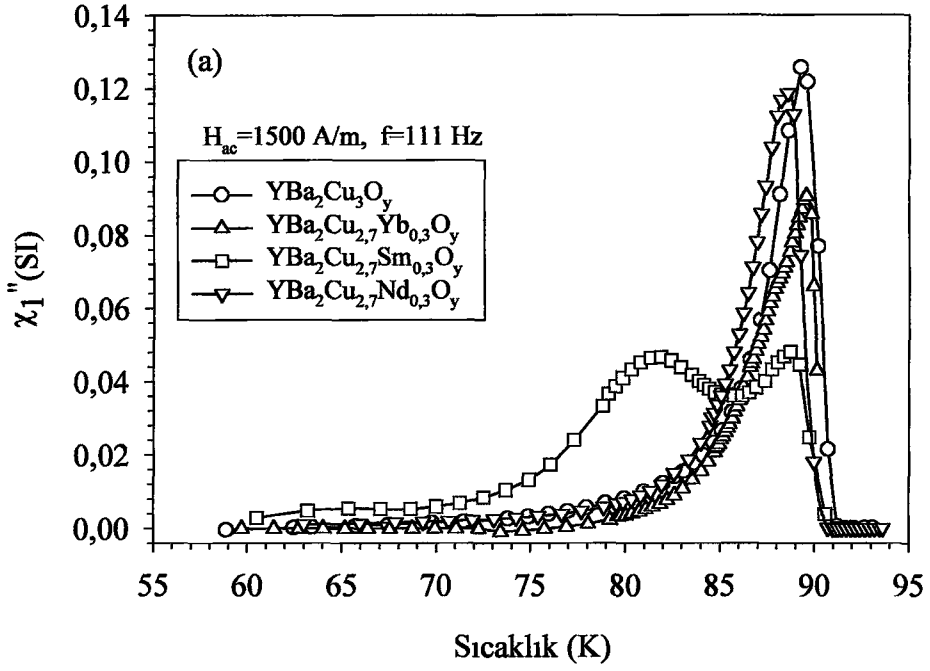
Şekil 143. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Nd}_{0.5}\text{O}_y$ numunesinin (a) temel harmonik alınganlıklarının, (b) temel harmonik alınganlıkların sanal kısımlarının (c) üçüncü harmonik alınganlığın sıcaklıkla değişimi



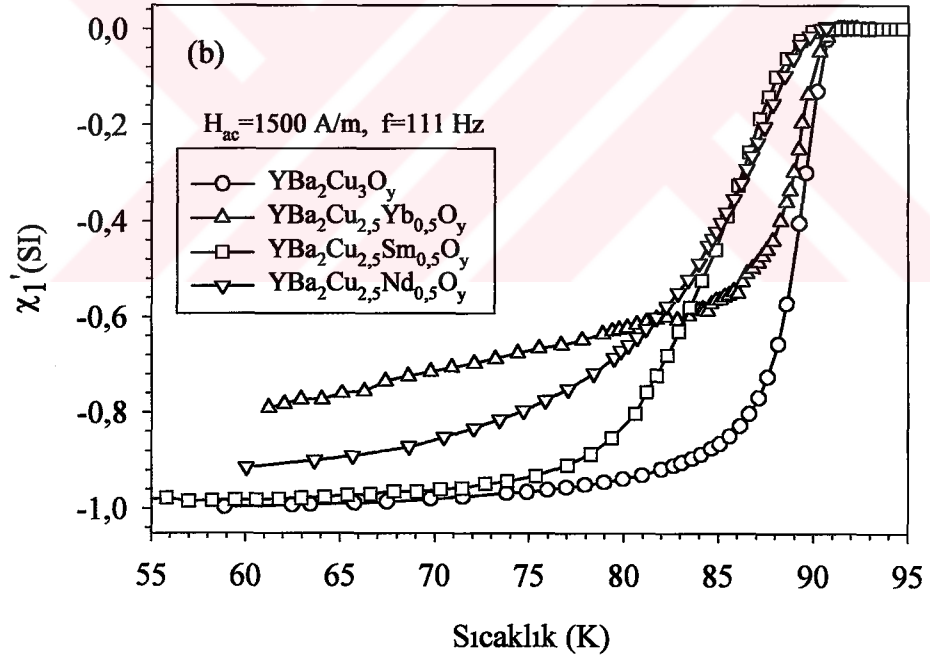
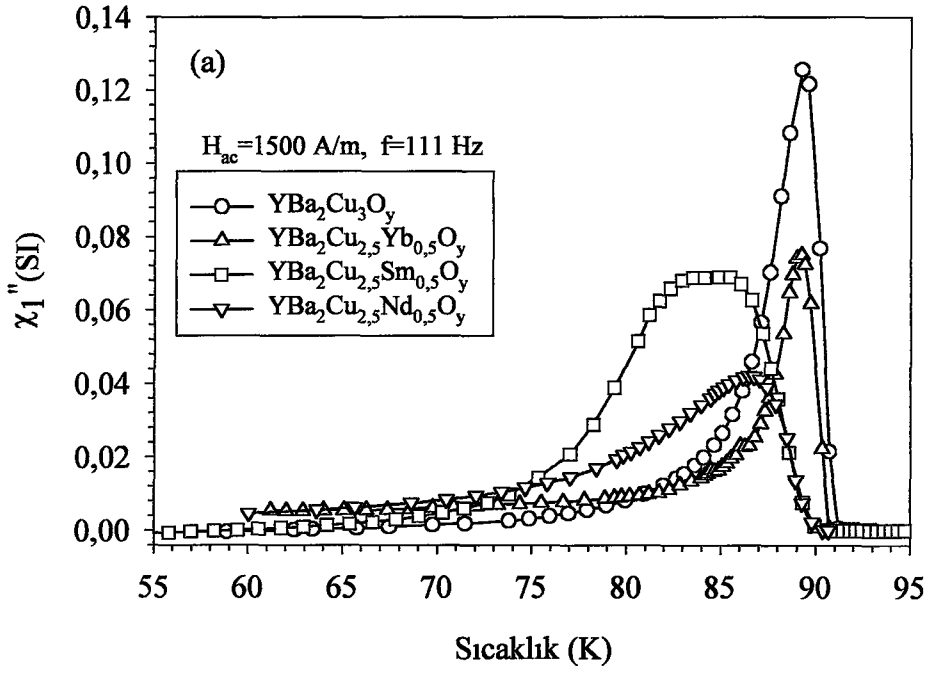
Şekil 144. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Re}_{0,3}\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$) numunelerinin $f=111 \text{ Hz}$, $H_{ac}=100 \text{ A/m}$ alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



Şekil 145. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{2,5}Re_{0,5}O_y$ ($Re=Yb, Sm, Nd$) numunelerinin $f=111$ Hz, $H_{ac}=100$ A/m alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



Şekil 146. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Re}_{0,3}\text{O}_y$ ($\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$) numunelerinin $f=111 \text{ Hz}$, $H_{ac}=1500 \text{ A/m}$ alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi



