

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**FARKLI ERİTME YÖNTEMLERİYLE ÜRETİLEN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
SÜPERİLETKENLERİNİN YAPISAL VE MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Sezai KÜTÜK

**HAZİRAN 2008
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**FARKLI ERİTME YÖNTEMLERİYLE ÜRETİLEN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
SÜPERİLETKENLERİNİN YAPISAL VE MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Sezai KÜTÜK

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce
“Yüksek Lisans (Fizik)”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 02.06.2008
Tezin Savunma Tarihi : 23.06.2008**

**Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Süleyman BOLAT
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ
Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Tefvik KÜÇÜKÖMEROĞLU**

Enstitü Müdür Vekili: Doç. Dr. Salih TERZİOĞLU

Trabzon 2008

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmada başlangıç kompozisyonu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ olacak biçimde eritme-toz-eritme-büyütme (MPMG), alevde eritme-hızlı soğutma-büyütme (FQMG) ve Y_2BaCuO_5 potada FQMG eritme yöntemleri kullanılarak hazırlanan numunelerin yapısal ve manyetik özellikleri incelendi.

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde değerli görüş ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam ve danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Süleyman BOLAT'a en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca her türlü imkânı sağlayan K.T.Ü. Fizik Anabilim Dalı Başkanı Sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA'ya teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Yüksek lisans öğrenimim boyunca değerli görüş ve ilgilerini benimle paylaşan ve her zaman bana destek olan Sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışmamda bu aşamaya kadar emeği geçen yardımlarını ve ilgilerini esirgemeyen Fizik Bölümünde Katıhal Fiziği Araştırma laboratuvarında gerekli araç ve gereç bulmamda Yrd. Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU'na, Arş. Gör. Mehmet BAŞOĞLU'na, Atom ve Çekirdek Fiziği Araştırma laboratuvarında XRF analizinde Arş. Gör. Erhan CENGİZ'e ve Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde manyetik kaldırma kuvveti deney sisteminin programlamasında Öğr. Gör. Oğuzhan ÇAKIR'a teşekkür ederim.

Bu zamana kadar her türlü maddi ve manevi desteğini esirgemeyen aileme en içten saygı, teşekkür ve minnetlerimi sunarım.

Bu çalışma 2005.111.001.2 kodlu KTÜ Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) birimince desteklenmiştir.

Sezai KÜTÜK
Trabzon 2008

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET.....	VI
SUMMARY	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
TABLolar DİZİNİ.....	XIX
SEMBOLLER DİZİNİ	XX
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri	3
1.2.1. Sıfır Direnç	3
1.2.2. Kritik Sıcaklık	5
1.2.3. Kritik Manyetik Alan	5
1.2.4. Kritik Akım Yoğunluğu	8
1.2.5. Girme Derinliği	10
1.2.6. Koherens Uzunluğu	14
1.2.7. Meissner Olayı.....	16
1.2.8. I. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	17
1.2.9. I. Tip Süperiletkenlerin Yüzey Enerjisi.....	18
1.3. II. Tip Süperiletkenler.....	19
1.3.1. II. Tip Süperiletkenlerin Yüzey Enerjisi.....	20
1.3.2. II. Tip Süperiletkenlerinde Termodinamik Kritik Alan.....	20
1.3.3. Tersinmez II. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	23
1.3.4. Tersinir II. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	24
1.4. BCS Teorisi	26
1.5. Kritik Durum Modelleri	28
1.5.1. Bean Durum Modeli	29
1.5.2. Kim Durum Modeli	34
1.6. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri	35

1.6.1.	Y-Ba-Cu-O Süperiletkenleri.....	38
1.6.2.	Y-Ba-Cu-O Süperiletkenlerinin Kristal Yapısı	39
1.6.3.	Y-Ba-Cu-O Bileşiğinin Faz Diyagramı.....	40
1.7.	Süperiletkenlerde Eritme Yöntemleri.....	43
1.7.1.	Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Melt-Textured-Growth (MTG)].....	43
1.7.2.	Geliştirilmiş-Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Modified-Melt-Textured-Growth (MMTG)]	45
1.7.3.	Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Quench-Melt-Growth (QMG)]	46
1.7.4.	Eritme-Toz-Eritme-Büyütme [Melt-Powder-Melt-Growth (MPMG)]	46
1.7.5.	Platin-Katkılı Eritme-Büyütme [Platinum-Doped Melt-Growth (PDMG)]	48
1.7.6.	Üst-Tohumlama-Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Top-Seeding-Melt-Textured-Growth (TSMTG)]	50
1.7.7.	Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)].....	52
1.8.	Süperiletkenlerde Manyetik Kaldırma Kuvveti.....	53
1.9.	Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı.....	57
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	58
2.1.	Numunelerin Hazırlanması.....	58
2.1.1.	Kalsinasyon İşlemi ve Öğütme.....	59
2.1.2.	Eritme-Toz-Eritme-Büyütme [Melt-Powder-Melt-Growth (MPMG)] Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi.....	60
2.1.3.	Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt- Growth (FQMG)] Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi	63
2.1.4.	$Y_2Ba_1Cu_1O_5$ Pota İçerisinde Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)] Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi.....	65
2.1.5.	Oksijen Verme İşlemi.....	65
2.2.	Optik Fotoğraf Çekimleri (POM).....	67
2.3.	X-Işını Kırınım Ölçümleri (XRD).....	67
2.4.	Kaldırma Kuvveti Ölçümleri.....	68
2.5.	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri.....	71
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA.....	73
3.1.	Giriş.....	73
3.2.	X-Işını Kırınımı (XRD).....	73
3.3.	X-Işını Floresans Analizi (XRF)	83
3.4.	Optik Fotoğraflar (POM).....	84
3.5.	Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçümleri.....	113

3.6.	Manyetizasyon Ölçümleri	164
3.7.	Kritik Akım Yoğunluğu Hesabı	181
3.8.	Çivileme Kuvveti Hesabı	196
4.	SONUÇLAR.....	222
5.	ÖNERİLER	225
6.	KAYNAKLAR.....	226
ÖZGEÇMİŞ		

ÖZET

Kaliteli süperiletkenlerin eritme yöntemleriyle üretildiği gerçeğine dayalı olarak, bu çalışmada alevde eritme-hızlı soğutma-büyütme (FQMG), Y_2BaCuO_5 (Y211) potada FQMG ve eritme-toz-eritme-büyütme (MPMG) yöntemleri kullanılarak $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (Y123) süperiletkenleri üretildi. Tüm yöntemler eritme yöntemi olmakla birlikte; geleneksel yönteme ek olarak ikinci yöntemde eritme sürecinde Platin (Pt) pota ve üçüncü yöntemde sinterleme sürecinde Y211 pota kullanıldı. Geleneksel eritme yöntemlerinde yapılanma malzemesinde süperiletken oluşum kesrinin yaklaşık %30-40 civarında olduğu birçok çalışmacı tarafından ifade edilmiştir. Bu bağlamda, ikinci ve üçüncü üretim tekniklerinde yapılanma malzemesinden daha fazla oranda süperiletken üretimi sağlanması hedeflendi ve MPMG yönteminde %80 civarında süperiletkenlik kesrine ulaşıldı. Üretilen süperiletkenlerin x-ışını kırınım desenleri (XRD), optik mikro fotoğrafları, manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri ile manyetizasyon ölçümleri gerçekleştirilerek yukarıda ifade edilenlerin yanı sıra bazı yapısal ve manyetik özellikleri bakımından da kıyaslama yapıldı.

Numunelerde yapı içerisindeki tanelerin yönelimleri, büyüklükleri, sınır durumları, ikinci faz parçacıklarının (SPP) boyutları ile dağılımı; buna bağlı olarak kaldırma kuvveti, Bean Kritik Durum Modeli ile hesaplanan kritik akım yoğunluğu ve akı çivileme kuvveti yoğunluğu incelendiğinde MPMG yöntemi ile üretilen numunelerin bariz bir üstünlüğü olduğu sonucuna varıldı. Buna %1 oranında Pt katkısının çok büyük bir etkisi olduğu tespit edildi.

Anahtar Kelimeler: Y123 Süperiletkeni, MPMG Yöntemi, FQMG Yöntemi, Süperiletken Oluşum Kesri, Manyetik Kaldırma Kuvveti, Kritik Akım Yoğunluğu, Çivileme Kuvveti Yoğunluğu.

SUMMARY

Investigation of Structural and Magnetic Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Superconductors Fabricated with Different Melt Processes

In this study, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y123) superconductors were fabricated using Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG), FQMG in Y_2BaCuO_5 (Y211) crucible and Melt-Powder-Melt-Growth (MPMG) techniques as it is really that quality superconductors have been produced by melt processes. Although all techniques are melt processes, Platinum (Pt) and Y211 crucibles were used throughout the melt process in the second technique and the sintering process in third technique, respectively. It was reported by a lot of researchers that superconducting forming rate is approximately about 30-40% in compact materials fabricated with conventional melt techniques. In both the second and third techniques, it was aimed to obtain the superconductor forming rate more than the conventional melt technique, and the superconducting forming rate in MPMG technique has been attained approximately about 80%. The superconductors prepared with these methods have been also compared with respect to some structural and magnetic properties as well as mentioned above by means of x-ray diffraction (XRD), optical micrographs, magnetic levitation force and magnetization measurements.

The levitation force, critical current density calculated from Bean Critical State Model and flux pinning force density were investigated by taking account of orientations, sizes and boundary states of grains with the sizes and dispersion of second phase particles (SPP) in the compact samples. As shown from results, the superconducting forming rate of the samples prepared with the MPMG technique is clearly higher than the others. The reason is why this technique is pretty effective there is a rate of 1% Pt doped in the compact samples during the melt process.

Key Words: Y123 Superconductor, MPMG Process, FQMG Process, Superconductivity Forming Rate, Magnetic Levitation Force, Critical Current Density, Pinning Force Density.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1.	Metallerin sıcaklığa göre direncinin değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	4
Şekil 1.2.	Cıvanın direncinin sıcaklığa göre çizimi (Kittel, 1996).....	5
Şekil 1.3.	Kalayın süperiletken geçişi (Rose-Innes ve Rhoderick,1980).	6
Şekil 1.4.	Bir süperiletkenin manyetik alanın sıcaklığına göre faz diyagramı	7
Şekil 1.5.	Kritik akım yoğunluğunun kritik sıcaklığa göre grafiği (Poole, 2000).....	9
Şekil 1.6.	H, J, T ortamındaki kritik yüzeyler (Owens, 1996).....	9
Şekil 1.7.	Manyetik alanın süperiletken içerisinde değişimi ($x>0$)	11
Şekil 1.8.	Kalay için girme derinliğinin sıcaklıkla değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	13
Şekil 1.9.	Koherens uzunluğunun ortalama uzunluğa göre grafiği (Hook ve Hall, 1998).....	15
Şekil 1.10.	Meissner olayı (URL–2, 2007).....	16
Şekil 1.11.	I. Tip süperiletkenlerin manyetik davranışları (a) Dış manyetik alanın manyetik indüksiyona göre değişimi, (b) Dış manyetik alanın manyetizasyona göre değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).	18
Şekil 1.12.	Pozitif yüzey enerjisi (a) Girme derinliği ve koherens uzunluğu (b) Toplam serbest enerji (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	19
Şekil 1.13.	Negatif yüzey enerjisi (a) Girme derinliği ve koherens uzunluğu (b) Toplam serbest enerji (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	21
Şekil 1.14.	II. Tip süperiletkenlerin faz diyagram (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	22
Şekil 1.15.	II. Tip süperiletkenlerde manyetik alanın numuneye nüfuz etmesi (a) normal durum, (b) karışık durum, (c) süperiletken durum (URL-3, 2007).....	23
Şekil 1.16.	Tersinmez II. Tip süperiletkenlerin manyetik davranışları (a) Dış manyetik alanın manyetik indüksiyona göre değişimi, (b) Dış manyetik alanın manyetizasyona göre değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).	24
Şekil 1.17.	Tersinir II. Tip süperiletkenlerin manyetik davranışları. (a) Uygulanan manyetik alanın indüksiyona göre değişimi (b) Uygulanan manyetik alanın mıknatıslanmaya göre değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	25
Şekil 1.18.	Kritik hal modellerinde kullanılan (a) dilim geometrisi (b) silindirik geometrisi	29

Şekil 1.19.	Uygulanan alan şiddeti (H_a) artırıldığı zaman, manyetik alan ve kritik akım yoğunluğunun değişimi (a) manyetizasyonun manyetik alanla değişimi, (b) 1 durumu için akı profili ve akım yoğunluğu değişimi ($H_a/J_{ca} = 1/2$), (c) 2 durumu için akı profili ve akım yoğunluğu (d) 3 ve 4 durumu için akı profili ve akım yoğunluğu değişimi.....	32
Şekil 1.20.	Uygulanan alan şiddeti azaltıldığı zaman, manyetik alan ve kritik akım yoğunluğunun değişimi (a) manyetizasyonun manyetik alanla değişimi, (b) manyetik alanın azaltıldığı 5, 6, 7, 8 durumlarında akı profili, (c) 5 durumundaki akım yoğunluğu, (d) 7 konumundaki akım yoğunluğu.....	33
Şekil 1.21.	Dilim veya silindir geometrisi için Kim Durum Modeli'nin şematik gösterimi (a) manyetizasyonun uygulanan alana göre değişimi, (b) manyetik alan artırılırken akı profili, (c) manyetik alan azaltılırken akı profili	36
Şekil 1.22.	Süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar, süperiletkenlerin geçiş sıcaklıklarının kronolojik sıralanması (Alexandrov ve Edwards, 2000).....	37
Şekil 1.23.	Ortorombik yapıdaki $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 'in birim hücresi (Vanderah, 1992).	41
Şekil 1.24.	Y_2O_3 –BaO–CuO üçlü faz diyagramı (yaklaşık olarak 950-1000 °C)	42
Şekil 1.25.	Y_2O_3 –BaO–CuO sisteminin faz diyagramı (0,21 atm oksijen basıncı altında).....	43
Şekil 1.26.	MTG yönteminin şematik gösterimi	44
Şekil 1.27.	MMTG yönteminin şematik gösterimi.....	45
Şekil 1.28.	QMG veya MPMG yöntemlerinin şematik gösterimi (a) hızlı soğutma yapıldıktan sonra Y_2O_3 ve katılaşmış sıvı (b) Y211 + Sıvı bölgeye ısıtırken (c) Y211 + Sıvı bölgesinde (d) Y123 ve Y211 fazını gösteren mikroyapının son hali (Murakami, 1992).....	47
Şekil 1.29.	MPMG yöntemi ile hazırlanmış farklı Y211 katkıları içeren YBCO numunelerinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alan göre değişimi (Murakami, 1992).....	48
Şekil 1.30.	Platin katkılı ve katkısız numunelerinde manyetizasyonun manyetik alan göre değişimi	49
Şekil 1.31.	Merkezinde MgO tek kristali bulunan büyük tanelere sahip süperiletken numunenin optik fotoğrafı.....	51
Şekil 1.32.	Üç farklı eritme yöntemi ile üretilen YBCO numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi (77 K ve B//c).....	51
Şekil 1.33.	FQMG yönteminin şematik gösterimi.....	53
Şekil 1.34.	30 mm çapındaki TSMTG yöntemi üretilen bir YBCO süperiletken numune ile yüzeyinde 0,5 T'lık manyetik alana sahip bir mıknatıs arasındaki mesafeye göre manyetik kaldırma kuvvetinin değişimi (Yang vd., 2001).....	55
Şekil 1.35.	Kaldırma kuvvetinin temel şematik diyagramları (a) diyamanyetik tepki, (b) akı tuzaklama	56

Şekil 2.1.	Kalsinasyon diyagramı	59
Şekil 2.2.	Öğütmede kullanılan Retsch PM100 düzlemsel bilyeli değirmen ve ZrO_2 'ten yapılmış öğütme kabı ve bilyeleri	60
Şekil 2.3.	Hızlı soğutma diyagramı	61
Şekil 2.4.	Hızlı soğutma işlemi yapıldıktan sonraki numunenin hali	62
Şekil 2.5.	MPMG eritme yöntemi için sinterleme diyagramı.....	62
Şekil 2.6.	FQMG eritme yöntemi için oksijen alevinde eritme ve ani soğutma işleminin şematik gösterimi.....	63
Şekil 2.7.	FQMG eritme yöntemi için sinterleme diyagramı	64
Şekil 2.8.	Y211 pota içerisindeki FQMG eritme yöntemi ile üretilen Y123	65
Şekil 2.9.	Y211 potada FQMG eritme yöntemi için sinterleme diyagramı.....	66
Şekil 2.10.	Oksijen verme diyagramı	66
Şekil 2.11.	Nikon ECLIPSE ME600 Polarize Optik Mikroskop	67
Şekil 2.12.	Rikagu D/Max III Difraktometresi.....	68
Şekil 2.13.	Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm düzeneğinin şematik gösterimi	69
Şekil 2.14.	Süperiletken numunenin kalınlığının şematik gösterimi.....	70
Şekil 2.15.	Quantum Design PPMS sistemi (URL-4, 2008).....	72
Şekil 2.16.	PPMS sisteminin VSM modülü (URL-4, 2008).....	72
Şekil 3.1.	MPMG yöntemi ile üretilen numunelerin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri.....	76
Şekil 3.2.	FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri.....	77
Şekil 3.3.	Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri.....	78
Şekil 3.4.	MPMG yöntemi ile üretilen numunelerin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri.....	79
Şekil 3.5.	FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri.....	80
Şekil 3.6.	Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri.....	81
Şekil 3.7.	Tüm numunelerin x-ışını kırınım desenlerinden hesaplanan a, b, c örgü parametreleri.....	82
Şekil 3.8.	MPMG eritme yönteminde kullanılan toz örneğin XRF analizi	83
Şekil 3.9.	A1-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	86
Şekil 3.10.	A2-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	87

Şekil 3.11.	A3-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	88
Şekil 3.12.	B1-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	89
Şekil 3.13.	B2-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	90
Şekil 3.14.	B3-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	91
Şekil 3.15.	C1-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	92
Şekil 3.16.	C2-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	93
Şekil 3.17.	C3-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	94
Şekil 3.18.	A1-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	95
Şekil 3.19.	A2-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	96
Şekil 3.20.	A3-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	97
Şekil 3.21.	B1-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	98
Şekil 3.22.	B2-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	99
Şekil 3.23.	B3-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	100
Şekil 3.24.	C1-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	101
Şekil 3.25.	C2-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	102
Şekil 3.26.	C3-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	103
Şekil 3.27.	A2-h3 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	104
Şekil 3.28.	B2-h3 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	105
Şekil 3.29.	C2-h3 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	106
Şekil 3.30.	A2-h4 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	107

Şekil 3.31.	B2-h4 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	108
Şekil 3.32.	C2-h4 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	109
Şekil 3.33.	A2-h5 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	110
Şekil 3.34.	B2-h5 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	111
Şekil 3.35.	C2-h5 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları (a) 150, (b) 300 büyütme.....	112
Şekil 3.36.	Kaldırma kuvveti ölçüm düzeneğinde kullanılan eksenel manyetik alana sahip standart Nd-Fe-B seramik mıknatısının mesafeye göre (a) şekli (b) kalibrasyon eğrisi.....	122
Şekil 3.37.	A1-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	123
Şekil 3.38.	A2-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	124
Şekil 3.39.	A3-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	125
Şekil 3.40.	B1-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	126
Şekil 3.41.	B2-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	127
Şekil 3.42.	B3-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	128
Şekil 3.43.	C1-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	129
Şekil 3.44.	C2-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	130
Şekil 3.45.	C3-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	131
Şekil 3.46.	A1-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	132
Şekil 3.47.	A2-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	133
Şekil 3.48.	A3-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	134
Şekil 3.49.	B1-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	135
Şekil 3.50.	B2-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	136

Şekil 3.51.	B3-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	137
Şekil 3.52.	C1-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	138
Şekil 3.53.	C2-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	139
Şekil 3.54.	C3-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	140
Şekil 3.55.	A2-h3 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	141
Şekil 3.56.	B2-h3 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	142
Şekil 3.57.	C2-h3 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	143
Şekil 3.58.	A2-h4 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	144
Şekil 3.59.	B2-h4 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	145
Şekil 3.60.	C2-h4 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	146
Şekil 3.61.	A2-h5 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	147
Şekil 3.62.	B2-h5 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	148
Şekil 3.63.	C2-h5 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	149
Şekil 3.64.	h1 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	150
Şekil 3.65.	h2 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	151
Şekil 3.66.	h3 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	152
Şekil 3.67.	h4 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	152
Şekil 3.68.	h5 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi.....	153
Şekil 3.69.	h1 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi	154
Şekil 3.70.	h2 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi	155

Şekil 3.71.	h3 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi	156
Şekil 3.72.	h4 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi	156
Şekil 3.73.	h5 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi	157
Şekil 3.74.	Birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin itici kısmının kalınlığa göre değişimi (a) A2, (b) B2, (c) C2 numuneleri	158
Şekil 3.75.	Birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin çekici kısmının kalınlığa göre değişimi (a) A2, (b) B2, (c) C2 numuneleri	159
Şekil 3.76.	Farklı eritme yöntemleri ile üretilen A2, B2 ve C2 numunelerine ait normalize edilen manyetik alanın normalize edilen kalınlığa göre değişimi: (a) itici kısım, (b) çekici kısım	160
Şekil 3.77.	h1 kalınlığındaki numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerinin sinterleme sıcaklığına göre değişimi: (a) MPMG, (b) FQMG, (c) Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler	161
Şekil 3.78.	h2 kalınlığındaki numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerinin sinterleme sıcaklığına göre değişimi: (a) MPMG, (b) FQMG, (c) Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler	162
Şekil 3.79.	h1 ve h2 kalınlığındaki numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerinin sinterleme sıcaklığına göre değişimleri: (a) MPMG, (b) FQMG, (c) Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler	163
Şekil 3.80.	A1 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	167
Şekil 3.81.	A2 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	167
Şekil 3.82.	A3 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	168
Şekil 3.83.	B1 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	168
Şekil 3.84.	B2 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	169
Şekil 3.85.	B3 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	169
Şekil 3.86.	C1 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	170
Şekil 3.87.	C2 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	170

Şekil 3.88.	C3 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	171
Şekil 3.89.	25 K’de tüm numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	172
Şekil 3.90.	50 K’de tüm numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	173
Şekil 3.91.	77 K’de tüm numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	174
Şekil 3.92.	25 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	175
Şekil 3.93.	25 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	175
Şekil 3.94.	25 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	176
Şekil 3.95.	50 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	176
Şekil 3.96.	50 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	177
Şekil 3.97.	50 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	177
Şekil 3.98.	77 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	178
Şekil 3.99.	77 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi.....	178
Şekil 3.100.	77 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi	179
Şekil 3.101.	Tüm numuneler için sıcaklığın manyetizasyonla değişimi	180
Şekil 3.102.	A1 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi	183
Şekil 3.103.	A2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi	183
Şekil 3.104.	A3 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi	184
Şekil 3.105.	B1 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	184
Şekil 3.106.	B2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	185
Şekil 3.107.	B3 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	185
Şekil 3.108.	C1 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	186
Şekil 3.109.	C2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	186
Şekil 3.110.	C3 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	187
Şekil 3.111.	25 K’de tüm numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi	188

Şekil 3.112.	50 K’de tüm numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi	189
Şekil 3.113.	77 K’de tüm numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi	190
Şekil 3.114.	25 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	191
Şekil 3.115.	25 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	191
Şekil 3.116.	25 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	192
Şekil 3.117.	50 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	192
Şekil 3.118.	50 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	193
Şekil 3.119.	50 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	193
Şekil 3.120.	77 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	194
Şekil 3.121.	77 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	194
Şekil 3.122.	77 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	195
Şekil 3.123.	A1 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi	198
Şekil 3.124.	A2 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi	199
Şekil 3.125.	A3 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi	200
Şekil 3.126.	B1 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi	201
Şekil 3.127.	B2 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi	202
Şekil 3.128.	B3 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi	203

Şekil 3.129. C1 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	204
Şekil 3.130. C2 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	205
Şekil 3.131. C3 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	206
Şekil 3.132. 25 K’de tüm numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	207
Şekil 3.133. 25 K’de tüm numuneler için normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	208
Şekil 3.134. 50 K’de tüm numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	209
Şekil 3.135. 50 K’de tüm numuneler için normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	210
Şekil 3.136. 77 K’de tüm numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	211
Şekil 3.137. 77 K’de tüm numuneler için normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	212
Şekil 3.138. 25 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	213
Şekil 3.139. 25 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	214
Şekil 3.140. 25 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	215
Şekil 3.141. 50 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	216
Şekil 3.142. 50 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	217
Şekil 3.143. 50 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	218

Şekil 3.144. 77 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	219
Şekil 3.145. 77 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi.....	220
Şekil 3.146. 77 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi.....	221

TABLÖLAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. Y211 hacminin platin katkısına göre değişimi.....	49
Tablo 2.1. Üretimde kullanılan toz bileşikler.....	58
Tablo 2.2. 100 gram Y123 elde etmek için başlangıç kompozisyonunda kullanılan toz bileşiklerin tartılan miktarları	58
Tablo 2.3. Kalınlığa göre alınan kaldırma kuvveti ölçümlerindeki numuneler	70
Tablo 2.4. Sembollerle ifade edilen numuneler.....	70
Tablo 3.1. Literatürdeki örgü parametreleri ile deneysel verilerin karşılaştırılması	75
Tablo 3.2. Kaldırma kuvveti ölçümlerindeki numunelerin kalınlıkları.....	114

SEMBOLLER DİZİNİ

AC	: Alternatif Akım
B	: Manyetik indüksiyon
DC	: Doğru Akım
e	: Elektronun yükü
E	: Elektrik alan
FC	: Manyetik Alanlı Soğutma
FQMG	: Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Büyütme (Flame-Quench-Melt-Growth)
H	: Manyetik alan
J	: Akım yoğunluğu
m	: Manyetik moment
M	: Manyetizasyon
MPMG	: Eritme-Toz-Eritme-Büyütme (Melt-Powder-Melt-Growth)
n	: Birim hacimdeki elektron sayısı
R	: Direnç
T	: Sıcaklık
v	: Hacim
z	: Süperiletken numune ile mıknatıs arasındaki mesafe
ZFC	: Manyetik Alansız Soğutma
a, b, c	: Örgü parametreleri
B_p	: Çekici kuvvetin minimum değerine tekabül eden manyetik alan
C_N	: Normal durum için öz ısı
C_S	: Süperiletken durum için öz ısı
f_L	: Birim hacme düşen manyetik kaldırma kuvveti
$f_{L, \phi}$	: Birim hacme düşen manyetik kaldırma kuvvetinin çekici kısmı
$f_{L, i}$	: Birim hacme düşen manyetik kaldırma kuvvetinin itici kısmı
F_p	: Akı çivileme kuvveti
g_n	: Normal durum için birim hacimdeki Gibbs serbest enerjisi
g_s	: Süperiletken durum için birim hacimdeki Gibbs serbest enerjisi
H_0	: Mutlak sıfır sıcaklığındaki manyetik alan
H_a	: Uygulanan manyetik alan

H_c	: I. tip süperiletkenlerde termodinamik kritik manyetik alan
H_{c1}	: II. tip süperiletkenlerde alt kritik manyetik alan
H_{c2}	: II. tip süperiletkenlerde üst kritik manyetik alan
H^*	: Birinci girme alanı
H^{**}	: İkinci girme alanı
I_c	: Kritik akım
J_c	: Kritik akım yoğunluğu
k_B	: Boltzman sabiti
m_e	: Elektronun kütlesi
n_s	: Birim hacimdeki süperelektronların sayısı
q	: Parçacık yükü
T_c	: Kritik geçiş sıcaklığı
T^{opt}	: Kaldırma kuvvetinin maksimum olduğu sıcaklık değeri
$\vec{A}$	: Vektör potansiyeli
∇	: Nabla operatörü
ϵ_0	: Boşluğun elektriksel geçirgenlik katsayısı
θ_D	: Debye sıcaklığı
ℓ	: Elektronun serbest yolu
κ	: Ginzburg-Landau parametresi
λ	: Nüfus derinliği
λ_L	: London girme derinliği
μ_0	: Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı
μ_r	: Bağlı geçirgenlik katsayısı
ξ	: Koherens uzunluğu
ξ_0	: Mutlak sıfır sıcaklığındaki koherens uzunluğu
ρ	: Öz direnç
σ	: Elektriksel iletkenlik
τ	: Çarpışma zamanı
v_F	: Fermi hızı
ϕ	: Kuantlaşmış akı
χ	: Alınganlık
ω	: Pippard düzen parametresi

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Çok düşük sıcaklıklarda araştırma yapan Danimarkalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes ilk olarak 2,18 K'de helyumu sıvılaştırdı. Sıvı helyumun en önemli özelliklerinden biri, Kamerlingh Onnes tarafından adlandırılan süper-akışkan özelliğidir. Süperakışkanlık, bir akışkanın tamamıyla sürtünmesiz bir ortam içerisinde çapı 10^{-6} cm'den daha küçük olan gözeneklerden kolaylıkla geçebilmesidir. Helyumun sıvılaştırılmasından üç yıl sonra, Hollanda'nın Leiden Üniversitesinde 1911 yılında Kamerlingh Onnes ve onun öğrencilerinin yapmış olduğu bir deneyde cıvanın (Hg) elektriksel direncinin 4,19 K'de aniden keskin bir şekilde düştüğü gözlemlendi. Bu özellik direncin belli bir sıcaklık değerine kadar direncin lineer bir şekilde gelip, tam bu sıcaklık değerinde keskin bir şekilde azalarak aniden sıfıra yaklaştığını göstermektedir. Direncin bu şekilde kaybolduğu sıcaklığa kritik sıcaklık (T_c) denildi. Bu ortaya çıkan yeni olguya "süperiletkenlik" adı verildi (Onnes, 1911; Vanderah, 1992).

Cıvanın süperiletkenliğinin keşfedilmesinin ardından 1913 yılında 3,7 K'de kalayın (Sn) ve ardından 7,2 K'de kurşunun (Pb) süperiletkenlikleri keşfedildi. Daha sonraki yapılan araştırmalarda, elementler arasında en yüksek geçiş sıcaklığına sahip elementin 9,2 K ile niyobyum (Nb) olduğu bulundu (Poole vd., 1988).

Zaman ilerledikçe fizikçiler, süperiletkenler için önemli özelliklerden biri olan mükemmel diyamanyetizmadan haberdar oldular. 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld bir küre manyetik içerisinde iken onun kritik sıcaklığının altına kadar soğutulursa, kürenin manyetik akıyı dışladığını buldular (Meissner ve Ochsenfeld, 1933).

Süperiletkenlerin en ilgi çekici özellikleri ve pratikte en yararlı kullanımı, onların elektrodinamik özellikleridir. 1935 yılında London kardeşler Meissner olayını açıklayan ve bir süperiletken içerisine manyetik akının ne kadar girdiğini ifade eden girme derinliğini (λ) açıkladılar (London ve London, 1935). Süperiletkenlikle ilgili düzen parametresinin tanımı ve London denklemleri için bir türetme 1950 yılında Landau ve Ginzburg tarafından ortaya konuldu. Bunların ikisi de makroskobik teorilerdir (Schrieffer ve Tinkham, 1999).

1950 yılında ortalama izotop kütlesi artıyor iken, geçiş sıcaklığı azaldığını ifade eden izotop etkisi teorik olarak H. Fröhlich tarafından öne sürüldü (Fröhlich, 1950). Bu teori

aynı yıl deneysel olarak E. Maxwell ve çalışma arkadaşları tarafından kanıtlandı (Maxwell, 1950). Bu etki süperiletkenliğin “fonon mekanizması” olarak adlandırılan elektron-fonon etkileşmesini desteklemektedir.

1957 yılında Abrikosov, Ginzburg-Landau teorisini alaşımlara uygulayarak II. tip süperiletkenler için bir model önerdi (Abrikosov, 1957).

Süperiletkenliğin doğası mikroskobik teori olarak, J. Bardeen, L. Cooper ve J. R. Schrieffer tarafından 1957 yılında keşfedilen BCS teorisine temeline dayanır. Bu teori, süper akımları taşıyan birbirine bağlı “Cooper çiftleri” olarak adlandırılan elektron çiftlerinin oluşumuyla ve süperiletken durumda dengede olan bir enerji aralığıyla ilgilidir (Bardeen vd., 1957).

Bir süperiletkenin, süperiletkenlik özelliğini kaybetmeden önceki kritik akım yoğunluğunun (J_c) alınganlık eğrileri vasıtasıyla elde edilebileceğini 1962 yılında C. P. Bean gösterdi (Bean, 1962).

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri keşfedilmeden önce, 1973 yılında keşfedilen bileşikler arasındaki en yüksek kritik sıcaklık 23,2 K olan Nb_3Ge bileşiğiydi (Poole vd., 1988).

17 Nisan 1986 yılında J. G. Bednorz ve K. A. Müller tarafından yazılan (Ba-La-Cu-O Sisteminde Olası Yüksek T_c) adlı makalede Batı Almanya fizik dergisi Zeitschrift für Physik’in Condensed Matter bölümün editörü tarafından kabul edildi ve bu böylece Yüksek Kritik Sıcaklık Süperiletkenleri (HTSC) çağı başlamış oldu (Bednorz ve Müller, 1986). Bu sistemin T_c değeri karışım oranına bağlı olarak 30–35 K’dır.

1986 yılının sonlarına ve 1987 yılı başlarına doğru atmosfer basıncı altında T_c değeri 40 K ve yüksek basınç altında 52 K olan La-Sr-Cu-O sistemi keşfedildi (Cava vd., 1987; Chu vd., 1987). Hemen bu olaydan sonra, ilk defa sıvı azot sıcaklığının üzerinde (77 K) olan Y-Ba-Cu-O (YBCO) sistemi $T_c=90-95$ K olarak keşfedildi (Wu vd., 1987). 1988 yılında Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) Sistemi $T_c=105-120$ K ve hemen ardından Tl-Ba-Ca-Cu-O (TBCCO) sistemi $T_c=90-125$ K değerlerinde elde edildi (Chu vd., 1988; Maeda vd., 1988; Gao vd., 1988; Hazen vd., 1988; Sheng vd., 1988). Günümüzde en yüksek kritik geçiş sıcaklığına sahip sistem Hg-Ba-Ca-Cu-O (HBCCO) olup geçiş sıcaklığı 1993 yılında normal atmosfer basıncında yaklaşık 133 K ve yüksek basınç altında ise yaklaşık 164 K’dır (Putilin vd., 1993; Schilling vd., 1993; Gao vd., 1994). Son olarak, 2001 yılında Cu-O temeline dayanmayan ve basit bir kristal yapısına sahip $T_c=39$ K olan magnezyum diborür (MgB_2) süperiletkeni keşfedildi (Nagamatsu vd., 2001).

1.2. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri

1.2.1. Sıfır Direnç

Tüm metallerin ve alaşımların elektriksel direnci, sıcaklığın azalmasıyla yaklaşık olarak doğrusal biçimde azalır. Bu sebebini anlamak için, belli bir dirence sahip olan bir iletken göz önüne alalım. İletken içerisindeki akım, metal içerisinde serbest olarak hareket edebilen “iletim elektronları” tarafından sağlanır. Elektronlar dalga yapılı doğaya sahiptir ve bundan dolayı onlar aynı doğrultuda ilerleyen bir düzlem dalga ile metal içerisinde hareket eder. Bir metal atomları düzenli olarak tekrar eden kristal yapısına sahiptir ve elektron hareket ederken başka doğrultulara yönelmiyorsa, metal kusursuz periyodik bir kristal yapısına sahiptir. Bu yüzden bir elektron onun başlangıç doğrultusunda hiçbir momentum kaybı olmaksızın ilerleyebilir. Başka bir ifadeyle, eğer kusursuz bir kristalde akım akışını (akım doğrultusunda net bir momentumu iletim elektronlarına vererek) başlatılırsa, akım hiçbir direnç ile karşılaşmayacaktır. Ancak, kristal periyodikliğinde her hangi bir kusur olursa, bu elektronları dağıtır ve bu yüzden de direnç ortaya çıkar.

Kusursuz bir kristal yapısını bozan iki etken vardır:

1. Mutlak sıfır sıcaklığının üstünde sıcaklıktan gelen enerji vasıtasıyla atomların titreşmesi ve onların denge pozisyonlarından bir miktar yer değiştirmeleri,
2. Rastgele dağılmış olan yabancı atomlar veya diğer kristal kusurlarının yapı içerisinde olmasıdır.

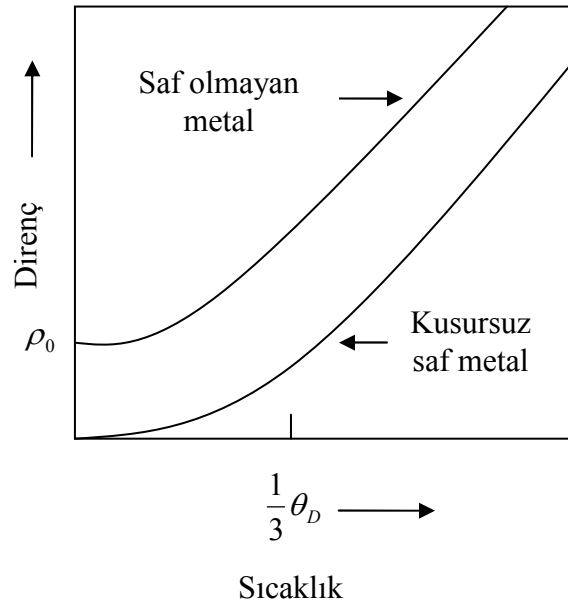
Isısal titreşimler, tüm safsızlıklar veya kusurlar iletim elektronları hareket halinde iken onları dağıtır ve bunun neticesinde elektriksel direnç ortaya çıkar. Bu durum serbest elektron teorisini kullanarak incelenebilir. Bu teoriye göre bir metalin direnci;

$$\rho = \frac{m_e}{ne^2\tau} \quad (1.1)$$

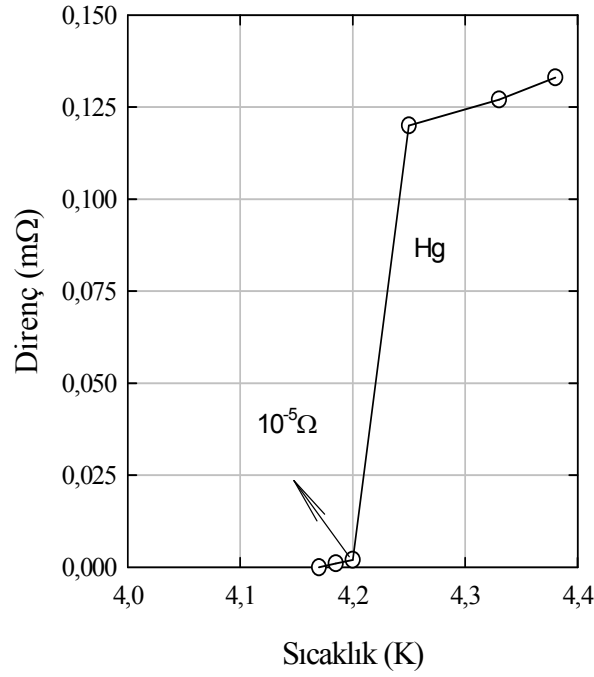
olup formülde bulunan ρ elektriksel öz direnç, m_e elektron kütlesi n elektron konsantrasyonu, e elektron yükü ve τ çarpışma zamanıdır. Sıcaklık azalırken örgü titreşimleri donmaya başlar ve elektron dağılımı kaybolur. Bunun neticesinde, τ artar ve böylece ρ azalır. Eğer yeterince düşük sıcaklıklarda τ sonsuz olursa, o zaman ρ tamamen süperiletkenlerde olduğu gibi sıfır olur. Numune az miktarda safsızlık ve az miktarda kusur

içermesine rağmen, süperiletkenlerde bu elektronlar hiçbir şekilde başka yönlerde dağılmazlar.

Sıcaklık azaldıkça, atomlarının ısısal titreşimleri azalır ve iletim elektronları daha az sıklıkla dağılır. Bu esnada, direnç Debye sıcaklığının (θ_D) $1/3$ 'ne kadar doğrusal bir şekilde azalır, fakat bu noktanın altında direnç çok yavaş bir şekilde azalır (Şekil 1.1). Mükemmel saf bir kristalde elektronun hareketini sadece termal titreşim engeller ve böyle bir kristalin eğer mutlak sıfır sıcaklığına inilebilirse, direncinin sıfır olduğu görülür. Ancak süperiletkenlerde durum, bu şekilde değildir. Belli metaller ve bileşiklerde bu şekilde sıcaklık azalırken onların elektriksel dirençlerinde dikkate şayan bir özellik göze çarpmaktadır. Direnç normal bir metalde olduğu gibi lineer bir şekilde sıcaklıkla azalırken, belli bir sıcaklıkta aniden sıfır değerini gösterir. Bu duruma “süperiletken durum” denir. Bu durum ilk olarak, 1911 yılında Kamerlingh Onnes tarafından keşfedildi ve onun öğrencilerinin yapmış oldukları kritik bir deneyde, onlar 4,5 K’de katı halde bulunan cıvanın direncinin (bağıl) $120 \mu\Omega$ iken biraz daha soğutarak $\sim 4,2$ K’de aniden dirençin keskin bir şekilde düşerek $3 \mu\Omega$ ’dan daha az olduğunu gözlemlediler (Şekil 1.2) (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980; Omar, 1975; Kittel, 1996).



Şekil 1.1. Metallerin sıcaklığa göre direncinin değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).



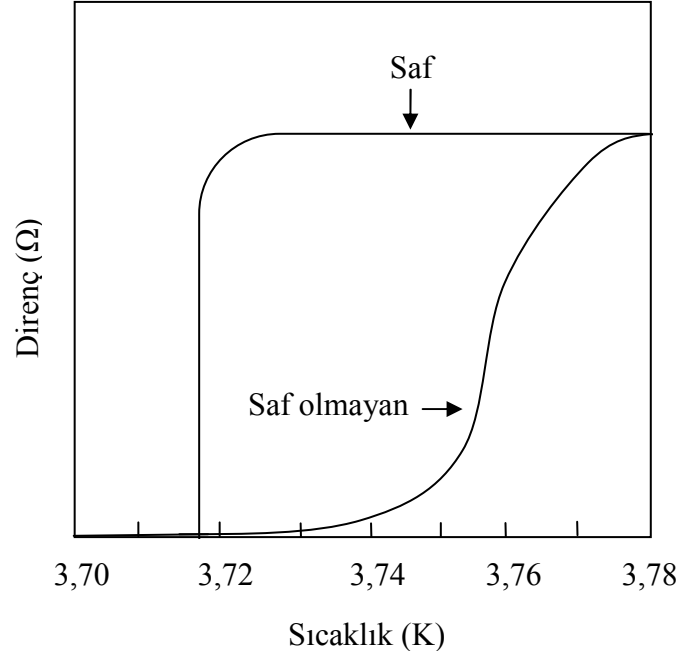
Şekil 1.2. Civanın direncinin sıcaklığa göre çizimi (Kittel, 1996).

1.2.2. Kritik Sıcaklık

Bir süperiletkenin direncinin kaybolduğu yerdeki sıcaklığına “kritik sıcaklık” veya “geçiş sıcaklığı” denir. Kritik sıcaklık T_c ile gösterilir ve her bir metal ve bileşik için farklı değer alır. Mesela, bu civa elementi için 4,2 K’dir (Şekil 1.2). Genel olarak, az miktarda safsızlık veya kusur için kritik sıcaklık değişmez. Ancak, numunenin safsızlık veya kristal kusurları oldukça fazla ise normal durumdan süperiletken duruma geçerken, kritik sıcaklığı geçişi keskin olmayıp oldukça geniştir (Şekil 1.3).

1.2.3. Kritik Manyetik Alan

Bir metal süperiletken durumda iken süperelektronların net momentumu belli bir değeri aşmamalıdır. Bundan dolayı, metalde herhangi bir bölgede hareket edebilen dirençsiz akım yoğunluğunun belli bir limit değeri vardır. Buna metalin “kritik akım yoğunluğu (J_c)” denir. Bu kritik akım yoğunluğu, hem dış bir kaynak tarafından numune boyunca geçirilen akımı hem de uygulanan bir manyetik alan tarafından numuneyi çevreleyen perdeleme akımlarını içermektedir.



Şekil 1.3. Kalayın süperiletken geçişi (Rose-Innes ve Rhoderick,1980).

Bu kritik akım yoğunluğunun bir sonucu olarak, eğer süperiletken numuneye yeterince güçlü miktarda bir manyetik alan uygulanırsa, numune süperiletkenlik özelliğini kaybedip normal duruma geçiş yapar. Bu geçişin olduğu yerdeki manyetik alan değerine “kritik manyetik alan (H_c)” denir (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

Kritik manyetik alan değeri birbirine bağlı olarak iki şekilde ifade edilir:

1. Dış bir kaynak tarafından uygulanan manyetik alana “manyetik alan şiddeti veya manyetizma kuvveti” denir ve H ile gösterilir.
2. Manyetik alan şiddetinin indüksiyonu ile oluşmuş olan manyetik alana “manyetik akı yoğunluğu veya manyetik indüksiyon” denir ve B ile gösterilir.

Manyetik alan ($\vec{H}$) yalnızca serbest olan bir akım tarafından oluşan alan olarak tanımlanır iken manyetik indüksiyon ($\vec{B}$) bir metalin manyetizmasının etkisine ek bir akım tarafından elde edilen alandır. Bu ikisi arasındaki ilişki şu şekildedir:

- a) Hava ve diğer manyetik olmayan etkenlerin sabit olmasının yanı sıra hava ortamında ise;

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.2)$$

b) Manyetik materyallerin ortamında ise;

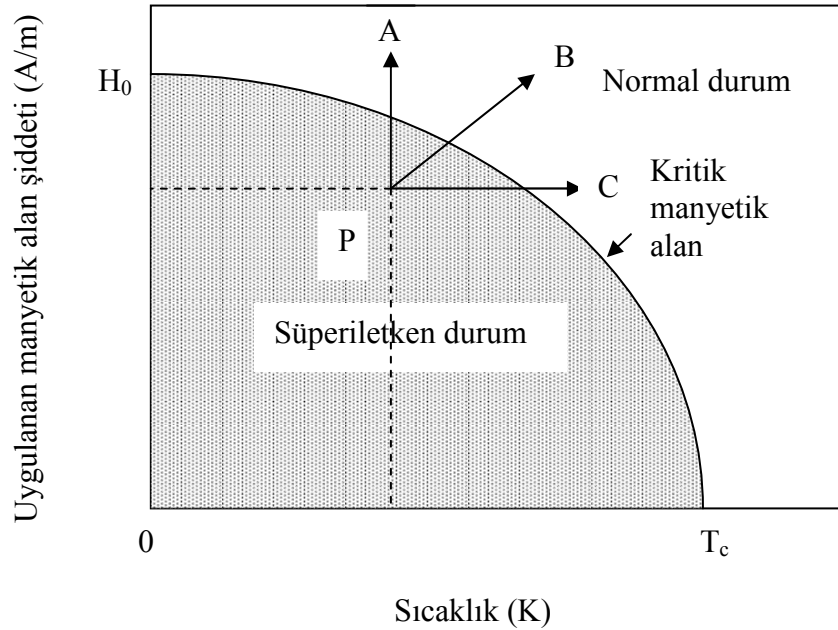
$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \quad (1.3)$$

şeklinde olup yukarıdaki ifadelerde μ_0 boşluğun geçirgenliği ve μ_r bağlı geçirgenliktir. SI birim sisteminde H'nin birimi amper/metre (A/m) ve B'nin birimi tesla (T)'dir (URL-1, 2007).

Kritik manyetik alan şiddeti H_c ve kritik manyetik akı şiddeti B_c ile gösterilir ve bu iki değerin T_c değeri ile ilişkisi;

$$H_c = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.4)$$

ile verilir. Denklemdaki H_0 , geçiş sıcaklığına sahip metallerin mutlak sıfır sıcaklığındaki sahip oldukları manyetik alandır ve her bir süperiletken için farklı değere sahiptir. Benzer ifade B_c için de yazılabilir. Bu denklemin diyagramına “süperiletken faz diyagramı” denir (Şekil.1.4) (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.4. Bir süperiletkenin manyetik alanının sıcaklığına göre faz diyagramı

Bir süperiletken numune 3 değişik yolla faz geçişi (süperiletken durumdan normal duruma veya normal durumdan süperiletken duruma) yapabilir:

1. Numuneye önce manyetik alan uygulanır, sonra soğutulursa, numune normal durumundan süperiletken duruma geçiş yapar. Örneğin, Şekil 1.4'te numunenin C durumundan P durumuna geçişi. Bu işleme “Alanlı Soğutma (FC)” adı verilir.
2. Numune önce soğutulur, sonra manyetik alan uygulanırsa, numune normal durumundan süperiletken duruma geçiş yapar. Örneğin, Şekil 1.4'de numunenin A durumundan P durumuna geçişi. Bu işleme “Alansız Soğutma (ZFC)” adı verilir.
3. Numune hem soğulur hem de manyetik alan uygulanırsa, numune normal durumundan süperiletken duruma geçiş yapar. Örneğin, Şekil 1.4'de numunenin B durumundan P durumuna geçişi. Bu işlemde, hem alınlı soğutma (FC) hem de alansız soğutma (ZFC) rejimi olmuş olur.

Bu işlemlerin tersini yaparak da süperiletken durumdan normal duruma geçiş mümkündür (Poole vd., 1988).

1.2.4. Kritik Akım Yoğunluğu

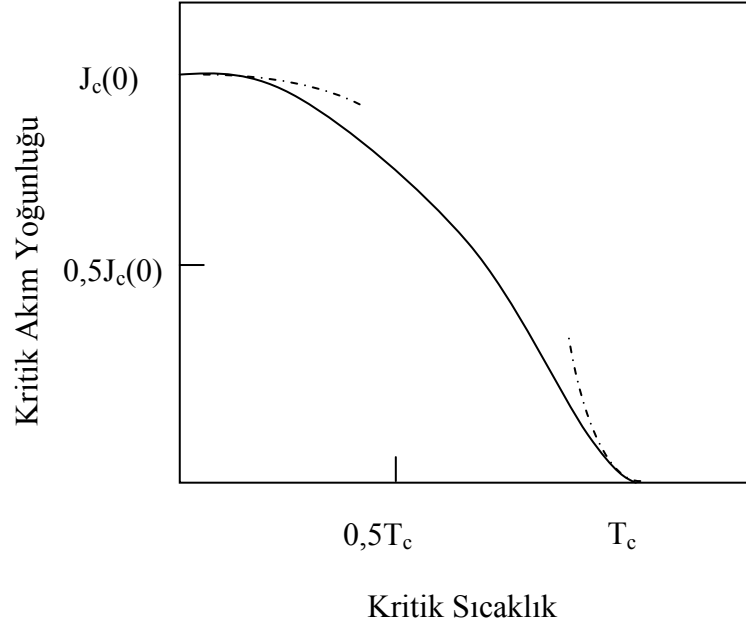
Süperiletken durum yalnızca manyetik alanla değil aynı zamanda bir DC elektrik akımıyla da bozulabilir. Bir süperiletken durumun devam etmesi için olması gereken en yüksek limitteki akıma “kritik akım (I_c)” denir. Eğer akım bu kritik değeri aşarsa, Cooper çiftleri kırılır ve bu yüzden süperiletken durum bozulur. Başka bir deyişle kritik akım, Cooper çiftleri kırılma akımının en küçük değeridir (Maurachkine, 2004).

Her süperiletken bir DC kritik akım yoğunluğu tarafından karakterize edilir. Kritik manyetik alanın sıcaklığa bağlı olduğu gibi, kritik akım yoğunluğu da benzer olarak sıcaklığa bağlıdır (Şekil 1.5). Şekil 1.5 'de görülen $T=0$ ve $T=T_c$ yakınındaki kesikli çizgiler asimptotik davranışı göstermektedir (Poole, 2000).