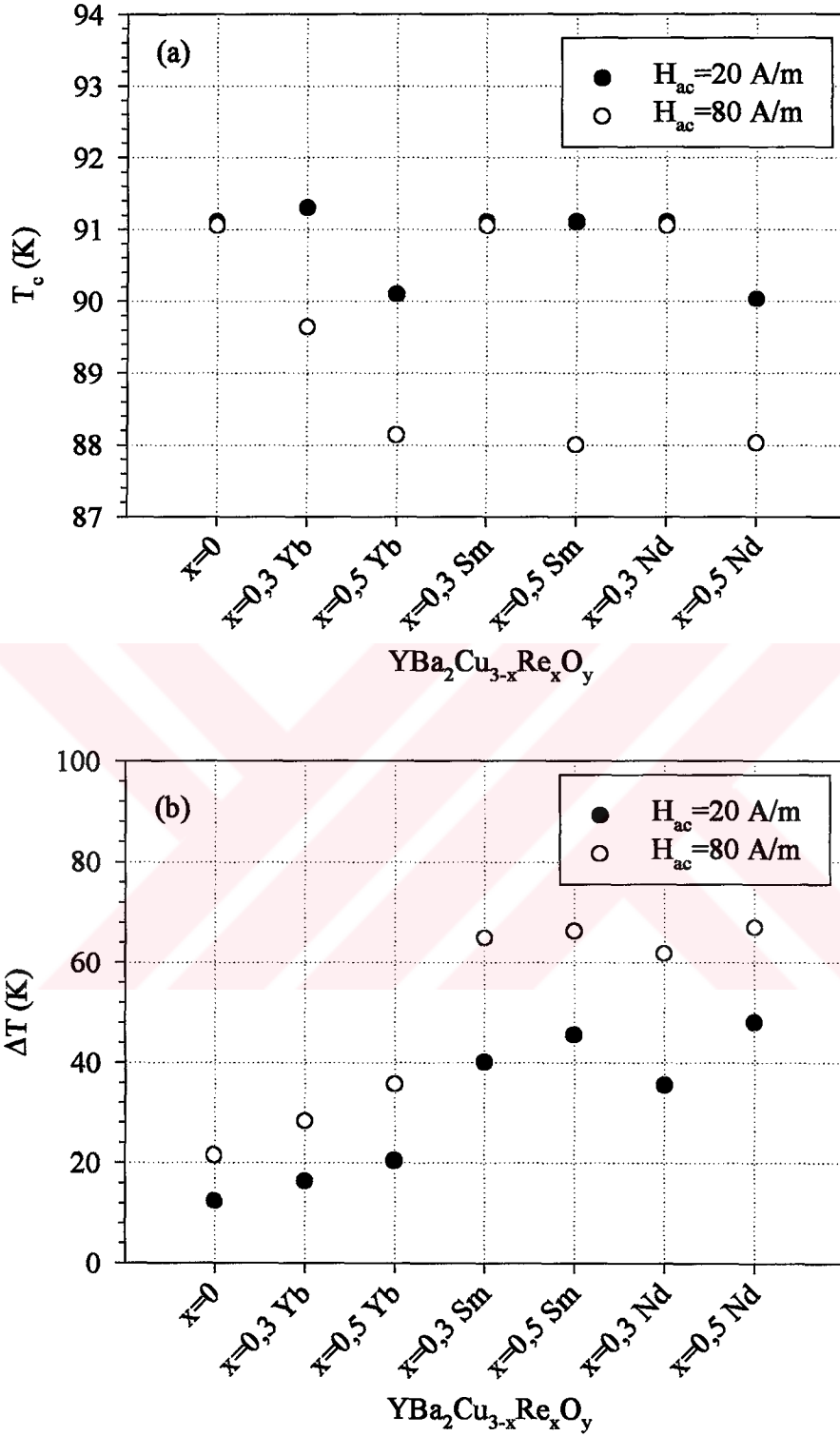
Şekil 147. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,5}\text{Re}_{0,5}\text{O}_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin $f=111 \text{ Hz}$, $H_{ac}=1500 \text{ A/m}$ alan değerindeki temel harmonik alınganlıklarının (a) sanal ve (b) gerçel kısımlarının sıcaklıkla değişimi

Çizelge 6. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için AC alınganlık ölçümlerinden yararlanarak bulunan kritik sıcaklık değerleri

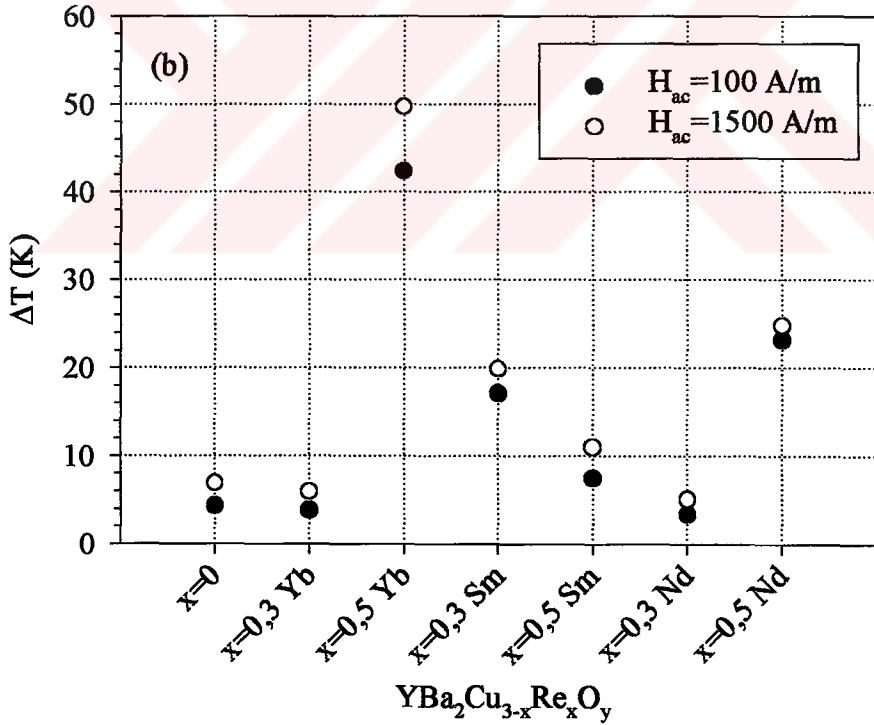
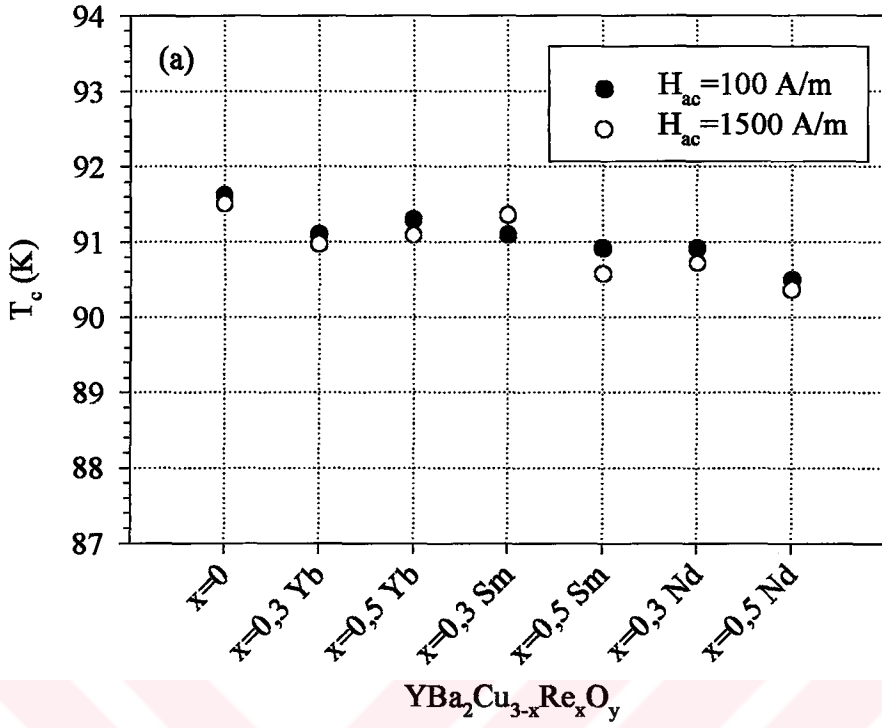
Numune	T_c (K)		ΔT_c (K)	
	$H_{ac}=20$ A/m	$H_{ac}=80$ A/m	$H_{ac}=20$ A/m	$H_{ac}=80$ A/m
$YBa_2Cu_3O_y$	91,10	91,05	12,36	21,48
$YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$	91,30	89,64	16,36	28,29
$YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$	90,10	88,14	20,36	35,68
$YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$	91,10	91,05	40,10	64,84
$YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$	91,10	88,00	45,49	66,16
$YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$	91,10	91,05	35,50	61,70
$YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$	90,03	88,03	47,94	66,94

Çizelge 7. FQMG yöntemi ile üretilen $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd ve $x=0, 0,3, 0,5$) numuneleri için AC alınganlık ölçümlerinden yararlanarak bulunan kritik sıcaklık değerleri

Numune	T_c (K)		ΔT_c (K)	
	$H_{ac}=100$ A/m	$H_{ac}=1500$ A/m	$H_{ac}=100$ A/m	$H_{ac}=1500$ A/m
$YBa_2Cu_3O_y$	91,62	91,51	4,30	6,88
$YBa_2Cu_{2,7}Yb_{0,3}O_y$	91,10	90,97	3,83	5,94
$YBa_2Cu_{2,5}Yb_{0,5}O_y$	91,30	91,09	42,38	49,69
$YBa_2Cu_{2,7}Sm_{0,3}O_y$	91,09	91,35	17,11	19,88
$YBa_2Cu_{2,5}Sm_{0,5}O_y$	90,91	90,57	7,48	11,00
$YBa_2Cu_{2,7}Nd_{0,3}O_y$	90,92	90,72	3,36	5,10
$YBa_2Cu_{2,5}Nd_{0,5}O_y$	90,50	90,36	23,20	24,83



Şekil 148. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($x=0, 0.3, 0.5$ ve $\text{Re}=\text{Yb, Sm, Nd}$) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden bulunan (a) kritik sıcaklıkları ve (b) süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları



Şekil 149. FQMG yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (x=0, 0,3, 0,5 ve Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden bulunan (a) kritik sıcaklıkları ve (b) süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları

Sinterlenmiş süperiletkenlerin AC alınganlıklarının gerçel kısımlarında iki değişik geçiş gözlenir. Bunlardan ilki tanelerin süperiletkenliğe geçişi, diğeri de taneler arası bölgenin süperiletkenliğe geçişi olarak tanımlanır (Aksu, 1998; Loegel vd., 1990). Katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelerden katkısız numune ile $x=0,3$ Re katkılı numunelerde tanelerin süperiletkenliğe geçişi hemen hemen alana bağımlılık göstermedi. $x=0,5$ Re katkılı numunelerde ise alana bağımlılık gösterdi, öyle ki bu bağımlılık birkaç kelvin mertebesinde. Bununla birlikte bu yöntemle hazırlanan tüm numunelerde taneler arası bölge ile alınganlığın sanal kısmındaki pik, yapılan katkıyla birlikte gittikçe artan bir bağımlılık sergiledi.

FQMG yöntemiyle üretilen numuneler tane özelliği gösterdiğinden AC alınganlığın gerçel kısmında taneler arası bölge ile ilgili bir davranış görülmedi. Öte yandan bu numunelerden katkısız numuneye birlikte $x=0,3$ ve $x=0,5$ Re katkılı numunelerde süperiletkenlik geçiş sıcaklıklarının alana çok fazla bağımlı olmadığı tespit edildi. Bu yöntemle hazırlanan numunelerde alınganlığın sanal kısmındaki pik şiddetleri uygulanan alanın artmasıyla, katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelere göre çok az bir oranda artış gösterdi. Sanal pik numunelerin manyetik alana karşı duyarlılıklarını ifade eden bir pik olduğundan ve uygulanan alanla da fazla değişmediğinden dolayı, bu yöntemle üretilen numunelerin manyetik alana karşı çok daha dayanıklı oldukları ifade edilebilir.

FQMG yöntemiyle üretilen numunelerden $x=0,3$ Nd katkılı numune ile $x=0,3$ Yb katkılı numune katkısız olan numuneye göre daha düşük kritik sıcaklık sergilemesine rağmen; daha küçük bir sıcaklık aralığında süperiletkenliğe geçiş gösterdi. Bu katkıların fazlasında alınganlık özelliklerinin bozulduğu görüldü. Sm katkısıyla ise alınganlık özelliklerinde kötüleşme tespit edildi. Ancak $x=0,3$ Sm katkısıyla önce çok hızlı bir kötüleşme $x=0,5$ Sm katkısıyla da numunede yeniden bir iyileşme gözlemlendi. Buna göre Nd ve Yb katkılarının alınganlık özellikler bakımından numunede iyileştirme yaptığı, ancak fazla katkının ise bozduğu ortaya çıktı. Alınganlık özelliklerindeki iyileşmeyi, yapılan katkının bir kısmının tane içlerine girerek çivileme merkezlerine yardımcı olduğu, bir kısmının da taneler arasına girerek çökelti fazlarını bu bölgelerden uzaklaştırmak suretiyle tanelerin birbirleriyle olan ilişkisini artıran bir rol oynadığı şeklinde düşünülmektedir. Katkı fazla yapıldığında tanelerdeki mikroçatlak-boşluk gibi kusurları artırdığı ve taneleri birbirinden uzaklaştıran bir durum meydana getirdiği tahmin edilmektedir.

Her iki yöntemle üretilen numunelerde AC alınganlık ölçümlerinden bulunan kritik sıcaklık değerleri ile direnç ölçümlerinden bulunan kritik sıcaklık değerleri birbirleriyle hemen hemen uyum içerisindedir.

3.5.1. AC Alınganlık Ölçüm Verilerinden Kritik Akım Yoğunluğu Hesabı

Eritme yöntemleriyle üretilen YBaCuO süperiletkenleri çok yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olduğundan, bu süperiletkenlerin dört nokta yöntemi ile kritik akım yoğunluklarının ölçümü çok zordur. Bu ölçümü yapmak için çok yüksek güç kaynaklarına ihtiyaç vardır. Bu anlamda bu tür numuneler için kritik akım yoğunlukları AC alınganlık ölçüm verilerinden yararlanarak ve bazı modeller kullanılarak hesaplanabilir. Bu çalışmada AC alınganlık ölçümlerinden Bean modeli kullanılarak kritik akım yoğunluğu teorik olarak hesaplandı (Bean, 1962). Buna göre AC alınganlık ölçümlerinden tane içi ve tanalar arası kritik akım yoğunluğu için Clem 1988 yılında Bean modelini;

$$\chi_1'(T) = \begin{cases} -1 + \frac{J_c(T_p)}{J_c(T)} - \frac{5}{16} \left(\frac{J_c(T_p)}{J_c(T)} \right)^2 & ; T < T_p \text{ için} \\ -\frac{5}{16} \frac{J_c(T_p)}{J_c(T)} & ; T > T_p \text{ için} \end{cases} \quad (75)$$

biçiminde önerdi (Özoğul ve Aydınuraz, 2001). Buradan kritik akım yoğunluğu;

$$J_c(T) = \begin{cases} \frac{2J_c(T_p) + \sqrt{-(J_c(T_p))^2 - 5\chi_1'(T)J_c(T_p)}}{4(1 + \chi_1'(T))} & ; T < T_p \text{ için} \\ -\frac{5}{16} \frac{J_c(T_p)}{\chi_1'(T)} & ; T > T_p \text{ için} \end{cases} \quad (76)$$

şeklinde sıcaklığın fonksiyonu olarak bulunur. Burada T_p alınganlığın sanal kısmında görülen pikin tepe noktasındaki sıcaklık değeridir. Bu sıcaklık değerinde uygulanan AC alanın etkin değeri $H_a = \sqrt{2}H_{ac}$ olur ki bu da birinci girme alanı olan H_* 'a eşittir. Buna göre pik sıcaklığında silindir geometrisi için kritik akım yoğunluğu;