Kritik akım yoğunluğu ve kritik sıcaklık arasındaki bağıntı;

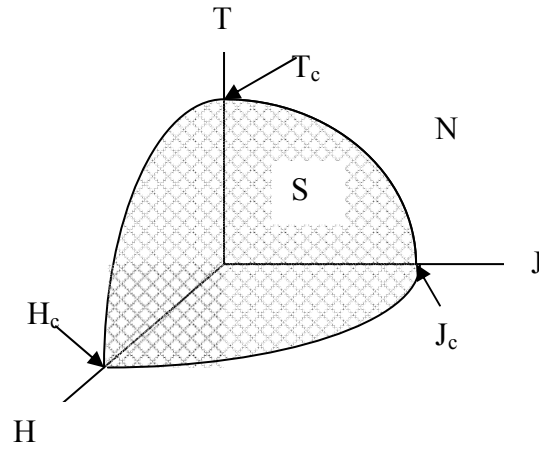
$$J_c(T) = J_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

şeklindedir ve $J_c(0)$ değeri mutlak sıfır sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğu değeridir.



Şekil 1.5. Kritik akım yoğunluğunun kritik sıcaklığa göre grafiği (Poole, 2000).

Genel olarak, süperiletkende üç kritik parametre vardır: Kritik sıcaklık (T_c), Kritik manyetik alan (H_c) ve Kritik akım yoğunluğu (J_c). Bir süperiletkene manyetik alan ve akım aynı zamanda uygulandığı zaman, numunenin durumu kritik yüzey ile anlaşılabilir (Şekil 1.6). Bu yüzeyin altında bulunan T , H , J değerlerinin her bir kombinasyonu için numune süperiletkendir, fakat bu değerlerin üstündeki her bir kombinasyon için numune normal durumdadır (Owens, 1996).



Şekil 1.6. H , J , T ortamındaki kritik yüzeyler (Owens, 1996).

1.2.5. Girme Derinliği

İki-akışkan modeli süperiletkenlerin termodinamik özelliklerinin ve F. ve H. London tarafından bulunan Meissner olayı da süperiletkenlerin elektromanyetik özelliklerinin makroskobik bir tanımıdır. Daha önceleri Becker, Heler, Sauter ve de Haas-Lorentz'in önermiş olduğu kaide şu şekildedir: Eğer elektronlar alan tarafından serbest bir şekilde ivmelendirilirse, bir DC elektrik alanda sonsuz iletkenlik olabilir. Bu varsayımlar, tam olarak sonsuz iletkenlik kavramını açıklamamasına rağmen, manyetik alandaki süperiletkenliğin onun tarihine bağlı olduğu sonucunu göstermektedir. İfade edilen varsayımlar yalnız başına Meissner ve Ochsenfeld deneyinden sonra, uzun bir zaman tutunamadı (Rickayzen, 1965).

Bu zorluğun üstesinden gelmek için, F. ve H. London kritik akım yoğunluğu ve manyetik alan arasında bir ilişkiyi buldu.

$$\text{rot}\vec{J} = -\frac{n_s q^2}{m_e} \vec{B} \quad (1.6)$$

Denklem (1.6)'ya "London denklemi" denir ve

$$\vec{J} = -\frac{n_s q^2}{m_e} \vec{A} \quad (1.7)$$

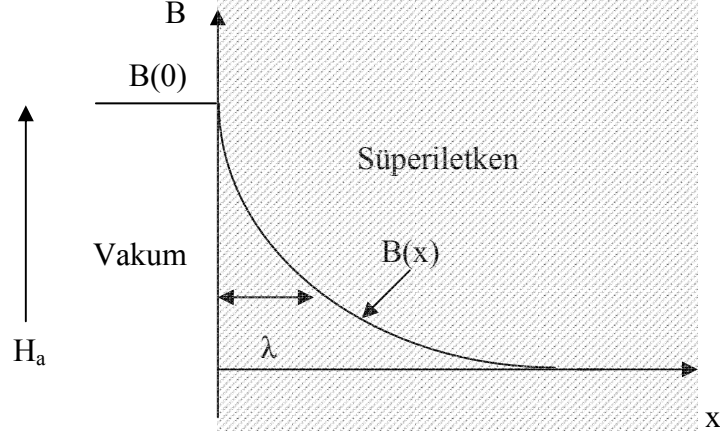
ile verilen ifadenin rotasyonuna eşittir. Denklem (1.6) ve (1.7)'de bulunan n_s birim hacimdeki süperelektronların konsantrasyonunu, q parçacık yükünü, m elektronun kütlesini, $\vec{A}$ vektör potansiyelini göstermektedir. Vektör potansiyelinin manyetik alanla arasındaki ilişki;

$$\text{rot}\vec{A} = \vec{B} \quad (1.8)$$

şeklinde dir. Denklem (1.6) veya onun özdeşi olan denklem (1.7)'nin süperelektronları açıklamada, Ohm yasası denklem (1.9)'un yerini aldığı kabul edilir.

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1.9)$$

Denklem (1.6)'nın Meissner olayını açıkladığını görmek için, süperiletkene manyetik alan uygulanır (Şekil 1.7).



Şekil 1.7. Manyetik alanın süperiletken içerisinde değişimi ($x>0$)

Denklem (1.6) ile Maxwell denklemlerini ifade eden denklem (1.10) birleştirilerek süperiletken içerisindeki manyetik alanı veren denklem (1.11) elde edilir.

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \\ \text{div} \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (1.10)$$

ve

$$\lambda^2 \nabla^2 \vec{B} = -\vec{B} \quad (1.11)$$

Şekil 1.7'deki geometrik yapıda manyetik alan değeri,

$$\vec{B} = B(x) \hat{z} \quad (1.12)$$

ve $B(x)$

$$\lambda^2 \frac{d^2 B}{dx^2} = B \quad (1.13)$$

eşitliği sağlar. Denklem (1.13)'ün diferansiyel ifadesinin çözümü,

$$B(x) = ae^{-x/\lambda} + be^{x/\lambda} \quad (1.14)$$

biçiminde olup burada a ve b integral sabitleridir. Sınırdan uzaklaştıkça manyetik alan x ile üstel azaldığından dolayı, alanı arttıran ikinci terim fiziksel çözüm değildir ve bu yüzden sadece birinci terim alır. Çünkü süperiletken içerisinde London teoremine göre, manyetik alan üstel olarak azalır. Başlangıç koşullarını kullanarak, x=0'da B=B(0) (süperiletken numunenin içerisine girmemiş manyetik alan) olması için a=B(0) olması gerekir ve böylece süperiletken numuneye x kadar girmiş olan manyetik alan bulunur (Hook ve Hall, 1998).

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.15)$$

Buradaki λ terimi “girme”, “tesir” veya “nüfuz derinliği” veya “London nüfuz derinliği (λ_L)” olarak adlandırılır.

$$\lambda = \left(\frac{\epsilon_0 m c^2}{n_s q^2} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

Süperiletken numunelerde genel olarak, girme derinliğinin tipik değeri, 10^{-5} ile 10^{-6} cm arasındadır.

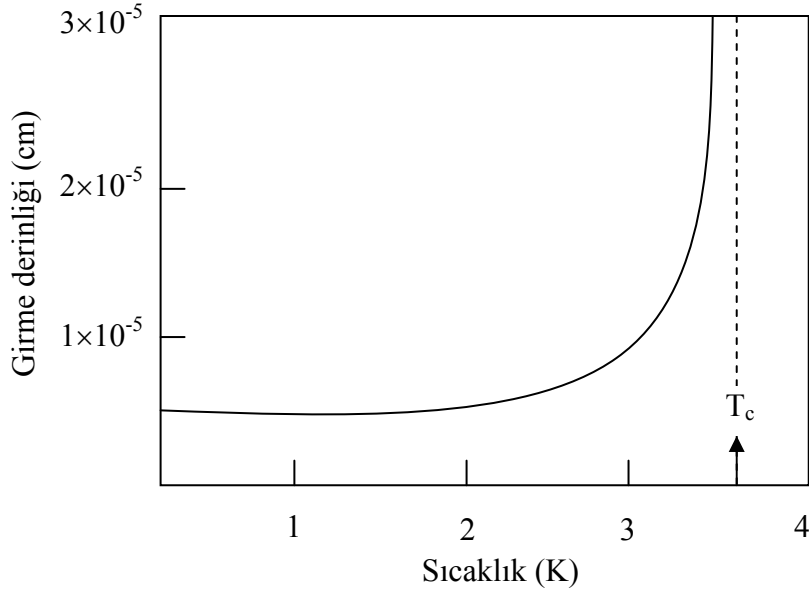
Süperiletken içerisinde hareket eden elektronun serbest yolu (ℓ) ile girme derinliği (λ) arasında;

$$\lambda = \lambda_L \left(\xi_0 / \ell \right)^{1/2} \quad (1.17)$$

ile verilen bir ilişki vardır.

London denklemleri sayesinde, Meissner olayı, indüksiyon akımı ve sonsuz iletkenlik kavramları açıklanabildi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980; Kittel, 1996; Rickayzen, 1965).

Girme derinliği sıcaklıkla değişmektedir ve bu değişim düşük sıcaklık değerlerinde hemen hemen küçük rağmen olmasına rağmen yüksek sıcaklık değerlerinde oldukça büyüktür (Şekil 1.8). Mutlak sıfır sıcaklığındaki girme derinliği olan $\lambda(0)$ sıcaklığın birkaç derece artmasıyla hızlı bir şekilde büyür ve kritik sıcaklık değerinde sonsuza yaklaşır. Girme derinliğinin kritik sıcaklık bölgesindeki bu davranışından dolayı, bu değere yakın yerlerde ideal bir Meissner olayı gözlenmez (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.8. Kalay için girme derinliğinin sıcaklıkla değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

Sıcaklık ile girme derinliği arasında bağıntı,

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{1/2}} \quad (1.18)$$

ile verilir (Hook ve Hall, 1998).

1.2.6. Koherens Uzunluğu

Bir süperiletkende, düzenin aralığı ile ilgili parametrenin varlığını kanıtlamak için 1950 yılından sonra iki başlıca kaynak bir araya getirildi. Bunlardan biri, manyetik alanda faz geçişi çalışması, diğeri ise girme derinliği özelliklerinin çalışmasıdır. Bu kaynakların birincisinden elde edilen başlıca kanıt şu şekildedir:

1. Bir numunenin süperiletken ve normal kısımları arasında kalan yüzey enerjisidir. Yani, manyetik alanın uzun bir silindir boyunca paralel olma durumu hariç, bir süperiletken kısmen normal kısmen süperiletken durumdadır. Normal ve süperiletken fazları arasındaki sınırdaki belli bir miktar yüzey enerjisi mevcuttur ve bu enerji aşağıdaki yazıldığı gibi ifade edilmektedir:

$$s' H_c^2 / 8\pi \quad (1.19)$$

s' uzunluk boyutunda bir büyüklüktür ve genellikle manyetik alan sonsuz bir süperiletken domaine girdiği zaman, manyetik enerjiyi azaltan bir parametre olarak tanımlanır.

2. Süper-soğutulan manyetik alanların (supercooling magnetic fields) varlığı ve boyutudur. Örneğin, saf birinci tip silindirik bir süperiletkene onun eksenine paralel olacak şekilde H_c 'den daha büyük düzgün bir alan uygulanıp ve sonra azaltılırsa, alan H_c 'nin altına iyi bir şekilde azaltılana kadar silindir normal durumda kalabilir. Bu olaya “süper-soğutma” denir.
3. Süper soğutulan numunede bir süperiletken çekirdekten süperiletken faza geçiş oranı. 1950'den 1954'e kadar olan makalelerin bir serisinde, Pippard deneysel olarak bu sonuçları doğruladı ve onları Gorter ve Casimir'in iki-akışkan modeline bağladı. Pippard, düzen parametresinin (ω) sadece yeni bir uzunluk mesafesinde değişeceğini önerdi. Süperiletken içinde konuma bağlı bir manyetik alan olduğunda elektron yoğunluğunun yaklaşık sabit kaldığı bu yeni parametreye “koherens uzunluğu (ξ)” denildi (Rickayzen, 1965).

$$\left| \frac{\text{grad} \omega}{\omega} \right| < \xi^{-1} \quad (1.20)$$

Saf bir metal içinde Cooper çifti dalga fonksiyonun elektronları arasındaki $T=0$ °C'daki ortalama uzaklığa “BCS koherens uzunluğu” veya “özgün eşyayım uzunluğu” denir.

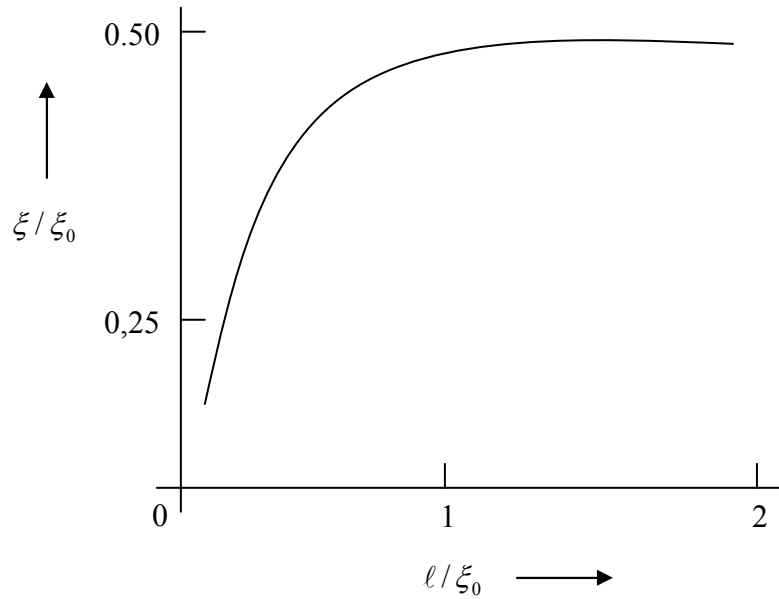
$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)} \quad (1.21)$$

Denklem (1.21)'deki v_F fermi hızı ve $\Delta(0)$ ise normal elektronlarla süperiletken elektronların durumlarını birbirinden ayıran $T=0$ °C 'daki enerji aralığının yarısı olup değeri $\Delta(0) = 1,76 k_B T_c$ 'dir (Hook ve Hall, 1998).

Katkılı maddeler ve alaşımlarda ξ koherens uzunluğu ξ_0 değerinden daha küçük olur. Bunun fiziksel olarak açıklaması şu şekilde yapılabilir: Katkılı maddelerde elektron dalga fonksiyonu bir miktar deforme olmuştur. Bir yerel akım yoğunluğu elde edebilmek için böyle bir dalgayı modüle etmek amacıyla daha az enerji gerekir.

Koherens uzunluğu ile normal durumda ölçülen ℓ elektron serbest yolu arasındaki bağıntı şu şekildedir:

$$\xi \approx (\xi_0 \ell)^{1/2} \quad (1.22)$$



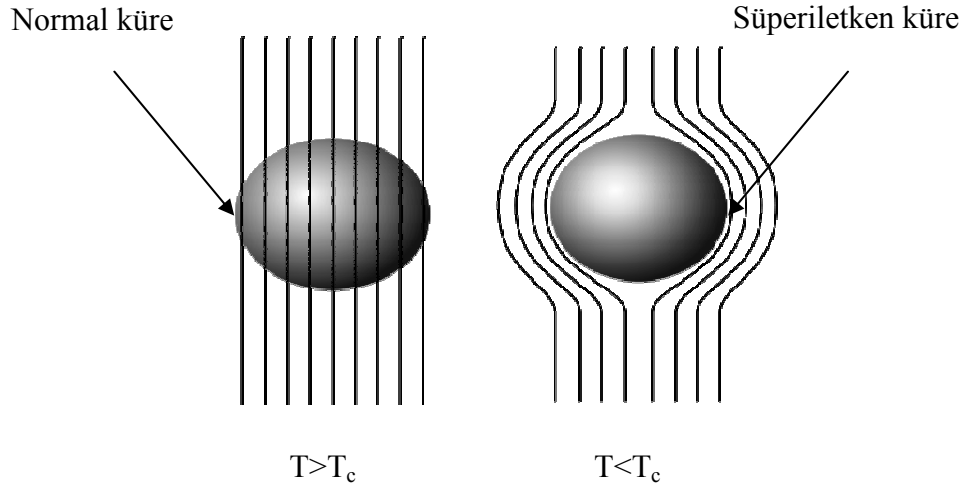
Şekil 1.9. Koherens uzunluğunun ortalama uzunluğa göre grafiği (Hook ve Hall, 1998).

1.2.7. Meissner Olayı

1933 yılında iki Alman fizikçi Meissner ve Ochsenfeld, bir süperiletkenin manyetik akıyı dışlağını gözlemlediler ve bu olay “Meissner olayı” olarak bilinir. Süperiletken silindir numuneler üzerine yapılan deneylerin bir serisinde, sıcaklık T_c ’nin altına düştüğü zaman, manyetik akı aniden ve tamamıyla süperiletken olan numuneden dışlanır (Şekil 1.10). Onlar bu olayı numunenin yakınlarındaki manyetik alanı dikkatli bir şekilde ölçerek doğruladılar. Ayrıca, Meissner ve Ochsenfeld bu olayın tersinir bir olay olduğunu gösterdiler: T_c ’nin altındaki sıcaklık değerinden numunenin sıcaklığı artırılmaya başlandığı zaman, manyetik akı onun sıcaklığı T_c değerine ulaştığı zaman aniden nüfuz etmeye başlar ve artık numune normal duruma geçmiş olur.

Madde içerisindeki manyetik indüksiyon ($\vec{B}$), manyetik alan şiddeti ($\vec{H}$), manyetizasyon ($\vec{M}$) ve duygunluk (χ) cinsinden ifade edilebilir.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad (1.23)$$



Şekil 1.10. Meissner olayı (URL-2, 2007).

Süperiletken durumunda numunenin içerisinde $\vec{B} = 0$ olduğundan dolayı, manyetizasyon manyetik alana eşit fakat zıttır (Şekil 1.11).

$$\vec{M} = -\vec{H} \quad (1.24)$$

Ortam diyamanyetik olduğundan dolayı alınganlık değeri negatif olup bire eşittir.

$$\chi = -1 \quad (1.25)$$

Manyetizasyonun manyetik alanı tamamıyla yok ettiği böyle duruma “mükemmel (kusursuz) diyamanyetizma” denir.

Normal bir metalin diyamanyetik değeri, eğer spin alınganlık değeri ihmal edilirse, $\chi \approx 10^{-5}$ değerindedir ve denklem (1.25)’ten çok daha küçük bir değerdir. Buradan yola çıkarak, süperiletkende böyle büyük diyamanyetizmanın olabilmesi için bazı farklı mekanizmaların süperiletkenlerde mevcut olduğu sonucu çıkarılmaktadır (Omar, 1975).

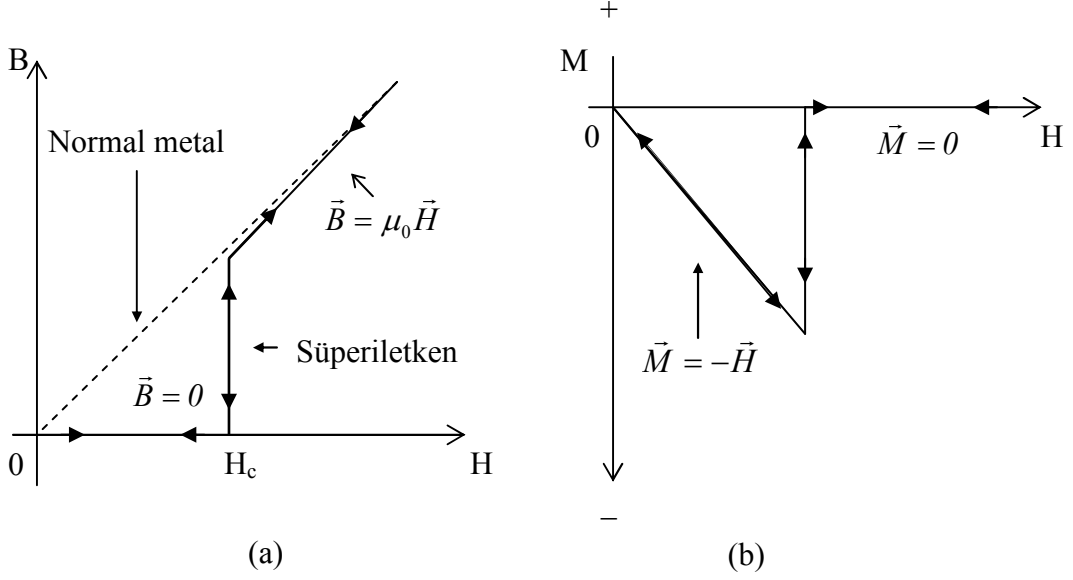
1.2.8. I. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

Manyetik alan şiddeti değiştikçe süperiletken numunenin manyetizması değişmektedir. Süperiletken bir silindir yüzeyine dış bir manyetik alan ($\vec{H}$) paralel olacak şekilde uygulanırsa, süperiletken içerisinde oluşacak manyetik akı yoğunluğu ($\vec{B}$) ve manyetizasyon ($\vec{M}$) durumlarında kritik değerden önce ve sonra farklılıklar olacaktır (Şekil 1.11 (a)).

Uygulanan dış manyetik alan ve oluşan manyetik akı yoğunluğu arasında bir ilişki mevcuttur. Normal metaller (demir gibi ferromanyetik metaller hariç) hemen hemen manyetik değillerdir ve onların içerisinde oluşan manyetik indüksiyon uygulanan dış manyetik alan ile orantılıdır ($\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$). Ancak, bir süperiletkenin girme derinliği ihmal edilirse, o mükemmel diyamanyetiktir. Manyetik alanın süperiletken fazda bulunan numuneye uygulanarak arttırılmasıyla, H_c değerine kadar numune içerisindeki manyetik akı yoğunluğu sıfır olmaktadır ($\vec{B} = 0$). Manyetik alan şiddeti H_c ’ye ulaştığı zaman manyetik indüksiyon $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ değerine sahip olup numune normal metallerin davranışını göstermektedir. Saf numunelerin bu tür davranışları tersinirdir, yani uygulanan manyetik alan şiddeti yüksek değerden azaltılırsa, numune tekrar H_c değerinde süperiletken duruma geçer ve bu değer altında numunenin içerisindeki manyetik indüksiyon sıfır olur (Şekil 1.11 (a)).

Süperiletkenlerin manyetik davranışlarını bir başka yoldan da inceleyebiliriz. Bir metal süperiletken duruma geçtiği zaman, numune içerisinde manyetik alan yoktur. Çünkü yüzey akımları uygulanan alana tam olarak eşit ve zıt yönde bir manyetizasyon ($\vec{M}$) oluşturur ($\vec{M} = -\vec{H}$). Alan şiddeti H_c değerinden az olduğu zaman, süperiletken negatif

manyetizasyon (mıknatıslanma) değerinde olup uygulanan manyetik alan şiddeti ile orantılıdır, lakin alan şiddeti H_c değerini aşarsa o zaman manyetizasyon yok olur ($\vec{M} = 0$) ve dolayısıyla numune normal durumdadır (Şekil 1.11 (b)) (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

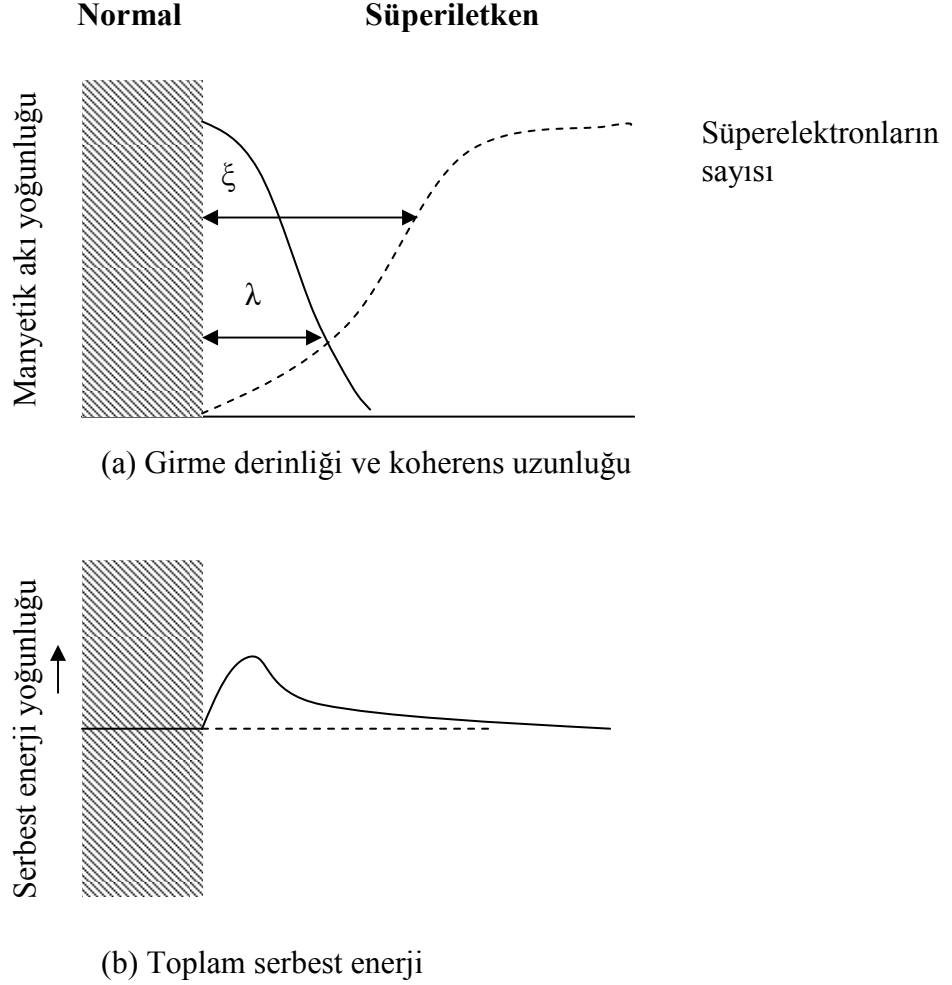


Şekil 1.11. I. Tip süperiletkenlerin manyetik davranışları (a) Dış manyetik alanın manyetik indüksiyona göre değişimi, (b) Dış manyetik alanın manyetizasyona göre değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

1.2.9. I. Tip Süperiletkenlerin Yüzey Enerjisi

Bir süperiletkende iletimi sağlayan, birbirine bağlı iki tane elektronik akışkandır: Normal elektronlar ve süperelektronlar. Duruma göre, bazen süperelektronların sayısı normal elektronların sayısından veya normal elektronların sayısı süperelektronlardan fazla olur. Süperelektronların davranışını hesaba katan Pippard, süperelektronların yoğunluğunun (n_s) aniden keskin bir şekilde değişemeyeceğini, fakat saf metaller için koherens (ξ) uzunluğunun yaklaşık 10^{-4} cm olan mesafede hissedilir şekilde değişebileceğini söyledi. Koherens uzunluğu varlığının bir sonucu olarak, normal ve süperiletken bölgeler arasındaki sınırda süperelektronların sayısı keskin bir şekilde değişmez, çünkü süperelektronların sayısı sıfır olan normal bölgeden aşamalı bir şekilde yaklaşık bir koherens uzunluğu mesafesine kadar artar (Şekil 1.12 (a) kesikli çizgi). Manyetik akı yoğunluğunun numune içerisine girmesiyle, zamanla azalır (Şekil 1.12 (a) koyu çizgi) ve bu azalma mesafesi koherens uzunluğu mesafesinden daha kısadır.

Eğer koherens uzunluğu girme derinliğinden daha uzun ise (Şekil 1.12 (a)), toplam serbest enerji bu sınıra yakın yerlerde artar (Şekil 1.12 (b)) ve burada yüzey enerjisi pozitif olur. Niyobyum (Nb) elementi hariç diğer tüm saf elementlerde bu durum görülmektedir. Bu tür süperiletken sınıfına “I. Tip Süperiletken” ve pozitif yüzey enerjisine “I. tip süperiletkenlerin yüzey enerjisi” denir (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.12. Pozitif yüzey enerjisi (a) Girme derinliği ve koherens uzunluğu (b) Toplam serbest enerji (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

1.3. II. Tip Süperiletkenler

Niyobyum (Nb) elementi, alaşımlar ve bileşikler I. tip süperiletkenlere göre farklı manyetik özelliklere sahiptir. Bunun nedeni, genellikle safsızlık etkisine atfedilmektedir. Konuyla ilgili olarak, 1957 yılında Abrikosov'un yayınlamış olduğu teorik makale şu

şekildedir: Bazı farklı özelliklere sahip süperiletkenlerin başka bir sınıfı olabilir ve bu tip süperiletkenlerde görünen anormal özellikler yalnızca ufak tefek safsızlıktan kaynaklanmamaktadır. Bu biçimde olan süperiletkenlere, yapısal özelliklerinden dolayı “II. Tip Süperiletkenler” denir (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

1.3.1. II. Tip Süperiletkenlerin Yüzey Enerjisi

Yüzey enerjisi süperiletkenlerin hangi sınıfta olduğunu anlamakta önemli bir rol oynamaktadır. Yani;

1. Yüzey enerjisi pozitifse, I. Tip Süperiletken,
2. Yüzey enerjisi negatifse, II. Tip Süperiletken’dir.

Girme derinliği ve koherens uzunluğu varlığının bir sonucu olarak, normal ve süperiletken bölgeler arasındaki sınırda var olan bir yüzey enerjisi mevcuttur. Koherens uzunluğu girme derinliğinden daha kısa (Şekil 1.13 (a)) ise, toplam serbest enerji bu sınıra yakın yerlerde azalır (Şekil 1.13 (b)) ve orada yüzey enerjisi negatif olur. Niyobyum (Nb) elementi, alaşımlar ve bileşiklerin oluşturduğu bu sınıfa “II. Tip Süperiletken” ve negatif yüzey enerjisine de “II. tip süperiletkenlerin yüzey enerjisi” denir (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

1.3.2. II. Tip Süperiletkenlerinde Termodinamik Kritik Alan

Süperiletkenlerde kritik alan, uygulanan kritik alan yokluğunda normal ve süperiletken durumlar arasındaki serbest enerji farkı ile ifade edilebilir.

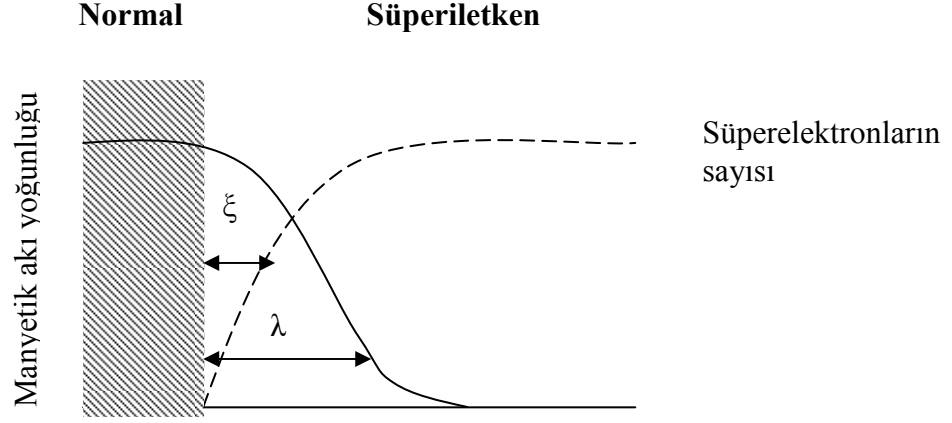
$$H_c = \left[\frac{2}{\mu_0} (g_n - g_s) \right]^{1/2} \quad (1.26)$$

Denklem (1.26) her iki tip süperiletken için geçerli olan genel bir ifadedir ve bu şekilde karakteristik enerji farkı ile ifade edilen kritik alana “termodinamik kritik alan” denilebilir.

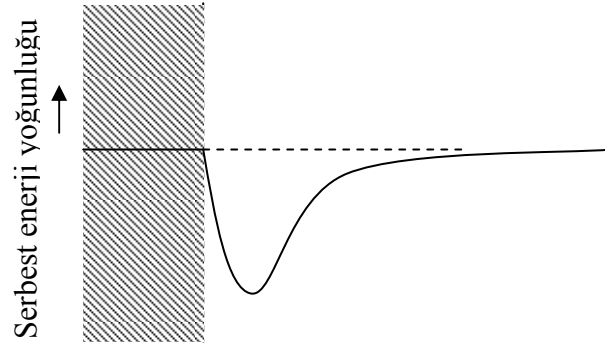
II. Tip süperiletkenler, I. Tip süperiletkenlerden kritik alan yönünden farklıdır; normal durum ve süperiletken durum faz geçişleri keskin bir şekilde olmayıp, bu iki durum

arasında ikisinin karışımından oluşan bir üçüncü bölge daha mevcuttur. Bu normal-süperiletken karışımı olan bölgeye “karışık veya girdap (vortex) durum” denir (Şekil 1.14).

II. Tip süperiletkenlerde karışık duruma girilmesi için gerekli olan minimum uygulanan alan şiddetine “alt kritik alan (H_{c1})” denir (Şekil 1.14). Alt kritik alan ile kritik alan arasında bağıntı Ginzburg-Landau sabiti cinsinden ifade edilebilir.



(a) Girme derinliği ve koherens uzunluğu



(b) Toplam serbest enerji

Şekil 1.13. Negatif yüzey enerjisi (a) Girme derinliği ve koherens uzunluğu
b) Toplam serbest enerji (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

Girme derinliğinin eşuyum uzunluğuna oranına “Ginzburg-Landau parametresi (κ)” denir.

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.27)$$

Bu parametre süperiletken için önemli bir parametredir, çünkü süperiletkenlerin hangi türe ait olduğu anlaşılmaktadır:

$\kappa < 0,71$ ise yüzey enerjisi pozitif olup I. Tip süperiletken,

$\kappa > 0,71$ ise yüzey enerjisi negatif olup II. Tip süperiletken.

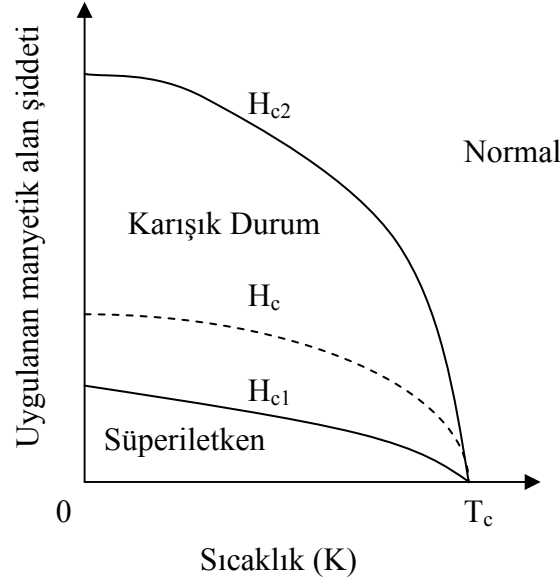
Alt kritik alan Ginzburg-Landau parametresi ile ters orantılıdır.

$$H_{c1} \cong H_c / \kappa \quad (1.28)$$

II. Tip süperiletkenlerde karışık durumdan çıkılması için gerekli olan alan şiddetine “üst kritik alan (H_{c2})” denir (Şekil 1.14).

Üst kritik alan şiddeti ile Ginzburg-Landau parametresi ile orantılıdır (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

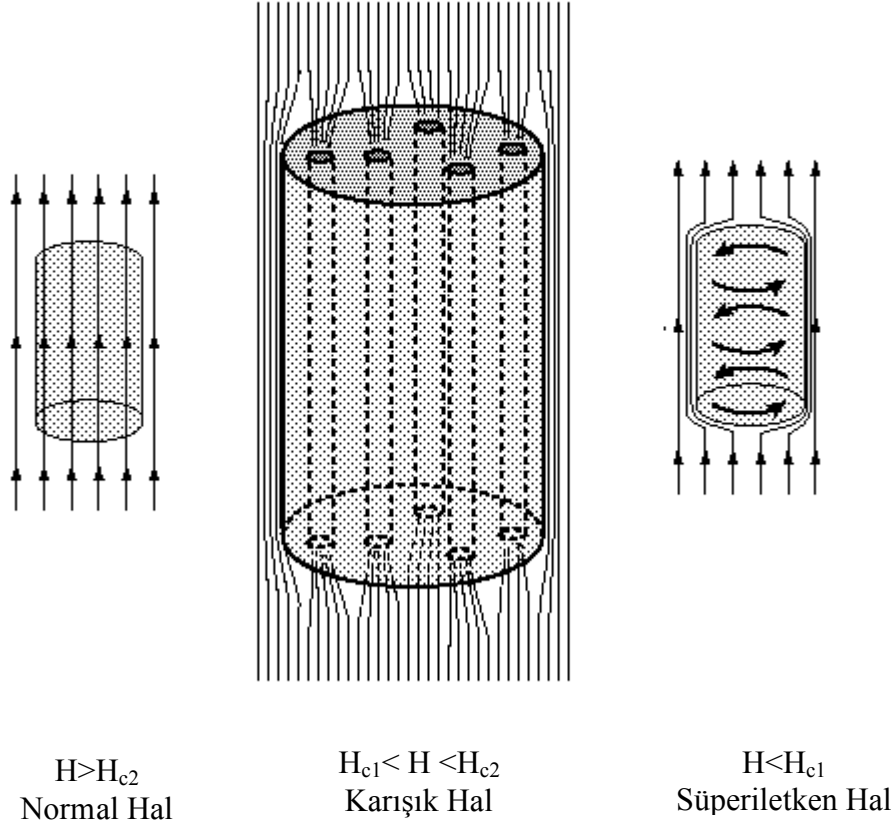
$$H_{c2} \cong \kappa H_c \quad (1.29)$$



Şekil 1.14. II. Tip süperiletkenlerin faz diyagram (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

Silindir şeklindeki II. Tip bir süperiletkenin yüzeyine paralel bir manyetik alan uygulanırsa, manyetik alan çizgileri şu şekilde olur:

1. $H_{c2} < H$ olduğu zaman normal durumda (Şekil 1.15 (a)),
2. $H_{c1} < H < H_{c2}$ arasında karışık halde, yani manyetik alan çizgilerinin bir kısmı numune tarafından dışlanır ve diğer kalan kısmı numune içerisinden geçer (Şekil 1.15. (b)),
3. $H < H_{c1}$ durumunda süperiletken durumundadır (Şekil 1.15. (c)).



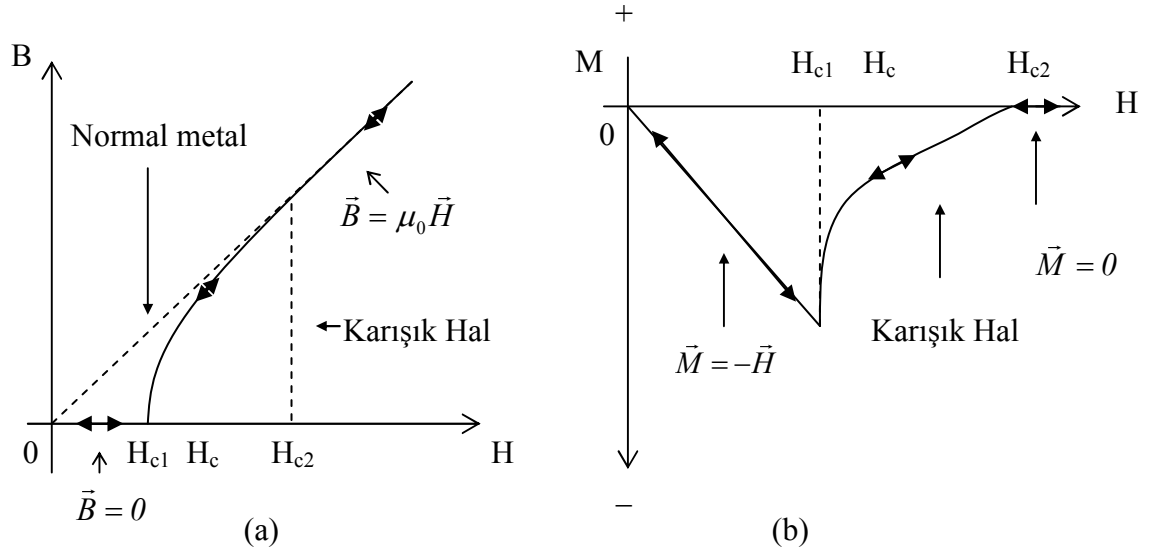
Şekil 1.15. II. Tip süperiletkenlerde manyetik alanın numuneye nüfuz etmesi (a) normal durum, (b) karışık durum, (c) süperiletken durum (URL-3, 2007).

1.3.3. Tersinmez II. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

Uygulan dış manyetik alan (H) alt kritik alan (H_{c1}) altında olduğu zaman, II. Tip süperiletken tamamıyla I. Tip süperiletkenler gibi davranış gösterir. Yani, mükemmel diyamanyetiktir ve manyetizması uygulanan dış manyetik alan eşit fakat zıttır ($\vec{M} = -\vec{H}$). Uygulanan alan şiddeti H_{c1} değerine ulaştığı zaman, uygulanan alan numuneye girmeye

başlar. Bu bölge, süperiletken ve normal durumun bir arada bulunduğu durum olduğu için, materyalin manyetik akı yoğunluğu sıfırdan farklı olur ($\vec{B} \neq 0$) ve manyetizma değeri azalır. Bu durum, üst kritik alan (H_{c2}) değerine kadar devam eder. Dış manyetik alan H_{c2} değerinde olduğu zaman, akı yoğunluğu ve manyetizasyon eğrilerinde değişiklikler meydana gelir. H_{c2} 'den yukarıda olan değerlerde numune normal durumdadır ve bundan ötürü, manyetik akı yoğunluğu normal bir metalde (ferromanyetik metaller hariç) olduğu gibi, uygulanan alan şiddeti ile orantılıdır [$(\vec{B} = \mu_0 \vec{H})$] (Şekil 1.16 (a)) ve manyetizma yok olur [$(\vec{M} = 0)$] (Şekil 1.16 (b)).

II. Tip bir süperiletken kompozisyonu kusursuz homojen bir şekilde dağılmışsa, eğri histerisiz şeklindedir. Bu şekilde olan II. tip süperiletkenlere “tersinmez II. tip süperiletkenler” denir (Şekil 1.16’da oklarla temsil edilen davranış)

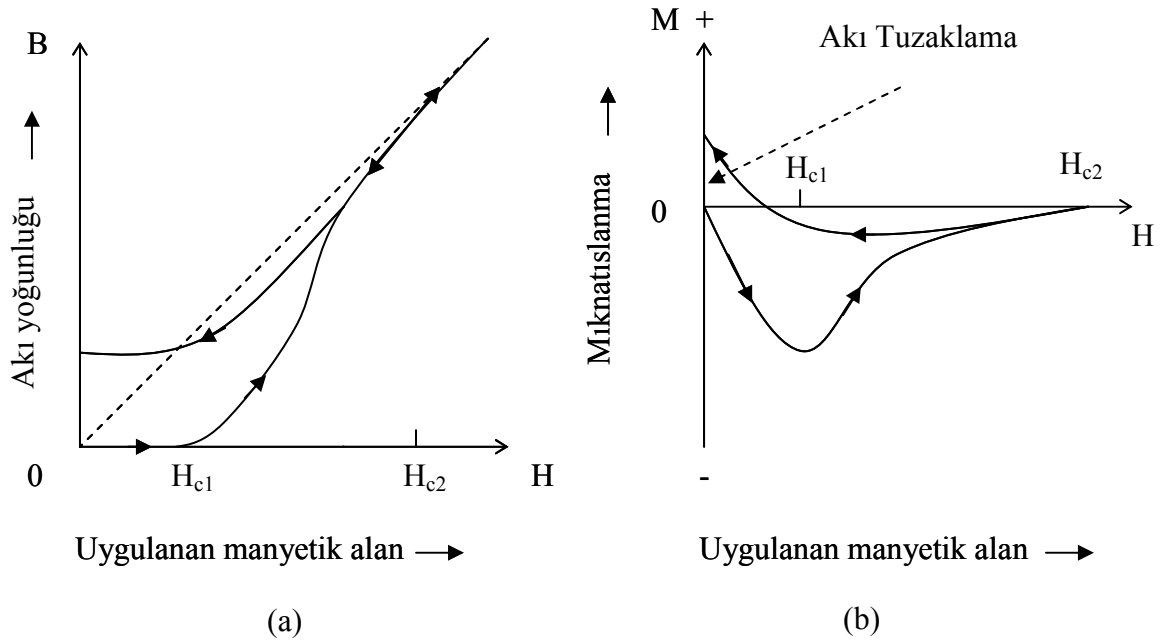


Şekil 1.16. Tersinmez II. Tip süperiletkenlerin manyetik davranışları (a) Dış manyetik alanın manyetik indüksiyona göre değişimi, (b) Dış manyetik alanın manyetizasyona göre değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

1.3.4. Tersinir II. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

Gerçek numuneler hem saf değildir hem de kristal kusurlarına sahiptir, bu yüzden onların manyetizasyon eğrisi histerisiz şeklindedir. Bu özelliği gösteren II. Tip süperiletkenlere “tersinir II. tip süperiletkenler” denir (Şekil 1.17’de oklarla temsil edilen davranış).

Karışık durumda süperiletken içerisinde manyetik akının geçtiği normal özlere numunedeki kusurlara çivilenebilir ve böylece onun serbest hareket etmesi önlenir. Neticesinde, uygulanan alan şiddetini sıfırdan itibaren arttırsak, H_{c1} değerinde akı keskin bir şekilde değişmez. Çünkü yüzeyde oluşturulan özlere iç bölgelere hareketi önler. Benzer şekilde, H_{c2} den daha yüksek bir değerde olan alan şiddeti azaltılırsa, H_{c1} değerindeki M değeri bir önceki değerinden geçmez ve manyetizasyonun sıfır değerinde uygulanan alan şiddeti sıfırdan farklı olur. Bu şekilde olan manyetizasyona “akı tuzaklama” denir (Şekil 1.17 (b)). Bu olayın oluşmasının nedeni, manyetik akının numune içerisinde kalıcı bir şekilde tuzaklanmasından kaynaklanır. Boyutları koherens uzunluğundan daha büyük olan kusurların çoğu normal özlere çivilenir. Mesela, örgü kusurlarının uzun zinciri (dislokasyonlar) ve kimyasal safsızlık parçacıklarının (oksitler gibi) her ikisi manyetik tersinirliğe sebep olabilmektedir. Fakat II. Tip süperiletkenler dikkatli bir şekilde hazırlanırsa, bu tür safsızlıklar ve kusurlar büyük ölçüde arındırılabilir ve neticesinde histerezis eğrisi çok küçük olur ve manyetizasyon eğrisi hemen hemen Şekil 1.16 gösterildiği gibi ideal (tersinmez) olabilir (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.17. Tersinir II. Tip süperiletkenlerin manyetik davranışları. (a) Uygulanan manyetik alanın indüksiyona göre değişimi (b) Uygulanan manyetik alanın mıknatıslanmaya göre değişimi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

1.4. BCS Teorisi

Süperiletkenliğin kuantum teorisinin temeli 1957 yılında Bardeen, Cooper ve Schriffer tarafından ortaya konuldu (Bardeen vd., 1957). Süperiletkenliğin BCS teorisinin, helyumun (He^{+3}) yoğunlaşma fazından I. Tip ve II. Tip süperiletkenlerine ve ayrıca bakır oksit düzlemlerine dayanan yüksek sıcaklık süperiletkenlerine kadar geniş bir uygulama alanı mevcuttur. Bu teoride, $k\uparrow$ (spin yukarı) ve $k\downarrow$ (spin aşağı) dalga vektörlerine sahip parçacık çiftlerinden oluşan “BCS dalga fonksiyonu” vardır. Spini sıfır olan ve bozon gibi davranan bu parçacık çiftlerine “Cooper çiftleri” denir. BCS teorisi kısaca şu şekilde özetlenebilir:

1. Elektronlar arasındaki çekici etkileşme, uyarılmış durumlardan bir aralık enerjisi ile ayrılmış bir taban durumuna yol açar. Kritik alan, ısısal özellikler ve elektromanyetik özelliklerin büyük bir bölümü bu enerji aralığının bir ölçüsüdür (Bazı özel durumlarda enerji aralığı olmadan da süperiletkenlik oluşabilir). Enerji aralığı (2Δ) kritik sıcaklık ile orantılıdır (aralıksız süperiletkenler hariç).

$$2\Delta \approx 3,52k_B T_c \quad (1.30)$$

2. Elektron-örgü-elektron etkileşmesi, gözlenen büyüklükte bir enerji aralığına yol açar. Bu dolaylı etkileşme bir elektronun örgüyle etkileşip onu deforme etmesi ve ikinci bir elektronun bu örgü deformasyonunu görüp enerjisini azaltacak biçimde durumunu yeniden düzenlemesiyle olur. Netice itibarıyla, iki elektron örgü aracılığıyla etkileşmektedir.
3. Nüfuz derinliği ve eşyuyum uzunluğu BCS teorisinin doğal sonuçları olarak ortaya çıkar. London denklemi uzayda değişen manyetik alanlar için elde edilir ve buna bağlı olarak Meissner olayı doğal bir şekilde ifade edilmektedir. Ayrıca bu teori, koherens uzunluğu ile enerji aralığı arasındaki önemli bağıntının varlığını da ortaya koyar.

$$\xi = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta} \quad (1.31)$$

4. Bir element veya alaşım için geçiş sıcaklığı temelde iki büyüklüğe bağlıdır:
- Bir spin durumu için fermi düzeyindeki elektron yörüngeleri yoğunluğuna ($D(\epsilon_F)$),
 - Elektron-örgü etkileşmesinin sonucunda oluşan çekici etkileşme (U), elektrik özdirencinden hesaplanabilir. Çünkü oda sıcaklığında özdirenç elektron-fonon etkileşmesinin bir ölçüsüdür. $UD(\epsilon_F) \ll 1$ durumu için, öngörülen sıcaklık,

$$T_c = 1,14\theta_D \exp\left(\frac{-1}{UD(\epsilon_F)}\right) \quad (1.32)$$

şeklindedir ve θ_D ise Debye sıcaklığıdır.

5. Süperiletken bir halka içerisinde akı kuantlaşmıştır ve buna neden olan yük Cooper çiftlerinden $2e$ 'dir.

$$\phi = n\phi_0 \quad (1.33)$$

n tamsayı ve $\phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$ 'dir.

6. Fononlar için geçiş sıcaklığında çiftlenim yapmak ortalama izotop kütlesine bağlıdır.

$$T_c \approx M^{-\alpha} \quad (1.34)$$

Burada $\alpha = 1/2$ 'dir.

7. Geçiş sıcaklığında öz ısının elektronik katkıda bir süreksizliği vardır.

$$\frac{C_S - C_N}{C_N} = 1,43 \quad (1.35)$$

C_N normal durumdaki özısı ve C_S süperiletken durumdaki özısıdır (Kittel, 1996; Poole vd., 1988).

1.5. Kritik Durum Modelleri

II. tip süperiletkenlerin manyetik davranışlarını tanımlamak için, iki karışık durum modeli Goodman tarafından tabaka (lamina) ve Abrikosov tarafından karışık (vortex) olarak açıklandı ve deneysel olarak doğrulandı. Her iki durumda, numune süperiletken ve normal durumlardan oluşur ve manyetik alan ona nüfuz eder. Dış manyetik alan varlığından dolayı, numunede bir kritik akım yoğunluğu meydana gelir. Manyetik yöntemlerle kritik akım yoğunluğu hesaplanabilir ve bu şekilde hesaplanan kritik akım yoğunluna “manyetik kritik akım yoğunluğu” denir. Bu hesaplamalar “kritik durum modelleri” ile yapılmaktadır (Sheahen, 1994). Manyetik alan ($\vec{H}$) ve kritik akım yoğunluğu ($\vec{J}$) arasındaki bağıntı Maxwell denklemleriyle ifade edilir.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (1.36)$$

Bir boyut için denklem (1.36) ifade edilebilir. Manyetik alan (H_a) z doğrultusunda, kritik akım yoğunluğu y doğrultusunda ve numune yüzeyi x doğrultusunda seçilirse,

$$\frac{d}{dx} H_z(x) = \pm J_y(x) \quad (1.37)$$

şeklinde ifade etmek mümkündür.

Uygulanan dış alana ve kritik akıma göre manyetik alan ve kritik akım yoğunluğuyla ilgi çeşitli bağıntılar yazılır ve bunların her biri ayrı bir model olarak gösterilir. Kritik durum modellerinin çoğu için, kritik durum akım yoğunluğu karakteristik bir denklemi ile alanla ilişkilendirilir.

$$J_y = \frac{J_K}{f(\mu_0 H_z)} \quad (1.38)$$

J_K alan bağımsızdır ve genellikle J_c 'dir.

Karakteristik denklemlerle bu şekilde ifade edilebilen dokuz tane kritik durum modelini elde etmek mümkündür. Bunlar içerisinde en çok kullanılan “Bean Durum Modeli” ve “Kim Durum Modeli”dir (Poole, 2000).

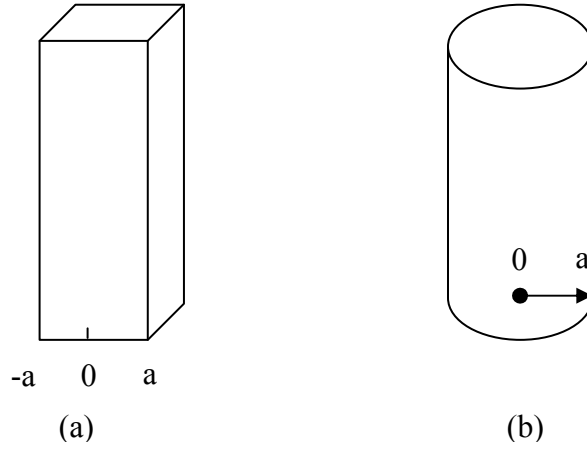
1.5.1. Bean Durum Modeli

Kritik akım yoğunluğunu hesaplamak için kullanılan en basit model “Bean Durum Modeli”dir (Bean, 1962, 1964). Karakteristik denklemi,

$$J(B, T) = J_c(T) \quad (1.39)$$

şeklinde olup alandan bağımsızdır.

Bean modelinde numune iki şekilde düşünülmektedir: Genişliği $2a$ alan sonsuz kalınlıktaki bir dilim ve yarıçapı a olan sonsuz uzunluktaki bir silindir (Şekil 1.18 (a) ve (b)). Manyetik alan numuneye dilim için dilim yüzeyine veya silindir için silindir eksenine paralel uygulanır.



Şekil 1.18. Kritik hal modellerinde kullanılan (a) dilim geometrisi (b) silindir geometrisi

Bean Modelinde kritik akım yoğunluğu değeri yalnızca, $\pm J$ veya 0 değerini alır. Genişliği $2a$ olan bir numunenin karakteristik manyetik alanı (H^* : İlk tam girme alanı) şu şekilde verilmektedir:

$$H^* = J_c a \quad (1.40)$$

Uygulanan alan (H_a) karakteristik manyetik alan (H^*) değerine ulaştığı zaman, alanlar ve akımlar numunenin merkezine ulaşır. Uygulanan alan şiddetinin bir boyutta

olduğu (denklem (1.37)) varsayılırsa, karakteristik alanın uygulanan alanın altındaki ve üstündeki değerlerinde kritik akım yoğunluğu değerleri hesaplanabilir.

Uygulanan manyetik alan numunenin içerisine girerken, manyetik alan ve akım yoğunluğunun nasıl değiştiğini inceleyelim:

1. Düşük uygulanan alanlar için ($H_a < H^*$), içteki alan ve akımlar yalnızca yüzey yakınlarında oluşur ve kritik akım yoğunluğu değeri denklem (1.37)'yi kullanarak,

$$\begin{aligned} J_y(x) &= J_c, & -a \leq x \leq -a' \\ J_y(x) &= 0, & -a' \leq x \leq a' \\ J_y(x) &= -J_c, & a' \leq x \leq a \end{aligned} \quad (1.41)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (1.37)'den $J_y = \pm J_c$ olduğu bölgelerde $H_z(x)$ 'in x 'e lineer bağlı olduğu anlaşılmaktadır. Bu yüzden, iç bölgelerde manyetik alan değeri lineer olarak değişir.

$$\begin{aligned} H_z(x) &= H_a \left[\frac{a' + x}{a' - a} \right], & -a \leq x \leq -a' \\ H_z(x) &= 0, & -a' \leq x \leq a' \\ H_z(x) &= H_a \left[\frac{x - a'}{a - a'} \right], & a' \leq x \leq a \end{aligned} \quad (1.42)$$

Bu formüller sınır koşulunda $x = \pm a$ değerinde $H_z(x) = H_a$ olur ve denklem (1.37)'den yararlanılarak J_c ve H_a büyüklükleri arasındaki bağıntı elde edilir.

$$J_c = \frac{H_a}{(a - a')} \quad (1.43)$$

Bu ifadeler $H_z(x)$ ve $J_y(x)$ için Şekil 1.19'deki gibidir. Şekil 1.19 (b)'de gösterilen a' değeri sonlu bir değer içindir ve Şekil 1.19 (c)'de gösterilen $a' = 0$ ve $H_a = H^*$ değerleri içindir.

2. Yüksek uygulanan alanlar için ($H_a > H^*$), akımlar ve içteki alanlar numuneye tamamıyla girmektedir ve şu ifadelerle verilmektedir:

$$\begin{aligned}
J_y(x) &= J_c, & -a \leq x \leq 0 \\
J_y(x) &= -J_c, & 0 \leq x \leq a \\
H_z(x) &= H_a - H^* \left[\frac{a+x}{a} \right], & -a \leq x \leq 0 \\
H_z(x) &= H_a + H^* \left[\frac{x-a}{a} \right], & 0 \leq x \leq a
\end{aligned} \tag{1.44}$$

Şekil 1.19 H_a / H^* 'ın çeşitli oranlarında, manyetik alan ve kritik akım yoğunluğunun numunenin içerisinde nasıl değiştiğini göstermektedir. Şekil 1.19 (a) ZFC rejimi altında manyetik alanın artırılması ve sonra azaltılması durumundaki manyetizasyon eğrisini, Şekil 1.19 (b) düşük manyetik alanlar için ($H_a < H^*$), Şekil 1.19 (c) uygulanan manyetik alanın karakteristik manyetik alana eşit olduğu alanlar için ($H_a = H^*$) ve Şekil 1.19 (d) yüksek manyetik alanlar için ($H_a > H^*$) akı profili ve kritik akım yoğunluğu eğrilerini göstermektedir. Şekil 1.19'dan görüldüğü gibi, $x=0$ noktasına göre manyetik alan simetrik ve yine bu noktada kritik akım yoğunluğu anti simetriktir (Poole, 2000).

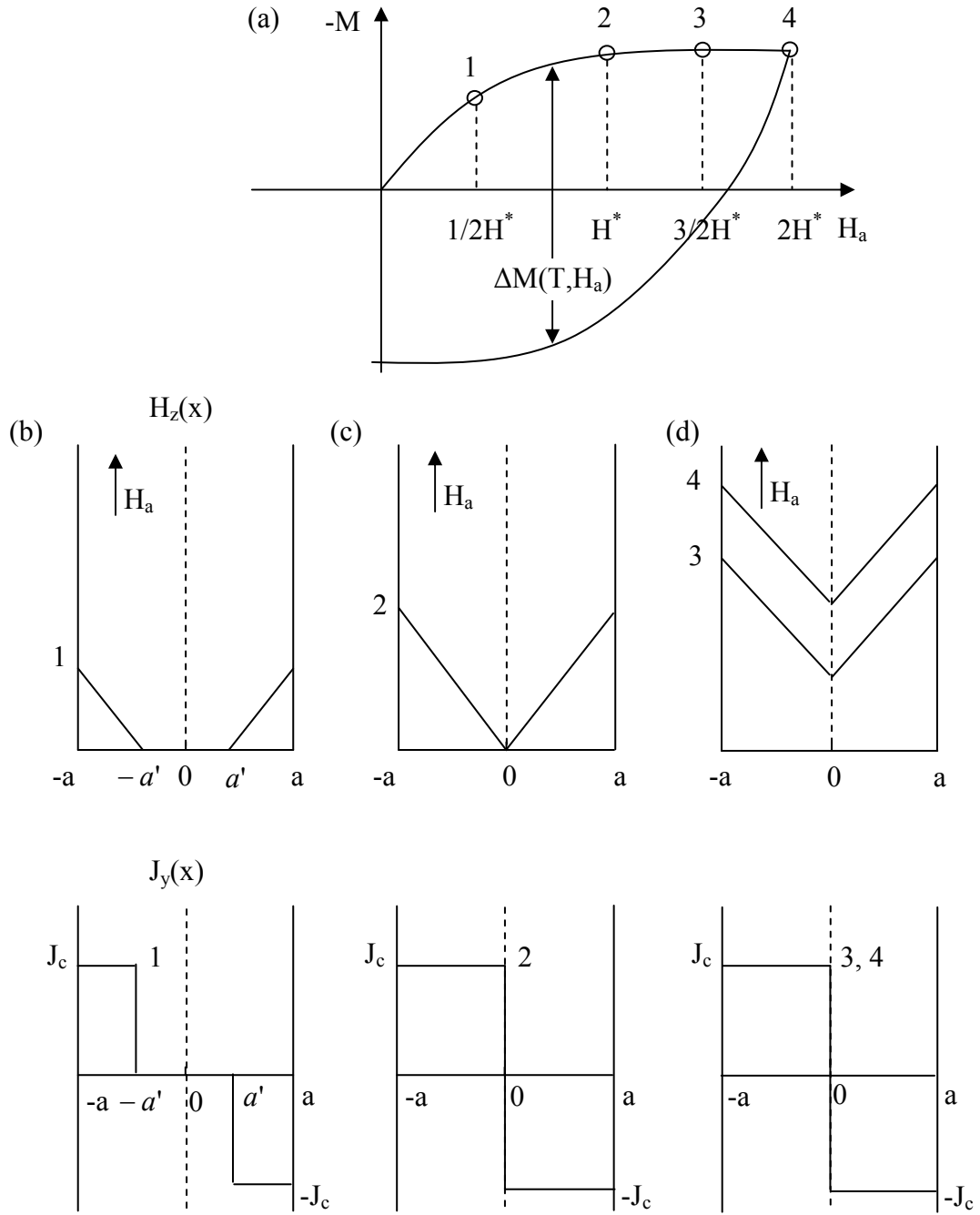
Uygulanan manyetik alan önce artırılıp, manyetizasyon doyumuna ulaştıktan sonraki manyetik alan azaltıldığı durumlarda, manyetik alan ve kritik akım yoğunluğunun değişimi Şekil 1.20 verildiği gibidir. Şekil 1.20 (a) ZFC rejimi altında manyetizasyonun manyetik alana göre değişimini, Şekil 1.20 (b) 5, 6, 7, 8 durumlarındaki akı profilini, Şekil 1.20 (c) 5 durumundaki kritik akım yoğunluğu değişimini, Şekil 1.20 (d) 7 durumundaki kritik akım yoğunluğu değişimini göstermektedir (Poole, 2000; Bolat, 2003).

Bean modeline göre, kritik akım yoğunluğunu hem DC hem de AC manyetizasyon ölçümlerinden elde etmek mümkündür: DC manyetizasyon ölçümlerinde $M(H)$ histerezis eğrisinden yararlanılmakta ve AC manyetizasyon ölçümlerinde ise temel harmonik alınganlık (χ) ölçümlerinden yararlanılmaktadır.

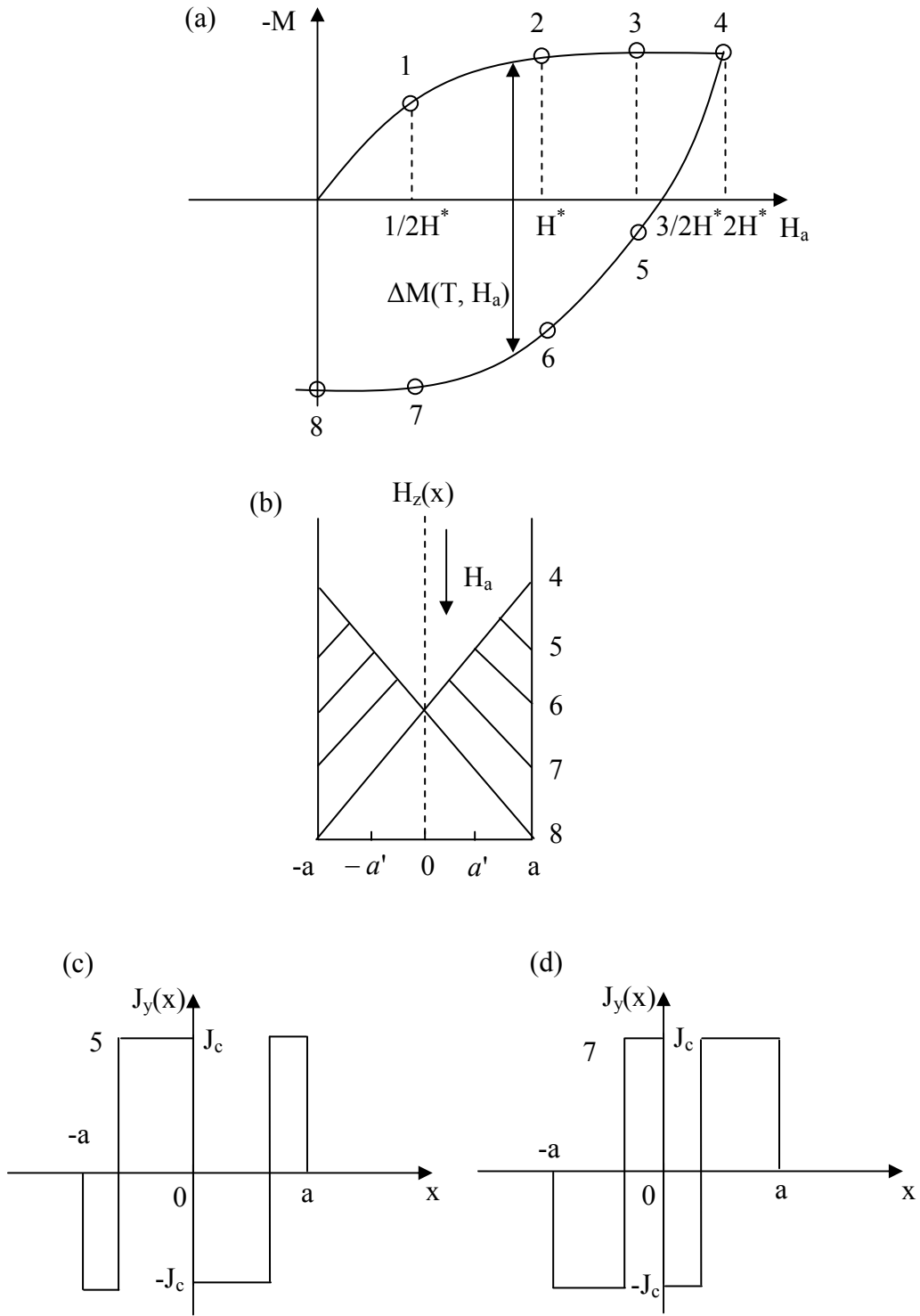
Histerezis eğrisinin herhangi bir alan değerindeki genişliği ($\Delta M(H)$) tuzaklanan alanı verir. $2a$ genişliğindeki bir dilim geometrisi ve a yarıçapındaki bir silindir geometrisi için kritik akım yoğunluğu değeri SI birim sistemine göre;

$$J_c = \begin{cases} \frac{\Delta M(T, H_a)}{a} & \text{dilim için} \\ 1,5 \times \frac{\Delta M(T, H_a)}{a} & \text{silindir için} \end{cases} \tag{1.45}$$

şeklindedir.



Şekil 1.19. Uygulanan alan şiddeti (H_a) artırıldığı zaman, manyetik alan ve kritik akım yoğunluğunun değişimi (a) manyetizasyonun manyetik alanla değişimi, (b) 1 durumu için akı profili ve akım yoğunluğu değişimi ($H_a/J_c a = 1/2$), (c) 2 durumu için akı profili ve akım yoğunluğu (d) 3 ve 4 durumu için akı profili ve akım yoğunluğu değişimi



Şekil 1.20. Uygulanan alan şiddeti azaltıldığı zaman, manyetik alan ve kritik akım yoğunluğunun değişimi (a) manyetizasyonun manyetik alanla değişimi, (b) manyetik alanın azaltıldığı 5, 6, 7, 8 durumlarında akı profili, (c) 5 durumundaki akım yoğunluğu, (d) 7 konumundaki akım yoğunluğu

1.5.2. Kim Durum Modeli

II. tip süperiletkenlerde akı çivileme merkezleri var olduğu sürece, numune içersine giren akı dağılımı düzgün değildir ve numunenin manyetikliğine bağlıdır. Bu davranışı ilk olarak 1962 yılında Bean tarafından “Bean Kritik Durum Modeli” ile gösterildi (Bean, 1962). Bu durum modeline göre, düzgün olmayan akı dağılımına eşlik eden Amper kanunuyla ilgili yerel akı yoğunluğu belli bir büyüklükte kritik akım yoğunluğu değerine sahiptir. Alandan bağımsız olan Bean Modelinin aksine, daha sonra Kim tarafından 1962 yılında alana bağlı olan “Kim Durum Modeli” ortaya konulmuştur (Kim vd., 1962, 1963).

$$J_c(B, T) = \frac{J_c(T)}{(1 + |B(x)|/B_K)} \quad (1.46)$$

Denklem (1.46)’daki B_K alanın boyutuyla ilgili makroskobik bir parametre ve $B(x)$ iç yerel manyetik akı yoğunluğudur (Poole, 2000).

Kritik akım yoğunluğunun genel bir ifade ile yazılımı,

$$J_c(B, T) = \frac{J_c(T)}{[1 + B(x)/B_K]^\beta} \quad (1.47)$$

şeklinde olur ve buradaki β boyutsuz bir sabittir. $\beta = 0$ olursa Bean durum modeli (denklem (1.39)) ve $\beta = 1$ ise Kim durum modeli (denklem (1.47)) elde edilmiş olur (Xu vd., 1990).

Numune içerisindeki manyetizasyonun manyetik alana göre değişimi $2a$ genişliğinde sonsuz kalınlıktaki bir dilim geometrisi (uygulanan manyetik alan dilim yüzeyine paralel) ve a yarıçaplı sonsuz uzunluktaki bir silindir geometrisi (uygulanan manyetik alan silindir eksenine paralel) için,

$$\begin{cases} M = \frac{1}{a} \int_0^a \frac{B(x, H_a)}{\mu_0} dx - H_a, & \text{dilim için} \\ M = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \frac{B(r, H_a)}{\mu_0} 2\pi r dr - H_a, & \text{silindir için} \end{cases} \quad (1.48)$$

ile ifade edilir (Tulapurkar, 2001; Cline vd., 1965).

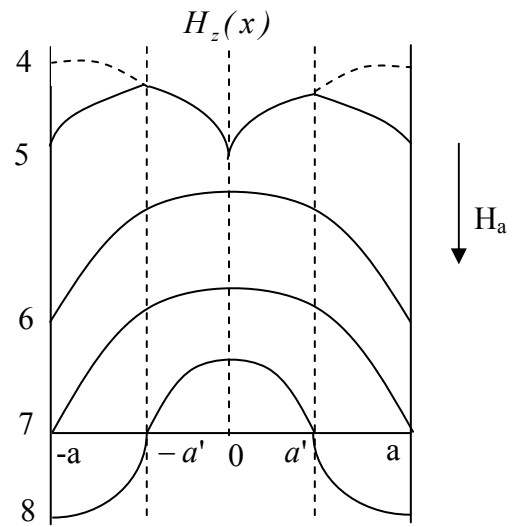
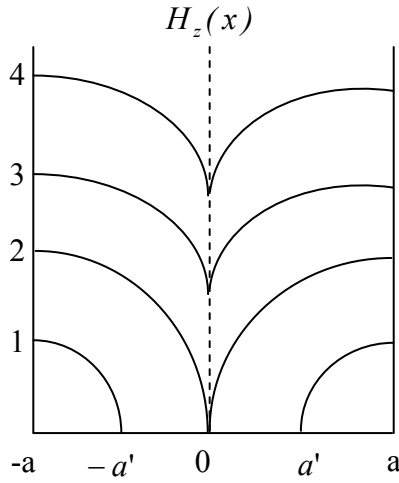
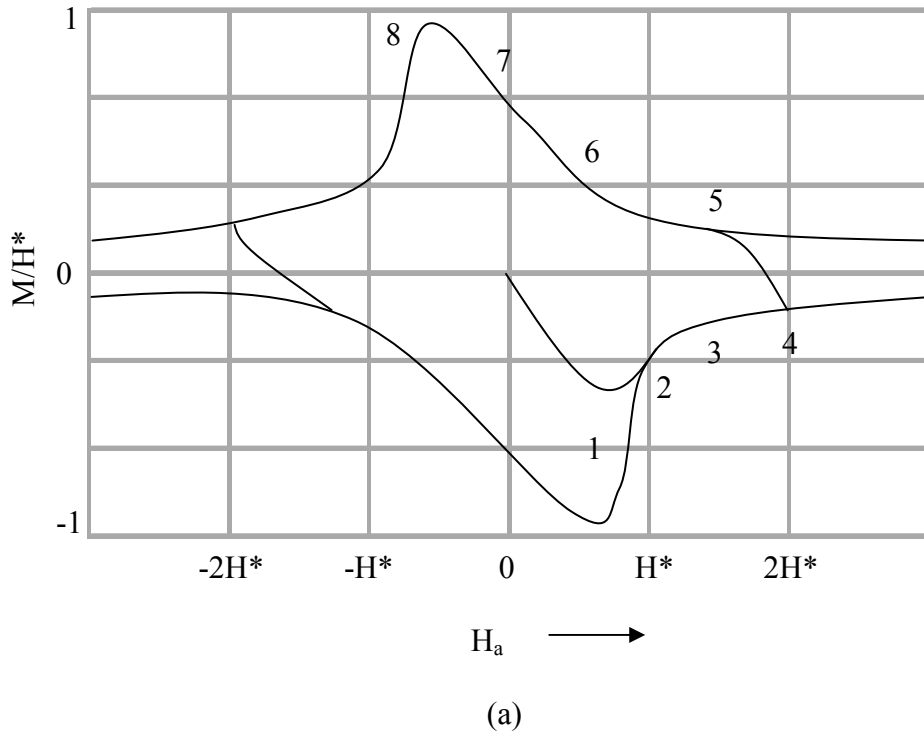
Şekil 1.21’de Kim Durum Modeli’nin dilim veya silindir geometrisi için şematik gösterimi çizilmiştir. Şekil 1.21 (a)’da ZFC rejimi altında uygulanan dış manyetik alana göre manyetizasyonun nasıl değiştiği gösterildi ve eğri üzerinde 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 rakamları ifade edilen 8 tane durum belirtildi. Bu durumlardan 2 durumu ilk tam girme derinliğidir (H^*). Şekil 1.21 (b)’de uygulan dış manyetik alanın artırıldığı durumdaki numunenin akı çizgileri değişimini göstermektedir. Bu çizgiler, Bean Durum Modeli’ndeki gibi lineer olmayıp paraboliktir. Şekil 1.21 (c)’de ise uygulanan dış manyetik alanın azaltılması durumundaki akı profilini göstermektedir (Xu vd., 1990; Öztürk, 2005).

1.6. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri

Kritik sıcaklığı 23 K olan Nb_3Ge süperiletken bileşiğinden daha yüksek kritik sıcaklıklara sahip olan süperiletkenlere “Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri (HTSC)” denir. Son zamana kadar, bu süperiletkenlerin tamamı Cu-O düzlemlerinin tabakalarını içeren perovskit benzeri seramik oksitlerden oluşurdu. İlk HTS materyal yaklaşık 30 K kritik geçiş sıcaklığına sahip süperiletken, kırılğan $(La, Ba)_2CuO_4$ seramik bileşiğidir ve o İsviçre’de IBM araştırma laboratuvarındaki araştırma yapan Bednorz ve Müller tarafından 1986 yılında keşfedildi (Bednorz ve Müller, 1986). Bu keşfi önemli yapan neden seramik oksit bileşikler normalde yalıtandır ve onların süperiletkenler için yararlı olacağını beklenilmiyordu.

Bednorz ve Müller’in yayınlamış olduğu makale, yeni HTS araştırmak için kısa zamanda büyük ilgi uyandırdı. Bir yıl içerisinde, Alabama Üniversitesindeki gruplar ve Houston Üniversitesindeki gruplar sıvı azotun kaynama noktasının (77 K) üzerinde olan yeni bir Y-Ba-Cu-O (YBCO) sistemini kritik sıcaklığı 92 K’de buldular (Wu vd., 1987). Sonra, Japonya’da Metaller Ulusal Araştırma Enstitüsü’ndeki gruplar Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) yeni seramik bileşiğini T_c 115 K’e kadar (Maeda vd., 1988) ve Arkansas Üniversitesindeki gruplar Tl-Ba-Ca-Cu-O (TBCCO) sistemini T_c 125 K’e kadar (Sheng ve Hermann, 1988) keşfettiler. Daha sonra, en yüksek T_c 138 K olan talyum katkılı Hg-Ba-Cu-O (HBCCO) sistemi İsviçre’nin Zürih kentindeki araştırmacılar tarafından keşfedildi (Shilling, 1993). Günümüzde en yüksek geçiş sıcaklığı 31 GPa yüksek basınç altında 164 K olan $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ bileşik sistemidir (Gao, 1994).

Shilling keşfinden sonra 2001 yılına kadar yeni bir HTS materyalli keşfedilmedi ve 2001 yılında Tokyo’daki Aoyama-Gakuin Üniversitesinde Akimitsu önderliğindeki bir grup

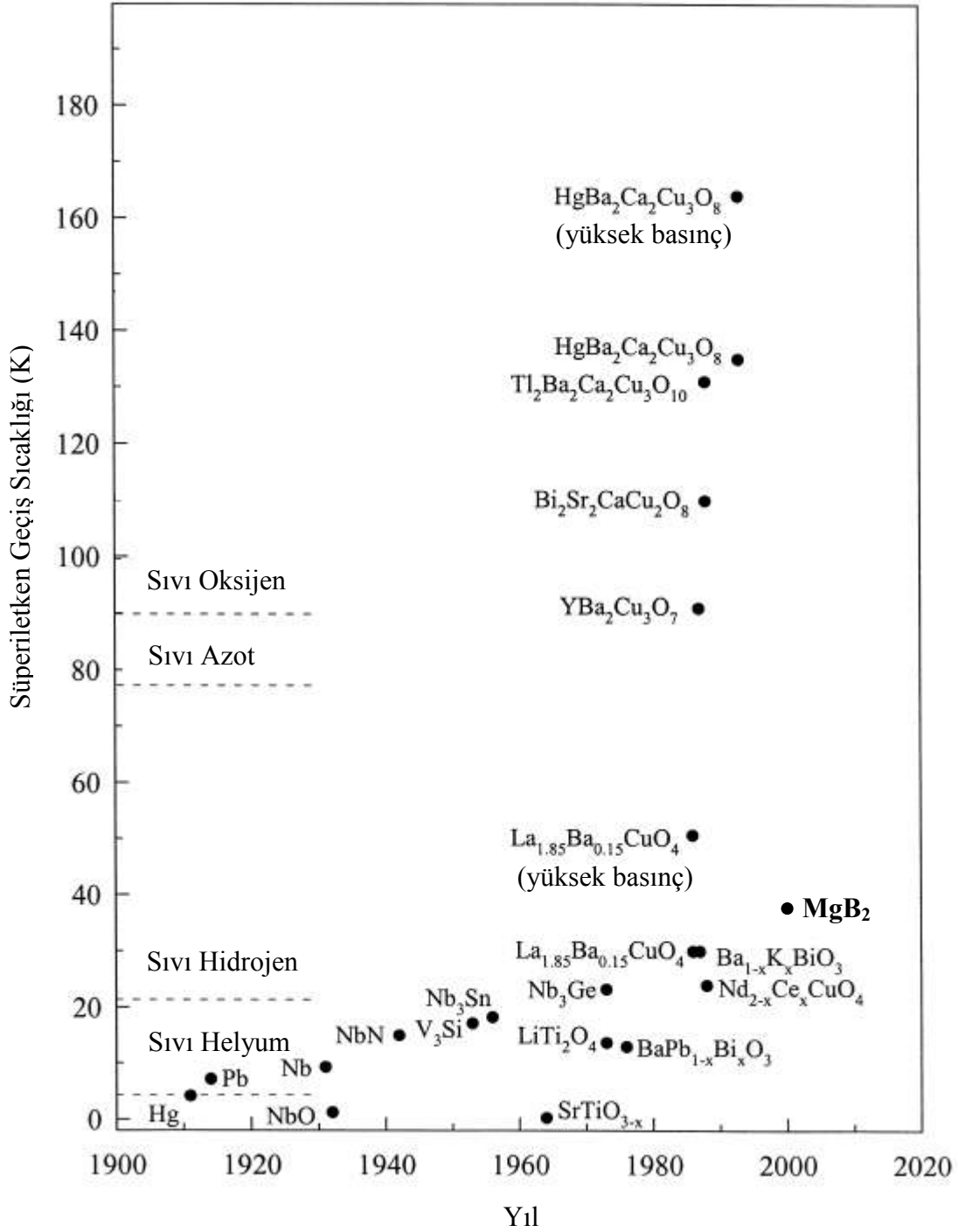


Şekil 1.21. Dilim veya silindir geometrisi için Kim Durum Modeli'nin şematik gösterimi (a) manyetizasyonun uygulanan alana göre değişimi, (b) manyetik alan artırılırken akı profili, (c) manyetik alan azaltılırken akı profili

tarafından yaklaşık T_c 40 K olan MgB_2 süperiletkeni keşfedildi (Nagamatsu vd., 2001). Bu bileşiğin önemli bir yanı, son zamanlarda keşfedilen süperiletkenler seramik bir bileşik

yapısında olmasına rağmen onun metallik (inter-metallic) bir bileşik olmasıdır (Cardwell ve Ginley, 2003).

Şekil 1. 22’ de süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar süperiletkenliğin geçiş sıcaklığının kronolojik sırası verilmiştir (Alexandrov ve Edwards, 2000).



Şekil 1.22. Süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar, süperiletkenlerin geçiş sıcaklıklarının kronolojik sıralanması (Alexandrov ve Edwards, 2000).

1.6.1. Y-Ba-Cu-O Süperiletkenleri

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTSC) arasında en çok çalışılan $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ sistemidir. Bu sistem kısaca YBCO-123 veya Y123 şeklinde gösterilir ve geçiş sıcaklığı yaklaşık 93 K'dir. Bu bileşik 1986 sonlarına doğru Wu ve arkadaşları tarafından keşfedildi (Wu, 1987) ve bu bileşiğin en önemli yanı sıvı azotun kaynama sıcaklığı (1 atm'de 77 K) üzerinde elde edilen ilk süperiletken bileşik olmasıdır.

YBCO numunelerin oksijen işlemi çok önemli bir adımdır. Çünkü tipik bir hazırlama işleminde YBCO-123'e oksijen katkısı altı ve yedi arasında oluşturulabilir. Bu şekilde oksijen değişimine göre, tetragonal yapıdan ortorombik yapıya bir faz geçişi mümkündür.

YBCO'nun oksijen katkısına karşı yüksek duyarlılığı pek çok algılamalara sebep olmaktadır. Homojen olmayan oksijenleştirmeden dolayı, manyetizasyon eğrilerindeki balık kuyruğu etkisi diye adlandırılan durumu görmek mümkündür.

Diğer yüksek sıcaklık süperiletkenlere rağmen YBCO yine hala uygulama için yoğun ilgi çekmektedir. Onu keşfinden hemen sonra, külçe materyallerinin en büyük sıkıntısının çoğu, gümüş kaplı YBCO tellerin üretiminde yapılan yüksek açılı tane sınırlarının (high-angle-grain boundaries) varlığından kaynaklanmaktadır. Bu yüzden farklı üretim teknikleri geliştirildi. Günümüzde üretilen manyetik bant seçimde kullanılan süperiletken materyaller yine YBCO'dur. Nikel veya benzer altlıklar üzerindeki YBCO bantların 77 K'de (self-field) yoğunluğu $J_c = 10^6 \text{ A/cm}^2$ değerine ulaşabilmektedir ve bu bantların uzunluğu yaklaşık bir metreyi bulmaktadır.

Eritme-Yönlendirme (Melt-Texturing) yöntemi ile üretilen YBCO, külçe numunelerinin kalitesini artırmak için teşvik edici bir yol olmuştur. Bu yöntemle, yüksek açılı tane sınırlarının çoğu kaybolmuştur. Günümüzde üretilen külçe numunelerin çapı 10 cm'e kadar ve kritik akım yoğunluğu değeri de 77 K'de (self-field) $J_c = 10^6 \text{ A/cm}^2$ değerine kadar elde edilebilir.

Çeşitli katkıları YBCO sistemine katılırsa, J_c ve T_c değerlerinde değişimler meydana gelir. Bu dört kategori altında kısaca özetlenebilir:

1. Birinci kategoride katkıları çözünmez ve sistemdeki bakır iyonları ile yer değiştirir. Bu etki süperiletkenin T_c değerini çok önemli bir şekilde düşürür. Örneğin, Zn, Mg, Fe, Pr.

2. İkinci kategorideki katkılar çözünmez ve sistemdeki itriyum ve baryum iyonları ile yer değiştirir. Bu etki süperiletkenin parametrelerini çok önemli bir şekilde etkilemez. Örneğin, SrO ve diğer nadir toprak elementleri.
3. Üçüncü kategorideki katkılar YBCO sistemi içerisinde sınırlı bir şekilde çözünür, ama bu YBCO sistemi önemli bir şekilde bozar. Örneğin, SiO_2 ve Al_2O_3 .
4. Dördüncü kategorideki katkılar YBCO sistemi içerisinde çok sınırlı bir şekilde çözünür. Ancak, bunlar hemen hemen YBCO ile tepkimeye girmezler ve bundan dolayı ikinci bir fazın varlığı ortaya çıkar. Örneğin, gümüş ve altın (Cardwell ve Ginley, 2003).

Son olarak, YBCO diğer seramik süperiletkenleri ile kıyaslanırsa birçok avantaja sahiptir:

1. 77 K'den daha yüksek T_c sahip olan tek kararlı olarak bilinen dörtlü bileşiktir,
2. Hem zehirli element hem de patlayıcı bileşikler içermez,
3. Tek fazlı YBCO'yu yapmak kolaydır, yani pratiktir,
4. Diğer HTSC'lere göre daha az anizotropudur ve yüksek manyetik alanlarda yüksek kritik akım yoğunluğu taşır (Cardwell ve Ginley, 2003).

1.6.2. Y-Ba-Cu-O Süperiletkenlerinin Kristal Yapısı

YBCO süperiletkenleri perovskit benzeri yapıda kristalleşir ve yüksek anizotropik yapıya sahiptir. Bu bileşiğin en çok kullanılan ailesi $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y123)'dür. Diğer aileleri $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ (Y124) ve $\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15}$ (Y247) şeklindedir (Cardwell ve Ginley, 2003).

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y123) bileşiğinin yapısı oksijen miktarına duyarlıdır. Oksijen miktarına bağlı olarak yaklaşık 6,5 değerinde bir faz geçişi vardır: $0 \leq x < 0,5$ arasında ise kristal yapı ortorombik, $0,5 < x \leq 1,0$ ise kristal yapı tetragonalıdır. Ancak, yeterince düşük sıcaklıklarda oksijen yok edilirse, $x \cong 0,3$ gibi düşük değerlerinde ortorombik yapı elde edilebilir (Cava vd., 1987). Sistemde x miktarı artıka, Şekil 1.21'de ortorombik yapıda dolu olan O(4) oksijen atomları yerlerini boşaltarak, tetragonal yapıda boş olan O(5) oksijen mevkilerine geçer. Oksijen miktarındaki değışiklik numunenin kritik sıcaklığını değıştirmektedir. Bu değışiklik ortamdaki gazların cinsine ve oksijen basıncına bağılı olarak 600–700 °C arasında olur (Specht vd., 1988; Vanderah, 1992).

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ortorombik birim hücresi (Şekil 1.23)'de c eksenini boyunca Cu(1)-BaO-Cu(2)-Y-Cu(2)-BaO-Cu(1) düzlemlerinden oluşur. Bu sistemde dört farklı tabaka mevcuttur ve perovskit yapı ile kıyaslandığında iki farklı oksijen eksikli tabaka vardır. Bunlardan ilki, Cu(1) düzlemlerinin zıt köşelerinde bulunan iki tane oksijen atomu ve diğeri de Y tabakasında bulunan dört tane oksijen atomudur.

Bakır atomları, Pmmm uzay grubunun (0,0,0) ve (0,0,z) iki pozisyonda yerleşmiştir. İlk Cu(1) atomları, birim hücrenin orijininde dört katlı düzlemsel koordinasyon olarak c eksenini boyunca iki O(1) oksijen atomlarına ve b eksenini boyunca iki O(4) oksijen atomlarına bağlıdır. İkinci Cu(2) atomları, beş katlı piramitsel koordinasyon olarak ve b eksenini boyunca iki oksijen O(2) ve a eksenini boyunca iki oksijen O(3) atomlarına çok güçlü olarak bağlıdır. O(1) oksijen atomu Cu(2) bakır atomları c eksenini boyunca zayıf bir şekilde bağlıdır. O(2) ve O(3) oksijen atomları tamamıyla aynı düzlemedir ve düşey doğrultuda Cu(2) atomlarına bağlıdır.

İtiryum atomları sekiz katlı koordinasyon olarak bağlıdır ve koordinasyon polihedronu (polyhedron) Y-O sahip yaklaşık bir kare prizma şeklindedir.

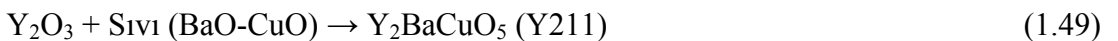
Baryum atomları, on katlı koordinasyona sahiptir ve koordinasyon polihedranı iki oksijen atomu olmayan (O(5) mevkileri) küp-okta-hedron (cuboctahedron) olarak tanımlanabilir (Vanderah, 1992).

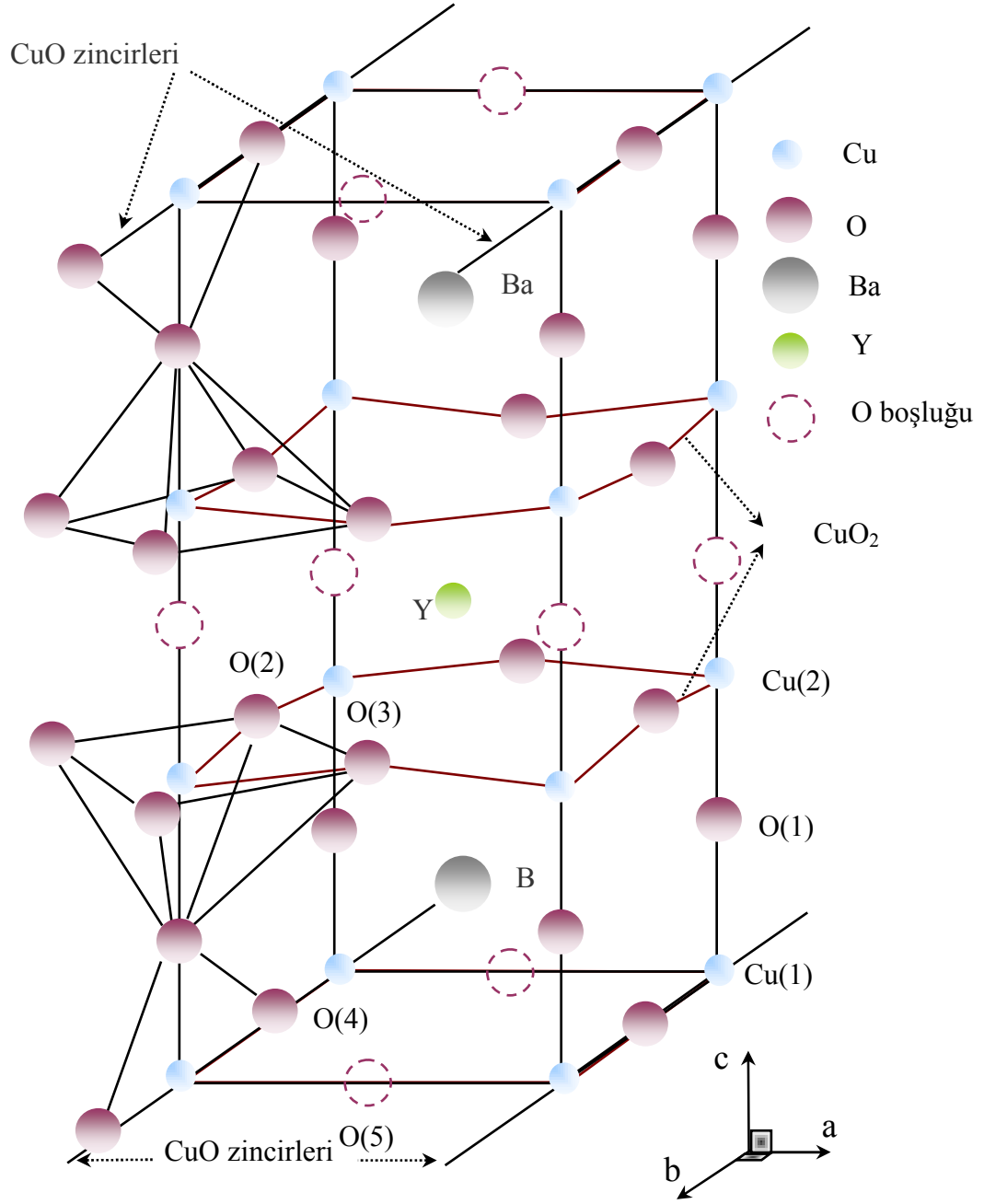
1.6.3. Y-Ba-Cu-O Bileşiğinin Faz Diyagramı

Faz diyagramı büyüme mekanizmasının anlaşılması için önemli bir niceliktir. Çünkü işlem parametreleri bu sayede daha iyi seviyelere getirilmektedir.

Şekil 1. 24 Y_2O_3 -BaO-CuO üçlü faz diyagramının normal ortamda yaklaşık olarak 950-1000 °C sıcaklık aralığında ana özelliklerini gösterir. Şekilde CuO'in zengin olduğu kesikli çizgi ile gösterilen bölge kısmen erimiş bölgedir. Yaklaşık olarak 1 cm² yüzey alanına sahip ve kalınlığı 100 µm mertebesinde olan kristal, bu kısmen erimiş bileşenlerin yavaşça soğutulması ile büyütülür (Vanderah, 1992).

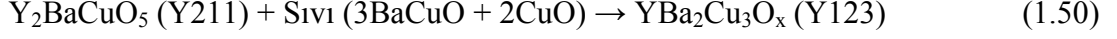
Bu sistemin iki çeşit peritektik reaksiyonu vardır. İlki, üretilen YBCO numunesi 1200 °C'nin üzerindeki sıcaklıklarda ayrışarak Y_2O_3 ve sıvı halde bulunan BaO-CuO karışımı faza dönüşür. Numune soğutulursa, bu iki faz peritektik reaksiyona girerek Y_2BaCuO_5 (Y211) fazını oluşturur.



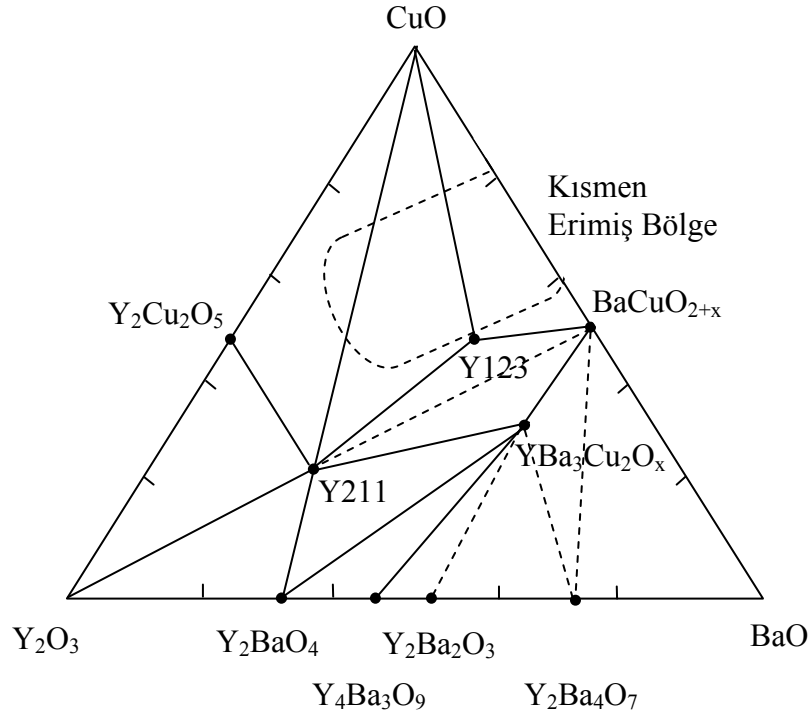


Şekil 1.23. Ortorombik yapıdaki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 'in birim hücresi (Vanderah, 1992).

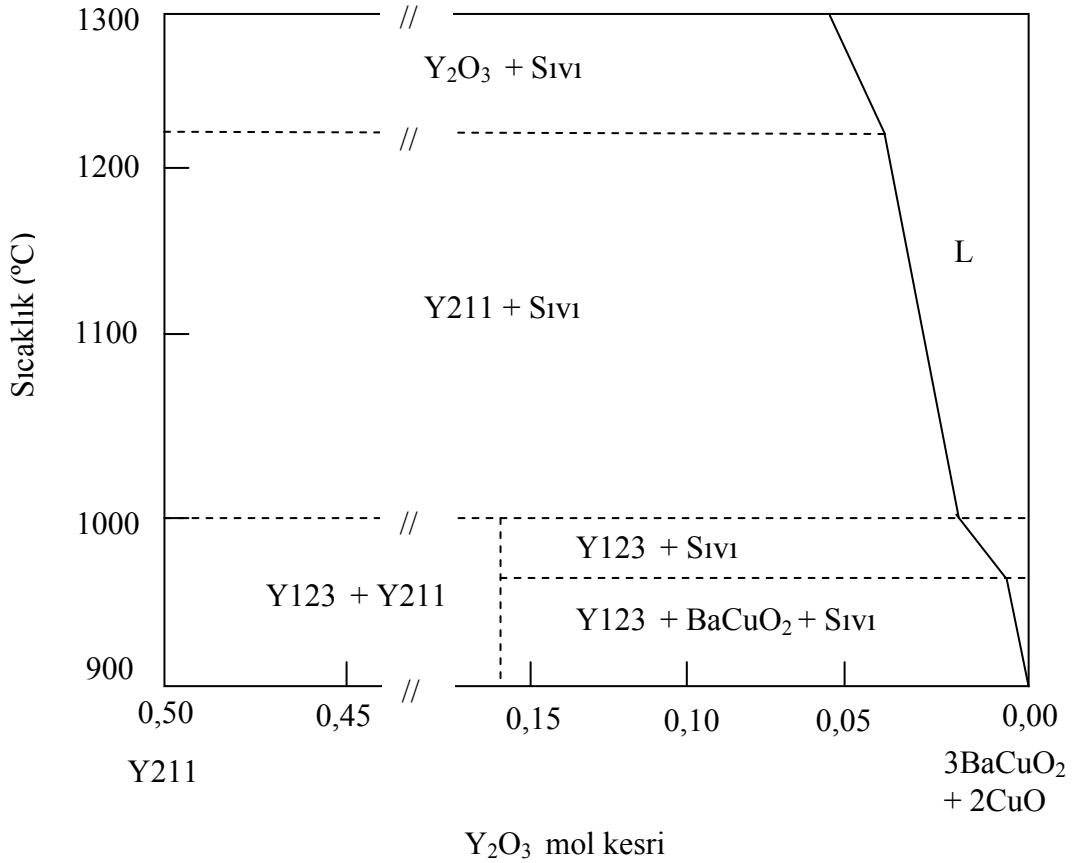
İkincisi, yaklaşık 1000 °C civarında Y211 yarıiletken fazı sıvı olan $3\text{BaCuO} + 2\text{CuO}$ fazla tekrar peritektik reaksiyona girerek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Y123) fazını oluşturur (Şekil 1.25)



İyi bir süperiletken (mesela, kritik akım yoğunluğu (J_c)) elde edebilmek için peritektik reaksiyonlara dikkat edilmelidir. Çünkü, Y123 fazı içerisinde diğer süperiletken olmayan fazların mümkün olduğu kadar küçük boyutta ve homojen olarak dağılması gerekir. Bundan dolayı, başlangıç reaksiyonunda Y_2O_3 katı haldeki parçacıklar ne kadar yapı içerisinde küçük boyutta ve homojen olarak dağıtılsa, o kadar iyi bir şekilde homojen dağılmış Y211 parçacıkları oluşur. Bu şekilde oluşan Y211 parçacıkları bir sonraki reaksiyonda Y123 ortamı içerisinde küçük boyutta ve homojen olarak dağılmış olur (Murakami, 1992; Cardwell ve Ginley, 2003).



Şekil 1.24. Y₂O₃–BaO–CuO üçlü faz diyagramı (yaklaşık olarak 950-1000 °C)



Şekil 1.25. Y_2O_3 –BaO–CuO sisteminin faz diyagramı (0,21 atm oksijen basıncı altında)

1.7. Süperiletkenlerde Eritme Yöntemleri

1.7.1. Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Melt-Textured-Growth (MTG)]

Sinterlenmiş YBCO seramiklerinde tane sınırlarındaki zayıf bağlantı kritik akım yoğunluğu (J_c) değerine sınırlama getirir. Bunun üstesinden Y123 kristalinin tercihen a, b doğrultusunda anizotropik büyümesinin yönlendirilmesi ile gelinir. Böylece, tane sınırlarının sınırlı sayılarından dolayı, yönlendirme doğrultusunda zayıf bağlantı serbest akım yolu oluşur.

Daha yüksek doğrultularda numuneleri elde etmek için Jin ve arkadaşları 1988 yılında Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Melt-Textured-Growth (MTG)] olarak adlandırılan bir eritme yöntemi geliştirdiler (Jin vd., 1988). Bu yöntemde, sinterlenmiş YBCO numunesini erittiler ve $20-50\text{ }^{\circ}\text{C.cm}^{-1}$ termal eğimde yavaşça soğuttular. Numunenin şekli

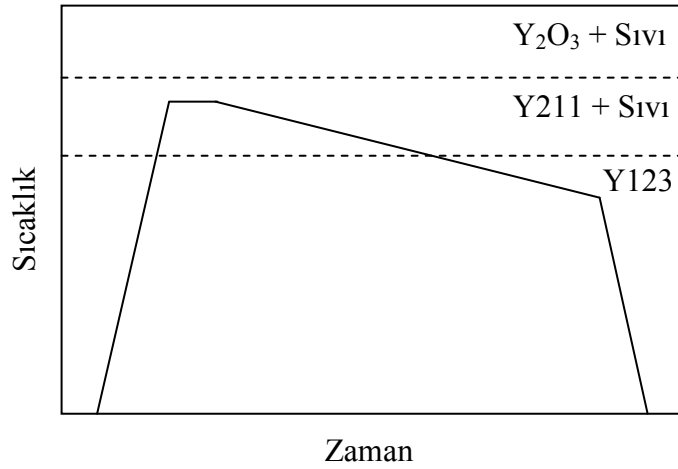
hava ortamında 1010 °C'nin üzerinde Y123 fazının katı-sıvı ayrışımı sayesinde (peritectic decomposition) sayesinde korunabilir.