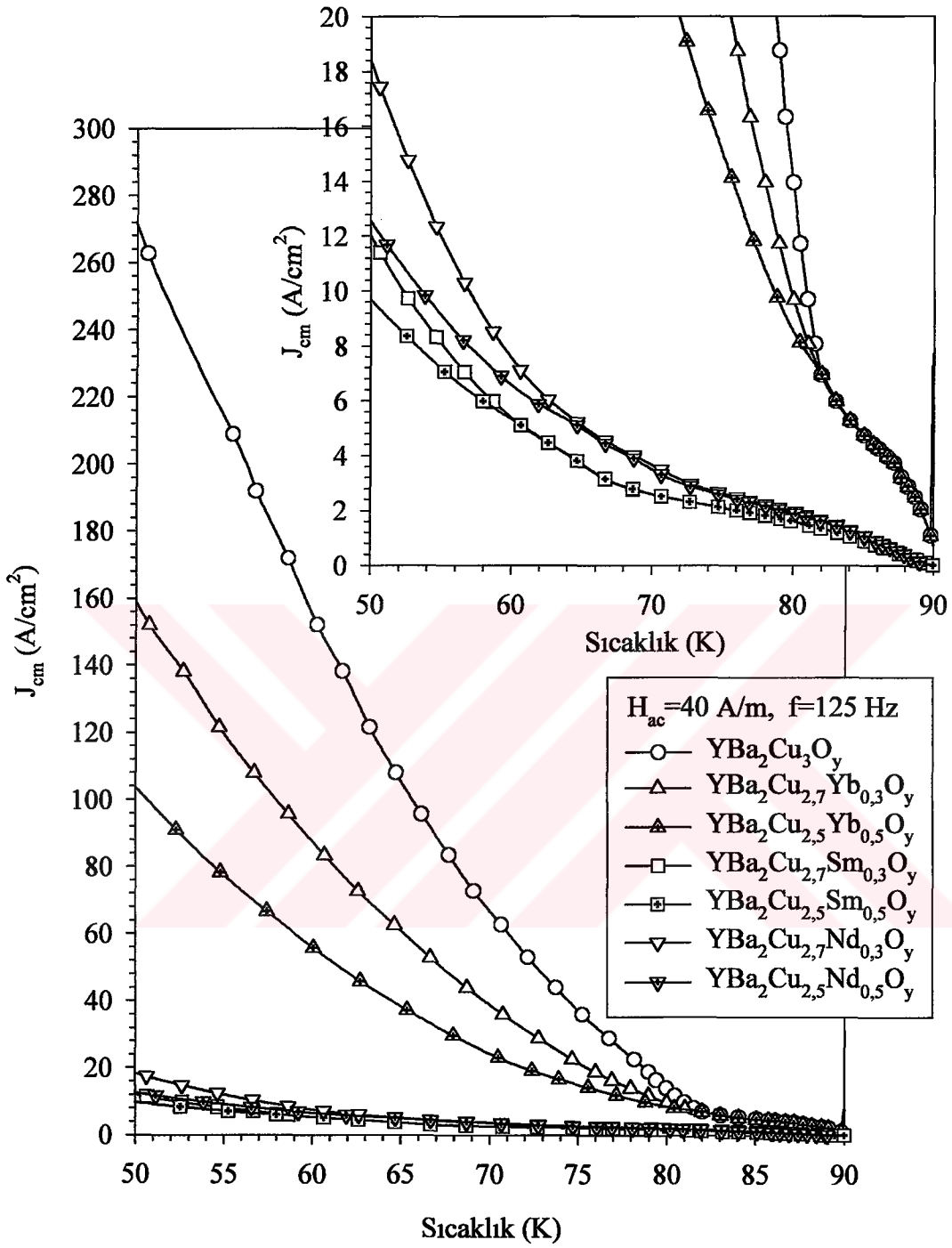
$$J_c(T_p) = \frac{H_*}{a} \quad (77)$$

olur. Burada a silindirin yarıçapıdır. Bu çalışmada üretilen numuneler $2a \times 2b$ ebatlarında dikdörtgen biçimli olduğundan yukarıdaki eşitlikte a yerine yaklaşık olarak \sqrt{ab} alındı.

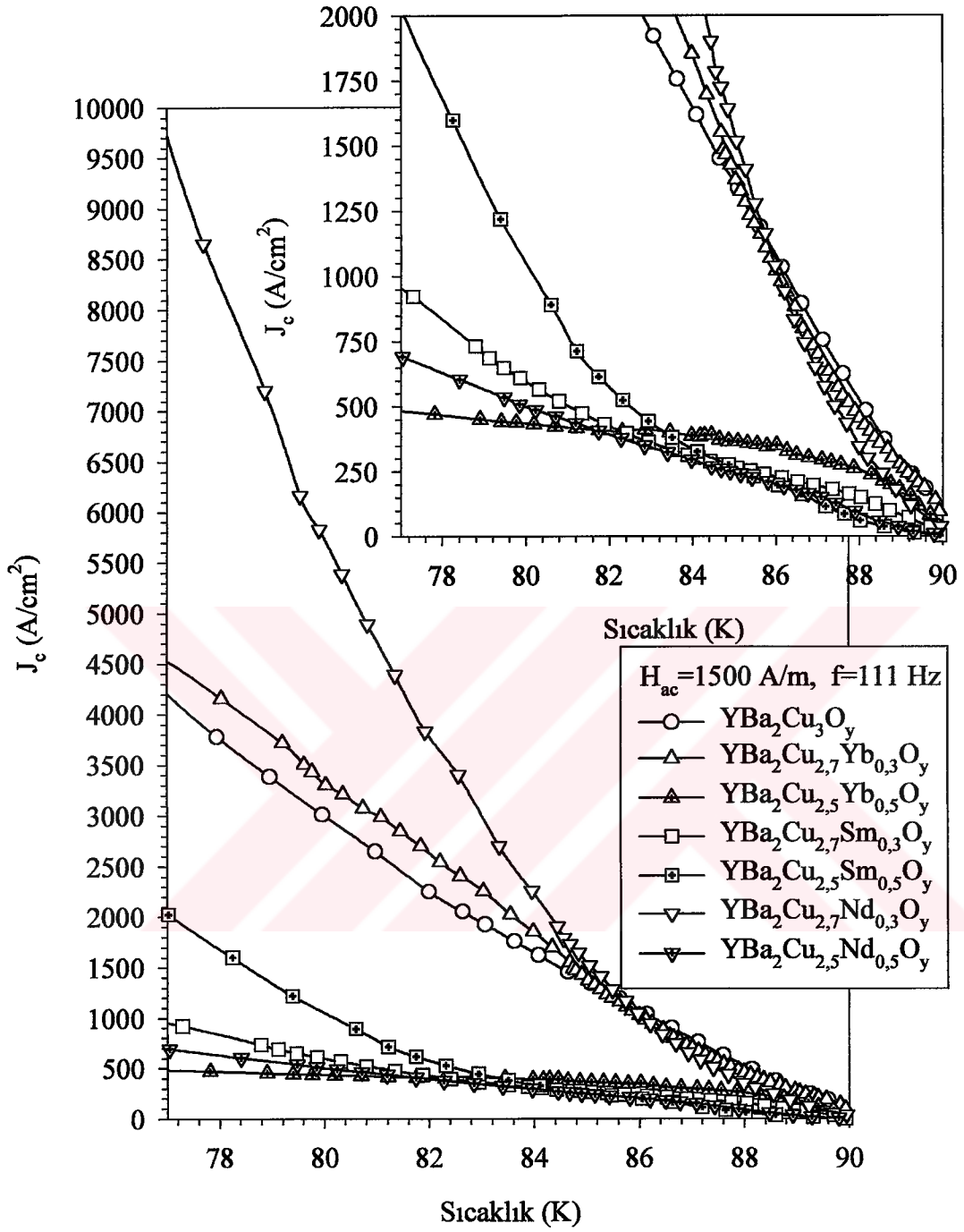
Sinterlenmiş süperiletken numuneler sadece polikristal değil taneli yapı davranışı da gösterir. Bu tür süperiletkenlerde tanelerin bireysel kritik akım yoğunlukları (J_{cg}) çok yüksektir. Bununla birlikte yapı içerisinde taneler anizotrop olduklarından tanelerin toplam kritik akım yoğunluğuna (\bar{J}_{cg}) katkıları fazla olmayacaktır. Tanelerin bulk yapıya katkıları fazla olmayacağından, bulk yapıdaki numunelerde akım taşıma kapasiteleri J_{cm} ile atfedilir. Burada kullanılan m indisi taneler arası bölge (matrix) içindir (Bolat vd., 1998). Eritme yöntemleriyle üretilen numunelerde taneler belli bir yönde büyüdüklerinden, tanelerin bulk yapının toplam kritik akım yoğunluğuna katkıları olacaktır ve bu yüzden bu yöntemle üretilen numunelerin kritik akım yoğunlukları daha büyüktür (Gencer vd., 1997).

Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları Şekil 150'de gösterilmektedir. Buna göre katkısız numunenin kritik akım yoğunluğu 50 K sıcaklıkta yaklaşık 270 A/cm^2 değeriyle en büyük çıktı. Aynı sıcaklıkta bu numuneyi $x=0,3$ Yb katkılı numune 160 A/cm^2 değeriyle takip etti. Yb katkı miktarı 0,5 olan numunenin aynı sıcaklıkta kritik akım yoğunluğu değeri 104 A/cm^2 olarak bulundu. Diğer numunelerin kritik akım yoğunlukları 20 A/cm^2 değerinden daha küçük tespit edildi.

FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin kritik akım yoğunlukları Şekil 151'de gösterilmektedir. Buna göre $x=0,3$ Nd katkılı numunenin kritik akım yoğunluğu 77 K sıcaklıkta yaklaşık 9750 A/cm^2 değeriyle en büyük çıktı. Bu numuneyi aynı sıcaklıkta $x=0,3$ Yb katkılı numune 4525 A/cm^2 ile ve katkısız numune de 4200 A/cm^2 değerleriyle takip etti. Katkısız numuneye göre kritik akım yoğunlukları daha büyük olan numunelerin 85 K ile 90 K sıcaklık aralığında kritik akım yoğunluğu değerlerinin hemen hemen aynı oldukları gözlemlendi. Sm katkılı numunelerden $x=0,5$ katkılı olan numune $x=0,3$ katkılı numunenin kritik akım yoğunluğundan daha büyük bulundu (2000 A/cm^2). Diğer numunelerde kritik akım yoğunlukları 77 K'de 1000 A/cm^2 değerinden daha küçük tespit edildi.



Şekil 150. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBa₂Cu_{3-x}Re_xO_y (x=0, 0,3, 0,5 ve Re=Yb, Sm, Nd) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden Bean modeliyle teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları.



Şekil 151. FQMG yöntemi ile üretilen $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($x=0, 0,3, 0,5$ ve $\text{Re}=\text{Yb}, \text{Sm}, \text{Nd}$) numunelerinin temel harmonik alınganlık ölçümlerinden Bean modeliyle teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları.

Katıhal tepkime ve FQMG yöntemleriyle üretilen numunelerden katkısız olanları için, AC alınganlık ölçüm verilerinden Bean modeli kullanılarak hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri literatür çalışmalarıyla kıyaslandığında bir çok çalışmayla uyum içerisinde olduğu görüldü. Yapılan katkının artmasıyla birlikte kritik akım yoğunluğunda da azalma görüldü. FQMG yöntemiyle üretilen katkısız numunenin kritik akım yoğunluğu yine aynı yöntemle üretim yapan Gencer vd. tarafından yapılan çalışmadaki optimum şartlarda üretilen numuneninkinden yaklaşık %10 daha büyük çıktı (1997). Katkısız numuneye göre $x=0,3$ Nd katkılı numunenin kritik akım yoğunluğu %230 oranında, $x=0,3$ Yb katkılı numunenin ise %1 oranında arttı. Kritik akım yoğunluğunu artıran en büyük etkenlerden birisi çivileme merkezleri olarak ifade edilir. Çivileme merkezleri yapı içerisindeki boşluklar mikroçatlaklar ve Y211 gibi diğer fazlar olabilir. YBaCuO süperiletkenlerinde çivileme merkezi olarak en rağbet göreni Y211 fazıdır. Öyle ki bu Y211 fazı tane içinde çok sayıda ancak küçük yapıda ve homojen bir biçimde dağılmışsa daha da etkilidir (Murakami, 1990b). Buna göre kritik akım yoğunluğunun büyük çıktığı $x=0,3$ Nd ve $x=0,3$ Yb katkılı numunelerde, katkının yapı içerisine girerek kompozisyon stokiyometrisinde kayma yaptığı ve bu kayma neticesinde tanelerde bol miktarda Y211 fazının oluştuğu ileri sürülebilir. Ayrıca yapılan katkının bu numunelerde olumsuz etki gösterecek fazları numunenin tabanına doğru çökelttiği, taneler arasındaki iletişimi artırdığı ve tanelerdeki mikroçatlakları azalttığı düşünülmektedir. Katkısız numuneye göre daha düşük kritik akım yoğunluğu gösteren numunelerde ise katkı fazlalığının kompozisyon stokiyometrisinde aşırı bozma meydana getirdiği, bunun sonucunda da çok fazla miktarda yabancı fazların oluştuğu ve bu fazların taneleri birbirinden uzaklaştırdığı şeklinde ifade edilebilir.

3.6. AC Alınganlık ve Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçüm Verilerinden Teorik Olarak Elde Edilen Kritik Akım Yoğunluklarının Karşılaştırılması

AC alınganlık ve manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri kıyaslandığında; Bu iki model arasında uyum gözlenmemiştir. Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin kaldırma kuvveti verilerinden; FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin de AC alınganlık verilerinden bulunan kritik akım yoğunluğu değerleri daha büyük çıktı. Halbuki FQMG yöntemiyle

üretileen numunelerin her ikisinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerlerinde bir uyum beklenmekteydi.

Kaldırma kuvveti ölçümlerinden elde edilen akım yoğunlukları yapının tamamına atfedilen kritik akım yoğunluğudur. Oysaki katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerin AC alınganlıktan hesaplanan kritik akım yoğunluğu (J_{cm}) taneler arası bölgelere atfedilir. Bu bağlamda bu yöntemle üretilen numuneler için AC alınganlık verilerinden bulunan akım yoğunlukları ile kaldırma kuvveti verilerinden bulunan akım yoğunlukları değişik bölgelere atfedildiğinden dolayı bunlar farklı bulundu.

FQMG yöntemiyle üretilen numunelerde AC alınganlık ve manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinin her ikisinden de bulunan kritik akım yoğunlukları yapının tamamı içindir. Çizelge 8'de bu kritik akım yoğunluğu değerleri birbiriyle kıyaslanması açısından bir arada gösterilmektedir. Buna göre genel olarak AC alınganlık ölçüm verilerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri daha büyük çıktı. Deneyin yapıma süreçleri göz önünde tutulduğunda bunun beklenen bir sonuç olduğu aşıkardır. Şöyle ki, kaldırma kuvveti ölçüm verileri bulk yapının tamamından; AC alınganlık ölçüm verileri de bulk yapının yüzeyine yakın bölgeden kesilen küçük bir parçadan elde edilen deneysel verilerdir. Bu bağlamda manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerine yüzeyin hemen altında bulunan çökelti fazlarının da olumsuz etkisi olacaktır. Bu olumsuz etkinin kritik akım yoğunluğunda meydana getirdiği yüzdilik azalma yine Çizelge 8'de görülmektedir. Buna göre kritik akım yoğunluklarında katkısız, $x=0,3$ Yb katkılı ile $x=0,5$ Yb katkılı numunelerde yaklaşık %50 civarında; $x=0,5$ Sm katkılı ile $x=0,5$ Nd katkılı numunelerde yaklaşık %70 civarında; $x=0,3$ Nd katkılı numunede %90 civarında ve $x=0,3$ Sm katkılı numunede ise hemen hemen %0 civarında azalmanın olduğu görüldü. Bu azalma oranları aynı zamanda numunelerde oluşan çökelti fazlarının da bir ölçütüdür.