Y123 fazının ayrışımı sıcaklık ve zamanla kontrol edilebilmektedir. Numune yavaşça soğurken ab düzlemi boyunca tanecik büyümesi tercih edilen doğrultuda büyür ve böylece taneler bu doğrultu boyunca dizilir. Numunenin c doğrultusu boyunca büyümesi ab doğrultuları boyunca büyümesinden yaklaşık üç-beş kat daha azdır, bu yüzden son mikroyapı Y123 tabakasının bir yığılması şeklindedir. Sıvı kaybından ve tamamlanmayan peritektik karışımının yeniden birleşiminden (recombination) dolayı, bu Y123 ortamı (matrix) içerisinde rasgele bir şekilde doğrultulanmış Y211 parçacıkları tuzaklanır. Y211 parçacıkları peritektik reaksiyonun varlığı sonucunda ortaya çıkar (Şekil 1.26).

Bu yöntemle elde edilen kritik akım yoğunluğu değeri sıvı azot sıcaklığında ve alansız ortamda yaklaşık $J_c \approx 10^4 \text{ A cm}^{-2}$ değerindedir. Bu sonuç, tane diziliminde zayıf bağlantıların azaldığını ve dolayısıyla materyalin daha iyi olduğunu göstermektedir.

Zayıf bağlantılar azaltılmasına rağmen manyetik alan altında hala J_c değeri küçüktür. Bunun üstesinden gelmek için, numune içerisinde akı çivileme merkezleri yeniden oluşturulmalıdır. Çünkü bu şekilde, mikroyapı dikkatli bir şekilde kontrol edilebilir (Cardwell ve Ginley, 2003; Murakami, 1992).



Şekil 1.26. MTG yönteminin şematik gösterimi

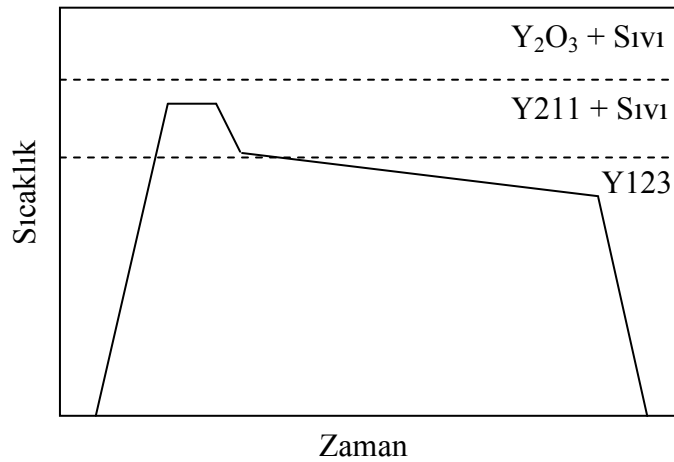
1.7.2. Geliştirilmiş-Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Modified-Melt-Textured-Growth (MMTG)]

MTG yönteminde numune belli sıcaklığa kadar çıkartılıp belli bir süre bekletildikten sonra yavaş bir şekilde soğutulur ve bunun neticesinde yüksek yönelime sahip numuneler elde edilir. Bu durumda, birçok süperiletken fazın bağlantısı çok zayıf olur. Y123 fazının büyümesi için, hem Y211 hem de sıvı fazın olması gerekir. Y211 dağılımı düzgün olmadığı zaman, Y211 yoğunluğunun az olduğu bölgelerde reaksiyon sürekli olmaz. Eğer numune Y211 + Sıvı bölgesinde yavaş bir şekilde soğutulursa, Y211 fazı hem büyük hacimde olur hem de düzgün olmayan bir şekilde dağılır. Böyle bir durum süperiletkenlerde zayıf bağlantı oluşumu ile sonuçlanır. Bu istenmeyen durumundan sakınmak için, MTG yöntemi birkaç grup tarafından geliştirilmiştir (Murakami, 1992). Buna yönteme “Geliştirilmiş-Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Modified-Melt-Textured-Growth (MMTG)]” denir.

Bu yöntemde Y211 taneciklerinin büyüklüğü peritektik sıcaklığın tam olarak yukarısındaki bir noktada ısıtma sıcaklığı azaltılarak küçültülür. Buna rağmen, arada sırada gözenekler oluşur.

Eğer numune, önce sıcaklığa bağlı belli bir zaman uzunluğu içerisinde eritilir, sonra hızlıca peritektik sıcaklığa soğutulur ve daha sonra da yavaşça soğutulursa, Y211 büyüklüğü olmaksızın gözenek sayısı azaltılabilir (Şekil 1.27).

MMTG yöntemi sayesinde, süperiletken fazın bağlantısı büyük ölçüde geliştirildi ve Y123 ortamı içerisinde 1–5 mikron mertebesine kadar küçültülen Y211 parçacıklarının tuzaklanması başarılı (Murakami, 1992; Muralidhar vd., 2002).



Şekil 1.27. MMTG yönteminin şematik gösterimi

1.7.3. Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Quench-Melt-Growth (QMG)]

Y211 parçacıklarının küçük boyutta ve erime esnasında homojen bir şekilde dağılması ile J_c değeri yükselmektedir. Bunun için, peritektik sıcaklığın tam üzerindeki sıcaklıklarda numune erime yöntemleriyle kontrol edilmelidir.

Y211 + Sıvı bölgesine ulaşmak için kullanılan yaklaşım Y_2O_3 reaksiyonudur. Başlangıçta, sinterlenen numune veya kalsine edilmiş tozların karışımı Y_2O_3 + Sıvı bölgesine kadar ısıtılır ve sonra soğuk bir bakır plaka üzerine çarpılarak hızlıca soğutulur (splat-quenched). Bu numunede Y_2O_3 parçacıkları ve katı halde bulunan sıvı faz (baryum bakır oksit ve amorf fazlar) vardır. Daha sonra, numune Y211 + Sıvı bölgesine ısıtılır. Bu bölgede Y_2O_3 sıvı fazla tepkimeye girerek Y211 fazını oluşturur. Eğer Y_2O_3 dağılımı kontrol edilirse, Y211 fazını kontrol etmek mümkündür. Bu aşamadan sonra, numune hızlıca peritektik sıcaklığa soğutulur ve akabinde yavaş bir şekilde soğutma işlemine devam edilir. Bu şekilde olan yönteme “Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Quench-Melt-Growth (QMG)]” denir (Şekil 1.28).

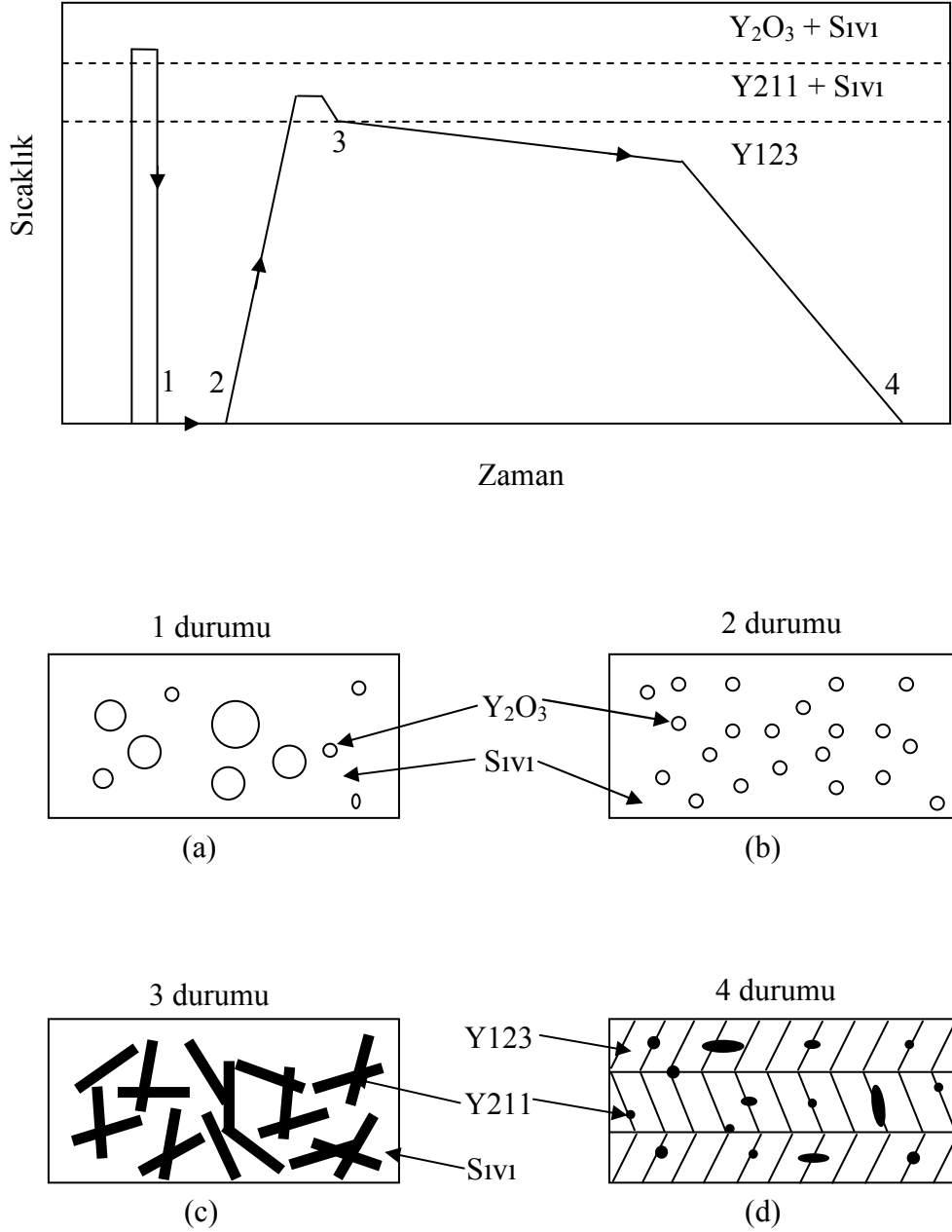
Bu yöntem ile küresel şekle sahip Y211 parçacıkları homojen bir şekilde dağılır ve bu parçacıkların büyüklüğü yaklaşık iki ve daha az mikron mertebesinde olur (Salama ve Lee, 1994).

Bu yöntemle elde edilen kritik akım yoğunluğu değerinin MTG yönteminde elde edilen değerden fazla olduğu gözlemlenmiştir ve 77 K sıcaklığında 1 T alan altında $J_c \cong 2 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$ ’dir (Morita vd., 2004; Murakami, 1992).

1.7.4. Eritme-Toz-Eritme-Büyütme [Melt-Powder-Melt-Growth (MPMG)]

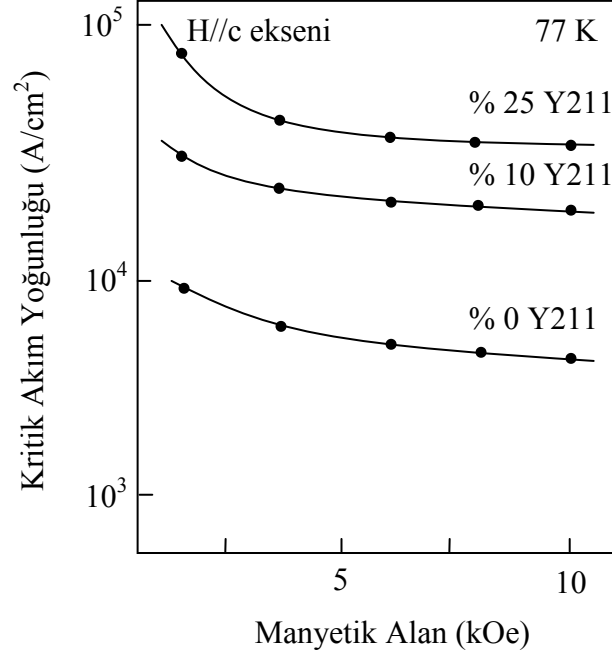
Morita ve arkadaşları tarafından geliştirilen QMG yöntemine ile aynı zamanda Murakami ve diğerleri tarafından yeni bir yöntem daha geliştirildi. Bu yöntem, QMG yöntemiyle çok benzerdir. Aralarındaki fark, numune hızlıca soğutulduktan sonra iyice karıştırılarak toz haline getirilmesidir. Bu aşamada, büyük boyutta olan Y_2O_3 daha küçük boyuta düşer ve numune içerisindeki dağılımı daha homojen olur. Karışım halindeki tozlar istenilen şekilde preslenerek Y211 + Sıvı bölgesine kadar ısıtılır. Y211 fazının büyük boyutta olmaması için numune bu bölgede uzun süre tutulmaz. Sonra numune, hızlıca peritektik sıcaklığa kadar soğutulur. Daha sonra, numune Y123 fazının iyi bir şekilde oluşması için yavaş yavaş soğutulur. Bu yönteme Eritme-Toz-Eritme-Büyütme [Melt-

Powder-Melt-Growth (MPMG)] denir (Cardwell ve Ginley, 2003; Murakami, 1992; Salama ve Lee, 1994).



Şekil 1.28. QMG veya MPMG yöntemlerinin şematik gösterimi (a) hızlı soğutma yapıldıktan sonra Y_2O_3 ve katılaşmış sıvı (b) $Y_{211} + Sıvı$ bölgeye ısıtırken (c) $Y_{211} + Sıvı$ bölgesinde (d) Y_{123} ve Y_{211} fazını gösteren mikroyapının son hali (Murakami, 1992).

Bu yöntemle Y211 numune içerisinde daha küçük boyutta ve daha homojen bir şekilde dağılır. Bu parçacıkların katkısı sayısı başlangıç kompozisyonu değiştirilerek ayarlanır ve katkı miktarına göre J_c değeri değişir. Çünkü Y211 parçacıkları akı çivileme merkezi gibi davranırlar ve katkının artmasıyla J_c değeri artar (Şekil 1.29) (Murakami, 1992).



Şekil 1.29. MPMG yöntemi ile hazırlanmış farklı Y211 katkıları içeren YBCO numunelerinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alan göre değişimi (Murakami, 1992).

1.7.5. Platin-Katkılı Eritme-Büyütme [Platinum-Doped Melt-Growth (PDMG)]

Numune içerisine Platin (Pt) katkısı iki şekilde incelebilir: İlki eritme esnasında potadan bulaşan ve ikincisi de toz olarak bileşiğe katılanandır.

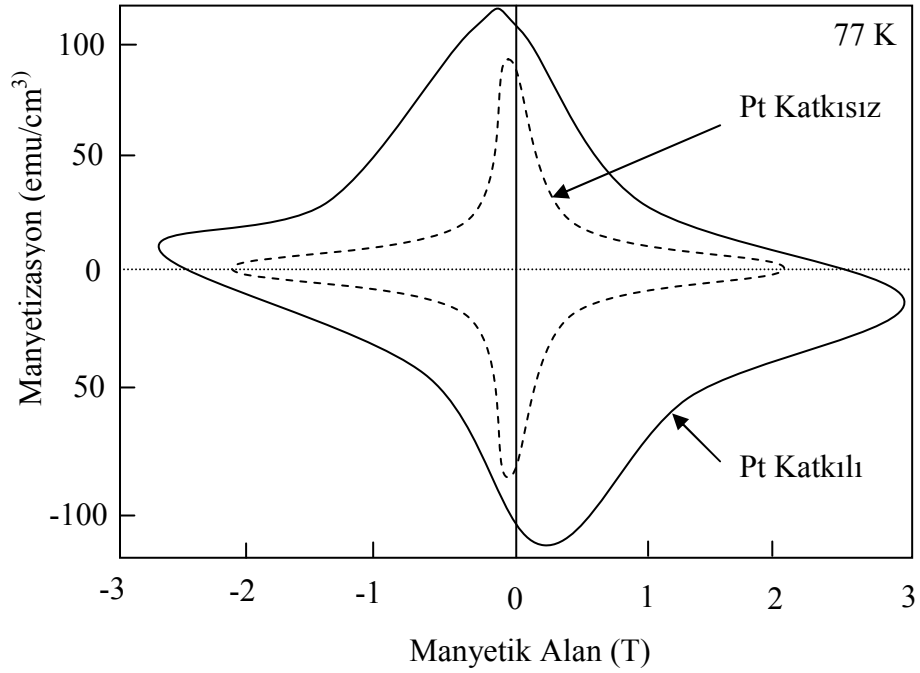
Bunlardan birincisi eritme-hızlı soğutma işleminde Pt potalar kullanıldığından dolayı, potalardan küçük bir miktar platin numune içerisine girer. Bu platin miktarı yaklaşık ağırlık olarak % 0,3–0,7 arasındadır. Platinin küçük bir miktarı numune içerisinde çözülmez ve bundan dolayı Y211 katkıları yeniden şekillenir. Y211 katkılarının tanecik boyutu daha az olmakta (iki mikrondan daha az) ve büyük Y123 ortamı içerisinde bu parçacıkların dağılımı daha homojen olmaktadır. Bu etkilerinden dolayı J_c iyileşmektedir. Yaklaşık olarak 77 K sıcaklığında ve 1 T manyetik alan altında $J_c \cong 2,5 \times 10^4 \text{ A cm}^{-2}$ (H//c)'dir. Platin katkılanarak Y211 parçacıklarının boyutunun azalması, çekirdeklenme

örgü sayısındaki artışa bağlıdır. Burada platin, Y211 için bir çekirdeklenme örgüsü gibi davranmaktadır (Ogawa vd., 1991; Cardwell ve Ginley, 2003).

İkincisi Pt tozları YBCO numunesinin içerisine çeşitli şekillerde katılır. Platin katkısına göre Y211 parçacıklarının boyutunun nasıl değiştiği Tablo 1. 1’de verilmiştir. Buradan görüldüğü gibi, bir mikron mertebesinde daha küçük Y211 boyutu elde etmek mümkündür.

Tablo 1.1. Y211 hacminin platin katkısına göre değişimi

Platin katkısı (% ağırlık)	Ortalama Y211 hacmi (μm)
0,00	2,5
0,01	1,7
0,05	1,4
0,10	1,1
0,50	0,6



Şekil 1.30. Platin katkılı ve katkısız numunelerinde manyetizasyonun manyetik alan göre değişimi

Platin katkılı numune ve katkısız numune arasında J_c değeriindeki fark Şekil 1.30’da görüldüğü gibidir. Platin katkısı ile daha geniş bir histerezis elde edilir ve dolayısıyla J_c değeri de artmış olur (Ogawa vd., 1991).

MPMG yöntemine göre bu yöntem daha avantajlıdır: Tanecik büyüme oranı daha büyüktür ve 4 cm kadar büyük taneler elde etmek mümkündür (Murakami, 1992).

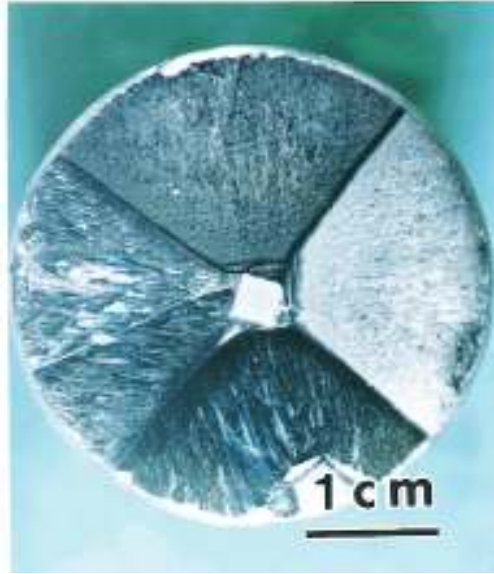
1.7.6. Üst – Tohumlama – Eritme – Yönlendirme - Büyütme [Top-Seeding-Melt-Textured-Growth (TSMTG)]

Çoğu uygulamalar için, büyük boyutta kullanılabilen şekillerde üretilen külçe süperiletkenlere ihtiyaç vardır. Bu bağlamda, numunenin üretim aşaması mümkün olduğu kadar basit olmalı, yüksek verime sahip olmalı ve maliyeti düşük olmalıdır. Bu özellikler göz önüne alındığında, eritme yöntemleri içerisinde en uygun olan yöntem “Üst-Tohumlama-Eritme-Yönlendirme-Büyütme [Top-Seeding-Melt-Textured-Growth (TSMTG)]” dir (Cardwell ve Ginley, 2003).

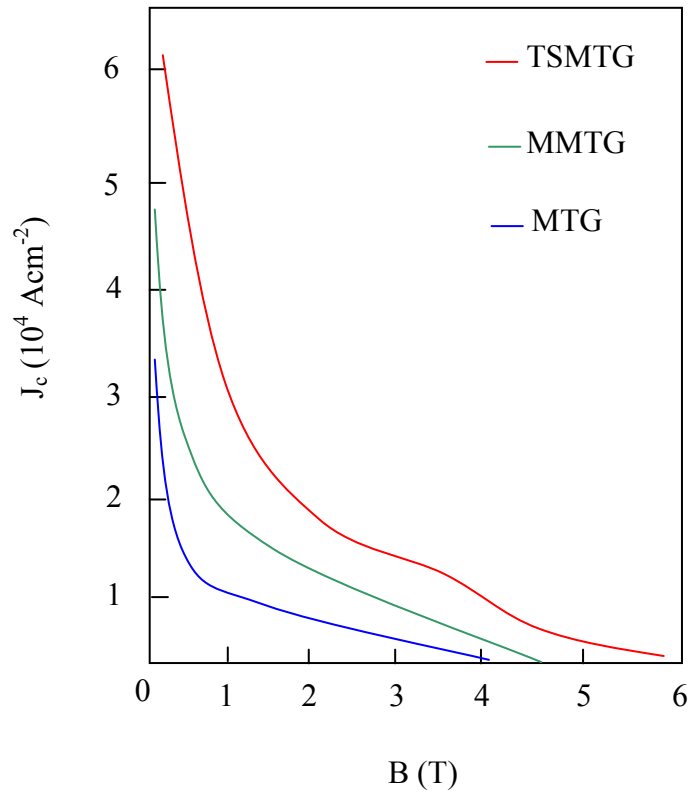
Bu yöntem ile kristal doğrultularını kontrol etmek daha kolaydır. Bu yöntemde numunenin üst kısmına erime sıcaklığı Y123’den daha yüksek olan bir tek (single) kristal yerleştirilir. Bu kristal büyütme için bir tohum görevi yapar ve bu sayede kristal doğrultuları kontrol altına alınır. Sonunda büyük boyutta tek kristaller elde edilir (Murakami, 1992). Şekil 1.31 bu yöntemle elde edilen merkezinde MgO tek kristali bulunan süperiletken numunenin optik fotoğrafını göstermektedir (Murakami, 1996).

Sm123, Nd123 ve MgO tek kristalleri etkin bir şekilde Y123 için kullanılmaktadır. Kristal büyüme doğrultularının çekirdeklenme kaynağına denk geldiği yer çekirdeklenme merkezidir. Bu yöntemde tohum bir çekirdeklenme merkezi olarak tanımlanır. Tohum yüksek erime sıcaklığına sahip olduğundan dolayı, Y123 peritektik ayrışma sıcaklığının üzerine ısıtıldığı zaman tohum erimez, katı katılır. Sonra numune soğutulurken, Y123 epitaksial (epitaxial) büyütmesi iki Y123 fazının benzer parametrelerinden dolayı, tek kristal + Y211 + Sıvı ara yüzeyinde olur (Salama ve Lee, 1994).

Bu yöntemle elde edilen numuneler uygulamada manyetik kaldırma kuvveti olarak kullanılır. Üretilen numuneler ne kadar büyük olursa, kaldırma kuvveti o kadar büyük olur. Bunun için, tohum bileşiği, ısı gradyenti ve ısıl işlemin kombinasyonu iyi ayarlanmalıdır. Japonya’da ve Fransa’da bu yöntemle büyütülen 10 cm çapındaki kalıplar en iyi sonuçları vermektedir (Cardwell ve Ginley, 2003).



Şekil 1.31. Merkezinde MgO tek kristali bulunan büyük tanelere sahip süperiletken numunenin optik fotoğrafı



Şekil 1.32. Üç farklı eritme yöntemi ile üretilen YBCO numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi (77 K ve $B//c$)

Bu yöntemle hazırlanan numunenin kritik akım yoğunluğu değeri diğer yöntemlerle elde edilenlerden daha yüksektir (Şekil 1.32). 77 K sıcaklığında birkaç cm çapındaki numunelerde yaklaşık olarak $J_c \cong 2,4 \times 10^5 \text{ A cm}^{-2}$ elde etmek mümkündür (Cardwell, 1998; Cardwell ve Ginley, 2003).

1.7.7. Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)]

Süperiletken numunenin daha büyük tanelere sahip olması, tanelerin daha iyi yönelmesi ve güçlü çivileme merkezlerine sahip olması için Hızlı soğutma-Eritme-Büyütme (QMG) yöntemi geliştirilerek yeni bir yöntem bulundu. Bu yönteme “Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)]” denir.

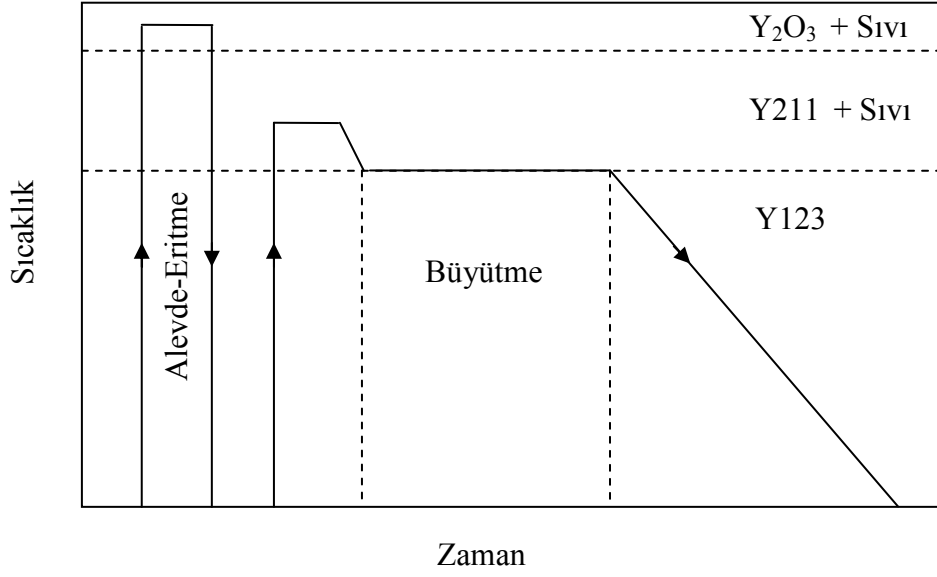
YBCO numunesi kalsine işlemi gerçekleştirildikten sonra alümina (Al_2O_3) pota üzerine konulur ve burada kısa bir süre içerisinde oksijen aleviyle (LPG-O_2) eritilir. Eritildikten sonra numune önceden soğutulmuş bakır bir tepsiye üzerine dökülür (splash) ve hemen başka bir bakır plaka ile onun üzerine vurulur. Bu son işlem çok hızlı bir şekilde yapılır ve dolayısıyla numune hızlı bir şekilde katılaşmış olur. Numune katılaştıktan sonra sırasıyla; öğütülerek toz haline getirilir, istenilen şekilde preslenir ve sinterlenir (Şekil 1.33) (Gencer vd., 1996).

Numune ile altlık arasındaki etkileşmeden kaçınmak için oksijen alevi doğrudan numunenin üst yüzeyinin merkezine tutulmalıdır. Ayrıca, numune kalınlığı ve eritme zamanı iyi ayarlanmalıdır.

Bu yöntem neticesinde, Y123 taneleri arasındaki sınırlar genellikle temizdir ve safsızlık fazları içermez, bu yüzden taneler arası bağlantı daha iyi olur. Diğer yandan az miktarda safsızlık fazların oluşumu engellenemez. Bu olay genellikle Y123 içerisinde hemen hemen her biri diğerine paralel mikro-çatlaklar şeklinde görülür. Bu etkinin şu şekilde ortaya çıktığı düşünülür: Numune soğuma esnasında oksijen alırken ve tetragonal yapıdan ortorombik yapıya geçerken.

Safsızlık fazları (çoğu Y211) numune içerisinde akı çivileme merkezi gibi davranır ve dolayısıyla numunenin akım taşıma kapasitesi artar.

Bu yöntemin avantajları şu şekilde özetlenebilir: Pota ile numunenin etkileşmesini minimuma indirir ve çok kısa bir sürede başlangıç tableti hazırlanır (Yanmaz vd., 1994).



Şekil 1.33. FQMG yönteminin şematik gösterimi

1.8. Süperiletkenlerde Manyetik Kaldırma Kuvveti

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri geçiş sıcaklıkları yüksek olduklarından dolayı uygulama için dikkatleri üzerine çekmiştir. Bu uygulama alanlarından birisi de Meissner olayı yani manyetik alan ile süperiletken arasındaki etkileşim sonucunda ortaya çıkan “Manyetik Kaldırma Kuvveti (Levitation Force)”dir.

Süperiletkenlerde manyetik alanı tuzaklayan çivileme merkezleri kaldırma kuvveti için büyük önem teşkil eder. Çünkü çivileme merkezi ne kadar güçlü olursa, kaldırma kuvveti de o kadar güçlü olur.

Uygulanan dış manyetik alan H_{c1} değerini geçtiği zaman, numunenin içerisindeki alan numuneye nüfuz etmeye başlar (Kesim 1.5). Nüfuz eden akı çizgileri kritik akım yoğunluğuyla (denklem (1.36)), kritik akım yoğunluğu ise kaldırma kuvveti ile ilişkidir.

Bir süperiletken ile bir mıknatıs arasındaki kaldırma kuvveti şu şekilde formüle edilir:

$$F = \int_v (\vec{m} \cdot \vec{\nabla} H) dv \quad (1.52)$$

Bu formül tek boyut için basitleştirilirse;

$$F = m \frac{dH}{dz} \quad (1.53)$$

ve kritik akım yoğunluğu ile ilişkisi;

$$m = Mv, \quad M = AJ_c r \quad (1.54)$$

yazılabilir. Buradaki m süperiletkenin manyetik momenti, dH/dz dış alan tarafından ortaya çıkan bir manyetik alan gradyentidir, M birim hacimdeki manyetizasyon, A numunenin geometrisine bağlı bir sabit ve r kalkanlanan akım ilmeğinin yarıçapıdır.

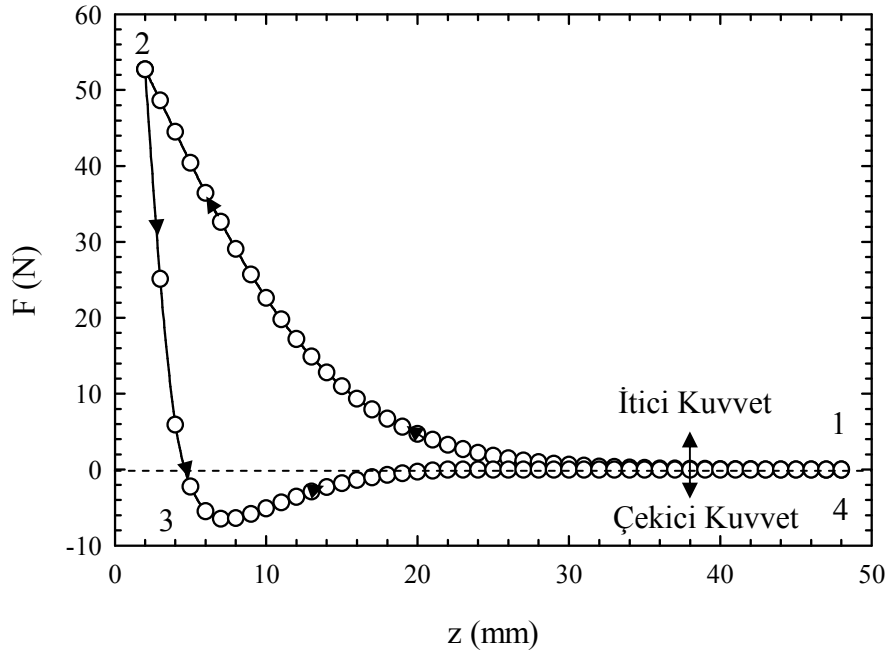
Bu formüllerden anlaşıldığı gibi r , J_c ve dH/dz ne kadar büyük olursa, kaldırma kuvveti de o kadar büyük olur. Büyük r iyi yönlendirilmiş tek kristal YBCO külçe numunesi ile ve yüksek J_c ise numunedeki güçlü akı çivileme merkezleri ile elde edilir. Ancak, birçok çalışmada kaldırma kuvvetinin manyetik alan dağılımına çok duyarlı olduğunu gözlemlenmiştir. Yani m ve dH/dz değerleri kaldırma kuvveti ölçümlerinde kullanılan mıknatısın şekline doğrudan bağlıdır (Yang vd., 2001).

Şekil 1.34’de numune süperiletken hale getirildikten sonra, mıknatıs 1 durumundan itibaren minimum yakınlık olan 2 durumuna kadar numuneye yaklaştırılır. Bu esnada manyetik alan artmaktadır ve numune uygulanan alana zıt yönde bir kuvvet uygular. Bu kuvvete “İtici Kuvvet (Repulsion Force)” denir. 2 durumundan sonra mıknatıs uzaklaştırılarak 3 durumuna getirilirse, yani manyetik alan azaltılırsa itici kuvvet hızlıca azalır ve bir başka kuvvet ortaya çıkar. Bu kuvvete “Çekici Kuvvet (Attractive Force)” denir. Bu kuvvetin kaynağı, numune içerisindeki çivileme merkezlerinde tuzaklanan manyetik alandır. Dolayısıyla, tuzaklanan manyetik ne kadar fazla olursa, çekici kuvvette o kadar fazla olur. Daha sonra mıknatıs 3 durumundan 4 duruma doğru uzaklaştırılmaya devam ettirilirse, manyetik alan azaltıldığından dolayı kaldırma kuvveti yavaş bir şekilde sıfıra doğru gider (Murakami, 1992).

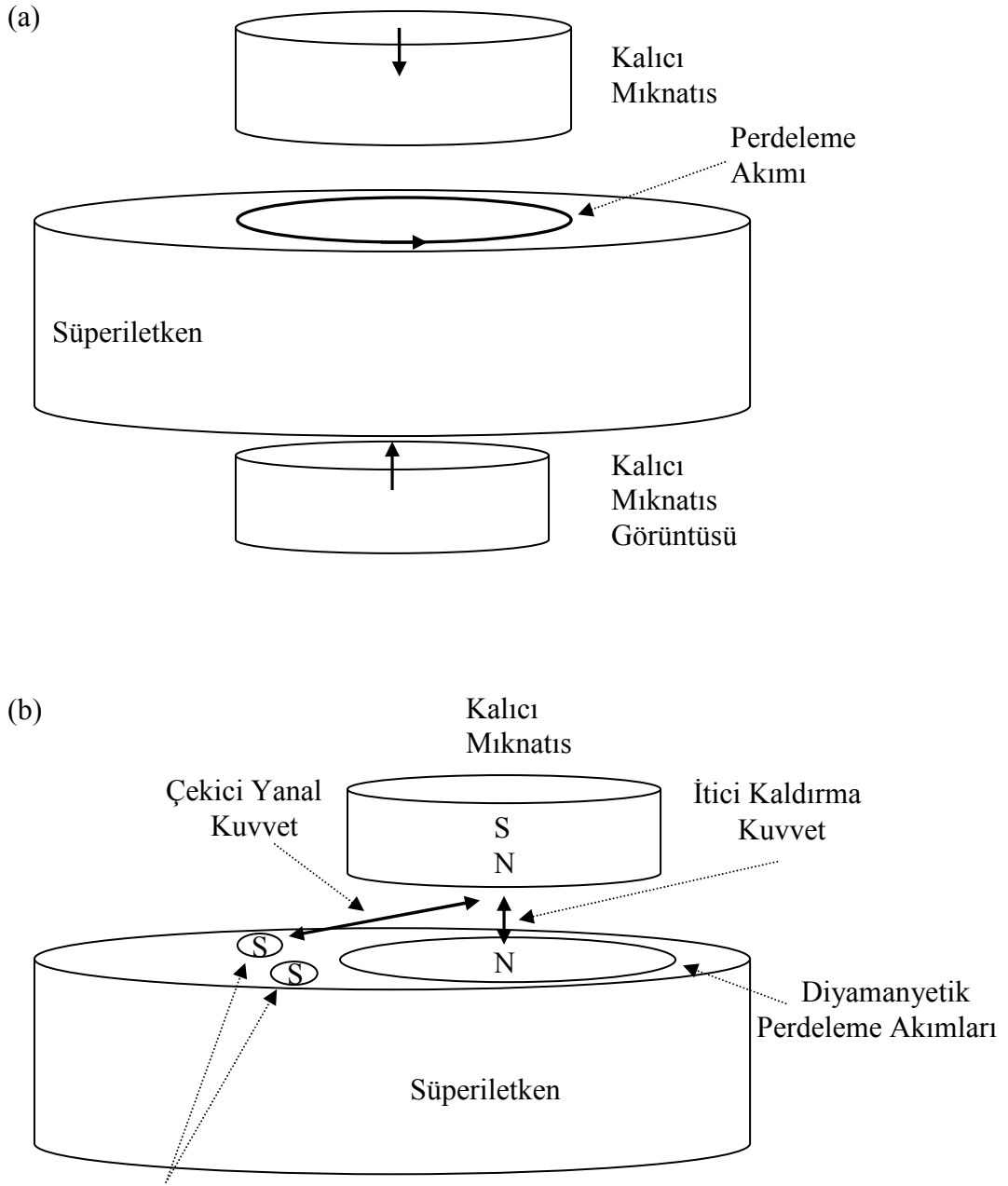
Şekil 1.35’de kaldırma kuvvetinin temel diyagramları gösterilmiştir. Şekil. 1.35 (a) süperiletken numune ile kalıcı mıknatıs (permanent magnet) arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Mıknatıs süperiletken numuneye yaklaştırılmaya başlanırsa, belli bir mesafeden sonra süperiletken numune manyetik alanı dışlamaya başlar. Çünkü bu esnada, numunede perdeleme akımı ortaya çıkar. Bunun neticesinde, süperiletken numune

mıknatısa bir itici kuvvet uygular ve mıknatıs süperiletken numunenin hemen üzerinde boşlukta dengede kalır (levitate). Bu olayın tersi olarak, eğer süperiletken numune yeterince manyetik alan tuzaklarsa, mıknatıs süperiletken numunenin hemen altında da dengede kalabilir (suspend).

Ayrıca, süperiletken numunenin mıknatısa karşı direnç göstermesi olayı, mıknatısın ayna görüntüsü olarak da yorumlanabilir. Çünkü iki mıknatısın aynı kutupları birbirlerine doğru yaklaştırılırsa, bunların her ikisi de birbirlerini iterler. Şekil. 1.35 (b) mıknatıs süperiletken numuneye en yakın olacak şekilde yaklaştırıldıktan sonra uzaklaştırılırsa, çivileme merkezlerinde manyetik alanın tuzaklanmasından dolayı, süperiletken numune mıknatısa çekici bir kuvveti uygular. Bu olay, iki zıt kutuplu mıknatısın birbirlerine doğru yaklaştırılmaları halinde birbirlerini çekmelerine benzetilir (Carwell vd., 2003).



Şekil 1.34. 30 mm çapındaki TSMTG yöntemi üretilen bir YBCO süperiletken numune ile yüzeyinde 0,5 T'lık manyetik alana sahip bir mıknatıs arasındaki mesafeye göre manyetik kaldırma kuvvetinin değişimi (Yang vd., 2001).



Şekil 1.35. Kaldırma kuvvetinin temel şematik diyagramları (a) diyamanyetik tepki, (b) akı tuzaklama

1.9. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin en fazla rağbet göreni YBCO (123) süperiletkeni olduğu birçok çalışma grubunca ifade edilmiştir (Murakami, 1992; Vanderah, 1992; Ogawa, 1991). Bu çalışma gruplarına göre YBCO (123) süperiletkenlerinin diğer süperiletkenlere göre çok özel üretim şartları aramadığı, iri taneli süperiletken numunelerin üretiminin daha kolay olduğu, üretilen numunelerin çok yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olduğu ve manyetik alana karşı daha dayanıklı olduğu belirtilmiştir. Bunun için bu tezde çalışma materyali olarak YBCO ailesi seçilmiştir. Özellikle eritme yöntemleri kullanılarak üretilen numunelerin daha kaliteli (Ogawa, 1991; Murakami, 1992; Vanderah, 1992) olması gerçeğine dayalı olarak, bu çalışmada eritme yöntemleri tercih edilmiştir. Bu yöntemler ile numunenin kristal yapısındaki kristal kusurları kontrol edilerek süperiletkenliğin artırılması mümkündür (Salama ve Lee, 1994; Murakami, 1992).

İri taneli süperiletkenlerin üretilmesi için kullanılan eritme yöntemlerinde süperiletken taneler üst yüzeye daha yakın yerlerde oluşmakta, diplerde doğru çökelti fazları meydana gelmektedir. Diplerdeki bu faz, külçenin süperiletkenlik kesrine katkıda bulunmayan kısımdır. Bu haliyle incelenen parametrelerde (örneğin, manyetik kaldırma kuvveti) çökelti fazının olumsuz etkileri açıkça gözlenmektedir. Üretilen süperiletkenlerin süperiletkenlik oluşum kesrinin daha fazla yapılabilmesi adına Pt potada eritme yöntemi kullanılarak yapılanma malzemesi içine Pt katkısının oluşması sağlanmış ve üretim esnasında çökelti fazlarının oluşumunun aza indirilmesi hedeflenmiştir. Aynı amaçla, alevde eritme-hızlı soğutma-eritme-büyütme (FQMG) metoduyla üretilen yapılanma malzemesinin YBCO (211) pota içinde üretimi gerçekleştirilmiştir. Sonuçların karşılaştırılması açısından geleneksel metotlardan birisi olan FQMG yöntemiyle elde edilen yapılanma malzemesi tipik biçimde yani alümina plaka üzerinde üretilmiştir. Farklı eritme yöntemleri ile farklı sinterleme süreçlerinde üretilen numuneler, hem maksimum sinterleme sıcaklıklarına hem eritme yöntemlerine göre kıyaslanarak bu sonuçlar literatürle karşılaştırılmıştır.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

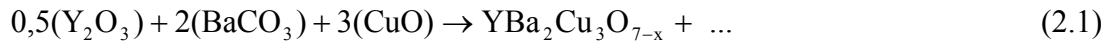
2.1. Numunelerin Hazırlanması

YBa₂Cu₃O_{7-x} (Y123) süperiletkenlerinin üretimi için yüksek saflıkta ve toz halindeki oksit bileşikler kullanıldı (Tablo 2.1). Bu numuneler Eritme-Toz-Eritme-Büyütme [Melt-Powder-Melt-Growth (MPMG)], Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)] ve Y₂Ba₁Cu₁O₅ (Y211) pota içerisinde Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)] olmak üzere üç farklı yöntem kullanılarak üretildi.

Tablo 2.1. Üretimde kullanılan toz bileşikler

Tozun Adı	Sembolü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (gr/mol)
İttriyum Oksit	Y ₂ O ₃	99,99	225,81
Baryum Karbonat	BaCO ₃	99,98	197,35
Bakır Oksit	CuO	99,99	79,54

Üretimde kullanılan oksit bileşiklerden aşağıdaki stokiyometrik denkleme göre uygun miktarlarda tartılıp karıştırıldı.



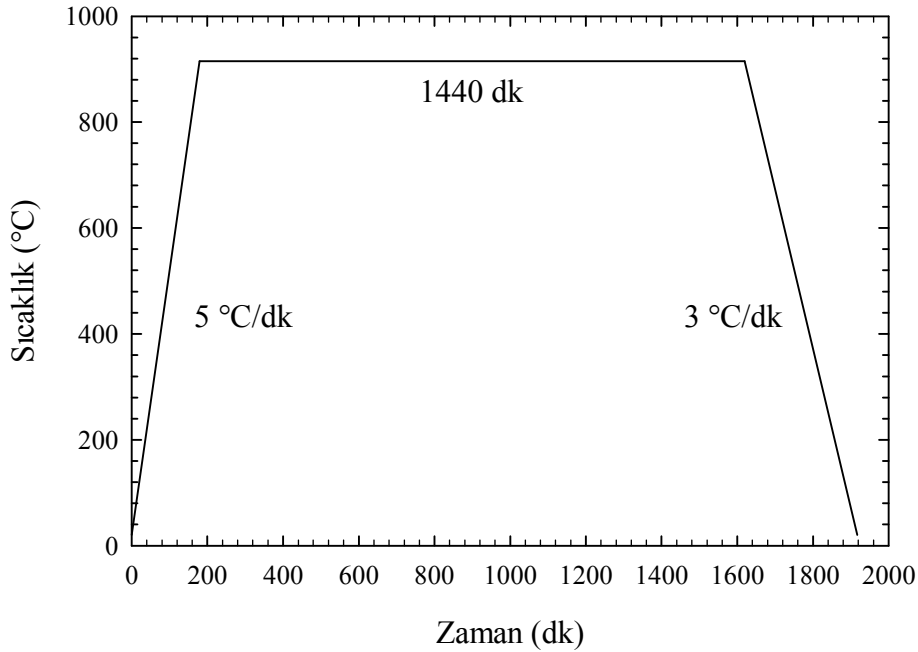
Tablo 2.2. 100 gram Y123 elde etmek için başlangıç kompozisyonunda kullanılan toz bileşiklerin tartılan miktarları

Kompozisyon	Toz Bileşiklerin Tartılan Miktarları (gr)	
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x}	Y ₂ O ₃	15,1301
	BaCO ₃	52,8929
	CuO	31,9770

100 gramlık bir üretim için oksit bileşiklerden tartılan miktarlar Tablo 2.2’de verilmiştir. Tartım 10^{-4} gram hassasiyetli elektronik terazide yapıldı. Tartılan tozlar yaklaşık 2 saat agad havanında elle iyice karıştırıldı. Karışım alümina (Al_2O_3) pota içerisinde konarak kalsinasyon işlemi için hazır hale getirildi.

2.1.1. Kalsinasyon İşlemi ve Öğütme

Alümina pota içerisinde konulan toz karışım Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili kare fırına konularak kalsine edildi. Kullanılan kare fırının sıcaklık-zaman programı Şekil 2.1’deki gibi yapıldı. İlk aşamada numune fırına oda sıcaklığında konuldu ve fırının sıcaklığı $5\text{ }^\circ\text{C/dk}$ hız ile $915\text{ }^\circ\text{C}$ ’ye çıkarıldı. Bu sıcaklıkta 1440 dakika (12 saat) numune bekletildikten sonra fırının sıcaklığı $3\text{ }^\circ\text{C/dk}$ hız ile oda sıcaklığına düşürüldü. Daha sonra numune fırından çıkarıldı ve agad havanı içerisinde elle yaklaşık 2 saat öğütüldü. İkinci aşama olarak, numunenin daha iyi kalsine edilmesi için onu tekrar alümina potaya koyarak ilk aşamada yapılan işlemlerin aynısı yapıldı. Üçüncü aşama olarak, numunenin daha iyi öğütülmesi için düzlemsel bilyeli değirmene konuldu (Şekil 2.2). Bu cihazda öğütme işlemi oda sıcaklığında ve normal atmosfer basıncı altında 20 mm çapında 30 gram ağırlığında 6 adet top kullanılarak 60 dakikada gerçekleştirildi. Üretimin bu aşamasından sonra, detayı aşağıda verildiği gibi farklı üç metot kullanıldı.



Şekil 2.1. Kalsinasyon diyagramı



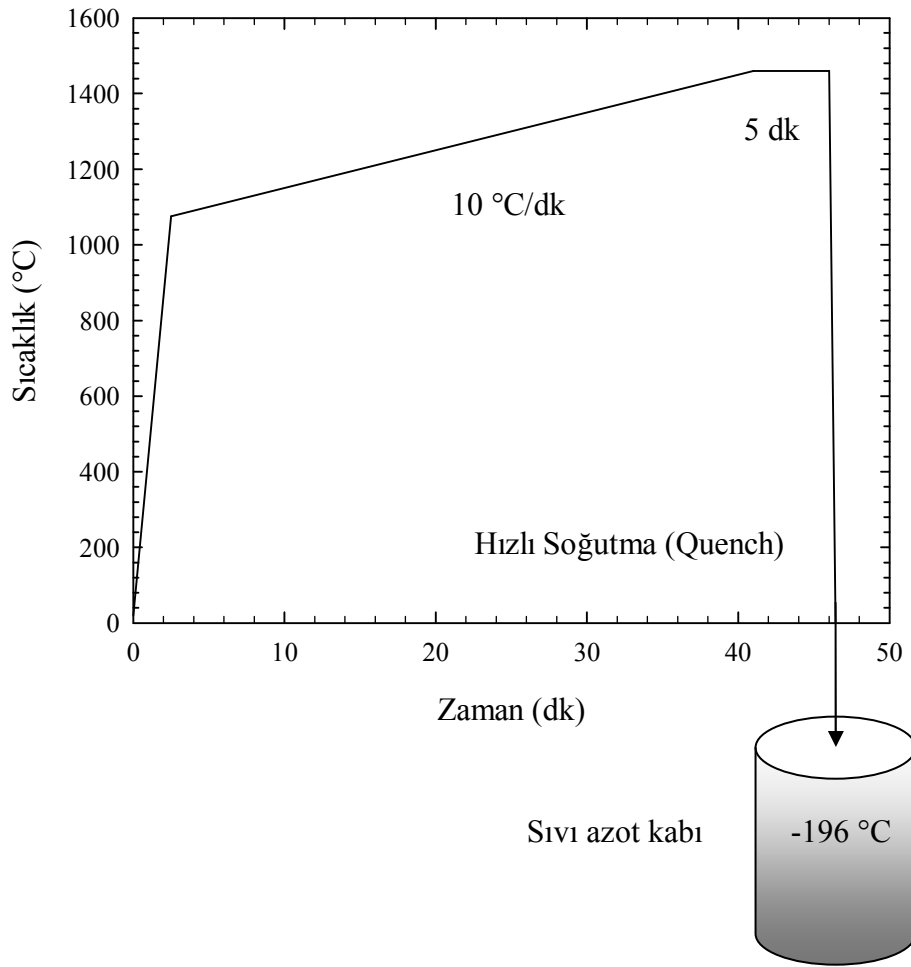
Şekil 2.2. Öğütmede kullanılan Retsch PM100 düzlemsel bilyeli değirmen ve ZrO_2 'ten yapılmış öğütme kabı ve bilyeleri

2.1.2. Eritme-Toz-Eritme-Büyütme [Melt – Powder – Melt – Growth (MPMG)] Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi

Ara öğütmeli kalsinasyon işleminden sonra değirmende öğütülen toz halindeki karışım platin (Pt) potaya yerleştirilerek Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili kare fırına konuldu. Fırının sıcaklık-zaman programı Şekil 2.3'deki gibi yapıldı. Önce, fırının sıcaklığı 2 dakika içerisinde oda sıcaklığından $1075\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye çok hızlı bir şekilde çıkarıldı. Sonra, numune bu sıcaklık değerinden $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{dk}$ hız ile $1460\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye çıkarılarak burada 5 dakika bekletildi. Daha sonra, fırının kapağı açılarak bir maşa yardımıyla numune $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ (77 K) sıcaklığındaki sıvı azotla dolu kabın içerisine atıldı. Bu şekilde yapılarak numune çok hızlı bir şekilde soğutuldu (Quench). Bu işlemden sonraki numunenin görüntüsü Şekil 2.4'te görüldüğü gibidir.