Çizelge 8. AC alınganlık ile manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunluğunun 2,67 mT alan ve 77 K sıcaklığa karşılık gelen değerleri

Numune	J_c^{xi} (A/cm ²)	J_c^{fL} (A/cm ²)	$100 \left(1 - \frac{J_c^{fL}}{J_c^{xi}} \right)$
YBa ₂ Cu ₃ O _y	4200	2184	%48
YBa ₂ Cu _{2,7} Yb _{0,3} O _y	4525	2256	%50
YBa ₂ Cu _{2,5} Yb _{0,5} O _y	435	187	%57
YBa ₂ Cu _{2,7} Sm _{0,3} O _y	922	1002	~aynı
YBa ₂ Cu _{2,5} Sm _{0,5} O _y	1824	562	%69
YBa ₂ Cu _{2,7} Nd _{0,3} O _y	9750	1062	%89
YBa ₂ Cu _{2,5} Nd _{0,5} O _y	672	200	%70

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada başlangıç kompozisyonu $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) olacak biçimde, katıhal tepkime ($x=0, 0,3, 0,5$) ve FQMG ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) yöntemleri kullanılarak hazırlanan numunelerin bazı yapısal ve fiziksel özellikleri incelendi. Yapısal özellikleri bakımından x-ışını kırınım desenleri ve SEM/optik fotoğraf çekimleri; fiziksel özellikleri bakımından da direnç, manyetik kaldırma kuvveti ve AC alınganlık ölçümleri yapıldı.

Numunelerin x-ışını kırınım desenleri ile SEM/optik mikro fotoğrafları birlikte değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: Katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerden katkısız numunenin piklerinin tamamen yüksek faz olan 123 fazına ait olduğu, katkı miktarıyla Y123 kompozisyonundaki bazı bileşiklerle yabancı fazlar oluşturarak stokiyometride kayma meydana getirdiği ve bundan dolayı x-ışını kırınım desenlerinde Y211 fazına ve $BaCuO_2$ fazına ait piklerin sayısında artış gözlemlendiği, bununla birlikte bu fazların taneleri birbirinden uzaklaştırdı düşünülmektedir. FQMG yönteminde de $x=0,3$ Yb ile $x=0,3$ Nd numunelerde katkının yapı içerisine girerek kompozisyon stokiyometrisinde kayma yaptığı, bu kayma neticesinde tanelerde çivileme merkezi görevi yapan bol miktarda Y211 fazının oluştuğu ve ayrıca bu numunelerde olumsuz etki gösterecek fazları numunenin tabanına doğru çökelttiği, taneler arasındaki iletişimi artırdığı ve tanelerdeki mikroçatlakları azalttığı düşünülmektedir. Diğer FQMG yöntemiyle hazırlanan numunelerde ise katkı fazlalığının kompozisyon stokiyometrisinde aşırı bozma meydana getirdiği, bunun sonucunda da çok fazla miktarda yabancı fazların oluştuğu ve bu fazların taneleri birbirinden uzaklaştırdığı düşünülmektedir. Öte yandan katkının katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerde örgü içine girmediği, FQMG yöntemi ile üretilen numunelerde örgü içine girdiği tespit edildi.

Kaldırma kuvveti ölçüm verileri değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: En büyük manyetik kaldırma kuvvetine sahip olan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise $x=0,3$ Yb katkılı numune olarak tespit edildi.

Kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden yararlanarak teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: En yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız

numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise $x=0,3$ Yb katkılı numune olarak tespit edildi. Numunelerin manyetik alana karşı mukavemetleri kıyaslandığında ise yine en mukavemetli olan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise $x=0,3$ Yb katkılı numune olarak bulundu.

Direnç ölçüm verileri değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: En iyi kritik sıcaklık gösteren numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise $x=0,3$ Yb katkılı numune olarak tespit edildi. Numuneler süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları bakımından kıyaslandığında ise yine en düşük sıcaklık aralığında süperiletkenlik geçişi sağlayan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden $x=0,3$ Yb katkılı numune olarak bulundu.

AC alınganlık ölçüm verileri değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: En iyi kritik sıcaklık gösteren numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunelerden $x=0,3$ Yb katkılı numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise katkısız numune olarak tespit edildi. Numuneler süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları bakımından kıyaslandığında en düşük sıcaklık aralığında süperiletkenlik geçişi sağlayan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden $x=0,3$ Nd katkılı numune olarak bulundu (Ayrıca $x=0,3$ Yb katkılı numune de katkısız numuneye göre daha küçük sıcaklık aralığında süperiletkenlik geçişi tamamladığı görüldü). Numunelerin manyetik alana karşı mukavemetleri kıyaslandığında en mukavemetli olan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise $x=0,3$ Yb katkılı numune olarak bulundu (Ayrıca $x=0,3$ Nd katkılı numune de katkısız numuneye göre alana karşı daha mukavemetli olduğu görüldü).

AC alınganlık ölçüm verilerinden teorik olarak hesaplanan kritik akım yoğunlukları değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: En yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olan numune katıhal tepkime yöntemi ile üretilenlerden katkısız numune, FQMG yöntemi ile üretilenlerden ise $x=0,3$ Nd katkılı numune olarak tespit edildi (Ayrıca $x=0,3$ Yb katkılı numunenin de kritik akım yoğunluğu katkısızdan daha büyük çıktı).

Yapılan katkının bir süperiletkende bazı süperiletkenlik özellikleri iyileştirirken, bazılarını da kötüleştirilebileceği bir gerçektir. Ancak süperiletkenlerin uygulama sahalarına göre ihtiyaç duyulan özelliklere bakılarak tercih yapılabilir. Bu anlamda bu çalışmadaki sonuçlar şu şekilde özetlenebilir: En iri taneli numune FQMG yöntemi ile üretilen $x=0,3$ Yb katkılı numunedir. En iyi kaldırma kuvvetine sahip numune FQMG yöntemi ile üretilen

$x=0,3$ Yb katkılı numunedir. En iyi süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı gösteren numune FQMG yöntemi ile üretilen $x=0,3$ Nd katkılı numunedir. En iyi kritik akım yoğunluğuna sahip numune FQMG yöntemiyle üretilen $x=0,3$ Nd katkılı numunedir. Alana karşı en mukavemetli numune FQMG yöntemi ile üretilen $x=0,3$ Yb katkılı numunedir.

Bu çalışmada gerçekleştirilen Cu yerine sırasıyla Yb, Sm ve Nd yer değiştirme katkıları, değerlik ve iyon çapı bakımından Cu ile uyum içinde olmadığından, geleneksel katkı çalışmalarından farklılık göstermektedir. Yapılan bazı katkılar sonucunda süperiletkenlerin bazı parametrelerinde olumlu gelişmeler tespit edildiği için yapılacak diğer çalışmalara ışık tutacağı düşünülmektedir.



5. ÖNERİLER

Bu çalışmada başlangıç kompozisyonu $YBa_2Cu_{3-x}Re_xO_y$ (Re=Yb, Sm, Nd) olacak biçimde, katıhal tepkime ($x=0, 0,3, 0,5$) ve FQMG ($x=0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0$) yöntemleri kullanılarak hazırlanan numunelerin bazı yapısal ve fiziksel özellikleri incelendi. Çalışma sonucuna göre FQMG yöntemiyle üretilen numunelerin, bu çalışmada incelenen tüm süperiletkenlik özellikler bakımından katıhal tepkime yöntemine göre daha üstün olduğu görüldü. Buna göre yapılan katkı çalışmalarında FQMG yöntemi gibi eritme yöntemleri kullanılarak üretilen numuneler üzerinde çalışmalara devam edilmesi gerektiği düşüncesindeyiz. Bu çalışmada yapılan katkıların atomik oranları stokiometri kaymasının fazla olacağı düşüncesiyle büyük tutuldu. Doktora sonrası çalışmalar için numune üretimini, atomik katkı oranlarını küçültüp numune üretim miktarını da 20 gr'dan 100 gr civarına çıkartarak yapılması gerektiğini ve bu sayede optimum katkı oranının daha da kesin bir şekilde bulunabileceği tahmin edilmektedir. İncelenen parametrelere ek olarak yüksek manyetik alanlarda manyetik özelliklerin incelenmesinin daha faydalı olacağı kanısındayız.

6. KAYNAKLAR

- Abell, J. S., Shieds, T. C., Wellhofer, F., Taylor, K. N. R. ve Holland, D., 1989. High Critical Currents in Thick-Films of YBCO Showing Spherulitic Growth Habits, Physica C, 162, 1265-1266.
- Adachi, S., Kasai, C., Tajima, S., Tanabe, K., Fujihara, S. ve Kimura, T., 2001. Lowered T_c of $YBa_2(Cu,Zn)_3O_{7-y}$, Physica C, 351, 323-328.
- Anderson, P. W., 1962. Theory of Flux Creep in Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9, 309-311.
- Anderson, P. W. ve Kim, Y. B., 1964. Review of Modern Physics, 36, 39-43.
- Akachi, T., Escamilla V., Marquina, V., Jimenez, M, Marquina, M. L., Gomez, R., Ridaura, R. ve Aburto, S., 1998. Site Occupancy and T_c Degradation in Iron Substituted $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-y}$, Physica C, 301, 315-325.
- Alexandrov, A. S. ve Edwards, P. P., 2000. High- T_c Cuprates: A New Electronic State of Matter?, Physica C, 331, 97-112.
- Ateş, A., Yanmaz, E. ve Çelebi, S., 1998. Thermally Activated Flux Dissipation in Ag-Added $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (123) Prepared by Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG) Method, Journal of Alloys and Compounds, 268, 215-220.
- Bardeen, J., Cooper, L. N. ve Schriffer, J., 1957. Theory of Superconductivity, Phys. Rev., 108, 1175-1204.
- Bean, C. P., 1962. Magnetization of Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 8, 250-253.
- Bean, C. P., 1964. Magnetization of High Field Superconductors, Rev. Mod. Phys., 36, 31-39.
- Bednorz, J. G. ve Müller, K. A., 1986. Possible High T_c Superconductivity in the La-Ba-Cu-O System, Z. Phys. B – Condensed Matter, 64, 189-193.
- Bird, C. T., Calvin, J. L., Davies, M. H., Fetrow, B. M., Herman, S. M., Hill, R. J., Holman, K. W., LaBelle, J. J., Smiley, C. L., Wegner, J. M., Dedrick, E. ve Durbin, S. M., 1999. Miscibility of Au and Cu in Superconducting $YBa_2(Cu_{1-x}Au_x)_3O_{7-\delta}$ for $0 < x < 0.15$, Physica C, 324, 3-4, 133-136.
- Bolat, S., 1996. Gümüş Katkısının Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Süperiletkenine Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.

- Bolat, S., Çelebi, S., Gencer, A., Cömert, H. ve Yanmaz, E., 1998. The Effect of Ag-doping on the Magnetic Behavior of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Ceramic Superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 269, 1-6.
- Buchel, W., 1991. Superconductivity Fundamentals and Application of Superconductivity, Plenum, New York.
- Champell, A. M. ve Evetts, J., 1972. Critical Currents in Superconductors, Taylor and Francis Pub., Scotland.
- Chan, W. C., Wang, C. Y. ve Lee, J. J., 1997. Grain Size Effect on Magnetic Levitation of YBCO Superconducting Samples, Physica C, 282-287, 1455-1456.
- Chen, A., Zhi, Y., Li, B., Wang, S. ve Chen, Y., 1992. Doping Effect of Sn on Superconductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, J. Physics, 4, 4981-4987.
- Clem, J. R., 1988. Granular and Superconducting-glass Properties of the High-temperature Superconductors, Physica C, 153-155, 50-55.
- Conder, K., 2001. Oxygen Diffusion in the Superconductors of the YBaCuO family: Isotope Exchange Measurements and Models, Materials Science and Engineering, R32, 41-102.
- Cyrot, M. ve Pauna, D., 1992. Introduction to Superconductivity and High T_c Materials, World Scientific, New Jersey.
- Das, A., Zelenay, I. ve Suryanarayanan, R., 1998. Normal State Transport Properties of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{SrBaCu}_3\text{O}_7$ and $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Sr}_2\text{Cu}_{2.8}\text{Re}_{0.2}\text{O}_7$, Physica C, 295, 47-63.
- Dzhafarov, T. D., Altunbaş, M., Varilci, A. ve Küçükömeroğlu, T., 1996. The Effect of Au Diffusion on Structural and Superconducting Properties of YBaCuO, Materials Letters, 25, 81-86.
- Eibschütz, M. Lines, M. E., Tarascon, J. M. ve Barboux, P., 1988. Observation of Orthorombic-Tetragonal Phase Equilibria in $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_{7-y}$, Physical Review B, 38, 2896-2899.
- Gencer, A., 1993. Time Dependent Magnetization and Flux Dynamics of High Temperature Superconductors, Doktora Tezi, Faculty of Science of the University of Birmingham, Birmingham.
- Gencer, A., Ateş, A., Aksu, E., Nezir, S., Çelebi, S. ve Yanmaz, E., 1997. Microstructural and Physical Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ Superconductors Prepared by the Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG) Method, Physica C, 279, 165-172.
- Ginzburg, V.L. ve Kirzhnits, D.A., 1992. High Temperature Superconductivity, Consultants Bureau, New York.

- Goldfarb, R. B., Lelental, M. ve Thompson, C. A., 1991. Alternating-Field Susceptometry and Magnetic Susceptibility of Superconductors, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, Hein, R. A., Francavilla, T. L., Liebenberg, D. H., Plenum, New York.
- He, Z. H., Wu, M. Z., Bruchlos, G., Xiong X. M., Luo, Y. Y. ve Gawalek, W., 1999. $Y_2Ba_5(Sn_{3-y-z}Cu_yPt_z)O_x$ in Textured YBCO Superconductors, *Physica C*, 312, 261-268.
- He, Z. H., Habisreuther, T., Bruchlos G., Litzkendorf, D. ve Gawalek, W., 2001. Investigation of Microstructure of Textured YBCO with Addition of Nanopowder SnO_2 , *Physica C*, 356, 277-284.
- Hein, R. A., Francavilla, T. L. ve Liebenberg, D. H., 1991. *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, Plenum, New York.
- Huang, Z.J., Meng, R.L., Qiu, X.D., Sun, Y.Y., Kulik, J., Xue, Y.Y. ve Chu, C.W., 1993. Superconductivity, Structure and Resistivity in $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$, *Physica C*, 217, 1-5.
- Islam, M. ve Baetzold, R. C., 1989. Atomistic Simulation of Dopant Substitution $YBa_2Cu_3O_7$, *Physical Review B*, 40, 10926-10935.
- Kishio, K., Kitazawa, K., Kanbe, S., Sugii, N., Tagaki, H., Uchida, S., Fueki, K. ve Tanaka, S., 1987. New High Temperature Superconducting Oxide. $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ and $(La_{1-x}Ca_x)_2CuO_4$, *Chem. Lett.*, 429-432.
- LaGraff, J. R., Han, P. D. ve Payne, D. A., 1991. Resistance Measurements and Oxygen Out-Diffusion Near the Orthorhombic-Tetragonal Phase Transformation in Single-Crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, *Physical Review B*, 43, 441-447.
- Lehndorff, B., Kürschner, H. G., Lücke, B. ve Piel, H., 1995. Levitation-Force Measurements and Field Mapping of Melt Processed $YBa_2Cu_3O_y$ Ceramics, *Physica C*, 247, 280-288.
- LePage, Y., Siegrist, T., Sun, S. A., Schneemeyer, L. F., Murphy, D. W., Zahurak, S. M., Waszczak, J. V., McKinnon, W. R., Tarascon, J. M., Hull, G. W. ve Greene, L. H., 1987. Structural Properties of $Ba_2RCu_3O_7$ High-Tc Superconductors, *Physical Review B*, 36, 7, 3617-3621.
- Logel, B., Mehdaoui, A. ve Bolmont, D., 1990. Critical Dynamic Field in $YBaCuO$ and $BiSrCaCuO$ Compounds: a Comparative Study of Some High Temperature Superconductors by Low Field Complex Susceptibility, *Supercond. Sci. Technol.*, 3, 504-509.
- Meissner, W. ve Ochsenfeld, R., 1993. Superconductivity, *Nature*, 352, 931-935