Hızlı soğutma işleminin ardından katılaşmış halde olan numune yaklaşık 2 saat agad havasında elle öğütüldükten sonra değirmende 2 saat iyice öğütülerek toz haline getirildi. Öğütülen toz karışımından önce 4'er gram tartıldı, sonra 13 mm çapında 4 ton basınç altında preslenerek silindirik tabletler (pelletler) meydana getirildi. Tabletler alümina plaka

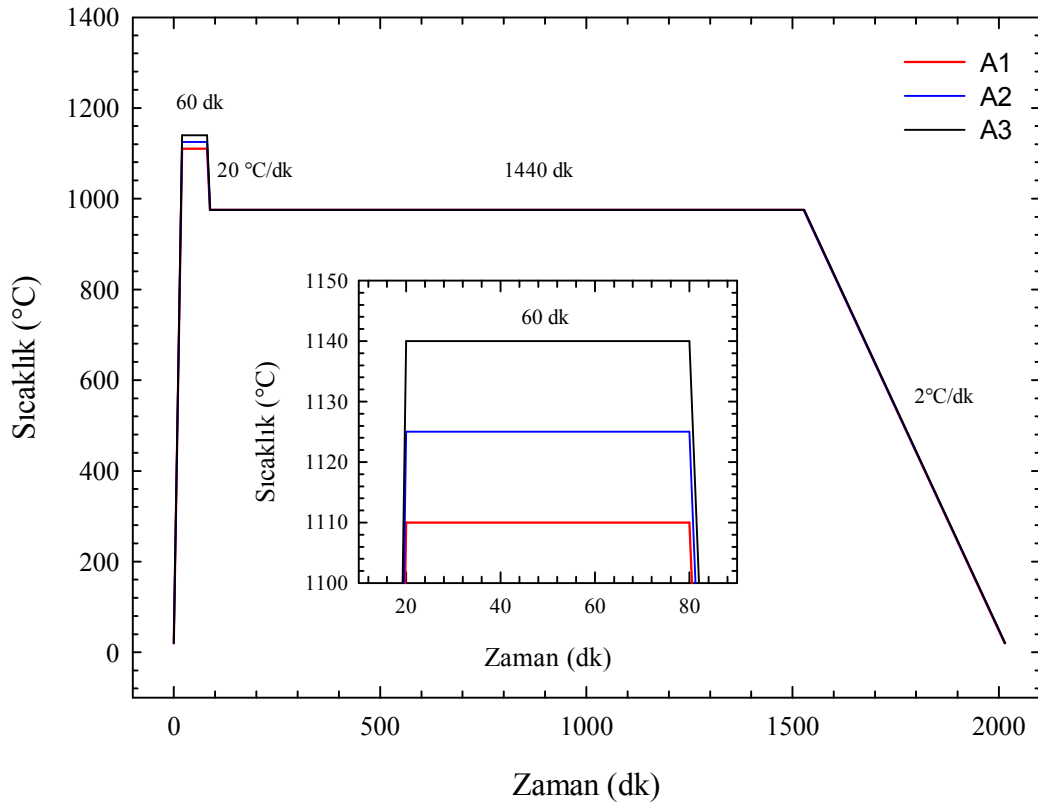
üstünde Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili tüp fırına konularak Şekil 2.5'te gösterildiği gibi sinterleme işlemine tabi tutuldu. Bu işlemde numune hava ortamında oda sıcaklığından 1110 °C/ 1125 °C/ 1140 °C'ye 20 dakikada konuldu ve burada 60 dakika bekletildikten sonra 20 °C/dk hız ile 975 °C'ye soğutuldu. Bu sıcaklıkta 1440 dakika bekletilen numune 2 °C/dk hız ile oda sıcaklığına kadar yavaş bir şekilde soğutuldu. Bu metot kullanılarak üretilen numunelere kolaylık olması açısından A1, A2 ve A3 numuneleri denildi.



Şekil 2.3. Hızlı soğutma diyagramı



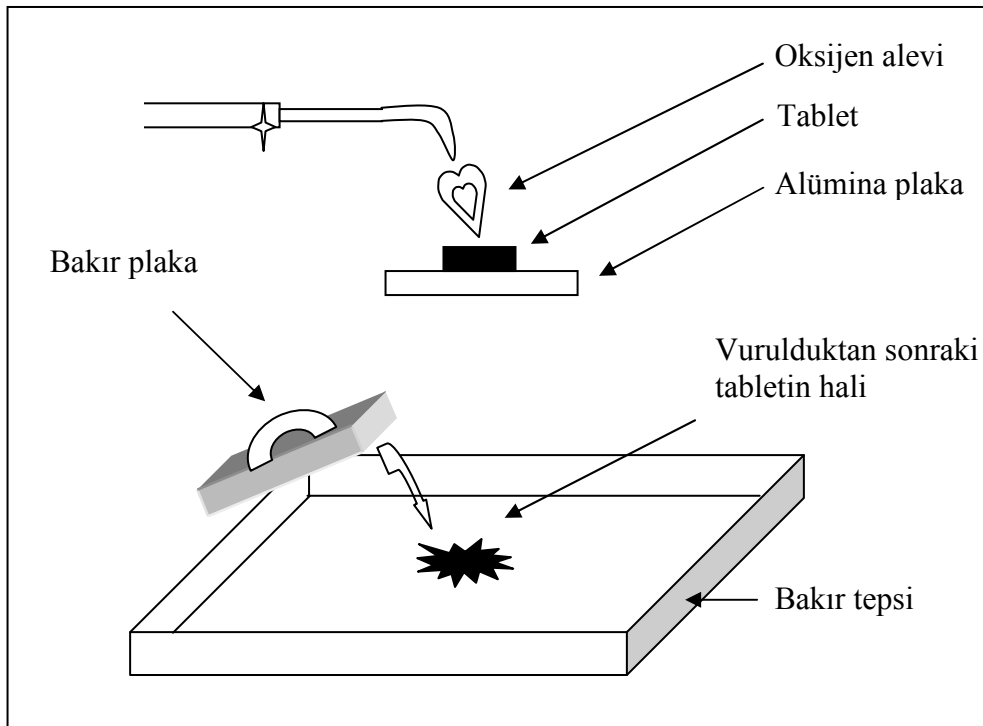
Şekil 2.4. Hızlı soğutma işlemi yapıldıktan sonraki numunenin hali



Şekil 2.5. MPMG eritme yöntemi için sinterleme diyagramı

2.1.3. Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)] Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi

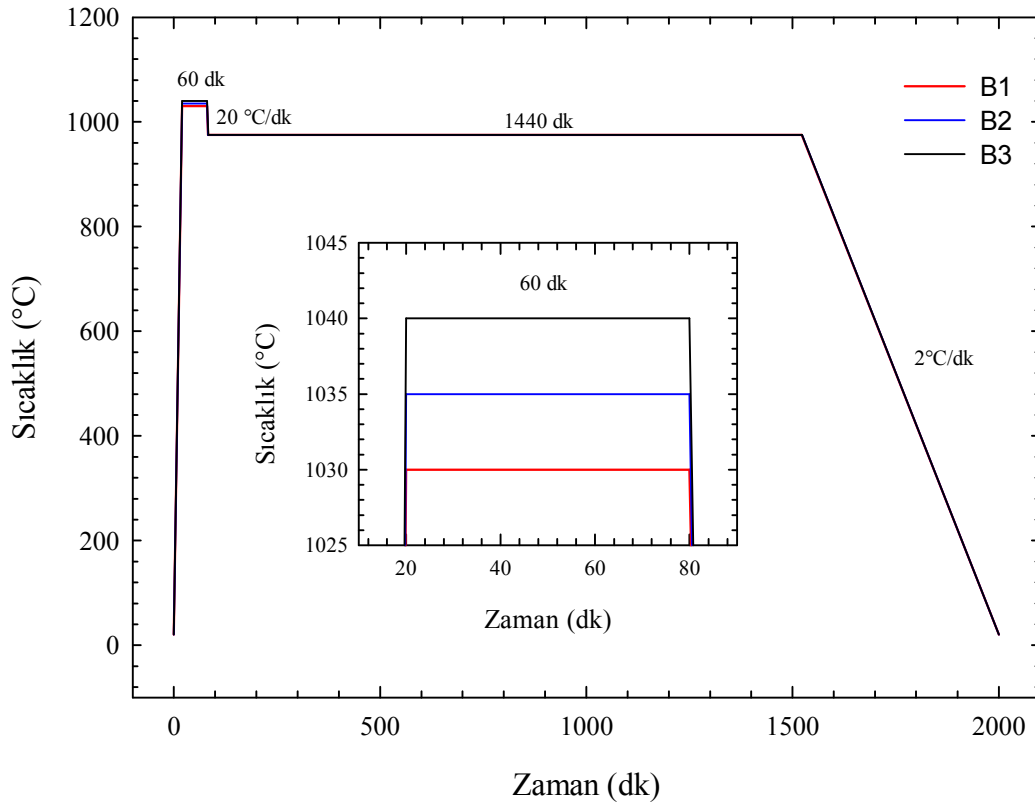
Kalsinasyon işleminden sonra değirmende öğütülen toz halindeki karışımdan 4'er gram tartıldı ve sonra 13 mm çapında 2 ton basınç altında preslenerek silindirik tabletler meydana getirildi. Bu tabletler Şekil 2.6'daki gösterilen düzenekte olduğu gibi önce oksijen alevinde eritme ve hızlı soğutma işlemine tabi tutuldu. Bu işlem sürecine göre, tabletler alimüna pota üzerine konularak oksijen alevi ile eritmeye başlandı. Tabletın üst yüzeyi kor haline geldikten sonra tablet ters çevrildi. Bu işlem tabletin her tarafı tamamen akkor haline gelinceye kadar birkaç kez tekrarlandı. Tabletın üst yüzeyi adeta fokurdamaya başladığında bakır tepsiye atıldı ve kor halindeki tablet tepsiye değme anına eş zamanlı olmak üzere bakır bir plaka ile çok sert bir şekilde vuruldu. Bu işlemin neticesinde kor halinde olan tablet aniden soğutulmuş (Quench) oldu.



Şekil 2.6. FQMG eritme yöntemi için oksijen alevinde eritme ve ani soğutma işleminin şematik gösterimi

Katılaşmış halde bulunan numune agad havanda yaklaşık 2 saat elle karıştırıldıktan sonra daha iyi öğütülmesi için düzlemsel bilyeli değirmende 2 saat karıştırıldı. Toz haline

gelen numuneden 4'er gram tartılarak 13 mm $\varnothing$ nda 4 ton basınç altında preslenerek silindirik tabletler meydana getirildi. Bu tabletler farklı sıcaklıklar altında sinterleme işlemine tabi tutuldu. Tabletler Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili tüp fırına konularak Şekil 2.7'de gösterilen diyagrama göre sinterleme işlemine tabi tutuldu. Buna göre numune hava ortamında oda sıcaklığından 1030 °C/ 1035 °C/ 1040 °C'ye 20 dakikada konuldu ve burada 60 dakika bekletildikten sonra 20 °C/dk hız ile 975 °C'ye soğutuldu. Bu sıcaklıkta 1440 dakika bekletilen numune 2 °C/dk hız ile oda sıcaklığına kadar yavaş bir şekilde soğutuldu. Bu metot kullanılarak üretilen numunelere kolaylık olması açısından B1, B2 ve B3 numuneleri dendi.

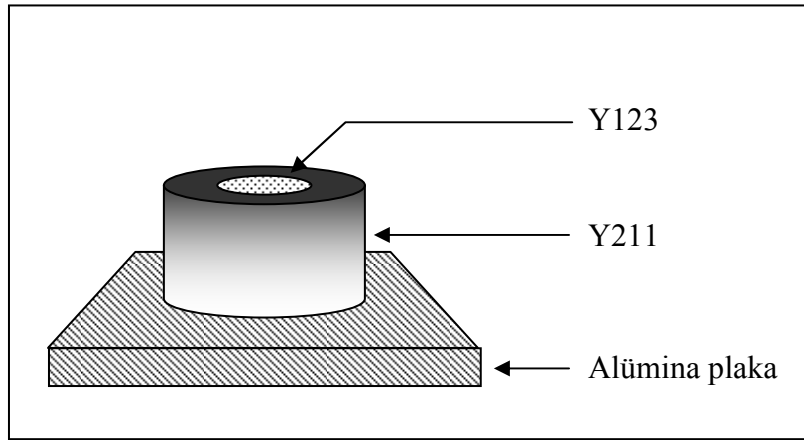


Şekil 2.7. FQMG eritme yöntemi için sinterleme diyagramı

2.1.4. $Y_2Ba_1Cu_1O_5$ Pota İçerisinde Alevde Eritme-Hızlı Soğutma-Eritme-Büyütme [Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG)] Yöntemi ile Üretilen Numunelerin Sinterleme İşlemi

Pota amaçlı kullanılmak üzere 150 gram $Y_2Ba_1Cu_1O_5$ (Y211) toz karışım üretildi.

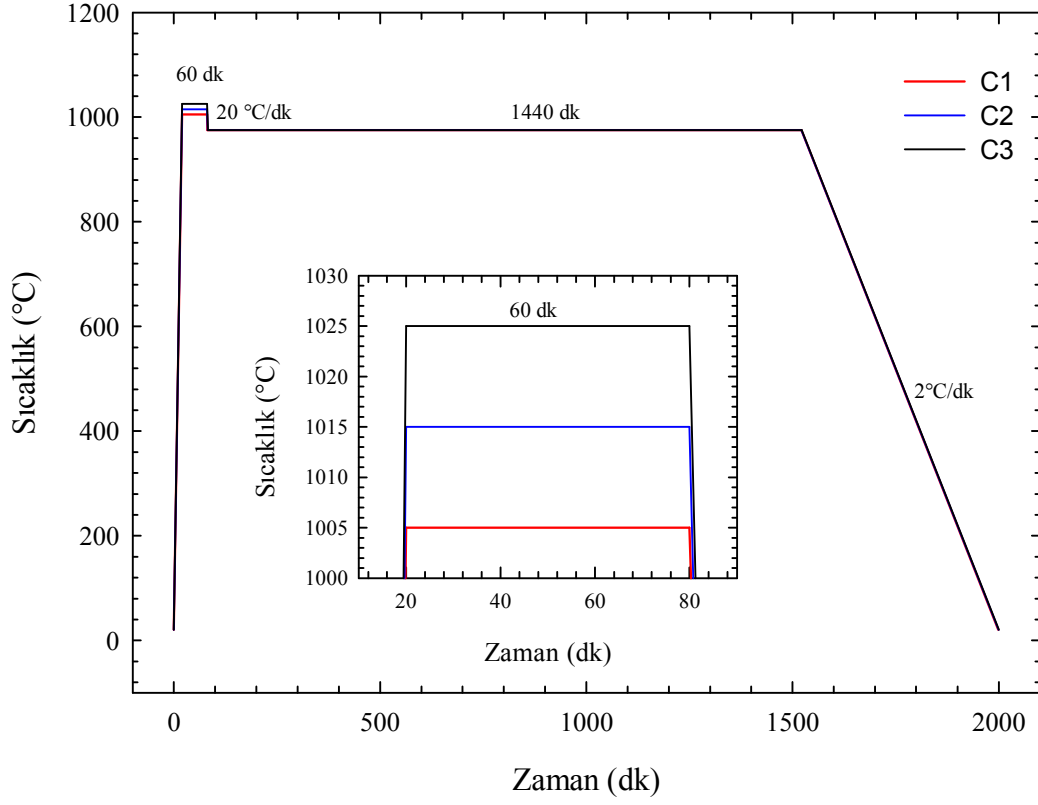
FQMG eritme yöntemi ile üretilmiş Y123 toz karışımından 4'er gram tartılarak 13 mm çapında 4 ton basınç altında preslenerek silindirik tabletler hazırlandı. Hazırlanan bu tabletler, 35 mm çapındaki tablet kabının alt kısmının merkezine yerleştirildi ve bunun üzerine toz halinde 35 gram Y211 tartılarak uygun bir şekilde konuldu. Toplam karışım 4 ton basınç altında preslendi. Preslenen malzeme Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili tüp fırına Şekil 2.8'deki gibi konuldu ve Şekil 2.9'da görülen diyagrama göre sinterleme işlemine tabi tutuldu. Yapılan işlemde numune hava ortamında oda sıcaklığından 1005 °C/ 1015 °C/ 1025 °C'ye 20 dakikada konuldu ve burada 60 dakika bekletildikten sonra 20 °C/dk hız ile 975 °C'ye soğutuldu. Bu sıcaklıkta 1440 dakika bekletilen numune 2 °C/dk hız ile oda sıcaklığına kadar yavaş bir şekilde soğutuldu. Bu metot kullanılarak üretilen numunelere kolaylık olması açısından C1, C2 ve C3 numuneleri dendi.



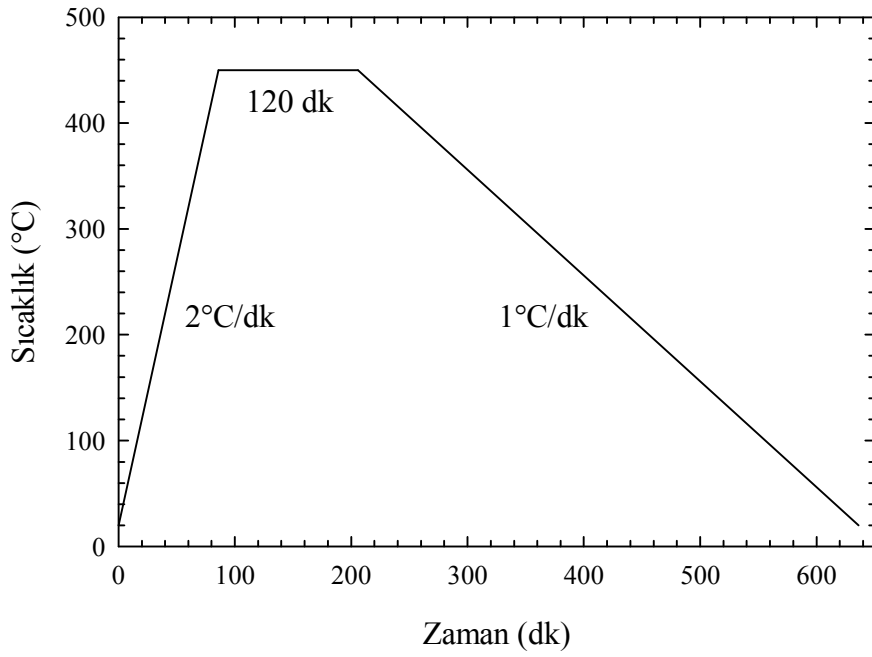
Şekil 2.8. Y211 pota içerisindeki FQMG eritme yöntemi ile üretilen Y123

2.1.5. Oksijen Verme İşlemi

Hazırlanan tüm numuneler sinterleme işleminden sonra aynı anda Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili tüp fırına yerleştirildi ve numunelere Şekil 2.10'daki diyagram dikkate alınarak oksijen verildi. Buna göre numuneler sırasıyla şu işleme tabi tutulmuş oldu: Fırına oda sıcaklığında konuldu, 2 °C/dk hız ile 450 °C'ye çıkarıldı, burada 120 dakika oksijen verildikten sonra 1°C/dk hız ile tekrar oda sıcaklığına yavaşça soğutuldu.



Şekil 2.9. Y211 potada FQMG eritme yöntemi için sinterleme diyagramı



Şekil 2.10. Oksijen verme diyagramı

2.2. Optik Fotoğraf Çekimleri (POM)

Işığın kutuplayarak numunelerin mikroyapısını analiz etmek için kullanılan optik tekniğe “Polarize Optik Mikroskop (POM)” tekniği denir.

Sinterleme sonrası numunelerin yüzeyinde oluşan pürüzü düzeltmek amacıyla kaba bir zımparalama işlemi yapıldı. Bu işlemden sonra, önce 23 μ daha sonra 1 μ 'luk elmas tozu kullanılarak numunelerin yüzeyi iyice parlatıldı. Parlatılan numunelerin mikrofotograf çekimleri Nikon ECLIPSE ME600 polarize optik mikroskop (Şekil 2.11) ile 150 ve 300 büyütme yapılarak gerçekleştirildi.



Şekil 2.11. Nikon ECLIPSE ME600 Polarize Optik Mikroskop

2.3. X-Işını Kırınım Ölçümleri (XRD)

Numunelerin kristal yapıları, kimyasal bileşenleri ve fiziksel özellikleri hakkında bilgi edinmek için kullanılan analitik tekniğe “X-Işını Kırınımı (XRD)” tekniği denir.

Tüm numunelerin x-ışını kırınım ölçümleri Rikagu D/Max III difraktometresinde (Şekil 2.12) CuK_α ışınımı kullanılarak yapıldı. CuK_α ışınının dalga boyu 1,5418 Å olup ölçümler oda sıcaklığında ve normal atmosfer basıncı altında yapıldı. Numuneler cihaza tablet olarak yerleştirildi. Difraktometrenin çalışma şartları aşağıdaki gibi ayarlandı:

Voltaj ve Akım	: 40 kV, 30 mA
Ölçü Aralığı	: $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$
Örnekleme Aralığı	: 0, 02°
Tarama Hızı	: 3°/dk

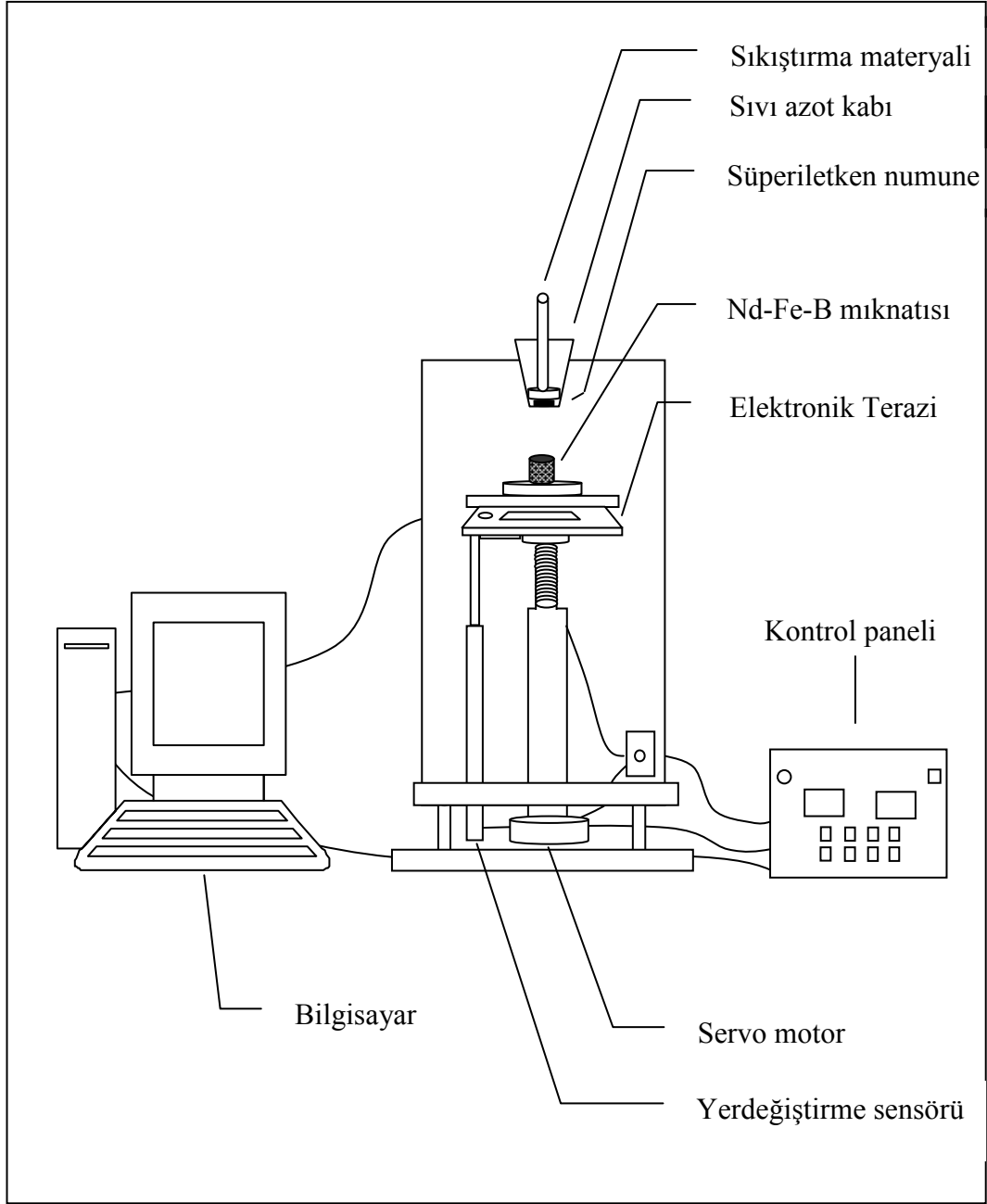


Şekil 2.12. Rikagu D/Max III Difraktometresi

2.4. Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

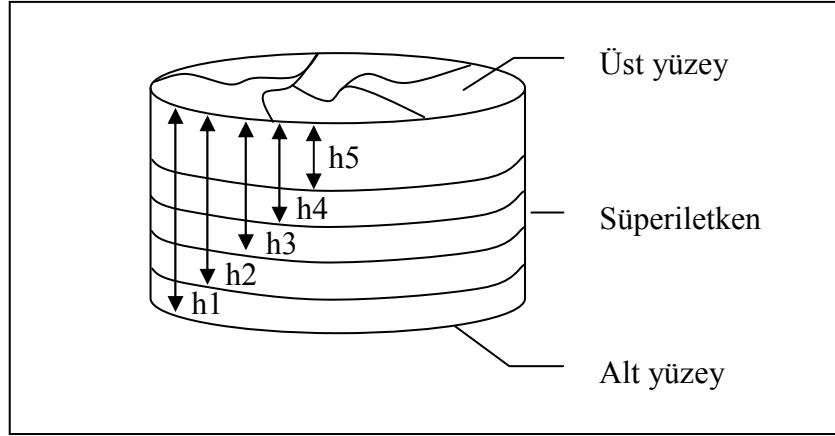
Üç yöntem ile hazırlanan tüm numunelerin manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri Şekil 2.13'te gösterilen şematik düzenekte alansız soğutma rejiminde (ZFC) yapıldı. Bunun için numunelerin yüzeyi sıvı azot kabının tabanına degecek biçimde konuldu ve sonra kaba sıvı azot ilave edildi. Soğuma işlemi gerçekleştikten sonra deneyde kullanılan standart Nd-Fe-B mıknatısı terazinin üzerine yerleştirildi. Numune mıknatısa 50 mm mesafedeyken düzenek çalıştırıldı. Sabit hızla ilerleyen mıknatıs, numuneyle arasındaki en yakın mesafe olan 3 mm'ye kadar yaklaştırıldı ve sonra ani dönüş yaparak aynı sabit hızla uzaklaştırıldı. Bu esnada ölçülen veriler dijital ortamda depolandı.

Kaldırma kuvveti ölçümlerinde numunelerin içerisinde bulunan çökelti fazlarının etkisini incelemek adına, alt yüzeyden zımparalamak kaydıyla, değişik kalınlıklarda disk şeklindeki numunelerin ayrı ayrı ölçümleri yapıldı. Sonuçların daha iyi açıklanması adına bu inceleme polarize optik mikroskop incelemesiyle de desteklendi.



Şekil 2.13. Manyetik kaldırma kuvveti ölçüm düzeneğinin şematik gösterimi

Bu bağlamda ilk kaldırma kuvveti ölçümleri üretilen numunelerin üst yüzeyinden alındı ve kolaylık olması açısından h1 simgesi numunelerin adlandırıldığı sembollere eklendi. İkinci ölçüm için önce numuneler alt kısımlarından zımparalanıp parlatıldı daha sonra ölçüm alındı ve h2 simgesi sembollere eklendi. Bundan sonraki ölçümler için alınan iki ölçüm sonucu değerlendirilerek her yöntemin kendi içerisinde en iyi kaldırma kuvvetine sahip olan numuneleri seçildi, numuneler alt kısımlarından zımparalanıp



Şekil 2.14. Süperiletken numunenin kalınlığının şematik gösterimi

Tablo 2.3. Kalınlığa göre alınan kaldırma kuvveti ölçümlerindeki numuneler

Yöntem Kalınlık	MPMG	FQMG	Y211 potada FQMG
h1	A1-h1 A2-h1 A3-h1	B1-h1 B2-h1 B3-h1	C1-h1 C2-h1 C3-h1
h2	A1-h2 A2-h2 A3-h2	B1-h2 B2-h2 B3-h2	C1-h2 C2-h2 C3-h2
h3	A2-h3	B2-h3	C2-h3
h4	A2-h4	B2-h4	C2-h4
h5	A2-h5	B2-h5	C2-h5

Tablo 2.4. Sembollerle ifade edilen numuneler

MPMG	FQMG	Y211 potada FQMG
A1= 1110 °C	B1= 1030 °C	C1= 1005 °C
A2= 1125 °C	B2= 1035 °C	C2= 1015 °C
A3= 1140 °C	B3= 1040 °C	C3= 1025 °C

parlatıldıktan sonra üçüncü ölçüm alındı ve h3 simgesi sembollere eklendi. Dördüncü ölçüm numuneler alt kısımlarından zımparalanıp parlatıldıktan sonra alındı ve h4 simgesi sembollere eklendi. Son alınan ölçüm ise numuneler yine alt kısımlarından zımparalanıp parlatıldıktan sonra alındı ve h5 simgesi sembollere eklendi. Bu şekilde alınan tüm ölçümler, numunelerin üst yüzeyinden alındı ve sembollerle ifade edilen süperiletken numunelerin h1, h2, h3, h4 ve h5 kalınlıkları Şekil 2.14’de şematik olarak gösterildi. Alınan ölçümlerin hepsi Tablo 2.3’te ve kullanılan numuneler ise Tablo 2.4’te verildiği gibidir.

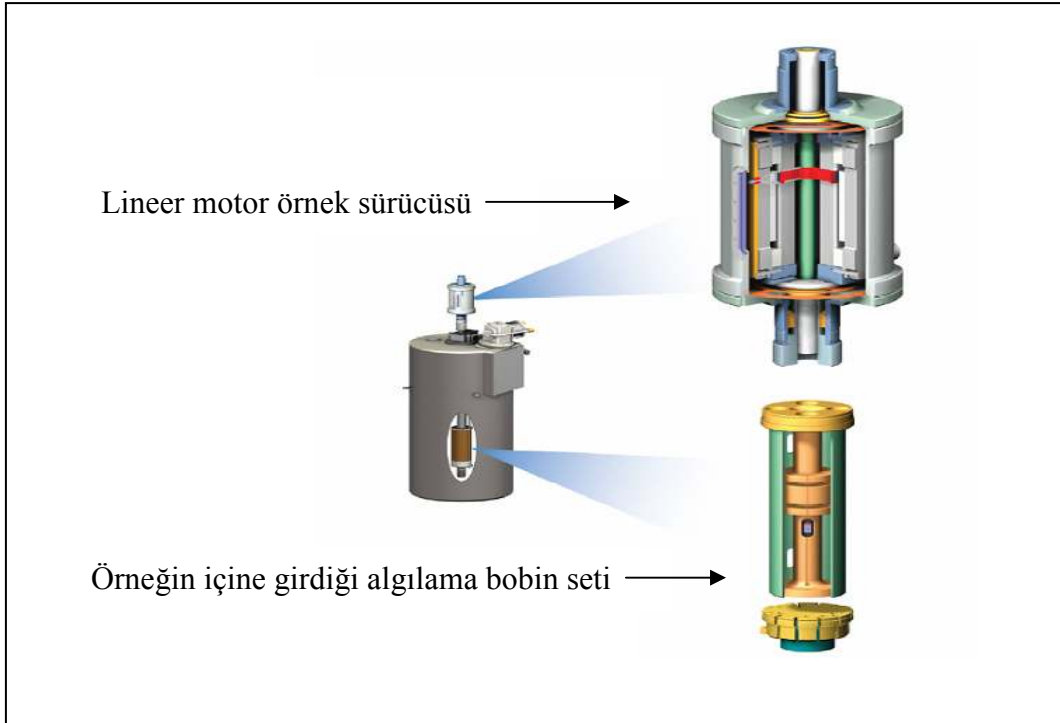
2.5. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri

Manyetizasyon ölçümleri için “Quantum Design PPMS” sistemi kullanıldı. Şekil 2. 15’te deney sisteminin genel görüntüsü gösterilmektedir. Bu deney sistemi ilgili modül değiştirilerek çeşitli ölçüm sistemlerine dönüştürülebilmektedir. Bu modül sistemlerinden birisi olan VSM (Titreşim Örneklemeli Manyetometre) Şekil 2.16’da görülmektedir. Ölçüm sistemi, manyetik alan akım kaynağı, sıvı azot ceketli helyum tankı ve tüm bileşenleri duyarlı bir biçimde kontrol edebilen Quantum Design Model 6000 ana kontrolcüsünden oluşmaktadır. Bu ana kontrolcü sıcaklık kontrolcüsü (1,9 K–400 K) ve manyetik alan kontrolcüsü (-7 T–7 T) olmak üzere iki kontrolcü içermektedir. Ana kontrolcü bilgisayar tarafından kontrol edilebilmekte olup veriler bilgisayar ortamına aktarılabilmektedir.

Bu ölçüm düzeneğinde tüm numunelerin manyetizasyon ölçümleri 25, 50, 77 K sıcaklıklarında yapıldı. Her ölçüm öncesinde numuneler süperiletken olmadığı sıcaklığa (100 K) ısıtıldıktan sonra alan uygulanmaksızın ilgili sıcaklık değerlerine soğutuldular (ZFC). Bu sıcaklıklarda numuneler dengeye getirildikten sonra numunelere 10 mT/sn hızla altı kuadranlı (çeyrekli) olacak biçimde ± 3 T aralığında manyetik alan verildi.



Şekil 2.15. Quantum Design PPMS sistemi (URL–4, 2008).



Şekil 2.16. PPMS sisteminin VSM modülü (URL–4, 2008).

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Giriş

Başlangıç kompozisyonu Y123 olacak biçimde MPMG, FQMG ve Y211 pota içerisinde FQMG olmak üzere üç farklı yöntem kullanılarak hazırlanan numunelerin yapısal ve manyetik özellikleri incelendi.

XRD kırınım deseni ile numunelerin içerdiği fazlar ve örgü parametreleri tespit edildi. POM çalışmalarıyla numune içerisindeki tanelerin yönelimleri, büyüklükleri, sınır durumları ve içerisindeki fazlar ile çivileme (pinning) merkezlerinin durumu hakkında bilgi edinildi. Manyetik kaldırma kuvveti ölçümlerinden numunelerin manyetik alana karşı duyarlılıkları incelendi. VSM ölçümleri ile numunelerin manyetik alan içerisindeki davranışları araştırıldı ve bu ölçüm sonuçlarından yola çıkılarak numunelerin kritik akım yoğunlukları hesaplandı. Kritik akım yoğunluğu hesabından da yararlanılarak çivileme kuvveti hesabı yapıldı.

3.2. X-Işını Kırınımı (XRD)

MPMG eritme yöntemi kullanılarak hazırlanan Y123 numunelerinin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım deseni Şekil 3.1’de görülmektedir. Buna göre A1-h1 numunesinde $2\theta=32,6^\circ$, $32,8^\circ$, $32,9^\circ$, $38,6^\circ$ ve $51,5^\circ$ açılarında Y123 piklerine rastlandı. A2-h1 numunesinde A1-h1 numunesinden farklı olarak, $2\theta=22,9^\circ$, $23,3^\circ$, $27,9^\circ$, $38,8^\circ$, $46,8^\circ$, $47,6^\circ$ ve $58,8^\circ$ açılarında Y123 pikleri gözlemlendi. A3-h1 numunesinde, A1-h1 ve A2-h1 numunelerinde olmayan $2\theta=40,4^\circ$ açısında Y123 piki görüldü. Netice olarak, A2-h1 numunesinin desenlerinden tercihi bir yönelimin olduğu görülebilir. Diğer numunelerin alışılmış Y123 desenlerine sahip oldukları tespit edildi. Bunlara ek olarak, A3-h1 numunesinin $32,8^\circ$ açısındaki ana pikine bakıldığında numunenin tetragonal kristal yapısında olduğu düşünülmektedir.

Şekil 3.2 FQMG eritme yöntemi ile hazırlanan Y123 numunelerinin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenini göstermektedir. B1-h1 numunesinde $2\theta=24,1^\circ$, $30,6^\circ$, $32,8^\circ$, $32,9^\circ$, $38,6^\circ$, $58,2^\circ$ ve $58,3^\circ$ açılarında Y123 piklerine rastlanırken; $2\theta=30^\circ$ ve $31,9^\circ$ açılarında Y211 yarıiletken fazına ait pikler ortaya çıktı. B2-h1 numunesi için B1-h1 numunesinden farklı olan $2\theta=22,9^\circ$, $23,3^\circ$, $27,6^\circ$, $27,9^\circ$, $38,8^\circ$, $40,4^\circ$, $46,7^\circ$, $46,8^\circ$ ve 55°

açılarındaki Y123 pikleri gözlemlendi. B3-h1 numunesinde ise B1-h1 ve B2-h1 numunelerinde gözlemlenmeyen sadece $2\theta=51,5^\circ$ açısında Y123 piki ortaya çıktı.

Y211 potada FQMG eritme yöntemi ile üretilen Y123 numunelerinin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım deseni Şekil 3.3’de görüldüğü gibidir. Alınan ölçüm sonuçlarına göre, C1-h1 numunesinde $2\theta=22,9^\circ, 30,6^\circ, 32,6^\circ, 32,8^\circ, 32,9^\circ, 36,4^\circ, 38,6^\circ, 38,8^\circ, 40,4^\circ, 46,8^\circ, 51,5^\circ, 52,6^\circ, 55^\circ$ ve $58,3^\circ$ açılarındaki Y123 pikleri elde edilirken; $2\theta=30^\circ, 31,9^\circ$ ve $55,8^\circ$ açılarındaki Y211 fazı pikleri ve $2\theta=31,5^\circ$ ve $45,4^\circ$ açılarındaki ise BaCuO_2 fazına ait pikler ortaya çıktı. C2-h1 numunesinde C1-h1 numunesinden gözlemlenmeyen $2\theta=29,5^\circ$ ve $39,5^\circ$ açılarındaki BaCuO_2 pikleri ortaya çıktı. C3-h1 numunesinde C2-h1 numunesinde gözlemlenen piklere ek olarak sadece $2\theta=29,8^\circ$ açısında BaCuO_2 pikine rastlandı. Sonuç olarak, Y211 potada FQMG yöntemiyle üretilen numunelerin kırınım desenlerinin alışılmışın dışında büyük oranda süperiletken olmayan fazlara ait olduğu belirlendi.

Şekil 3.4’de MPMG eritme yöntemi kullanılarak hazırlanan Y123 numunelerinin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım deseni görülmektedir. A1-h2 numunesinde üst yüzeyden alınan A1-h1 numunesinin kırınım deseninden farklı olarak, $2\theta=22,9^\circ, 23,3^\circ, 36,4^\circ, 46,8^\circ$ ve $47,6^\circ$ pikleri gözlemlendi. A2-h2 numunesi A2-h1 numunesi ile kıyaslandığında, $2\theta=40,4^\circ$ ve $51,5^\circ$ açılarındaki Y123 piki ortaya çıkarken; $2\theta=39,5^\circ$ açısında BaCuO_2 pikine rastlandı. A1-h2 ve A2-h2 numunelerinden farklı olarak A3-h2 numunesinde $2\theta=30,6^\circ$ ve $58,3^\circ$ açılarındaki Y123 pikleri gözlemlendi.

FQMG eritme yöntemi ile hazırlanan Y123 numunelerinin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım deseni Şekil 3.5’te görülmektedir. Buna göre B1-h2 numunesinde üst yüzeyden alınan B1-h1 numunesinden farklı olarak, $2\theta=23,3^\circ, 40,4^\circ, 46,7^\circ, 46,8^\circ, 47,6^\circ$ ve $58,8^\circ$ açılarındaki Y123 pikleri ortaya çıktı. B2-h2 numunesi B1-h2 numunesiyle mukayese edildiğinde, $2\theta=45,5^\circ$ açısında Y123 pikine rastlanırken; $2\theta=31,5^\circ$ açısında BaCuO_2 piki ve $2\theta=31,9^\circ$ açısında da Y211 fazına ait pik gözlemlendi. B3-h2 numunesinde B1-h2 ve B2-h2 numunelerinde olmayan $2\theta=51,5^\circ$ açı değeri Y123 piki ortaya çıktı. Kıyaslama yapıldığında, numunelerin alt yüzeyinden alınan XRD desenleri üst yüzeyden alınan desenlere göre farklılık göstermektedir, yani alt yüzeyde daima tercihli bir yönelim söz konusudur. Bunun sebebi, alt yüzeyde biriken sıvı fazın çok olmasıdır.

Şekil 3.6 ile Y211 potada FQMG eritme yöntemi kullanılarak hazırlanan Y123 numunelerinin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım deseni gösterilmektedir. Ölçüm sonucuna göre, C1-h2 numunesinde, üst yüzeyden alınan C1-h1 numunesinde ortaya çıkmayan $2\theta=23,3^\circ$ ve $58,3^\circ$ açılarındaki Y123 pikleri ve $2\theta=29,5^\circ, 37,5^\circ$ ve $39,5^\circ$ açılarındaki

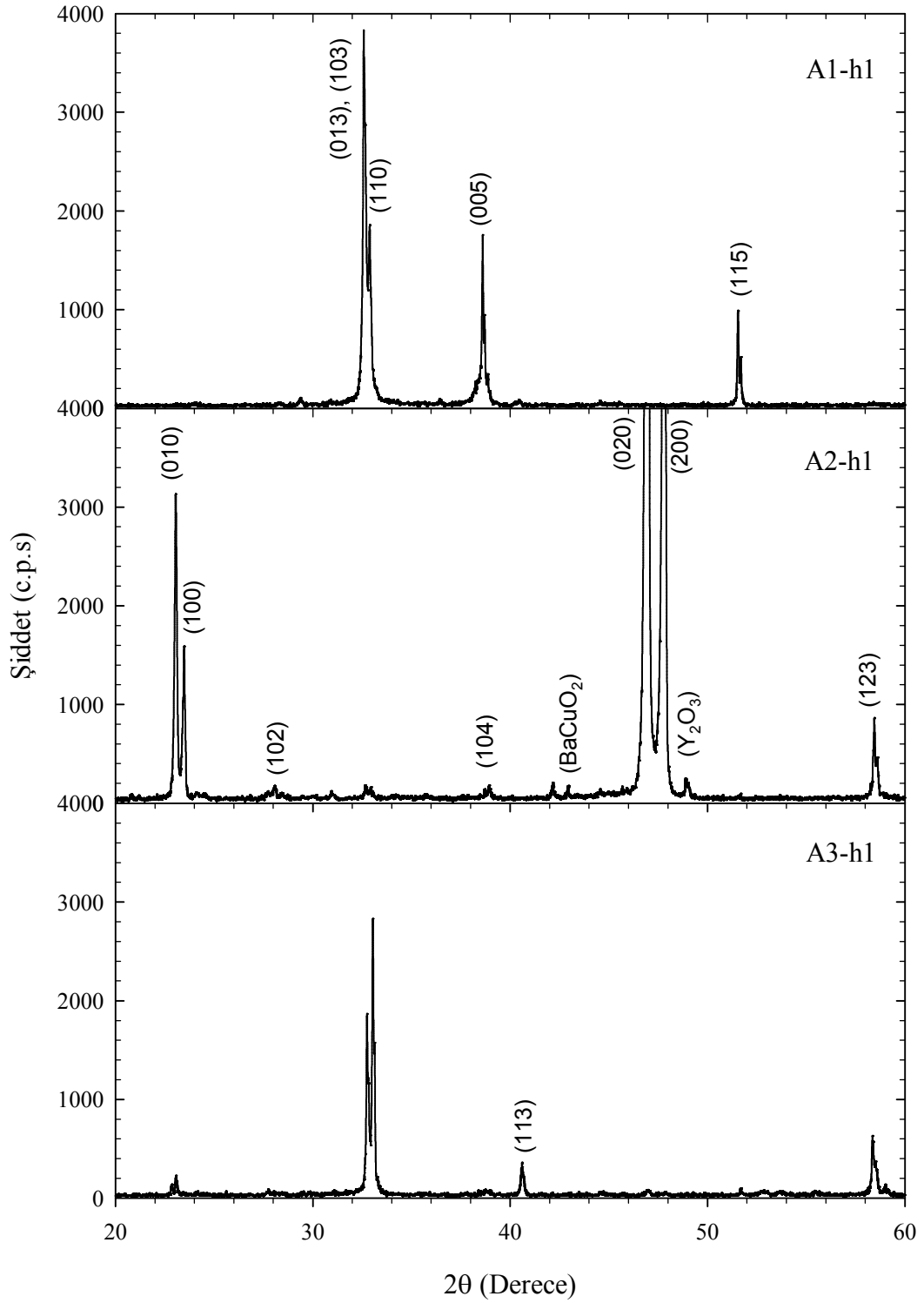
ise BaCuO₂ pikleri elde edildi. Ayrıca, C2-h2 numunesi C1-h2 numunesi ile aynı pikleri sahip olup yine benzer şekilde C3-h2 numunesinde de yalnızca $2\theta=41,5^\circ$ açısında BaCuO₂ piki ortaya çıktı.

MPMG eritme yöntemiyle platin (Pt) potada $T=1400^\circ\text{C}$ üzerinde eritme yapıldığından dolayı, Y123 bileşiğine katılan Pt XRD analiz yönteminde (hkl) pikleri olarak gözlenmedi. Bunun nedeni olarak, bileşikte görülen yüksek piklere (Y123 ve Y211) kıyasla Pt piklerinin çok küçük olduğu ve bundan dolayı da bu piklerin gürültü seviyesinde (noise background) kaldığı düşünülmektedir (Chow vd., 1998). Ancak, bir sonraki kısımda ele alınan XRF (X-Ray Fluorescence) analiz yönteminde Pt pikleri görüldü ve yapılan hesaplama neticesinde bileşik içerisindeki yüzdeliği elde edildi.

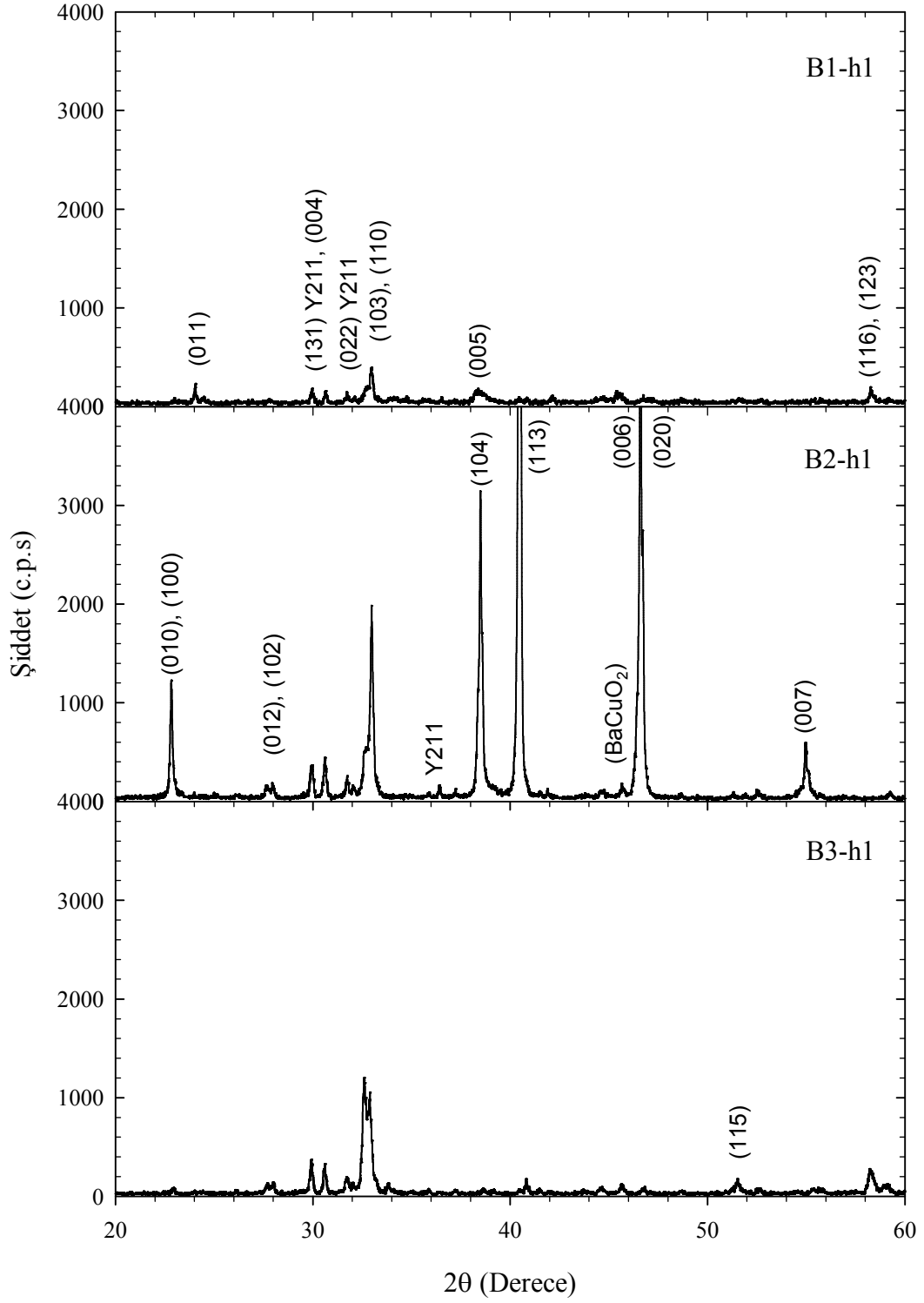
MPMG, FQMG ve Y211 potada FQMG eritme yöntemleriyle hazırlanan numuneler için x-ışını kırınım desenlerinden yola çıkılarak hesaplanan örgü parametreleri ve birim hücre hacmi Şekil 3.7’de gösterildiği gibidir. Bu sonuçlar literatür değerleri ile karşılaştırıldığında yaklaşık olarak uyum halinde olduğu görülmektedir (Mellekh vd., 2006).

Tablo 3.1. Literatürdeki örgü parametreleri ile deneysel verilerin karşılaştırılması

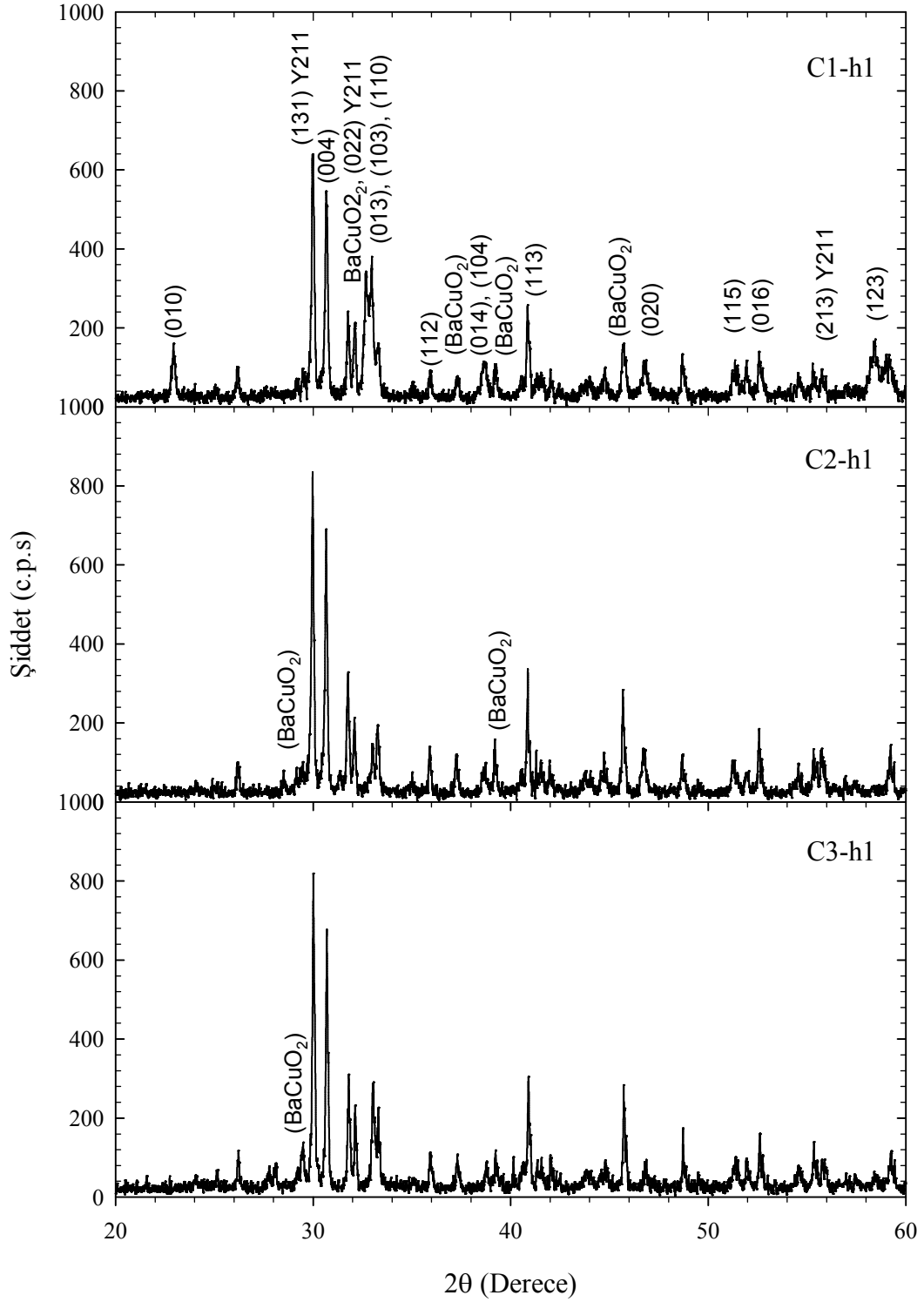
Numuneler Parametreler	Literatür (Mellekh vd., 2006)	MPMG	FQMG	Y211 potada FQMG
a (Å)	3,8210	3,8041	3,8357	3,8045
b (Å)	3,8854	3,8728	3,8575	3,8714
c (Å)	11,6844	11,6437	11,6881	11,6752
V (Å ³)	173,4679	171,5410	172,9396	171,9610



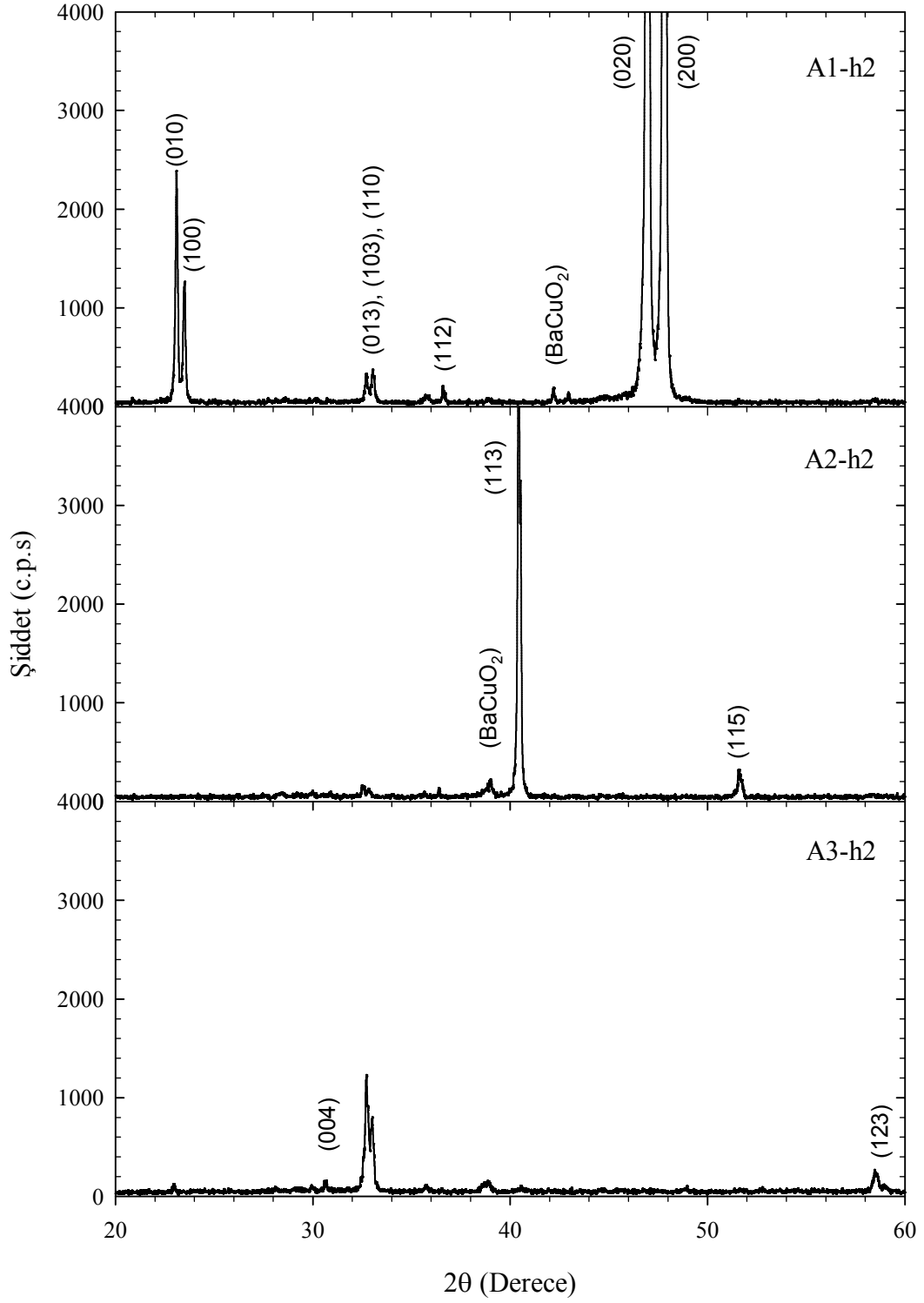
Şekil 3.1. MPMG yöntemi ile üretilen numunelerin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri



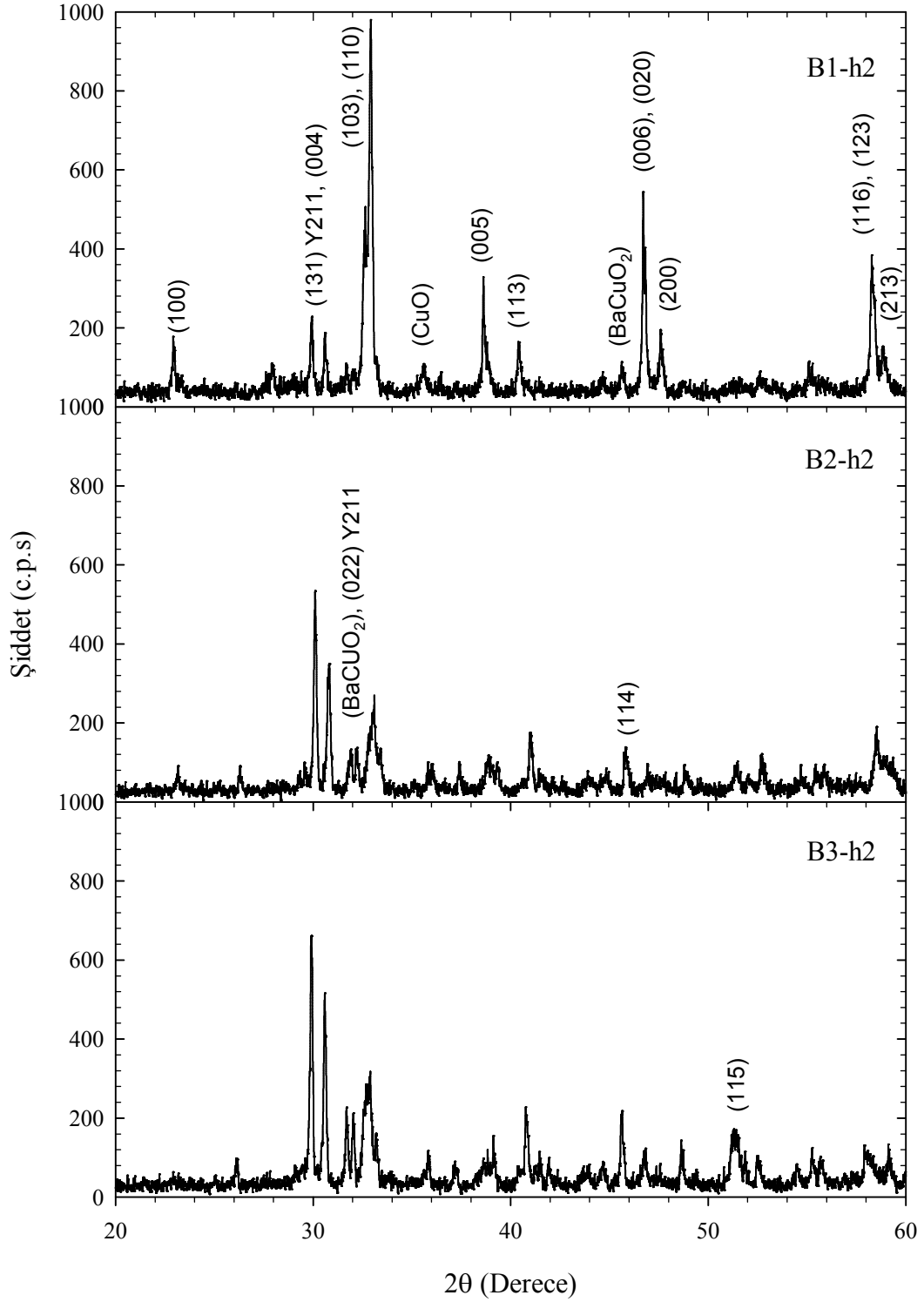
Şekil 3.2. FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri



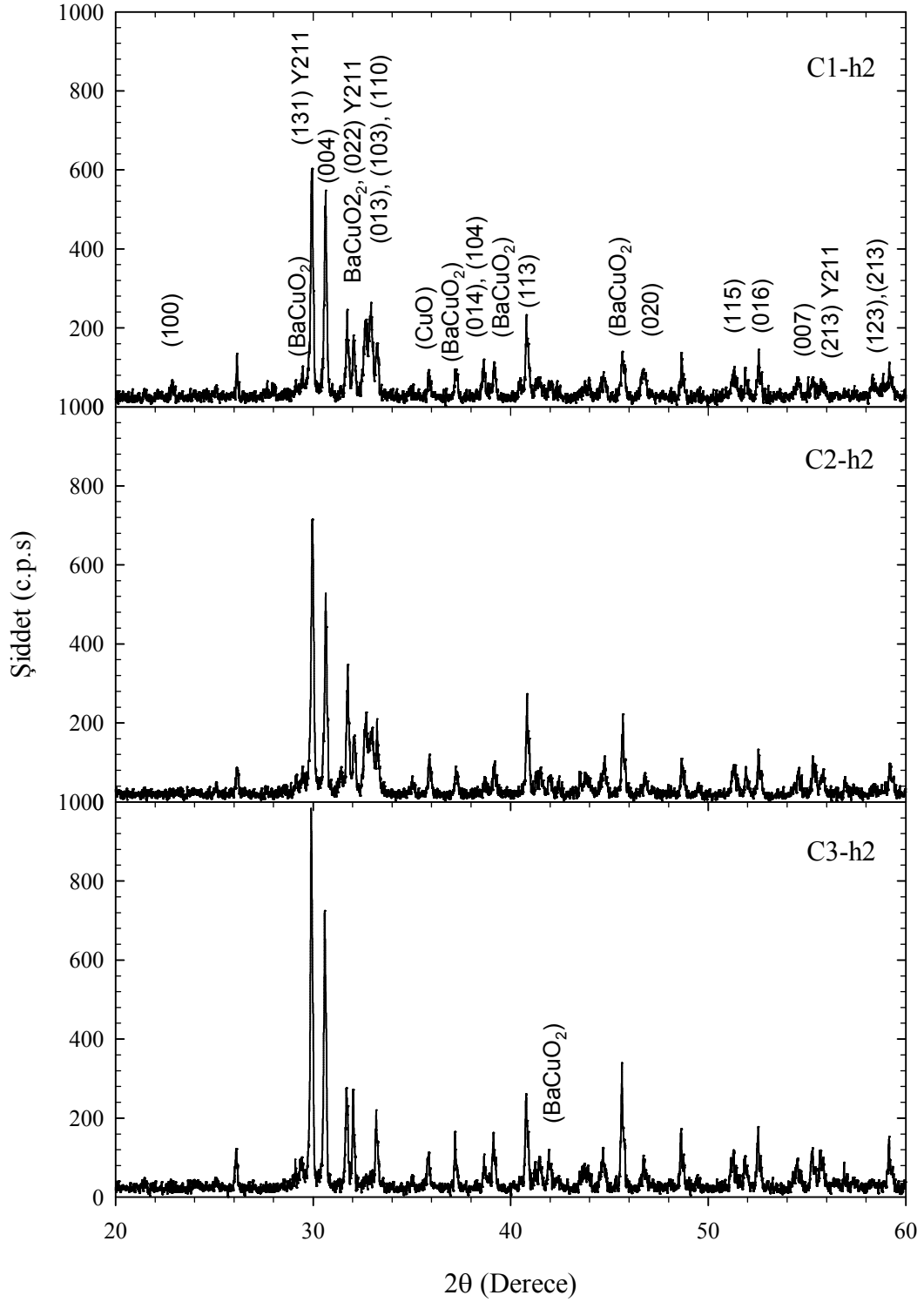
Şekil 3.3. Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin üst yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri



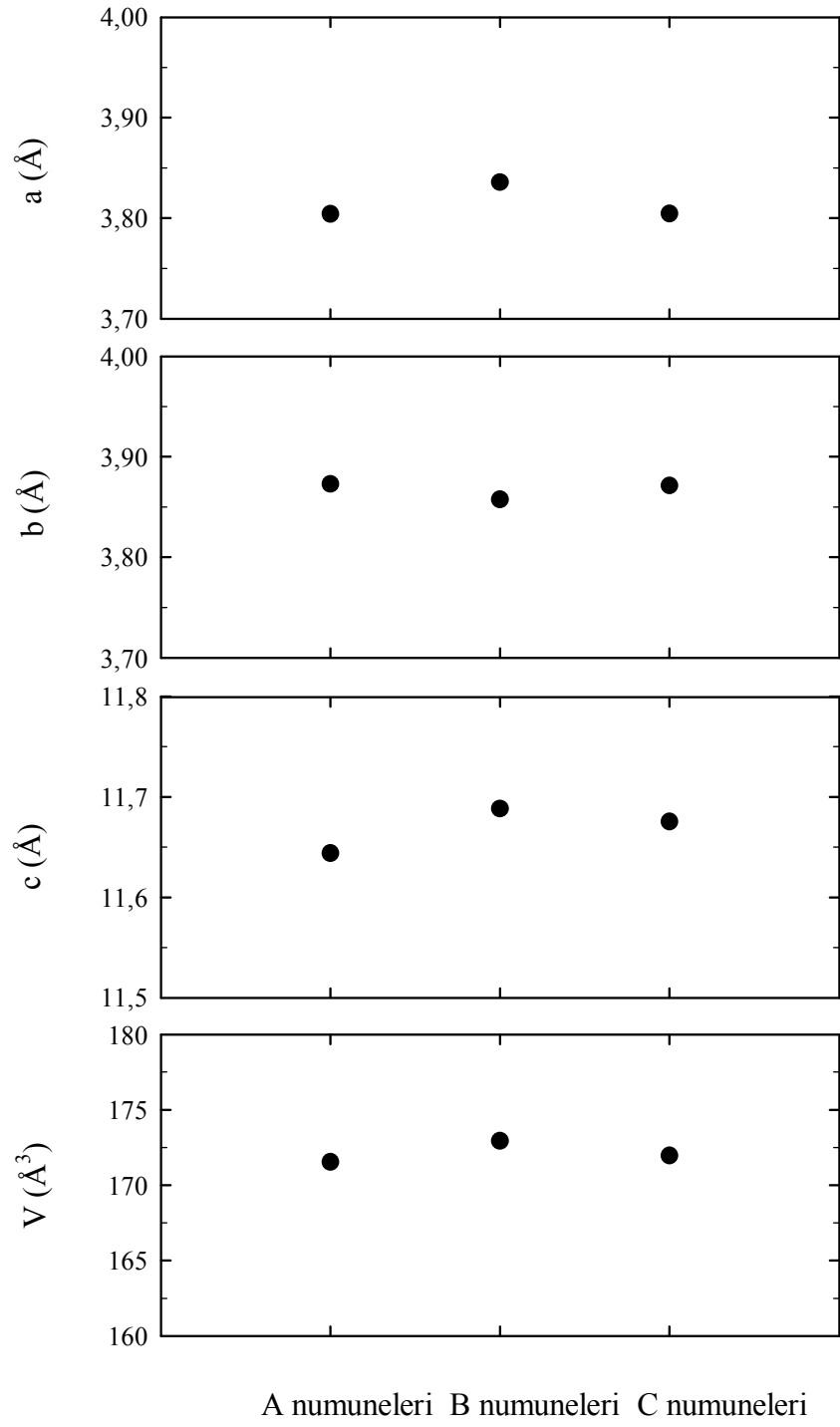
Şekil 3.4. MPMG yöntemi ile üretilen numunelerin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri



Şekil 3.5. FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri



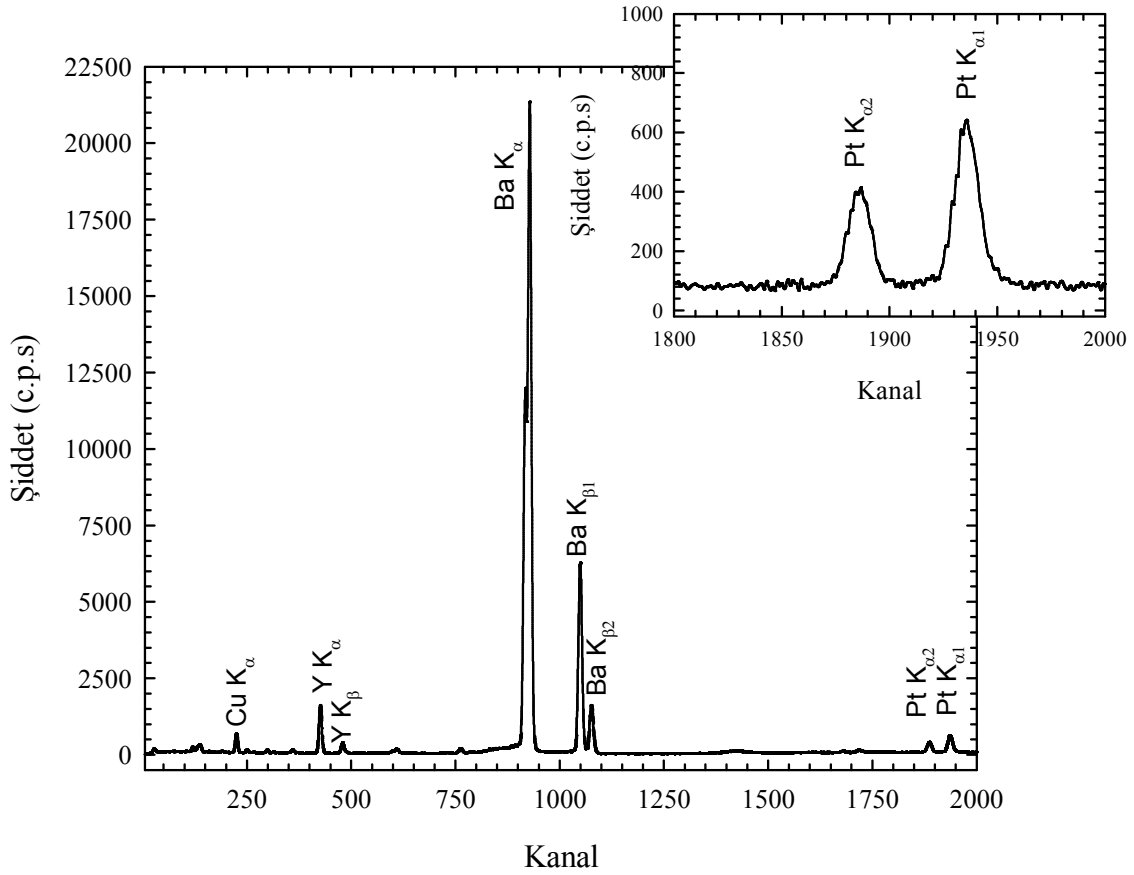
Şekil 3.6. Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numunelerin alt yüzeyinden alınan x-ışını kırınım desenleri



Şekil 3.7. Tüm numunelerin x-ışını kırınım desenlerinden hesaplanan a, b, c örgü parametreleri

3.3. X-Işını Floresans Analizi (XRF)

MPMG yöntemi için üretilen toz halindeki YBCO bileşiği, radyoaktifliği 925 MBq olan ^{57}Co (kobalt) radyoizotop kaynağından çıkan 123,6 keV fotonlarla uyarıldı. Yayımlanan karakteristik x-ışınları, 5,96 keV'de enerji çözünürlüğü 150 eV olan Ultra-LEGe detektör ile sayıldı. Bu sayımın sonucunda, bileşiğin platin (Pt) pota içerisinde eritilmesinden dolayı, bileşiğe platin karıştığı gözlemlendi (Şekil 3.8). Numuneye karışan platin yüzdesi XRF yönteminde Standartlarla Mukayese Yöntemi ile bulundu ve ağırlık yüzdesi olarak tüm bileşiğin % 0,98'i oranında olduğu tetkik edildi.



Şekil 3.8. MPMG eritme yönteminde kullanılan toz örneğin XRF analizi

3.4. Optik Fotoğraflar (POM)

MPMG, FQMG ve Y211 potada FQMG eritme yöntemleriyle hazırlanan Y123 numunelerinin polarize optik mikroskopla mikrografları 150 ve 300 büyütme yapılarak çekildi (Şekil 3.9–35).

Mikrograflar incelendiğinde, süperiletken Y123 fazları, Y211 yarıiletken fazları, yabancı fazlar, boşluklar, mikro çatlaklar, tane sınırları, tane boyutları, tanelerin yönelimleri ve tanelerin büyüklükleri açıkça görülmektedir.

Şekil 3.9-17’de gösterilen fotoğraflar numunelerin h1 kalınlığında (üst yüzey) çekilen mikrograflarıdır. A1-h1 numunesi incelendiğinde, numunenin her tarafında homojen bir biçimde tanelerin büyüdüğü ve tane sınırlarının hemen hemen keskin olduğu gözlemlendi. A2-h1 numunesinde tane içinde ve tanelerin arasında boşlukların arttığı tespit edilirken az miktarda yer yer noktasal Y211 fazına rastlandı. A3-h1 numunesine bakıldığında fark olarak tanelerin boyutlarının küçüldüğü görülmektedir. B1-h1 ve B2-h1 numunelerinde, A1-h1 numunesine göre boşluklar ve mikro çatlakların sayısında artış gözlemlendi ve numune içerisinde homojen bir şekilde dağılmış noktasal Y211 fazları tespit edildi. B3-h1 numunesi B1-h1 ve B2-h1 numuneleri ile mukayese edildiğinde, tane sınırlarının daha keskin olduğu ve tane yönelimlerinin daha iyi olduğu gözlemlendi. C1-h1 numunesi A1-h1 numunesi ile karşılaştırıldığında, numune üzerinde düzgün bir şekilde dağılmamış çok sayıda Y211 fazlarının, boşlukların ve yabancı fazların olduğu görüldü. C2-h1 ve C3-h1 numuneleri C1-h1 numunesinden farklı olarak, daha fazla sayıda Y211 ve yabancı fazlar içermektedir.

Numuneler h2 kalınlığında (alt yüzey) iken çekilen mikrografları Şekil 18-26’da gösterilmektedir. Genel bir değerlendirme yapılırsa, A-h2 numuneleri üst yüzeyden çekilen A-h1 numuneleri ile kıyaslandığında yabancı fazların miktarlarının arttığı tespit edildi. B-h2 numuneleri ile üst yüzeyden çekilen B-h1 numuneleri arasındaki farkın homojen bir şekilde dağılmayan Y211 fazları, boşluklar ve yabancı fazlar olduğu görüldü. Bu fark özellikle, B3-h2 numunesinde daha bariz bir şekilde görülmektedir. C-h1 numuneleri göz önüne alınarak C-h2 numuneleri incelendiğinde pek bir farkın olmadığı tespit edildi.

h3 kalınlığındaki numunelerin mikrografları Şekil 27-29’da gösterilmektedir. A2-h3 numunesi A2-h1 numunesi ile kıyaslandığında tanelerin içindeki ve arasındaki yabancı fazların, boşlukların ve mikro çatlakların sayısında büyük ölçüde azalma olduğu ve A2-h2 numunesi ile karşılaştırıldığında ise yabancı fazların miktarlarının sayısında azalma olduğu

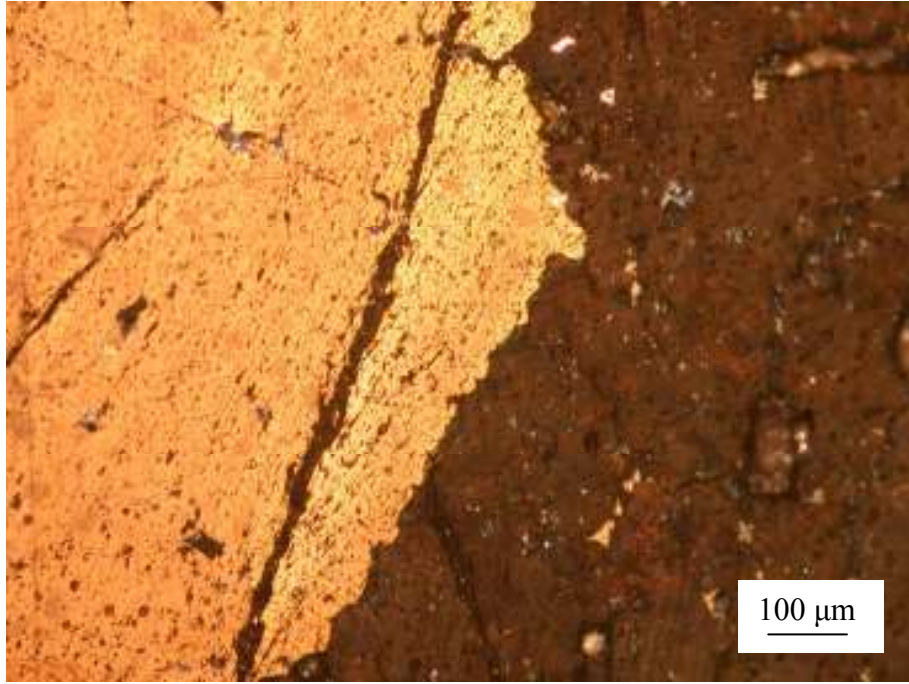
tespit edildi. B2-h3 numunesi B2-h2 numunesi ile mukayese edildiğinde tane yönelimlerin daha belirginleştiği ve yabancı fazların sayısında azalma gözlemlendi. C2-h3 numunesi C2-h1 ve C2-h2 numunelerinden farklı olarak, Y123 fazı tanelerin daha büyük ve daha iyi yönelimi sahip olduğu tespit edildi ve ayrıca Y211 fazlarının sayısında azalma gözlemlendi. Buna rağmen boşlukların miktarında artış görüldü.

Şekil 3.30-32’de gösterilen fotoğraflar numunelerin h4 kalınlığında çekilen mikrograflarıdır. Buna göre numunelerin hepsinde yabancı fazların miktarlarında azalma ve Y211 fazlarının Y123 fazlarının üzerlerinde noktasal homojen bir biçimde dağıldığı gözlemlendi. Özellikle C2-h4 numunesinde bu fark açıkça görülmektedir.

Son olarak, numuneler h5 kalınlığında iken çekilen mikrografları Şekil 33-35’de gösterilmektedir. A2-h5 numunesi A2-h4 numunesinden farklı olarak tane boyutların artışı ve tane sınırlarının daha keskin olduğu tespit edildi. B2-h5 numunesi B2-h4 numunesi ile mukayese edildiğinde tane sınırların biraz daha keskinleştiği görüldü. C2-h5 numunesi C2-h4 numunesiyle kıyaslandığında boşluk miktarlarında artışa ve düzgün bir şekilde dağılmamış ve belli bölgelerde toplanan Y211 fazlarına rastlandı.

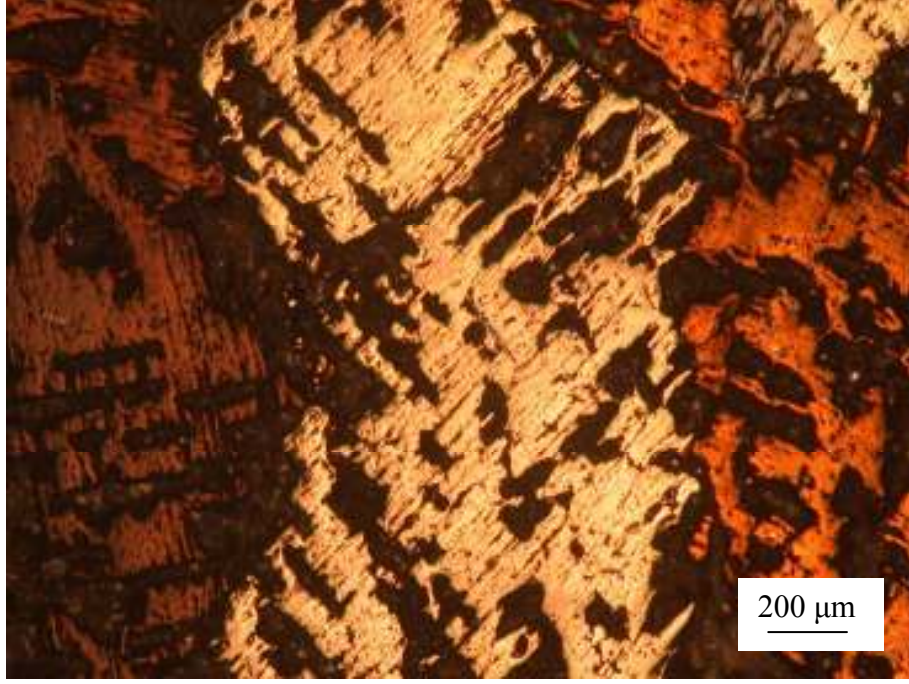


(a)

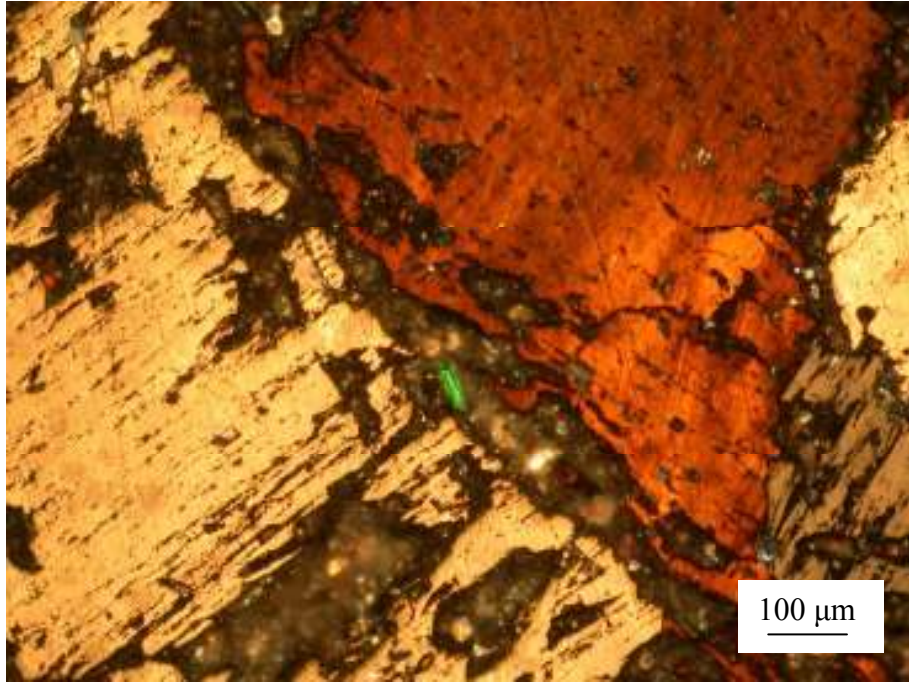


(b)

Şekil 3.9. A1-h1 numunesinin polarize optik mikroskopa çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

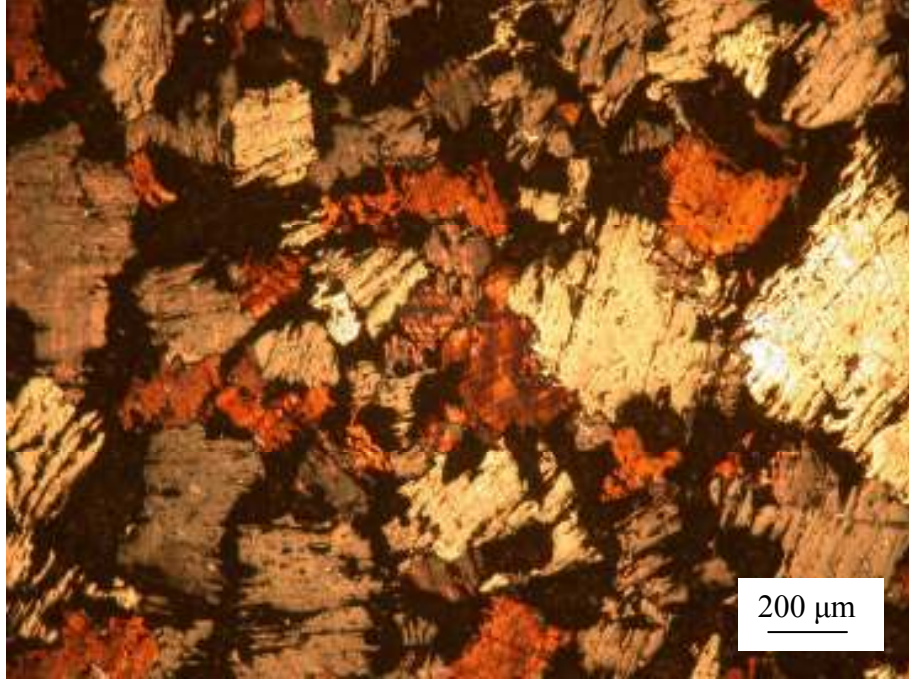


(a)

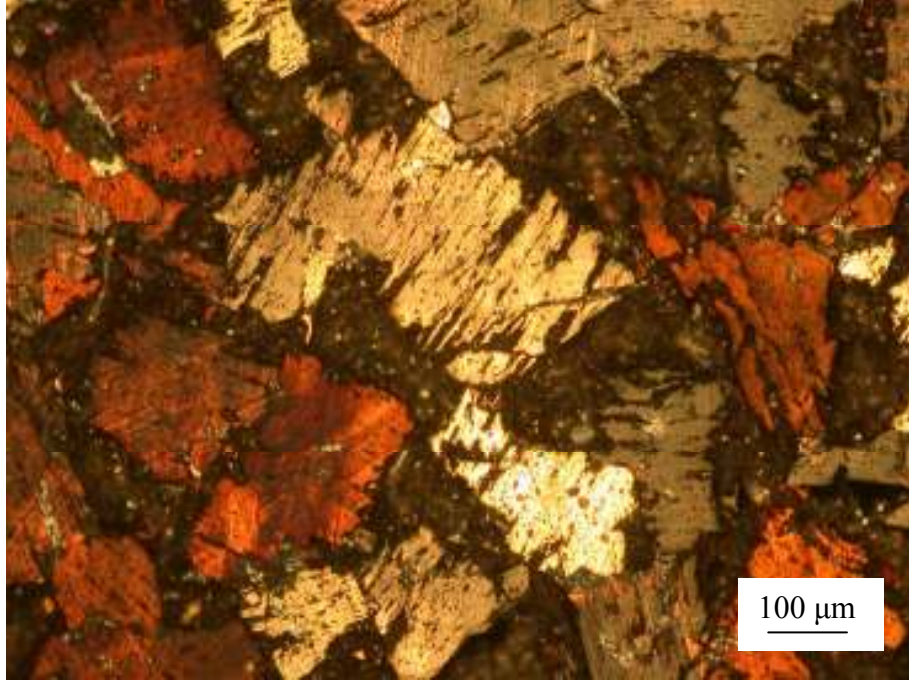


(b)

Şekil 3.10. A2-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

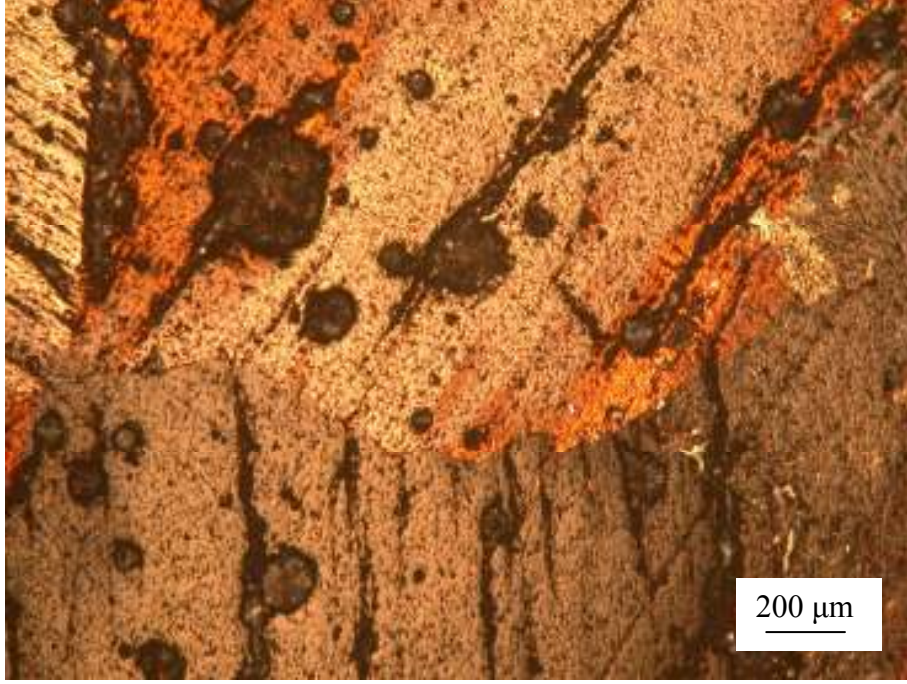


(a)



(b)

Şekil 3.11. A3-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

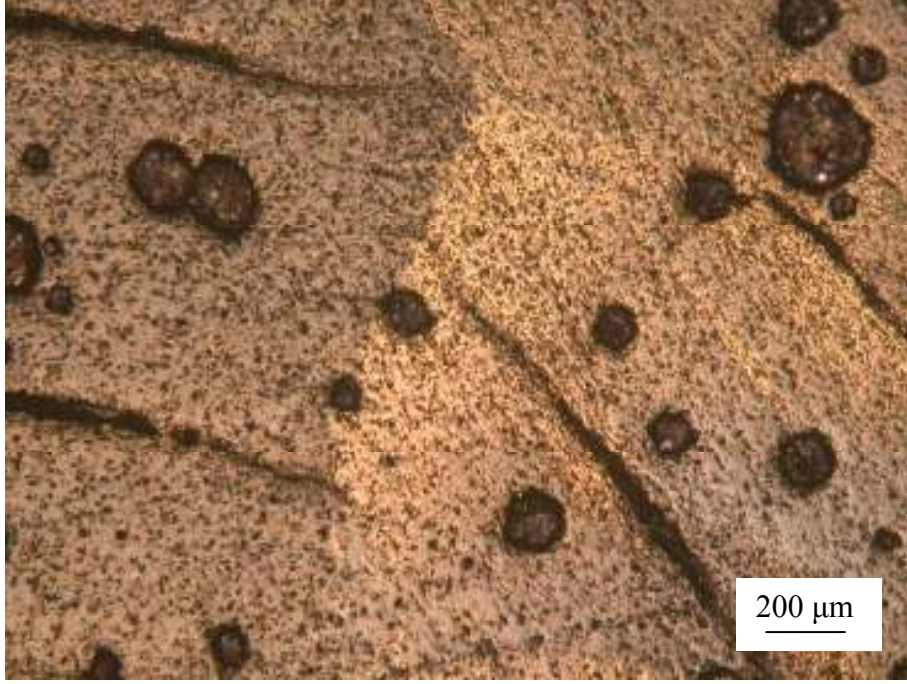


(a)

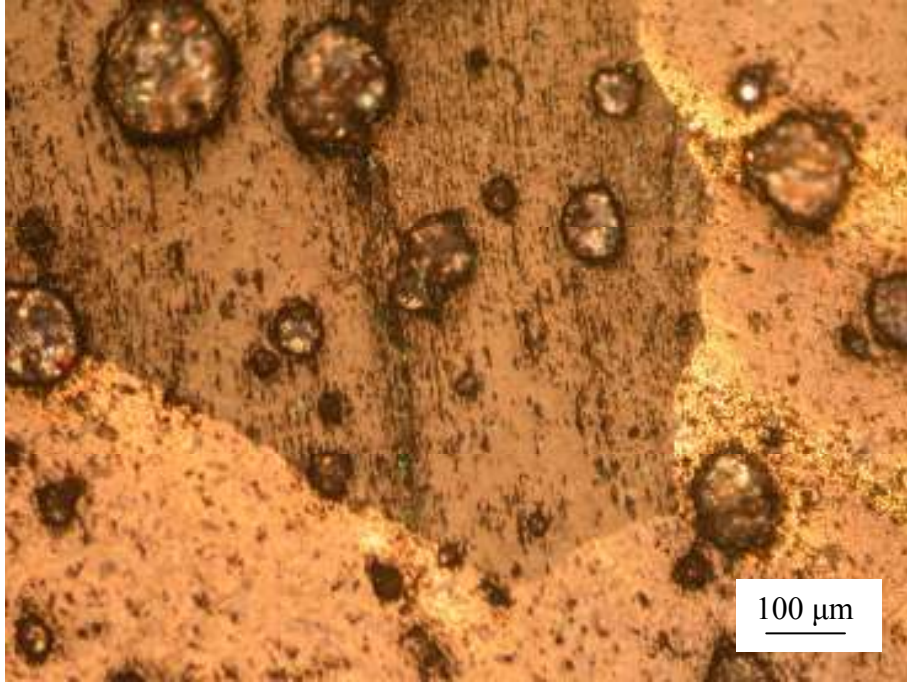


(b)

Şekil 3.12. B1-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

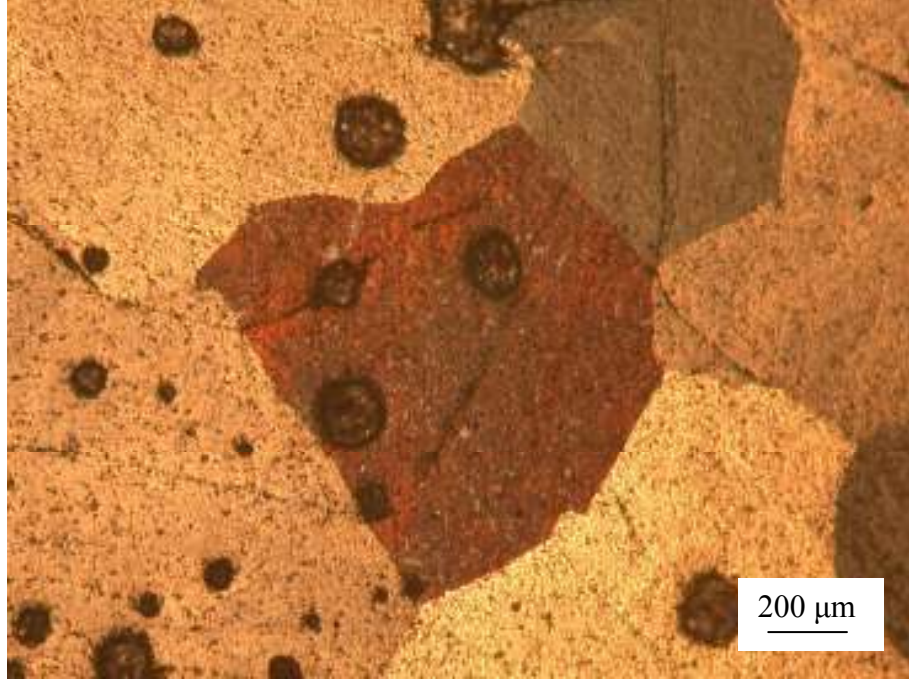


(a)

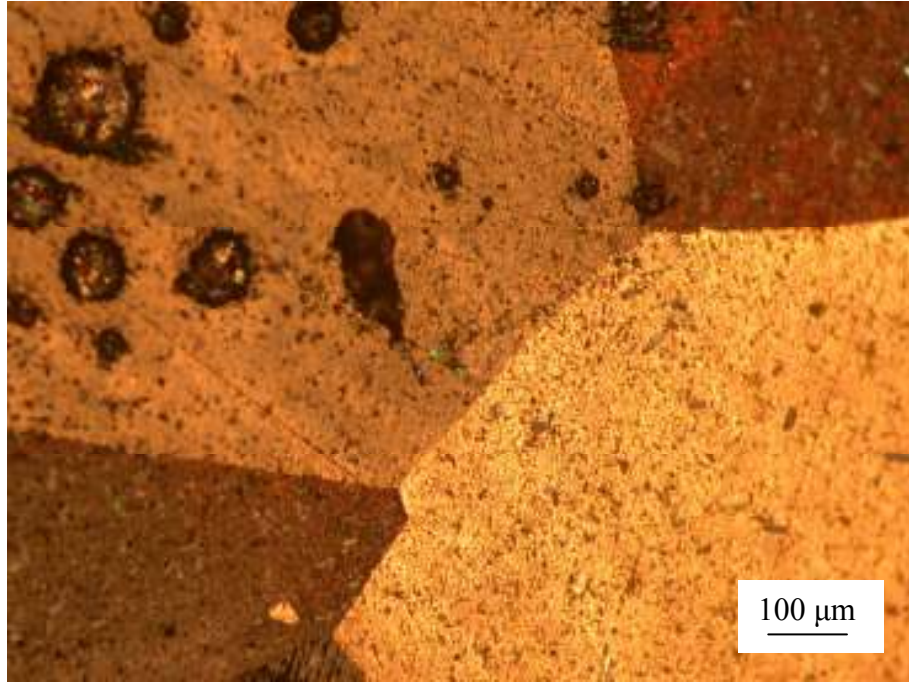


(b)

Şekil 3.13. B2-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

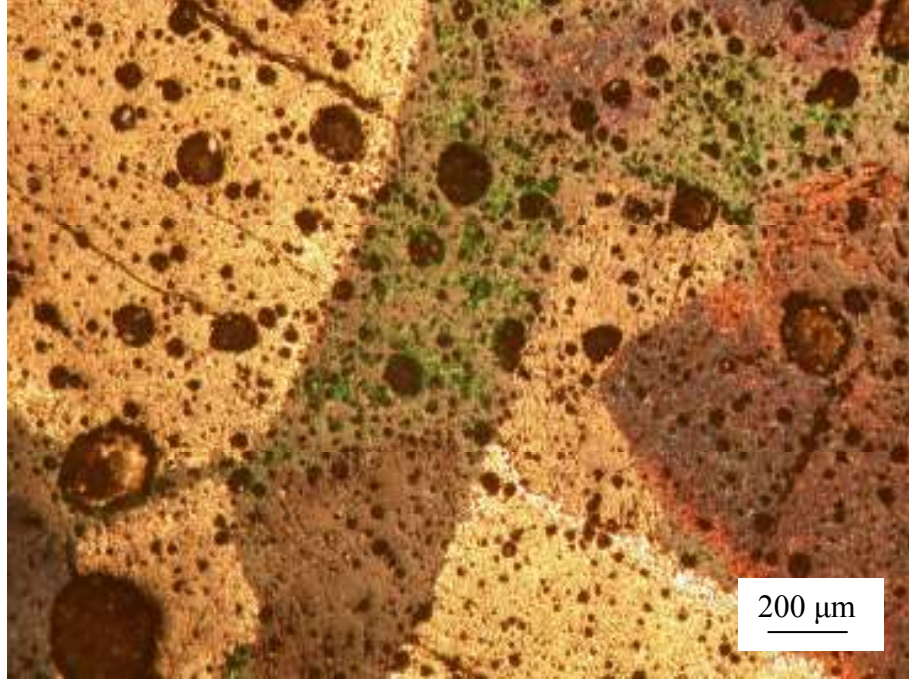


(a)

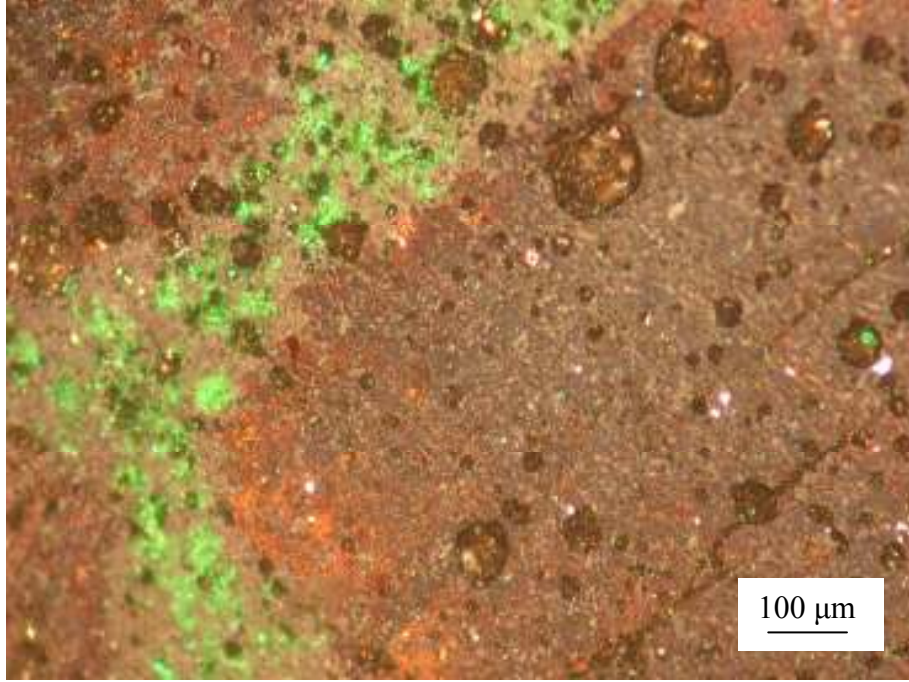


(b)