- Mendoza, E., Puig, T., Varesi, E., Carrillo, A. E., Plain, J. ve Obradors, X., 2000. Critical Current Enhancement in YBCO-Ag Melt-Textured Composites: Influence of Microcrack Density, Physica C, 334, 7-14.
- Moon, F. C., Yanoviak, M. M. ve Ware, R., 1988. Hysteretic Levitation Force in Superconducting Ceramics, Applied Phys. Lett., 52, 1534-1536.
- Moon, F. C., Weng, K. C. ve Chang, P. Z., 1989. Dynamic Magnetic Forces in Superconducting Ceramics, J. Appl. Phys., 66, 11, 5643-5645.
- Murakami, M., Gotoh, S., Kozhizuka, N., Tanaka, S., Matsushita, T., Kambe, S. ve Kitazawa, K., 1990a. Critical Current and Flux Creep in Melt Processed High T_c Oxide Superconductors, Cryogenics, 30, 390-396.
- Murakami, M., Oyama, T., Fujimoto, H., Taguchi, T., Gotoh, S., Shiohara, Y., Koshizuka, N. ve Tanaka, S., 1990b. Large Levitation Force Due to Flux Pinning in YBaCuO Superconductors Fabricated by Melt-Powder-Melt-Growth Process, Jap. J. Appl. Phys. Part II Letters, 29, 1991-1994.
- Murakami, M., Gotoh, S., Fujimoto, H., Yamaguchi, K., Koshizuka, N. ve Tanaka, S., 1991a. Flux Pinning and Critical Currents in Melt Processed YBaCuO Superconductors, Superconductor Science and Technol., 4, 43-50.
- Murakami, M., Oyama, T., Fujimoto, H., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Shiohara, Y., Kozhizuaka, N. ve Tanaka, S., 1991b. Melt Processing of Bulk High T_c Superconductors and Their Applications, IEEE Transactions on Magnetics, 27, 1479-1486.
- Murakami, M., 1992. Processing of Bulk YBaCuO, Supercond. Sci. Technol., 5, 185-203.
- Onnes, H.K., 1911. Comm.Phys. Lab. Univ. Leiden, 119-120.
- Özoğul, Ö. ve Aydınuraz, A., 2001. Effect of Texturing Mechanisms on the Critical Current Density in Sintered High-T_c Bi-2223 Superconductors, Phys. Stat. Sol., 2, 413-419.
- Poole, C. P., Datta, T. ve Farach, H. A., 1988. Copper Oxide Superconductors, J. Wiley and Sons, New York.
- Reddy, E. S. ve Rajasekharan, T., 1997. Nucleation and Growth of Orthorombic Phase in Melt Textured YBa₂Cu₃O_{7-y}, Physica C, 279, 1-2.
- Rose-Innes, A. C. ve Rhoderick, E. H., 1980. Introduction to Superconductivity, Pergamon Press, London.
- Seeber, B., 1998. Handbook of Applied Superconductivity, Volume 1, Genova Univ. IOP Publishing, Bristol.

- Segawa, K. ve Ando, Y., 2001. Zn-doping Effect on the Normal-State Charge Transport in Untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Single Crystals at Low Temperatures, Physica C, 357-360, 30-33.
- Sokolovsky, V. ve Meerovich, V., 2000. AC Losses in Bulk HTSC, *Studies of HTSC*, 32, 80-123.
- Speech, E. D., Sparks, C. J., Dhere, A. G., Brynestad, J., Cavin, O. B., Kroeger, D. M. ve Oye, H. A., 1988. Effect of Oxygen Pressure on the Orthorhombic-Tetragonal Transition in the HTS $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, Physical Review B, 37, 7426-7434.
- Tallon, J. L., Pooke, D. M., Buckley, R. G., Presland, M. R. ve Blunt, F. J., 1990. $\text{R}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15-d}$: A 92 K Bulk Superconductor, Physical Review B, 41, 7220-7223.
- Tarascon, J. M., Barboux, P., Miceli, P.F., Greene L. H. ve Hull, G. W., 1988. Structural and Physical Properties of the Metal (M) Substituted $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_{7-y}$ Perovskite, Physical Review B, 37, 7458-7468.
- Tarascon, J. M., Greene, L. H., McKinnon, W. R., Hull, G. W. ve Geballe, T. H., 1987a. Superconductivity at 40 K in the oxygen-defect perovskites $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$, Science, 235, 1373-1376.
- Tarascon, J. M., McKinnon, W. R., Greene, L. H., Hull, G. W. ve Vogel, E. M., 1987b. Oxygen and Rare-Earth Doping of the 90-K Superconducting perovskite $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, Physical Review B, 36, 226-234.
- Tent, B. A., Qu, D. ve Shi, D., 1998. Angle Dependence of Levitation Force in a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ sphere, Physica C, 309, 89-97.
- Tokura, Y., Tagaki, H. ve Uchida, S., 1989. A Superconducting Copper Oxide Compounds with Electrons as the Charge Carriers, Nature, 337, 345-346.
- Vanderah, T.A., 1992. *Chemistry of Superconductor Materials*, Noyes Publications, California.
- Vieira, V. N., Pureur, P. ve Schaf, J., 2001. The Effect of Sr and Ca on the Magnetic Irreversibility and Fluctuation Conductivity of YBCO-123, Physica C, 353, 241-250.
- Wu, M.K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., Huang, Z. J., Wang, Y. G. ve Chu, C. W., 1987. Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O System at Ambient Pressure, Phys. Rev. Lett., 58, 908-910.
- Wu, X. S. ve Gao, J., 1999. Superconductivity and Structural Changes in $\text{Y}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{Ba}_{2-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ Cuprates with $x \leq 0.50$, Physica C, 313, 79-86.
- Yang, W. M., Zhou, L., Feng, Y., Zhang, P. X., Chen, S., Wu, M. Z., Zhang C. P., Wang, J. R., Du, Z. H., Wang, F. Y., Yu, Z. M., Wu, X. Z., Gawalek, W. ve Gornert, P., 1998. The Grain-Alignment and Its Effect on the Levitation Force of Melt Processed YBCO Single-Domained Bulk Superconductors, Physica C, 307, 271-276.

- Yang, W. M., Feng, Y., Zhou, L., Zhang, P. X., Wu, M. Z., Chen, S., Wu, X. Z. ve Gawalek, W., 1999. The Effect of the Grain Alinment on the Levitatin Force in Single Domain $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Bulk Superconductors, Physica C, 319, 164-168.
- Yanmaz, E., Mutlu, İ. H., Küçükömeroğlu, T. ve Altunbaş, M., 1994. Ag-doped 120 K $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ Superconductors Prepared by Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG) Method, Supercond. Sci. Tech., 7, 903-907.
- Yao, X., Oka, A, Izumi, T. ve Shiohara, Y., 2000. Crystal Growth and Superconductivity of Fe-Doped YBCO Single Crystals., Physica C, 339, 99-105.
- Yoshida, K. ve Tajima, S., 2001. Recovery of Superconductivity Under High Pressure in $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{O}_{7-y}$, Physica C, 357, 269-272.
- Youssif, M. I., Bahgat, A. A. ve Ali, A., 2000. AC Magnetic Susceptibility Technique for the Characterization of High Temperature Superconductors, Egypt. J. Sol., 23, 231-250.
- Yvon, K. ve François, M., 1989. Crystal Structures of High- T_c Oxides, Z. Physics B, 76, 413-444.

ÖZGEÇMİŞ

1970 yılında Ankara'da doğdu. İlk ve ortaokulu Çankaya Yıldız İlköğretim Okulunda tamamladı. 1987'de Ankara Mehmet Rüştü Uzel Kimya Meslek Lisesini ikincilikle bitirdi. 1988'de KTÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde öğrenimine başladı ve 1992 yılında ikincilikle mezun oldu. Aynı yıl K.T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. 1992-1993 Öğretim yılında yüksek lisans İngilizce hazırlık okudu. Haziran 1993'de, K.T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü kadrosunda araştırma görevlisi olarak Fizik Bölümünde göreve başladı. Ocak 1996'da "Gümüş Katkısının Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Süperiletkenlerine Etkisi" adlı konu üzerinde yüksek lisansını tamamladı ve aynı yıl doktora sınavını kazandı. Ekim 1998'de K.T.Ü Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne Öğretim Görevlisi olarak atandı. Evli ve Burak Talha ile Beyda adlı iki çocuğu olan araştırmacı İngilizce bilmektedir.