Şekil 3.14. B3-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

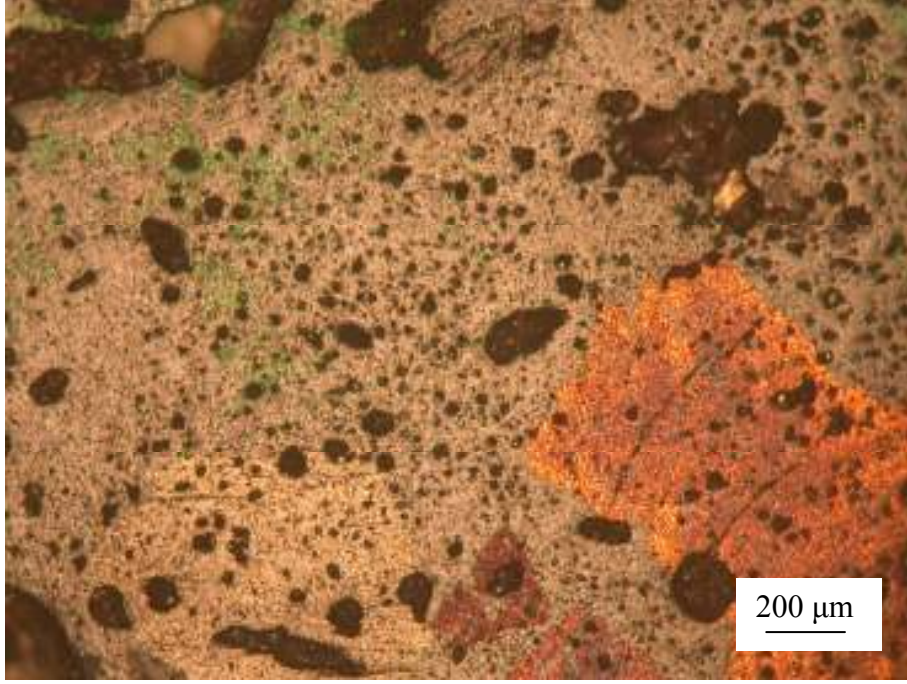


(a)

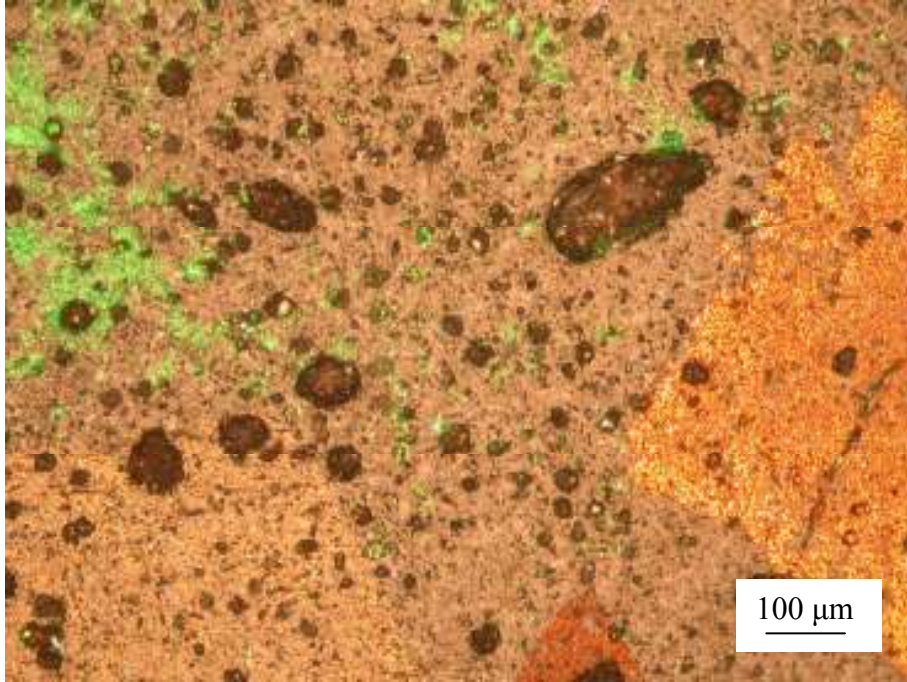


(b)

Şekil 3.15. C1-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

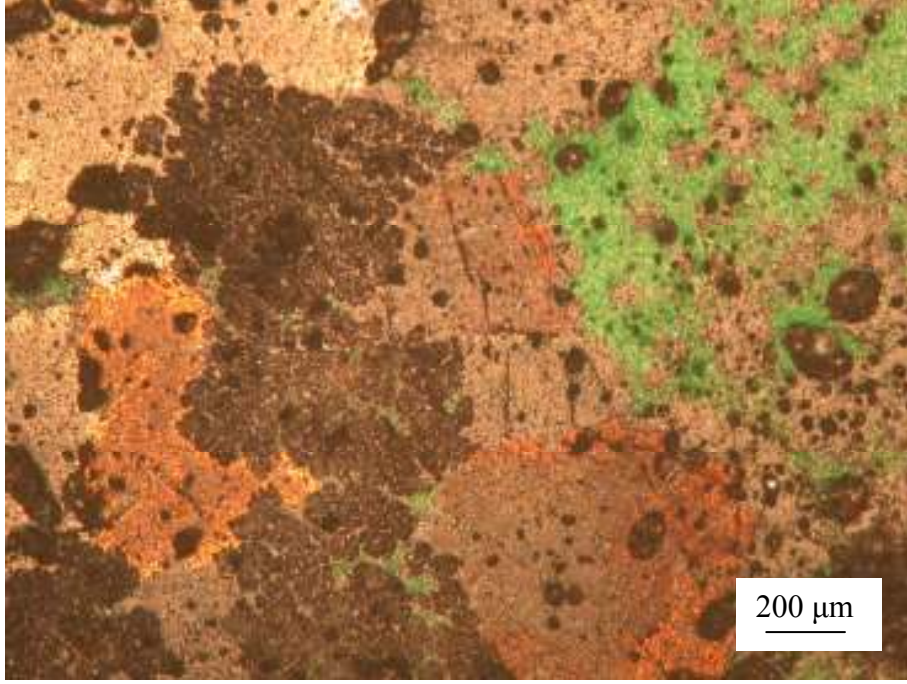


(a)

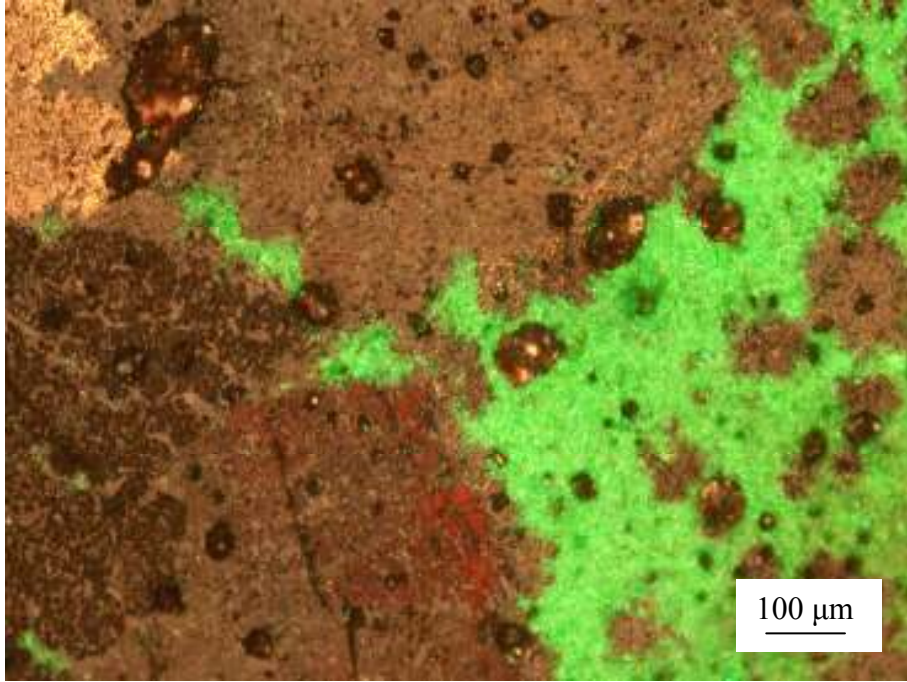


(b)

Şekil 3.16. C2-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

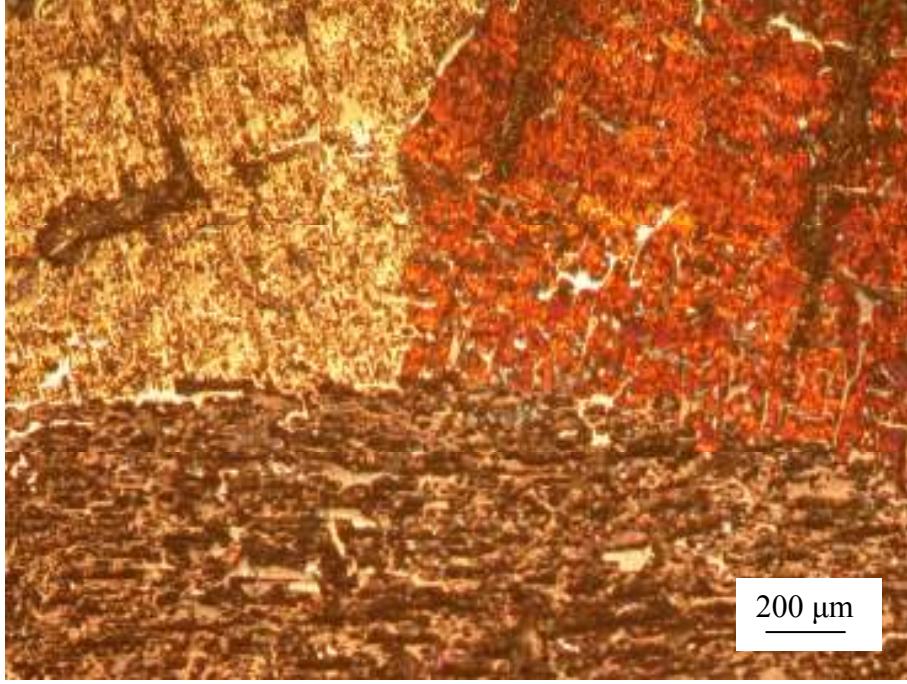


(a)

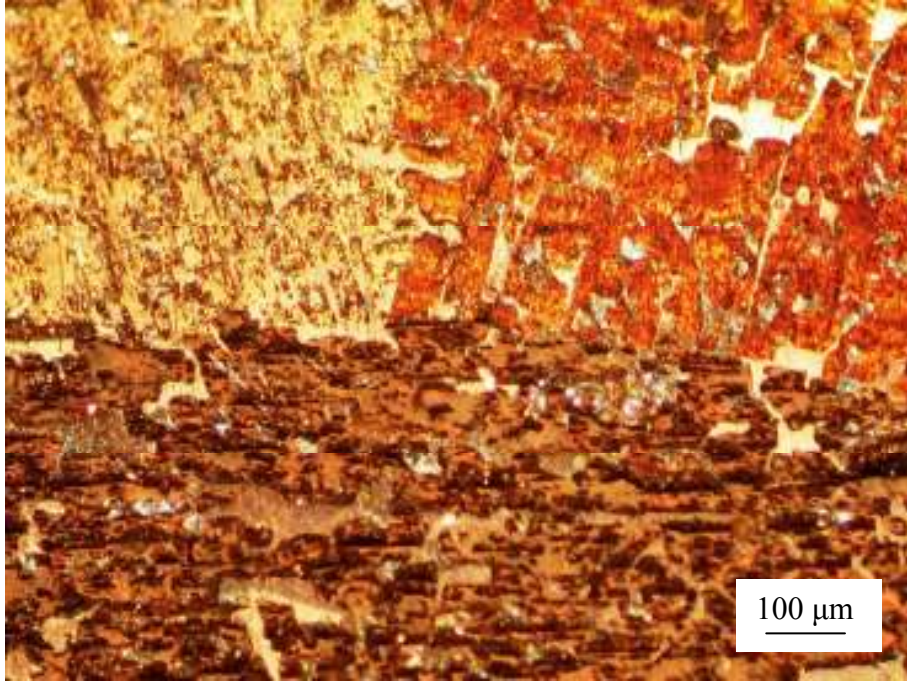


(b)

Şekil 3.17. C3-h1 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

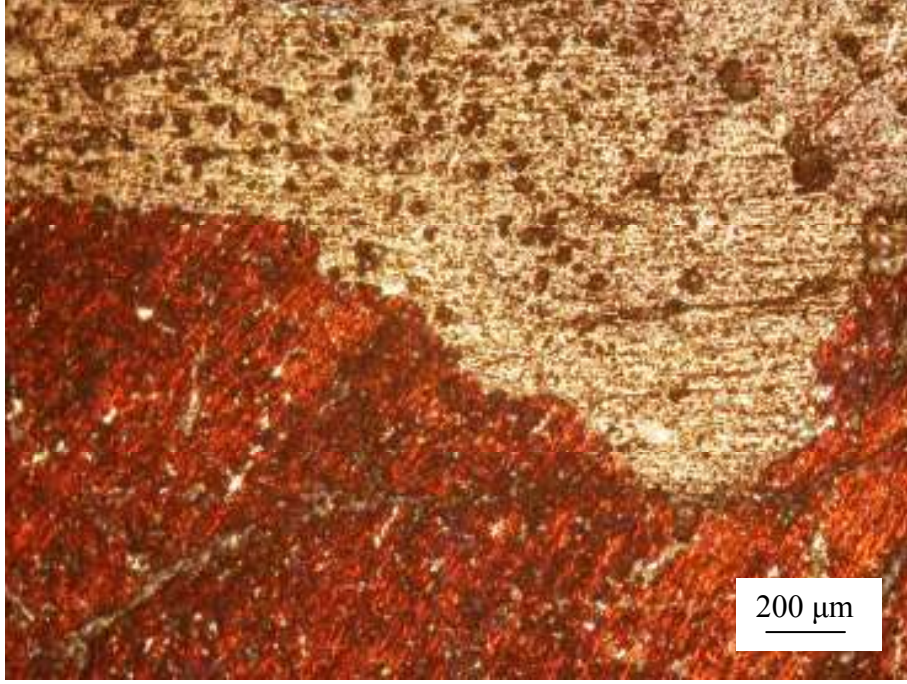


(a)

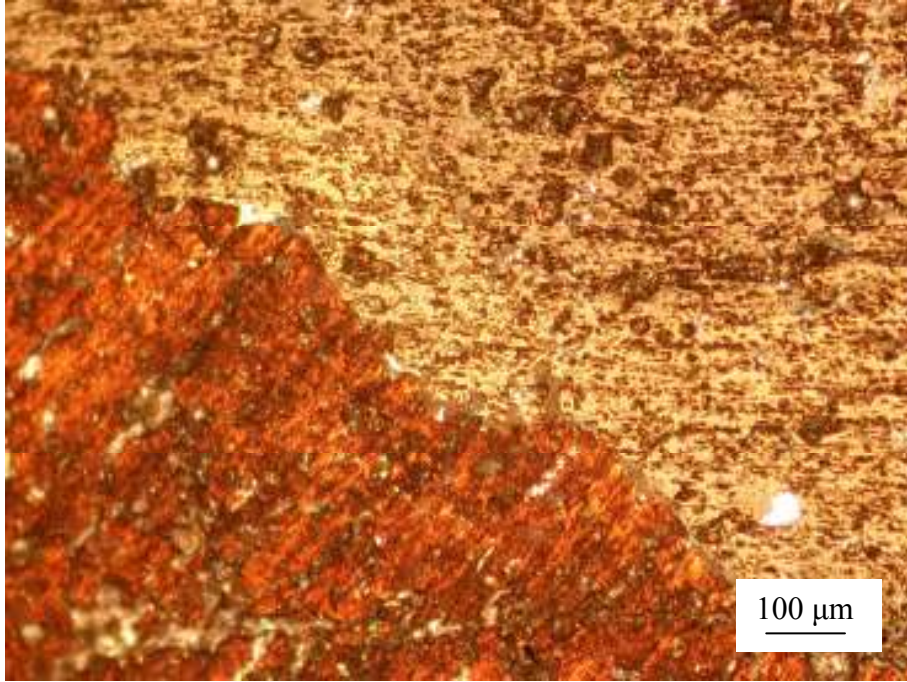


(b)

Şekil 3.18. A1-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

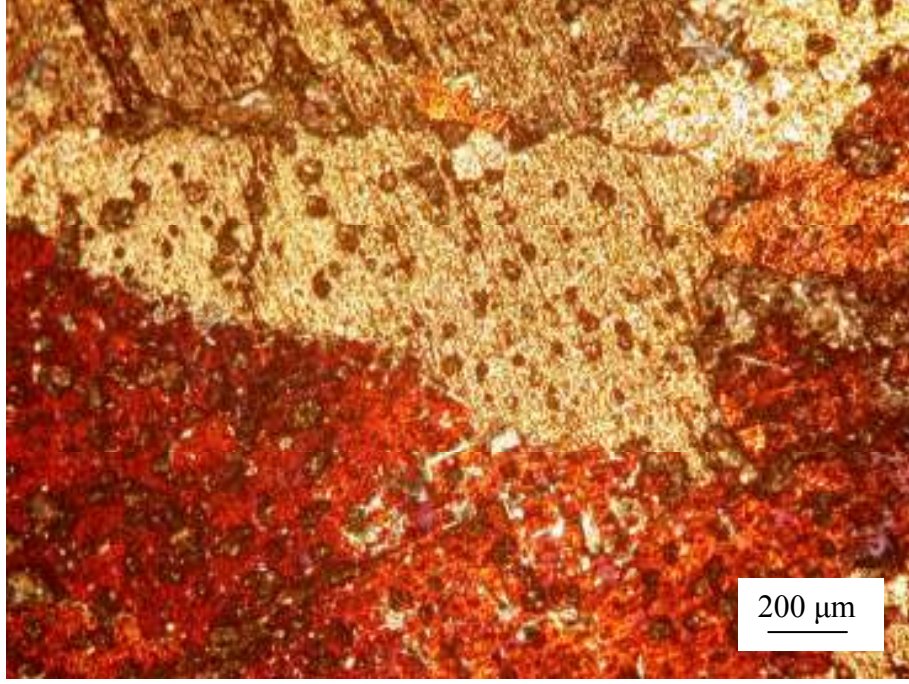


(a)

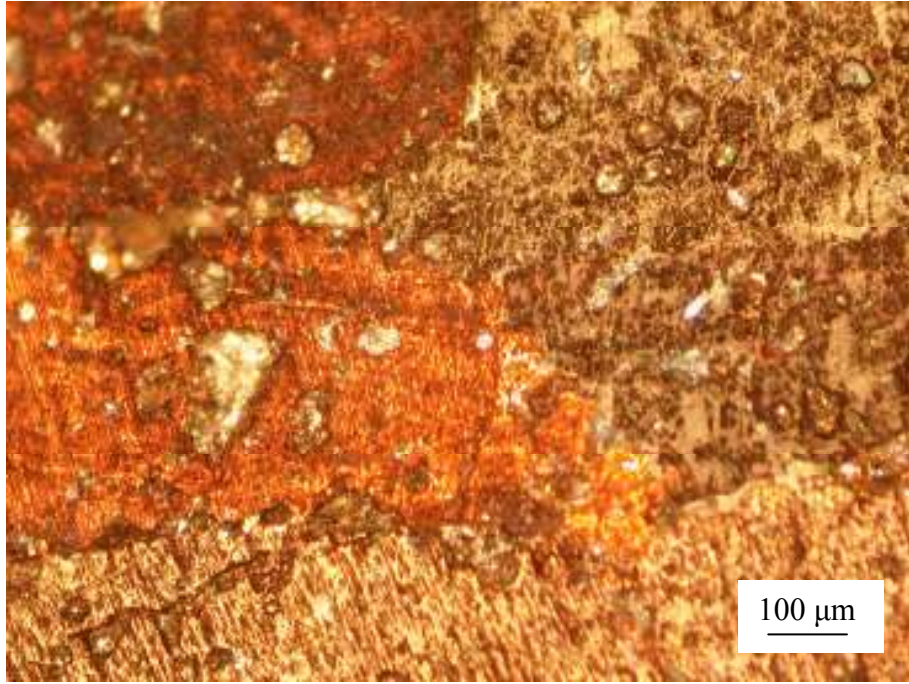


(b)

Şekil 3.19. A2-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

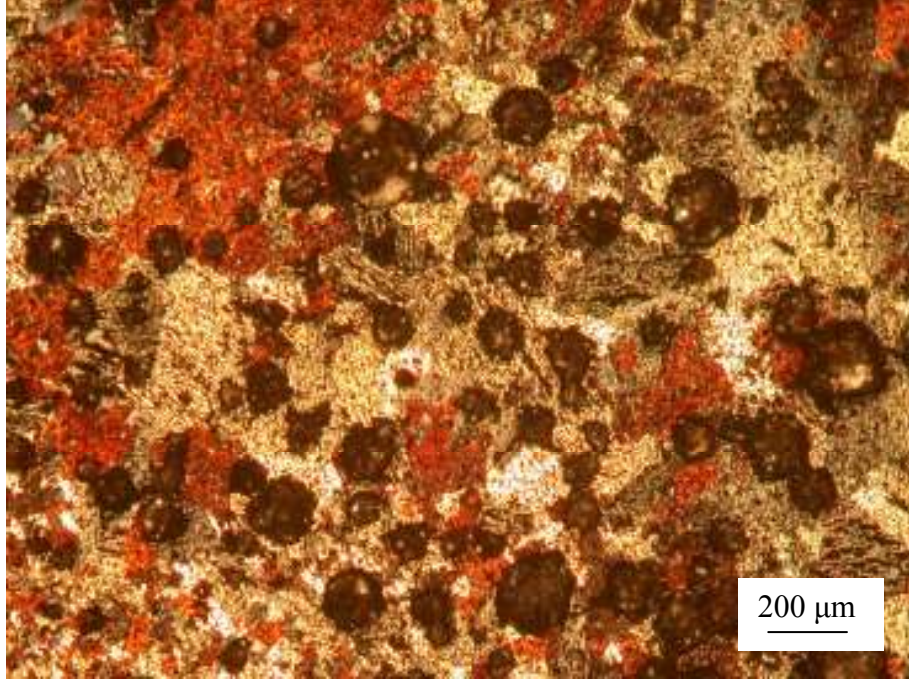


(a)

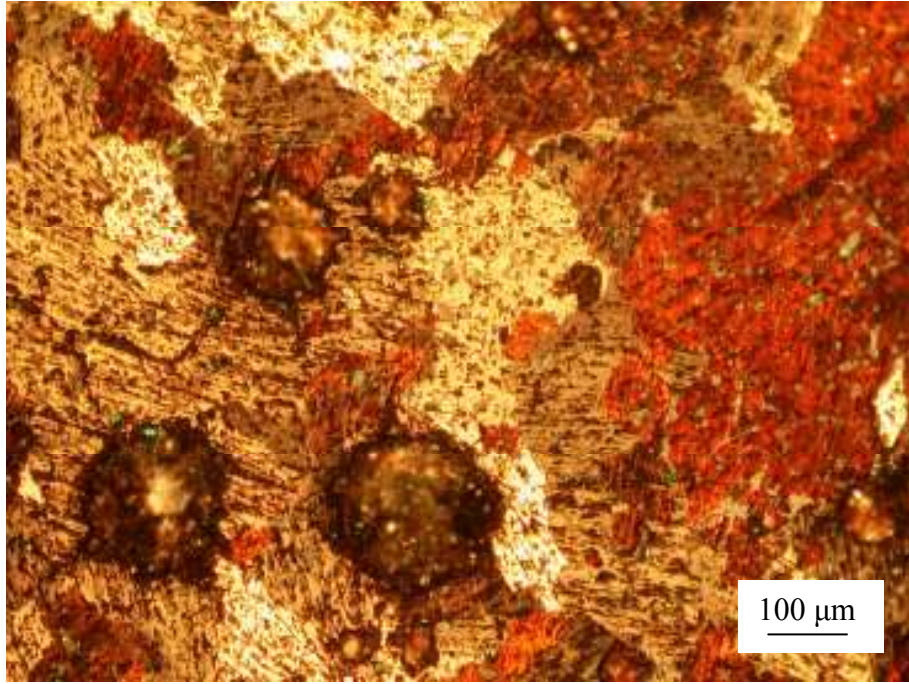


(b)

Şekil 3.20. A3-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

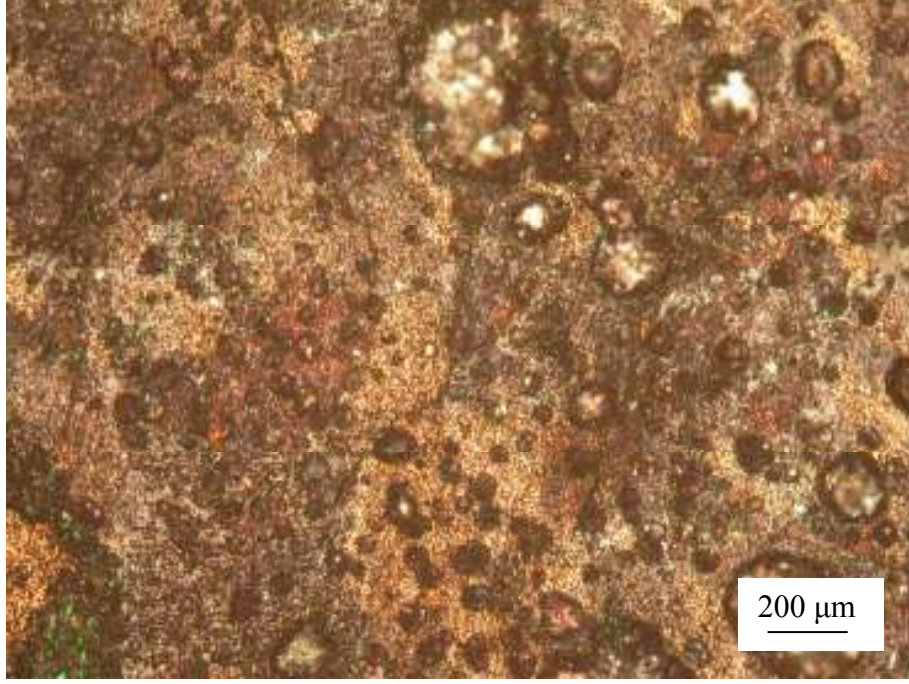


(a)

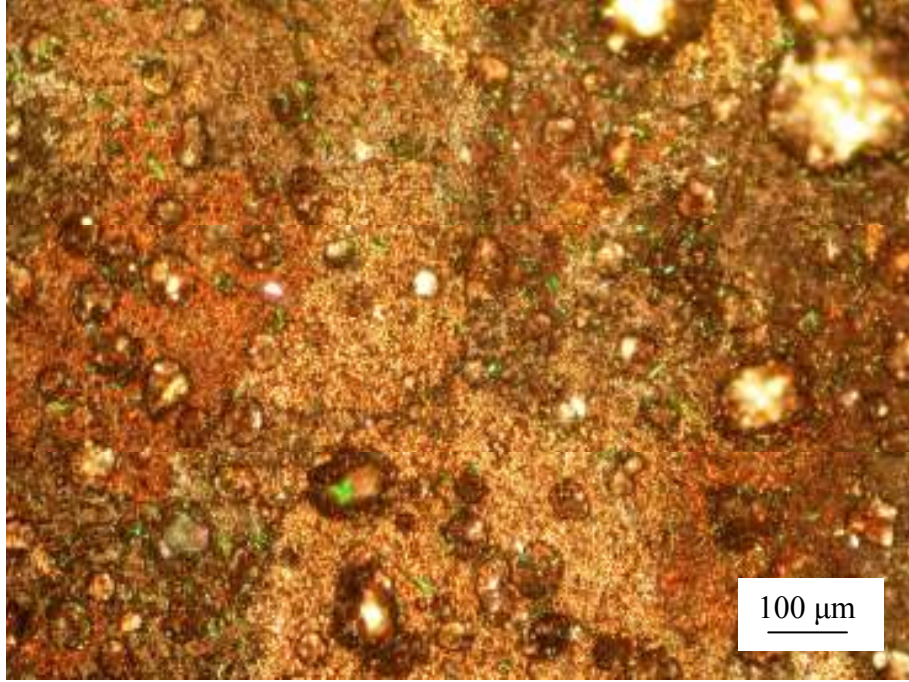


(b)

Şekil 3.21. B1-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

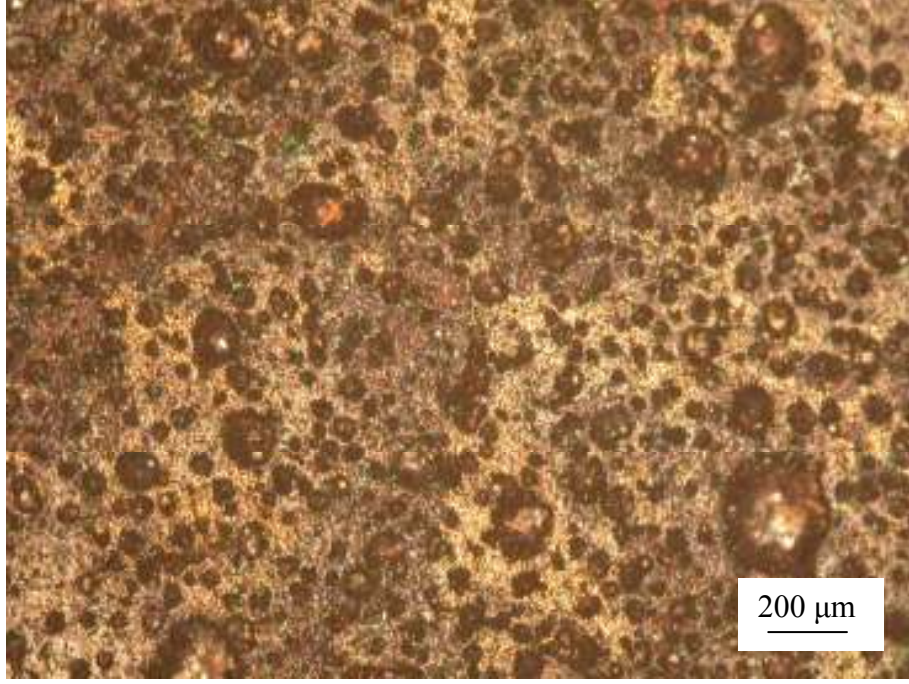


(a)

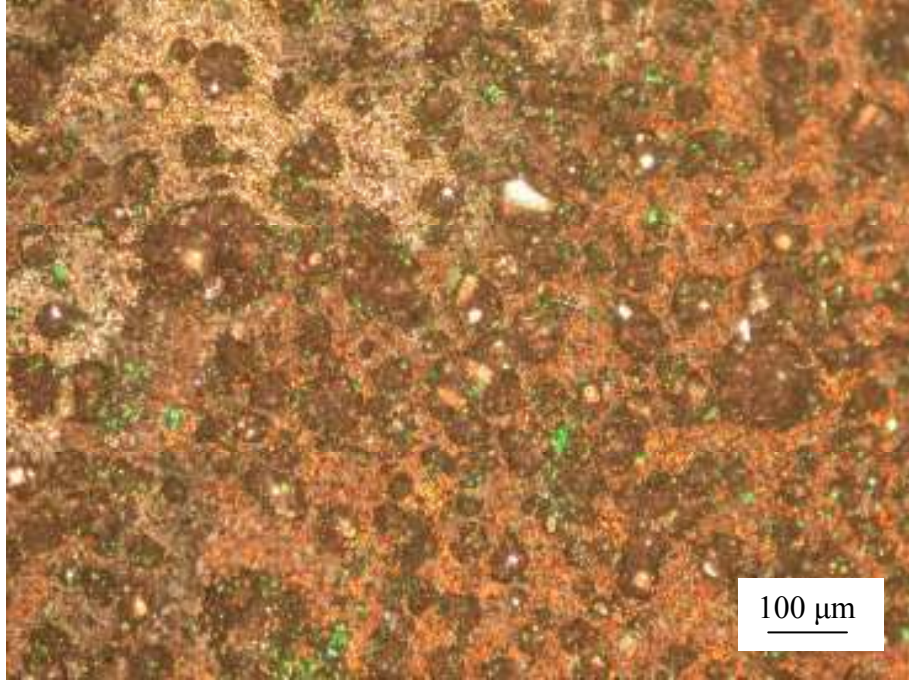


(b)

Şekil 3.22. B2-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

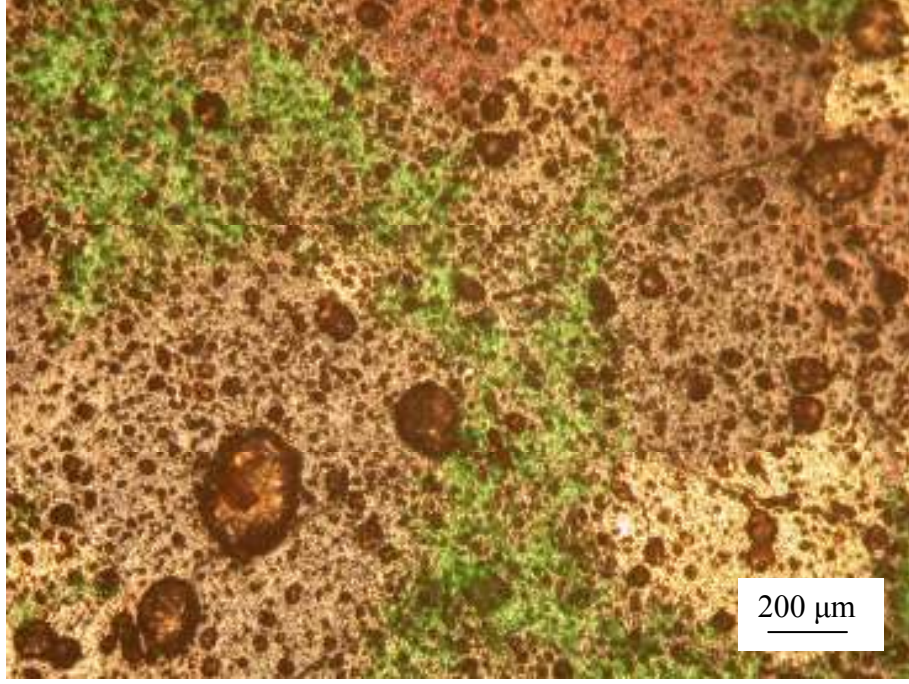


(a)

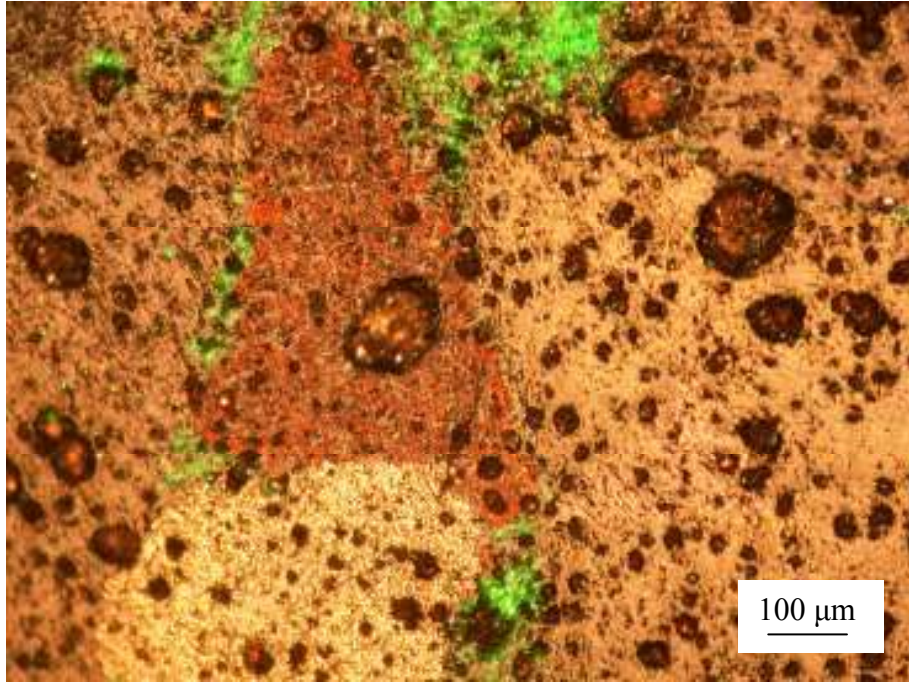


(b)

Şekil 3.23. B3-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

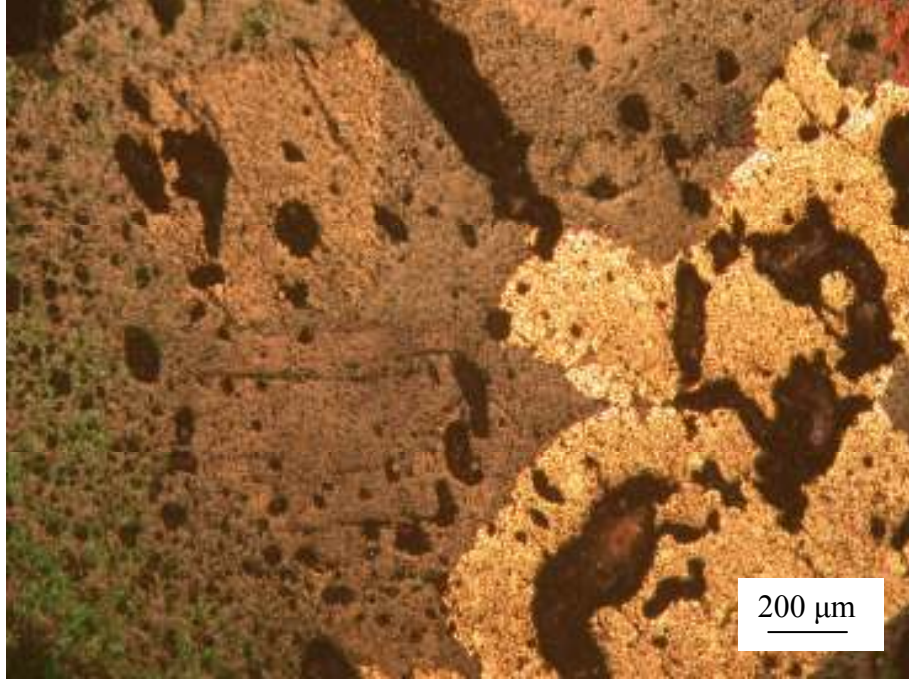


(a)

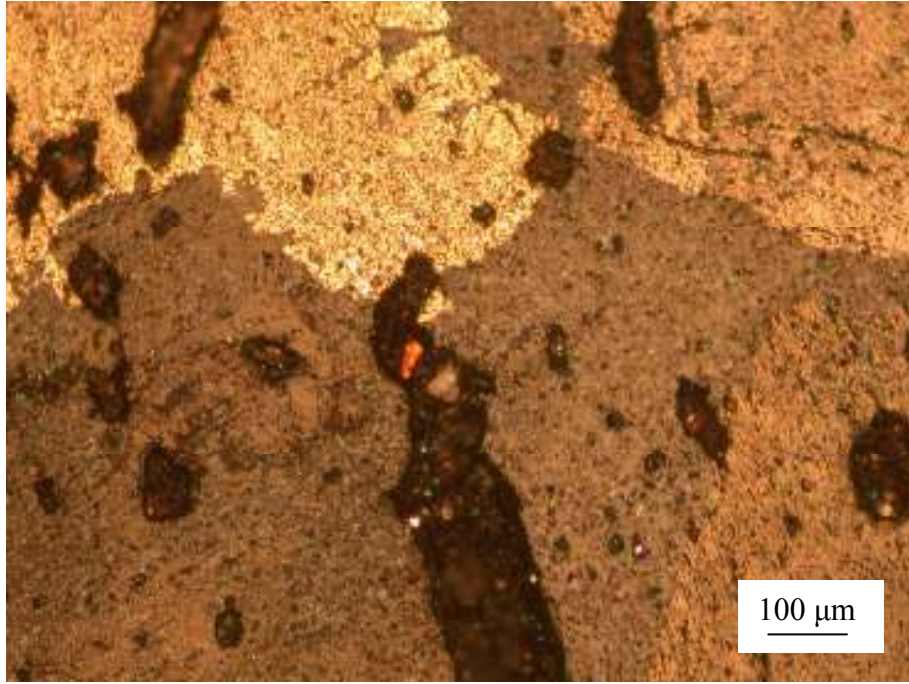


(b)

Şekil 3.24. C1-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

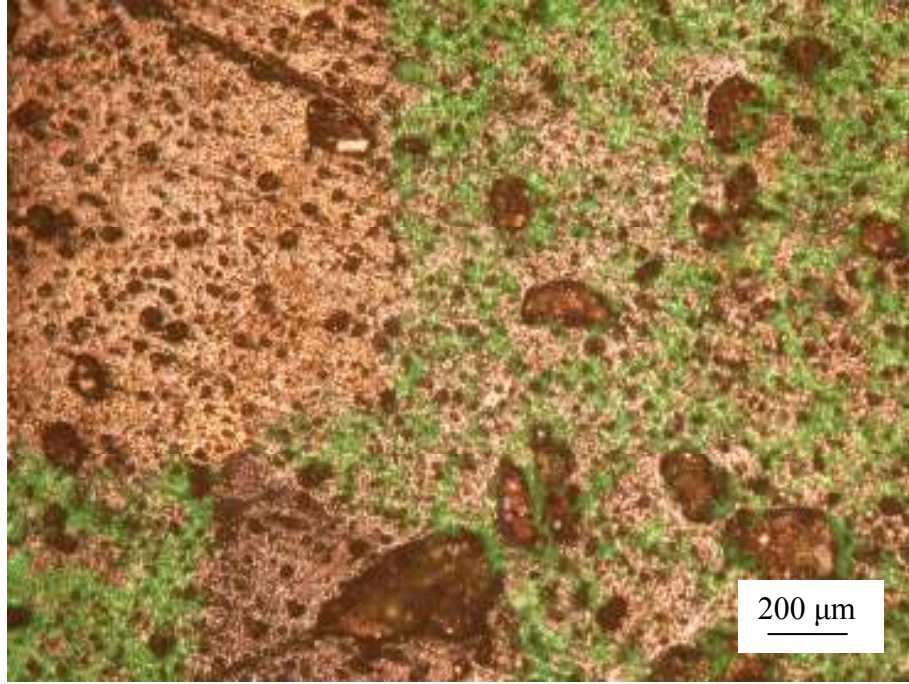


(a)

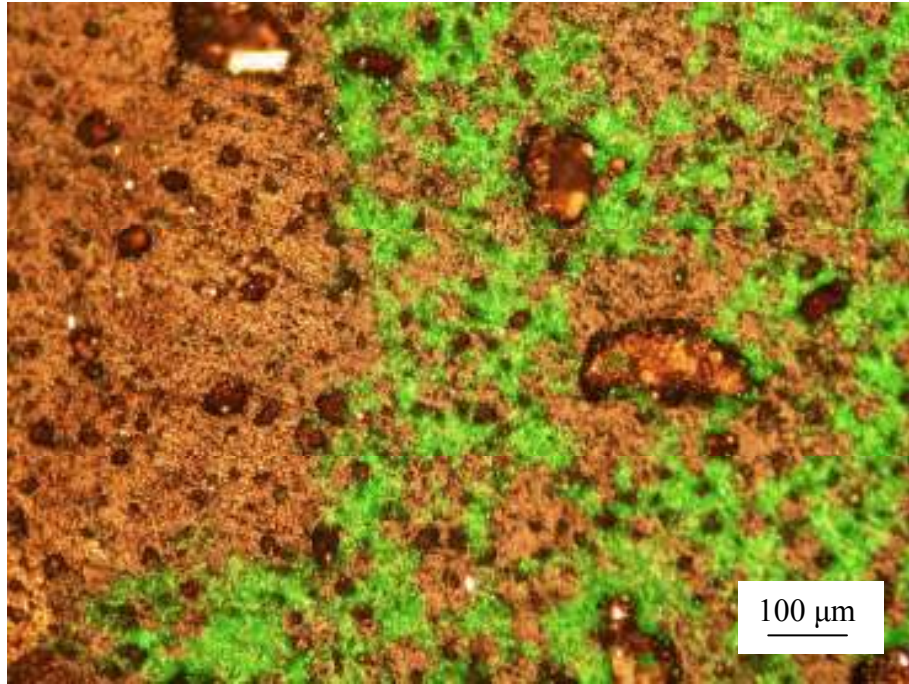


(b)

Şekil 3.25. C2-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

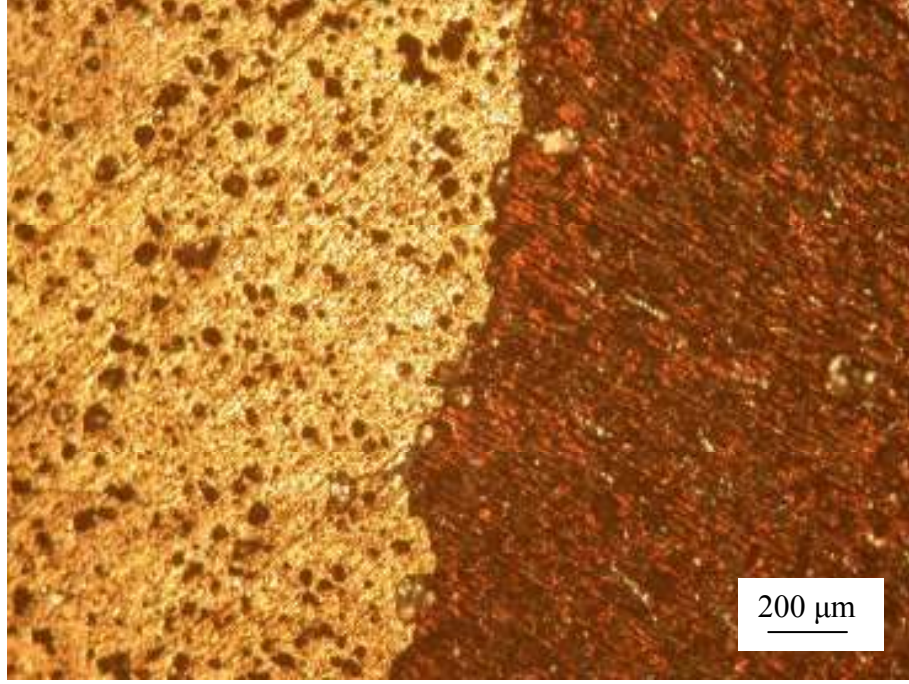


(a)

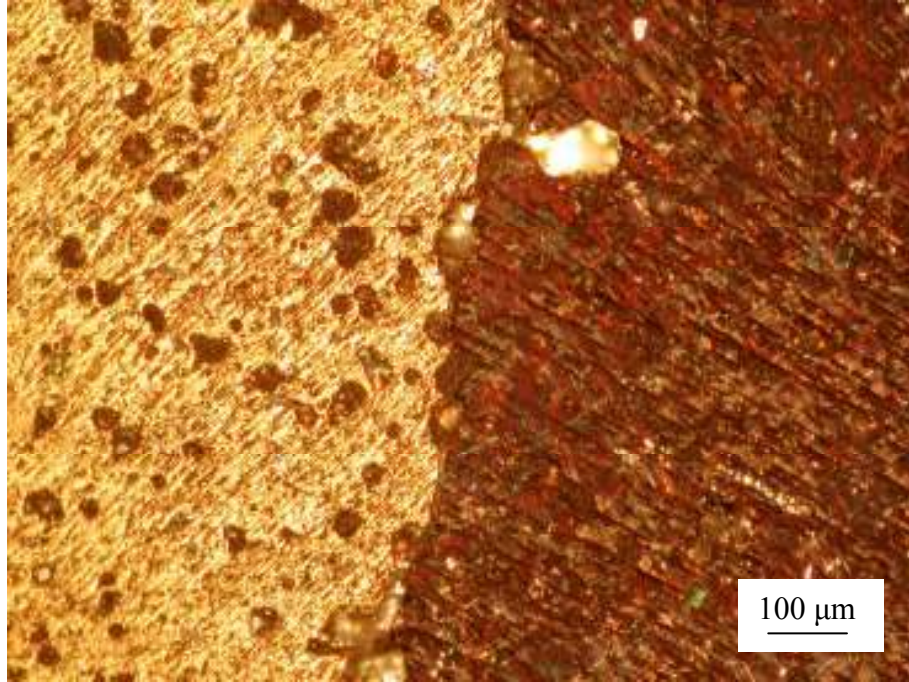


(b)

Şekil 3.26. C3-h2 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

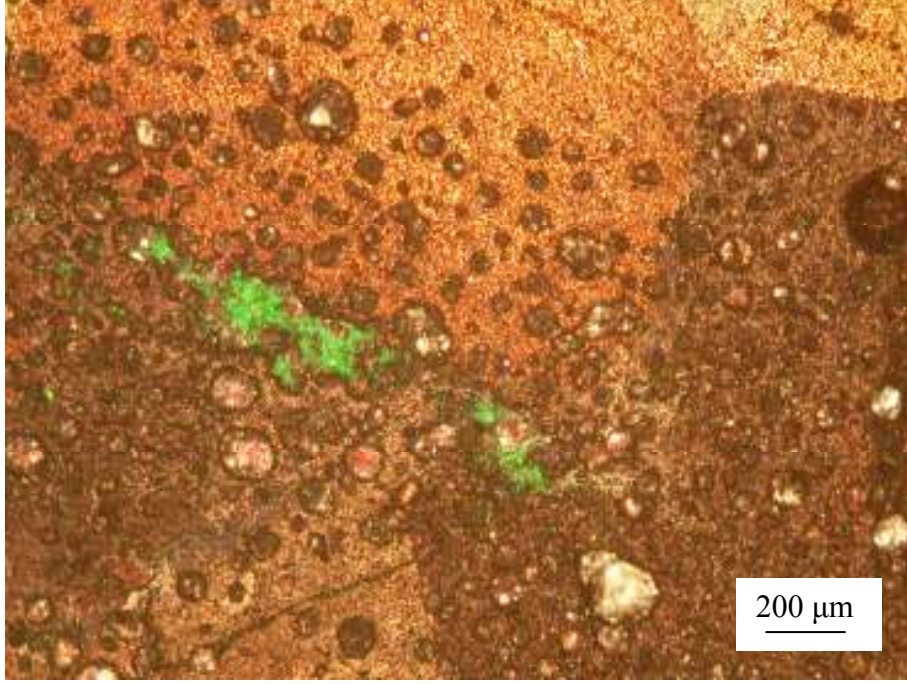


(a)

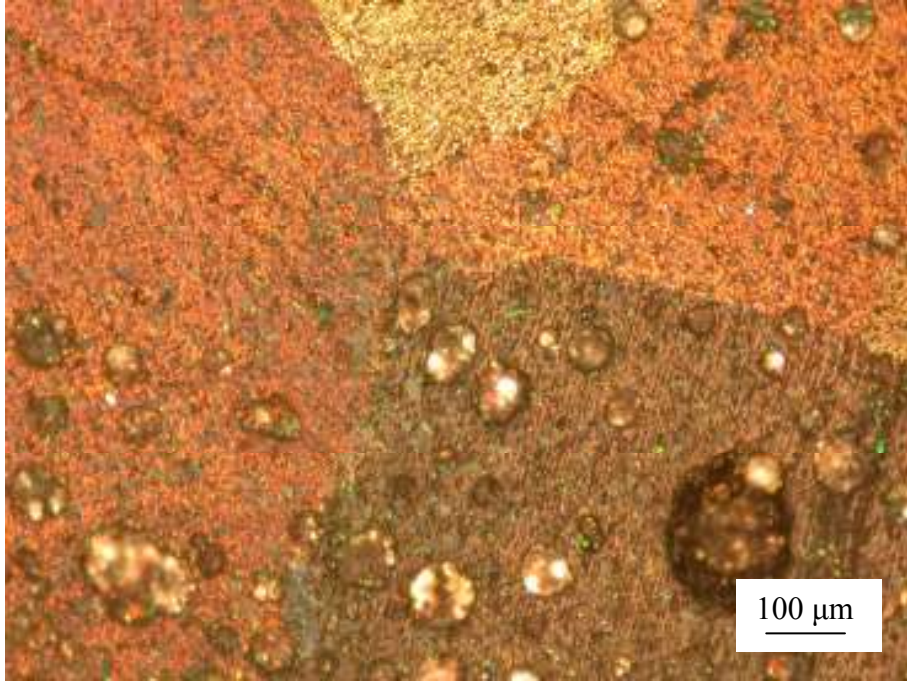


(b)

Şekil 3.27. A2-h3 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

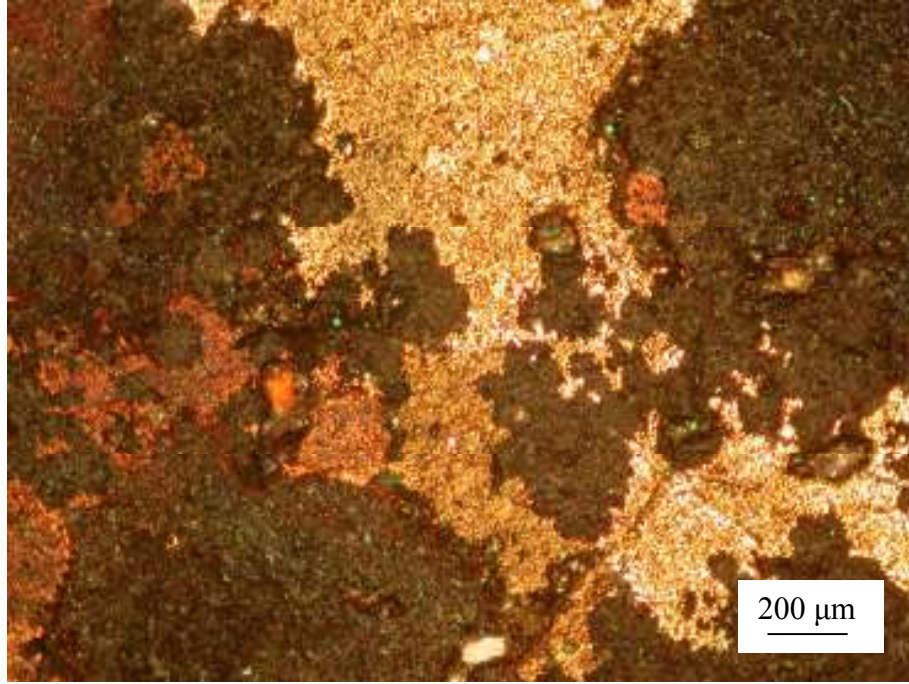


(a)

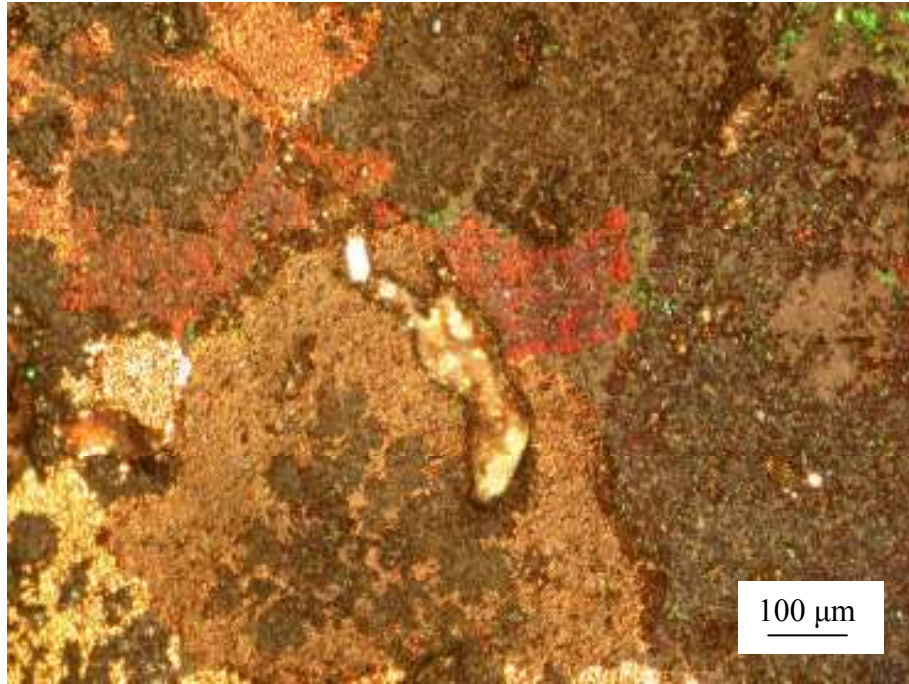


(b)

Şekil 3.28. B2-h3 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

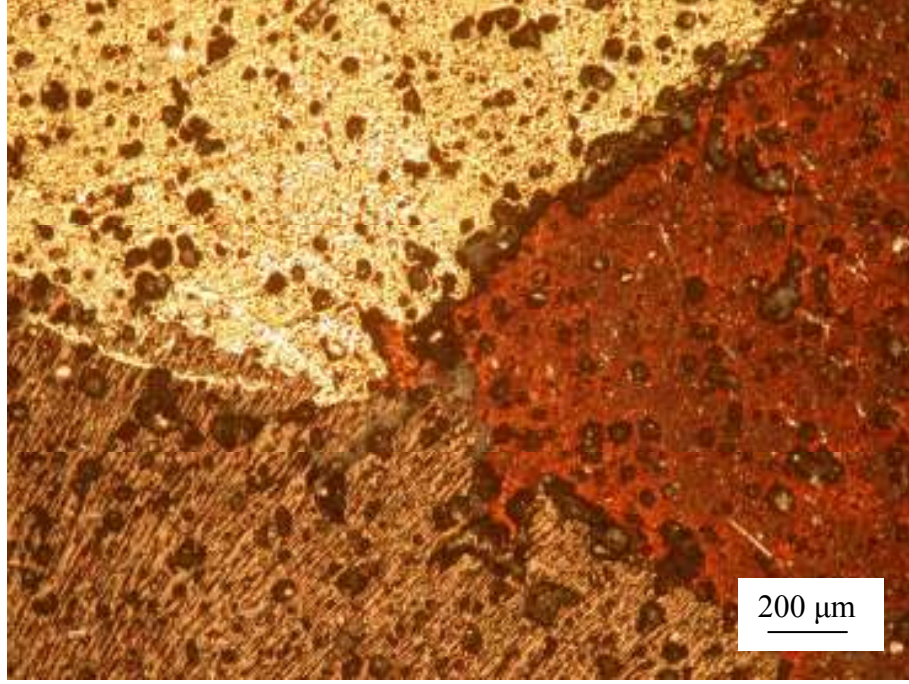


(a)

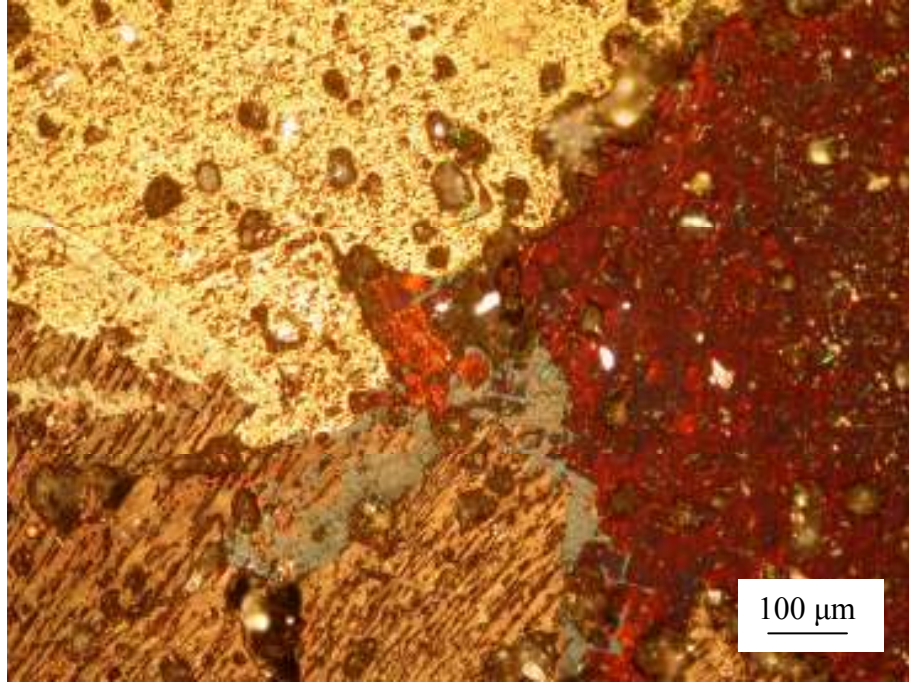


(b)

Şekil 3.29. C2-h3 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

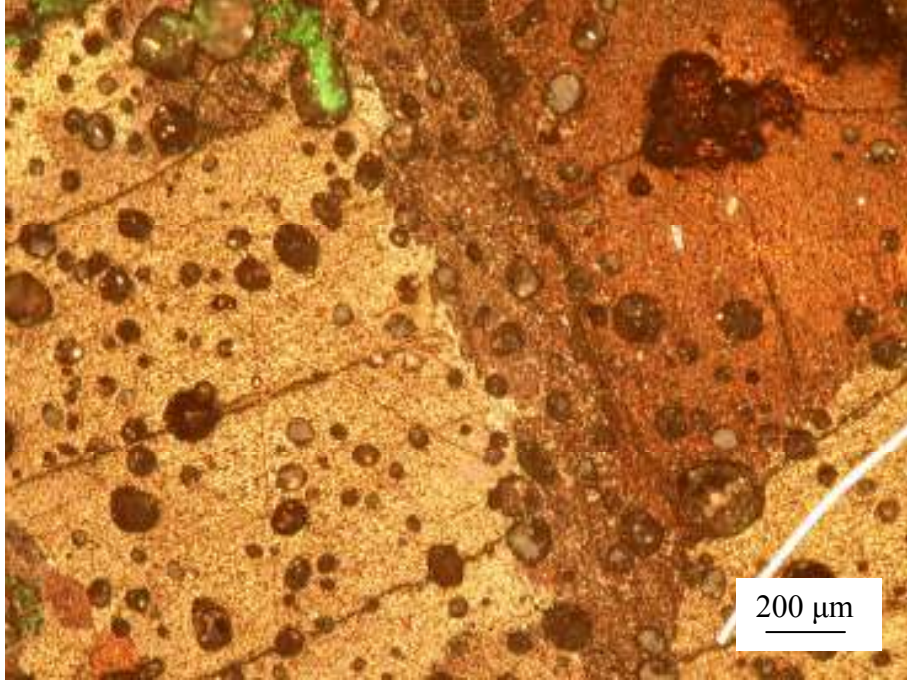


(a)

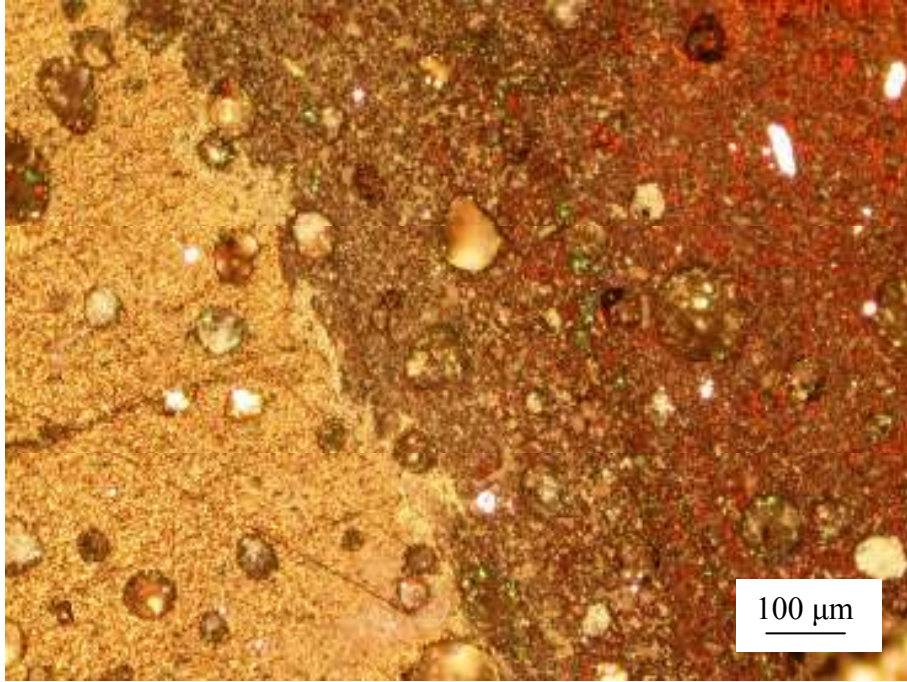


(b)

Şekil 3.30. A2-h4 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

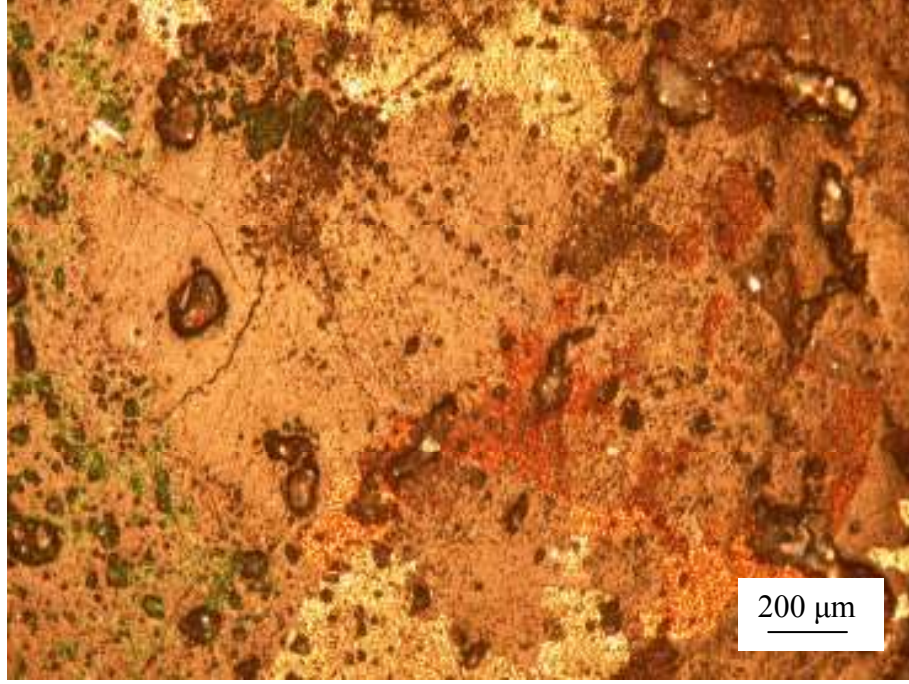


(a)

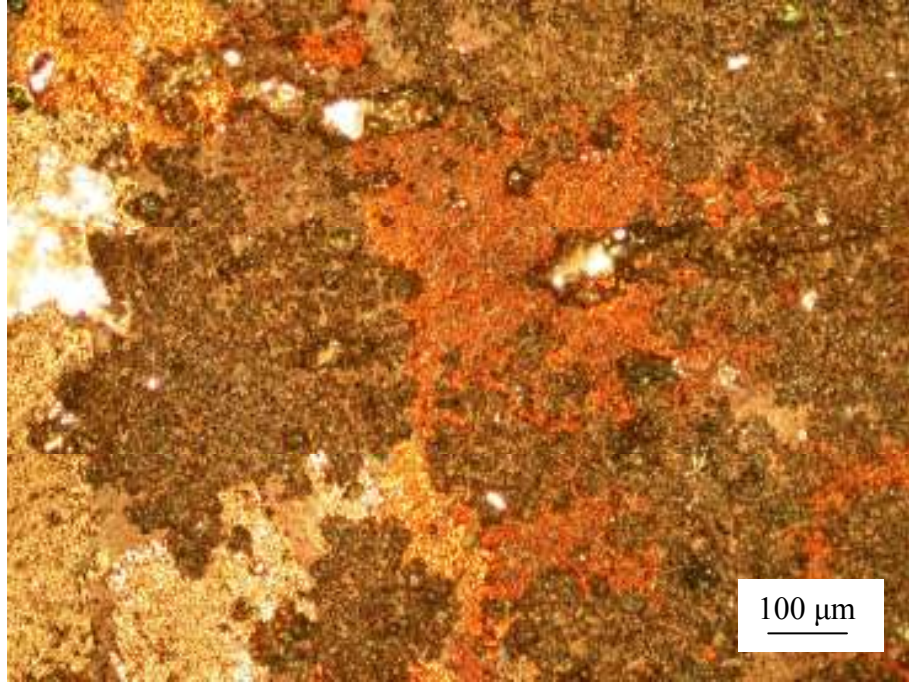


(b)

Şekil 3.31. B2-h4 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

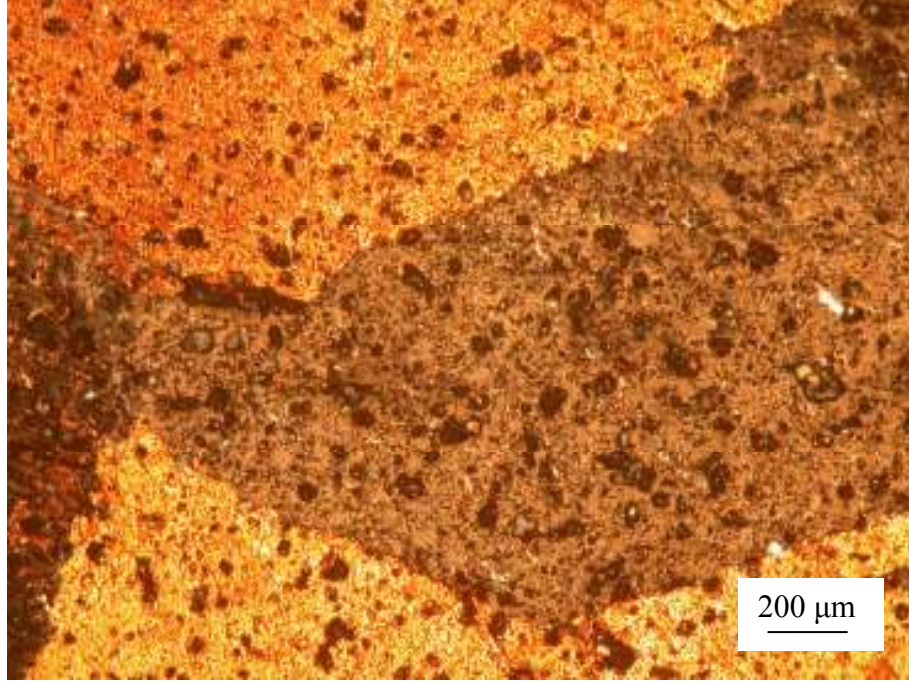


(a)

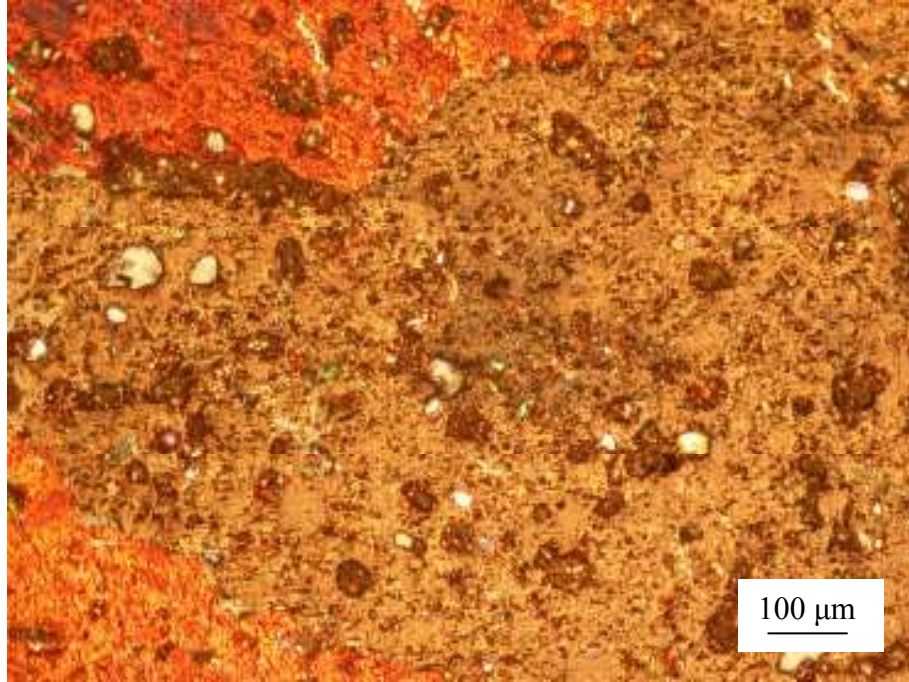


(b)

Şekil 3.32. C2-h4 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

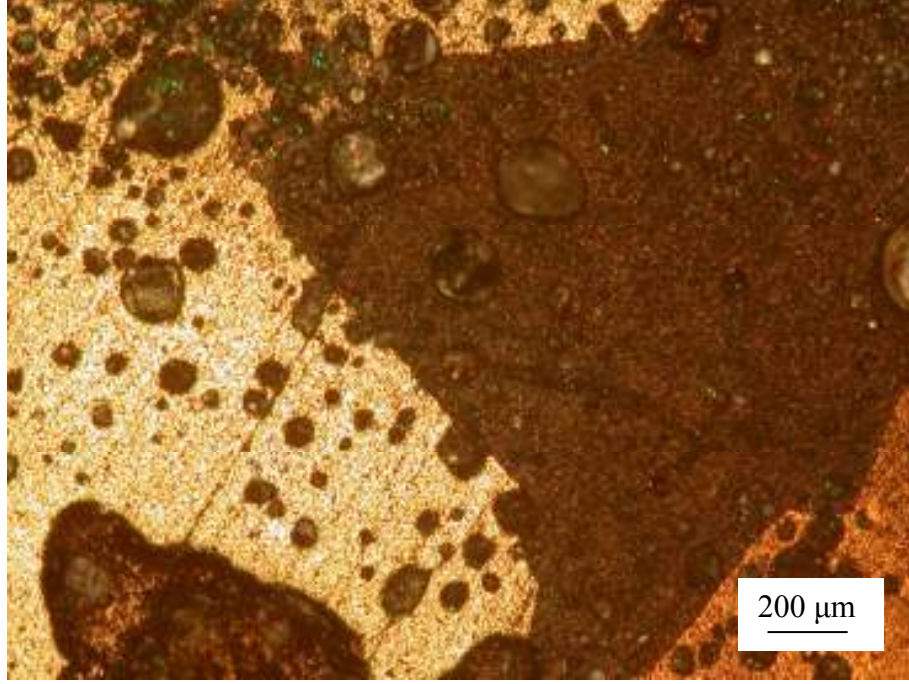


(a)

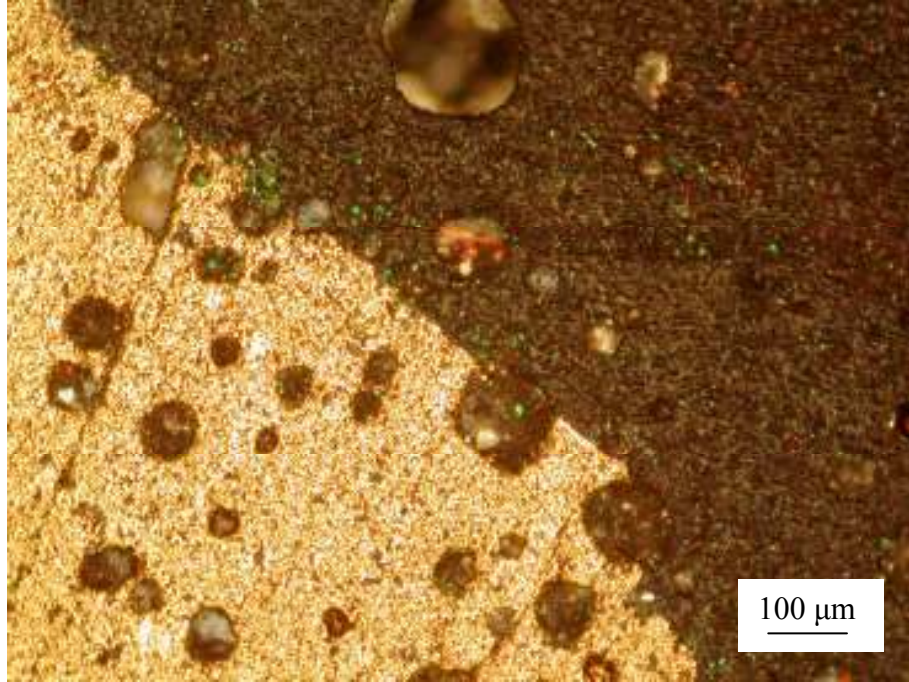


(b)

Şekil 3.33. A2-h5 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

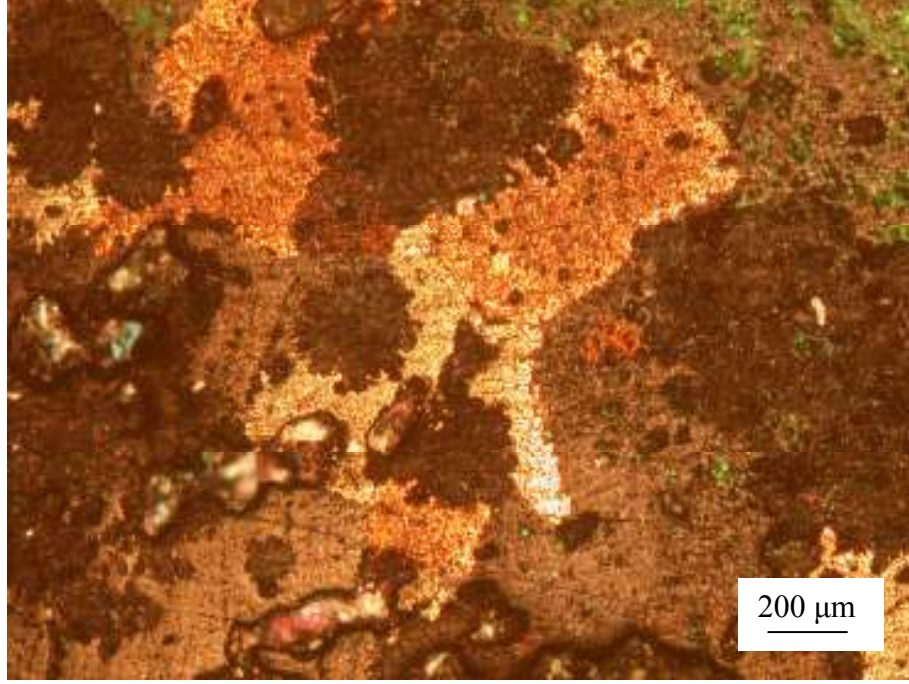


(a)

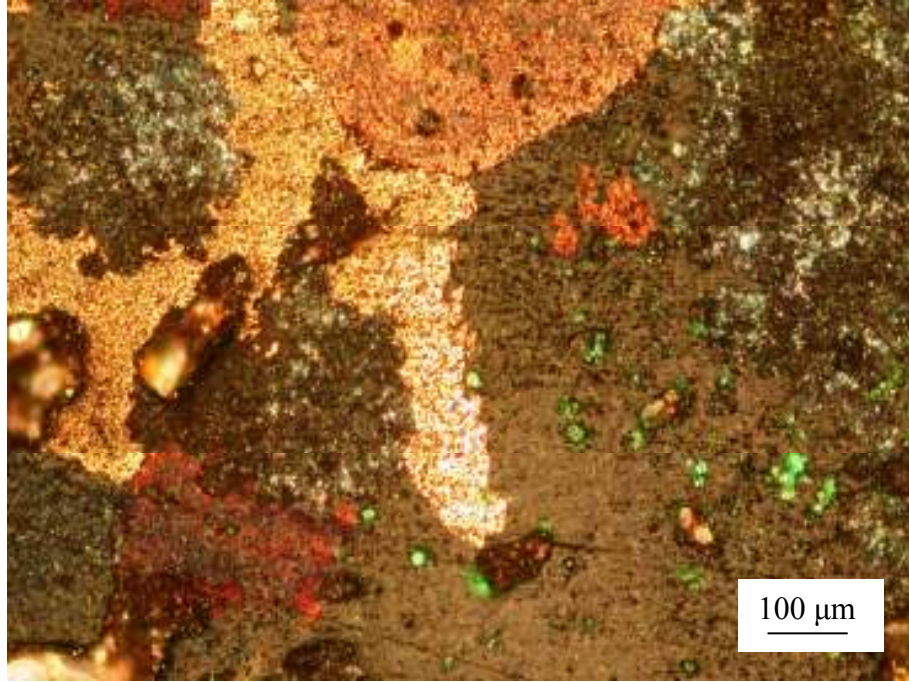


(b)

Şekil 3.34. B2-h5 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme



(a)



(b)

Şekil 3.35. C2-h5 numunesinin polarize optik mikroskopla çekilmiş fotoğrafları
(a) 150, (b) 300 büyütme

3.5. Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

Süperiletkenlerin uygulama aşamasında teknolojik açıdan manyetik kaldırma kuvveti önemli bir yer tutmaktadır. Bu göz önüne alınarak, geliştirilen bir düzenek sayesinde manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri sıvı azot sıcaklığında (77 K) ve alansız soğutma rejimi altında (ZFC), süperiletken numune ile Nd-Fe-B mıknatısı arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak ölçüldü. Düzenekte kullanılan eksensel manyetik alana sahip standart Nd-Fe-B mıknatısının şekli ve manyetik alanının mesafeyle değişimi Şekil 3.36 ile verildi. Manyetik alanın mesafeyle değişiminin üstel bir şekilde azaldığı Şekil 3.36'dan açıkça görülmektedir. Kullanılan mıknatıs silindirik şekilli olup ebatları 30 mm çapında 30 mm yüksekliğindedir. Bu mıknatısın üst yüzeyinin tam merkezinde manyetik alan şiddeti 550 mT olmasına rağmen, yaklaştırılan en yakın mesafe olan $z=3$ mm'de bu şiddet yaklaşık 440 mT olmaktadır.

Manyetik kaldırma kuvveti ile mesafe arasındaki ilişkinin matematiksel olarak ifadesi önceleri tek üstel (exponential) fonksiyonla tanımlanabileceği ileri sürüldü (Moon vd., 1989). Fakat daha sonra yapılan çalışmalar sonucunda bu ilişkinin aslında iki ayrı fonksiyonla açıklanabileceği anlaşıldı. Bu fonksiyonlar,

$$F_L = F_1 \exp(-F_2 z) - F_3 \exp(-F_4 z) \quad (3.1)$$

biçimde olup burada F_1 , F_2 , F_3 ve F_4 sabit değerleri F_L kaldırma kuvvetini z ise mıknatıs ve süperiletken arasındaki mesafeyi göstermektedir (Yang vd., 1998).

Yapılan bu çalışma için, daha iyi uyum gösteren aşağıdaki fonksiyonlar kullanıldı:

$$F_L = F_1 \exp(-F_2 z) \rightarrow \text{İtici Kısım} \quad (3.2)$$

$$F_L = -F_3 \exp(-F_4 z) + F_5 z^{-k} \rightarrow \text{Çekici Kısım} \quad (3.3)$$

Formülde verilen F_1 , F_2 , F_3 , F_4 , F_5 ve k pozitif sabit değerleri göstermekte olup çekici kısımda verilen ikinci terim ise itici ve çekici kısımlar arasındaki dengeyi belirleyen denge terimidir (Bolat, 2003). Ölçüm sonuçları göz önüne alınarak, itici kısım için denklem (3.2) ve çekici kısım için denklem (3.3) kullanılarak deneysel fit eğrileri elde edildi.

Ölçümü alınan numunelerin kalınlıkları Tablo 3.2'de verildiği gibidir.

Tablo 3.2. Kaldırma kuvveti ölçümlerindeki numunelerin kalınlıkları

Numune Kalınlık (mm)	MPMG			FQMG			Y211 potada FQMG		
	A1	A2	A3	B1	B2	B3	C1	C2	C3
h1	6,3	6,2	6,3	4,6	4,1	4,4	4,3	4,4	4,3
h2	5,9	5,5	5,5	4,3	3,8	4,2	3,5	3,7	3,7
h3	-	4,5	-	-	3,3	-	-	3,2	-
h4	-	3,5	-	-	2,8	-	-	2,7	-
h5	-	2,5	-	-	2,3	-	-	2,2	-

Şekil 3.37 MPMG eritme yöntemi ile üretilen A1-h1 numunesine ait birim hacim ve birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimini göstermektedir. Burada numune önce alan uygulanmaksızın soğutuldu ve sonra mıknatıs $z=50$ mm mesafesine yerleştirildi. Zaman kaybetmeden yerleştirilen mıknatıs süperiletken numuneye doğru yaklaştırıldı. Bu esnada alınan ölçümler, kaldırma kuvvetinin itici kısmını oluşturmaktadır. Mıknatıs numuneye en yakın mesafeye yaklaştırıldıktan sonra cihaz tarafından otomatik olarak uzaklaştırıldı. Bu esnada alınan ölçümler ise kaldırma kuvvetinin çekici kısmını teşkil etmektedir. Bu biçimde manyetik kaldırma kuvveti ölçümü alındı ve alınan ölçüm verilerinden fit eğrileri elde edildi. Bu numune için, birim hacimdeki maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=283$ mN/cm³, maksimum çekici kuvvet $f_L=-126$ mN/cm³ ve birim kütle başına düşen kuvvet değerleri de sırasıyla $f_L=51$ mN/g, $f_L=-23$ mN/g olarak elde edildi.

A2-h1 numunesinde birim hacimdeki maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=500$ mN/cm³, maksimum çekici kuvvet $f_L=-157$ mN/cm³ ve birim kütle başına düşen

değerler ise sırasıyla $f_L=86$ mN/g, $f_L=-27$ mN/g olup bu değerler A1-h1 numunesiyle mukayese edildiğinde, hem itme hem de çekme kuvvetinde artış olduğu gözlemlendi (Şekil 3.38). Bu kalınlıkta en büyük maksimum itici kaldırma kuvveti değeri, bu numunede elde edildi. A3-h1 numunesi A1-h1 ve A2-h1 numunelerine göre incelendiğinde, her iki kısım için kaldırma kuvveti değerlerinde azalma olduğu tespit edildi (Şekil 3.39).

Şekil 3.40’da verilen FQMG eritme yöntemi ile üretilen B1-h1 numunesine ait birim hacimdeki maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=125$ mN/cm³, maksimum çekici kuvvet $f_L=-104$ mN/cm³ ve birim kütle başına düşen değerler de sırasıyla $f_L=20$ mN/g, $f_L=-17$ mN/g şeklindedir. B2-h1 numunesi B1-h1 numunesi ile karşılaştırıldığında, hem birim hacimdeki hem de birim kütledeki maksimum itici ve çekici kuvvet değerlerinde belli bir miktar artış olduğu gözlemlendi (Şekil 3.41). B2-h1 numunesi göz önünde tutularak B3-h1 numunesi incelendiğinde, maksimum itme kuvveti değeri belli bir miktar düştü ama maksimum çekme kuvveti değeri belli bir miktar arttı (Şekil 3.42). Ayrıca, B1-h1→B3-h1 gidildikçe, itici kısmın eğrisindeki üstel artışın maksimum değere gidişinde bir azalma olduğu tespit edildi.

Y211 potada FQMG eritme yöntemi ile üretilen C1-h1 numunesinin birim hacimdeki maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=33$ mN/cm³, maksimum çekici kuvvet $f_L=-30$ mN/cm³ ve birim kütle başına değerleri de sırasıyla $f_L=8$ mN/g, $f_L=-7$ mN/g’dir (Şekil 3.43). C1-h1 numunesi dikkate alınarak C2-h1 numunesi incelenirse, itme kuvvetinde hafif bir düşüş gözlenirken çekme kuvvetinde hafif bir artış tespit edildi (Şekil 3.44). C3-h1 numunesi C2-h1 numunesi ile karşılaştırıldığında, hem itme hem de çekme kuvvetinde bir azalmanın olduğu gözlemlendi (Şekil 3.45). Bu eritme yöntemi diğer iki eritme yöntemleriyle kıyaslandığında, itici kısım için üstel artışın giderek azaldığı, hemen hemen doğrusal bir davranış sergilediği ve maksimum değere yaklaştıkça bir doyulum meydana geldiği görülmektedir.

Şekil 3.46 h2 kalınlığı için alınan A1-h2 numunesi ait kaldırma kuvveti değerlerini göstermektedir. A1-h1 numunesi ile kıyaslandığında, birim hacimdeki maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=319$ mN/cm³’e artış gösterirken, maksimum çekici kuvvet $f_L=-121$ mN/cm³’e düşüş gösterdi ve yine benzer şekilde birim kütle başına maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=55$ mN/g’a artarken, maksimum çekici kuvvet $f_L=-21$ mN/g’a düştü. A2-h2 numunesi A2-h1 numunesi ile kıyaslanarak elde edilen gözlem sonucuna göre, maksimum itici kaldırma kuvveti ve çekici kuvvet değerlerinde kayda değer miktarda artış olduğu tespit edildi (Şekil 3.47). A3-h2 numunesi A3-h1 numunesi dikkate alınarak

incelenirse, itme kuvvetinde belli bir artış gözlenirken çekme kuvvetinde pek bir değişikliğin olmadığı gözlemlendi (Şekil 3.48).

B1-h2 numunesi B1-h1 numunesi göz önünde tutularak mukayese edildiğinde, birim hacimdeki maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=194 \text{ mN/cm}^3$ 'e önemli bir artış gösterirken, maksimum çekme kuvveti $f_L=-58 \text{ mN/cm}^3$ 'e önemli düşüş gösterdi ve yine benzer şekilde birim kütle başına düşen maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=34 \text{ mN/g}$ 'a artarken, maksimum çekme kuvveti $f_L=-10 \text{ mN/g}$ 'a düşüş gösterdi (Şekil 3.49). B2-h2 numunesi ile B2-h1 numunesi kıyaslandığında, itme kuvvetinde kayda değer ölçüde artış gözlenirken çekme kuvvetinde hafif bir artış tespit edildi (Şekil 3.50). B3-h2 numunesi B3-h1 numunesi ile karşılaştırıldığında ortaya çıkan sonuca göre, itme kuvvetinde dikkate değer bir artış ve çekme kuvvetinde yine dikkate değer bir azalış göze çarpmaktadır (Şekil 3.51). Tüm bunlara ilaveten, bu yöntemde h1 ve h2 kalınlıkları arasında alınan ölçüm sonucuna göre şu sonuç ilgi çekicidir: h2 kalınlığında özellikle itme kuvvetindeki üstel değişimin daha iyi olduğu yani belli bir değerden sonra doyumun olmadığıdır.

Şekil 3.52'de verilen C1-h2 numunesi incelenirse, C1-h1 numunesine göre itme kuvvetinde değişiklik olmamasına rağmen çekme kuvveti değerlerinde belli bir miktar artışın olduğu görüldü. C2-h1 numunesi dikkate alınarak C2-h2 numunesine bakılırsa, hem itme hem de çekme kuvveti değerlerinde az bir miktar artış göze çarpmaktadır (Şekil 3.53). C3-h2 numunesi C3-h1 numunesi ile karşılaştırıldı ve C3-h2 numunesinin itme kuvvetinde azalma tespit edilirken çekme kuvvetinde artma gözlemlendi (Şekil 3.54).

Şekil 3.55 h3 kalınlığı için alınan A2-h3 numunesi ait kaldırma kuvveti değerlerini göstermektedir. Şekildeki veriler A2-h2 numunesinin verileri ile mukayese edilirse, birim hacimde maksimum itici kuvvet $f_L=524 \text{ mN/cm}^3$ 'e düşüş gösterirken, maksimum çekme kuvveti $f_L=-250 \text{ mN/cm}^3$ 'e artış gösterdi ve yine benzer şekilde birim kütledeki maksimum itici kuvvet $f_L=89 \text{ mN/g}$ 'a düşerken, maksimum çekme kuvveti $f_L=-42 \text{ mN/g}$ 'a artışı tespit edildi. B2-h3 numunesi B2-h2 numunesi ile karşılaştırıldığında, hem itme hem de çekme kuvvetinde belli bir miktar artış gözlemlendi (Şekil 3.56). C2-h2 numunesini göz önüne alınarak C2-h3 numunesi verileri incelenirse, itme kuvvetinde kayda değer bir artış gözlenirken çekme kuvvetinin hemen hemen değişmediği tespit edildi (Şekil 3.57).

h4 kalınlığında alınan kaldırma kuvveti ölçümleri sonuçlarından biri olan A2-h4 numunesi A2-h3 numunesi baz alınarak kıyaslanırsa, birim hacimdeki maksimum itici kuvvetin $f_L=503 \text{ mN/cm}^3$ 'e düştüğü gözlenirken, maksimum çekici kuvvetin $f_L=-256 \text{ mN/cm}^3$ 'e artışı gözlemlendi ve yine benzer şekilde birim kütledeki maksimum itici

kuvvetin $f_L=86$ mN/g'a düşerken, maksimum çekici kuvvetin $f_L=-44$ mN/g'a artışı görüldü (Şekil 3.58). B2-h4 numunesi ile B2-h3 numunesi karşılaştırıldığında, hem itme hem de çekme kuvveti şiddetlerinde belli bir miktar artışın olduğu tespit edildi (Şekil 3.59). C2-h4 numunesi C2-h3 ile mukayese edildi ve neticesinde itme kuvvetinde hafif bir artma görülürken çekme kuvvetinde ise belli bir değerde azalma olduğu gözlemlendi (Şekil 3.60).

Son kalınlık tayini için ele alınan h5 kalınlığında, A2-h5 numunesi verileri A2-h4 numunesi verilerine göre itme ve çekme kuvvetlerinde dikkate değer bir düşüş gösterirdi (Şekil 3.61). Yine benzer şekilde, B2-h4 göz önüne alınarak incelenen B2-h5 numunesi, itme kuvvetinde kayda değer artış gösterirken çekme kuvveti hemen hemen aynı kaldı (Şekil 3.62) ve son olarak C2-h5 numunesi C2-h4 ile mukayese edilerek irdelendiğinde, itme kuvveti şiddetinde belli bir azalma gözlenirken çekme kuvveti şiddetinde kayda değer bir artışın olduğu gözlemlendi (Şekil 3.63).

Şekil 3.64 h1 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimini göstermektedir. Buna göre, itme kuvvetindeki en büyük itici kuvvet $f_L=500$ mN/cm³ olan A2-h1 numunesidir ve çekme kuvvetindeki en büyük çekici kuvvet $f_L=-161$ mN/cm³ olan B3-h1 numunesidir. Ayrıca, çekme kuvvetinde en büyük değere çok yakın olan diğer numune ise $f_L=-157$ mN/cm³ olan A2-h1 numunesidir. Bu iki çekme kuvveti karşılaştırılsa, A2-h1 numunesi $z=11$ mm mesafesinde maksimum değere sahip iken B3-h1 numunesi $z=8$ mm mesafede maksimum değere sahiptir. Bundan dolayı, A2-h1 numunesi daha yavaş bir biçimde maksimuma yaklaşmaktadır ve bundan sonraki sifra üstel yaklaşımda ise numune daha yayvan ve geniş ilmeklidir. Şekil 3. 64'ün içerisinde gösterilen küçük şekilde, C numunelerine ait itme ve çekme kuvvetleri daha ayrıntılı bir biçimde gösterilmektedir.

h2 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişimi Şekil 3.65 ile verildi. Bu Şekle göre, en büyük maksimum itici kaldırma kuvveti $f_L=565$ mN/cm³ olan A2-h2 numunesidir ve en büyük maksimum çekici kuvvet ise $f_L=-212$ mN/cm³ olan yine A2-h2 numunesidir. Çekme kuvvetinde A2-h2 numunesi ile A2-h1 numunesi mukayese edildiğinde, itme kuvvetinden çekme kuvvetine geçişin daha hızlı olduğu ve çekme kuvvetinin maksimum olduğu mesafenin $z=11$ mm'den $z=9$ mm durumuna kaydığı tespit edildi.

Tüm numuneler için h3 kalınlığı göz önüne alındığında, birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişimi Şekil 3.66'da gösterildiği gibidir. Bu kalınlıkta ve bundan sonraki kalınlıklarda her yöntemden birer tane numune vardır. Alınan ölçüm

sonuçlarına göre, en büyük maksimum itici kuvvet $f_L=524 \text{ mN/cm}^3$ ve en büyük maksimum çekici kuvvet $z=8,5 \text{ mm}$ mesafesinde $f_L=-250 \text{ mN/cm}^3$ olan A2-h3 numunesidir.

Şekil 3.67’de h4 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişimi verilmektedir. Buna göre, en büyük maksimum itme kuvveti $f_L=503 \text{ mN/cm}^3$ ve en büyük maksimum çekme kuvveti $z\approx 8,5 \text{ mm}$ mesafesinde $f_L=-250 \text{ mN/cm}^3$ olan A2-h4 numunesidir.

Son olarak, tüm numuneler için h5 kalınlığında birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişimi Şekil 3.68’de gösterildi. Verilere göre, A2-h5 numunesi en büyük maksimum itme kuvveti $f_L=424 \text{ mN/cm}^3$ ve en büyük maksimum çekme kuvveti $z=8 \text{ mm}$ mesafesinde $f_L=-226 \text{ mN/cm}^3$ olan değerlere sahiptir.

Her üç yöntemle üretilen numunelerin manyetik kaldırma kuvveti ölçüm verilerinden yararlanılarak çizilen deneysel fit eğrilerinden elde edilen sonuçlar şu şekilde özetlenebilir: Fit eğrileri MPMG ve FQMG eritme yöntemleri için çok iyi uyum gösterirken, Y211 pota FQMG eritme yöntemi için itici kısımda uyumsuzluk göstermektedir. Bu uyumsuzluğun nedeni olarak, Y211 faz oranının bu numunelerde çok daha fazla olduğu düşünülmektedir. Başka bir değişle, Y211 zehirlenmesi söz konusudur. Bununla ilgili benzer bir durumun literatürdeki yorumu şu şekilde ifade edilmektedir: Belli bir manyetik alan değerinden sonra itici kısmın artmayıp sabit kalması, manyetik alandan dolayı numunenin doyuma ulaştığını göstermektedir (Ito vd., 2006). Dolayısıyla, diğer iki yönteme göre Y211 potada üretilen numunelerin süperiletkenlik kalitesi zayıftır.

Kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişiminden başka ilave bir çalışma olarak, birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi incelendi (Şekil 3.69–73). Buna göre aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

a) Tüm kalınlıklar için maksimum itici kaldırma kuvveti ve maksimum çekici kuvvet değerleri, birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimdeki değerlerle aynıdır.

b) Tüm numuneler birbirleriyle karşılaştırıldığında, en iyi maksimum çekici kuvvetin olduğu noktadaki manyetik alan değeri kalınlığa göre değişmektedir. Bu değerler şu şekildedir: h1 kalınlığı için $B_p=278,1 \text{ mT}$ olan B3 numunesi, h2 kalınlığı için $B_p=252,1 \text{ mT}$ olan A2 numunesi, h3 kalınlığı için $B_p=282,6 \text{ mT}$ olan A2 numunesi, h4 kalınlığı için $B_p=258,4 \text{ mT}$ olan A2 numunesi ve h5 kalınlığı için $B_p=280,3 \text{ mT}$ olan A2 numunesidir.

A2, B2 ve C2 numunelerinde yapılan h1, h2, h3, h4 ve h5 kalınlıklarının tümü için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerlerinin kalınlığa göre değişimi Şekil 3.74’de gösterildi. Buna göre A2 numunesinin değişimi incelendiğinde, h1’den h2 kalınlığına geçildiğinde birim hacimdeki kaldırma kuvvetin arttığı ve bundan sonraki aşamalarda ise kuvvetin giderek azaldığı tespit edildi. B2 numunesi irdelendiğinde, birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin kalınlığın küçülmesi giderek arttığı görüldü. C2 numunesi için h1 kalınlığından h4 kalınlığına doğru birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin giderek arttığı ve h4’den h5 kalınlığına geçildiğinde ise kuvvetin bir miktar azaldığı gözlemlendi.

A2, B2 ve C2 numuneleri ile yapılan h1, h2, h3, h4 ve h5 kalınlıkları için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait çekici kısmın maksimum değerlerinin kalınlığa göre değişimi Şekil 3.75’de verildiği gibidir. Ölçüm sonuçlarına göre A2 numunesi incelendiğinde, h1’den h4 kalınlığa doğru birim hacimdeki çekme kuvvetinin giderek arttığı ve h4’den h5 kalınlığına geçildiğinde ise kuvvetin azaldığı tespit edildi. B2 numunesinin değişimi irdelendiğinde, birim hacimdeki çekme kuvvetinin giderek arttığı gözlemlendi. C2 numunesi için kalınlık değişimiyle kuvvet değerinde dalgalanma olduğu gözlemlendi ve burada dikkati çeken en önemli nokta ise h1’den h2’ye geçildiğinde kuvvetin artmasıdır.

Tüm kalınlıklar için normalize edilen kuvvetin normalize edilen kalınlığa göre değişimi Şekil 3.76’da gösterildi. Burada her bir eritme yöntemi için, maksimum itici kuvvet değerleri kendi içerisindeki en büyük değere ve kalınlıklar da kendi içerisindeki en büyük değer olan ilk kalınlığa bölünerek normalize edildi (Şekil 3.76 (a)). Yine benzer şekilde her bir eritme yöntemi için, maksimum çekici kuvvet değerleri kendi içerisindeki en büyük değere ve kalınlıklar da başlangıç kalınlığına bölünerek normalize edildi (Şekil 3.76 (b)). Bu sonuçlara göre, her üç numune için değişim incelenerek numunelerin kalınlığa göre nasıl değişim gösterdiği ve bu değişimdeki eğiminin nasıl olduğu görülebilir. Vargı şu şekilde özetlenebilir:

a) Tüm numunelerde her iki kısım için, h1’den h2 kalınlığa geçildiğinde kuvvetin arttığı gözlemlendi. Çünkü altta biriken süperiletken olmayan çökeltinin atılması, toplam kütle başına süperiletken faz oranının artmasına neden olmaktadır. Bu da kuvvette bir artış olarak görülmektedir.

b) MPMG yöntemiyle üretilen numunede her iki kısım için kuvvetin önce arttığı daha sonra ise azaldığı tespit edildi.

c) Her iki kısım için FQMG yöntemiyle üretilen numunede yaklaşık olarak kuvvetin giderek arttığı görüldü.

d) Y211 potada FQMG yöntemiyle hazırlanan numunedeki kuvvet değerleri için, itici kısmın önce arttığı daha sonra azaldığı ve çekici kısmın ise önce arttığı daha sonra belli bir nizamiyetten ziyade dalgalandığı göze çarpmaktadır.

Alınan ölçümlerde her bir eritme yöntemi için, farklı maksimum sinterleme sıcaklıklarına göre birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin değişimi h1 kalınlığındaki numuneler için Şekil 3.77’de ve h2 kalınlığındaki numuneler için Şekil 3.78’de verildiği gibidir. Şekiller tetkik edildiğinde, kaldırma kuvvetin en yüksek olduğu en uygun sıcaklık (optimal temperature) değerleri eritme yöntemlerine göre şu şekildedir: h1 ve h2 kalınlıklarının her ikisi için MPMG yönteminde $T^{opt}=1125\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve FQMG yönteminde $T^{opt}=1035\text{ }^{\circ}\text{C}$ şeklindedir. Y211 potada FQMG yönteminde kuvvetinin en yüksek olduğu sıcaklık değeri $T=1005\text{ }^{\circ}\text{C}$ şeklinde olup en uygun sıcaklık değerinin bu sıcaklığın altında olduğu tahmin edilmektedir. Bu eritme yönteminde $T=1015\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklığında üretilen numunede taneler daha görüldüğünden dolayı kalınlık tayini için bu numune tercih edildi.

Şekil 3.79 h1 ve h2 kalınlıklarına için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin maksimum sinterleme sıcaklığına göre değişimini vermektedir. Kıyaslama yapıldığında, MPMG ve FQMG eritme yöntemlerinde kuvvet değerinin kalınlık azaldıkça arttığı anlaşıldı. Y211 potada FQMG eritme yöntemine bakıldığında ise önemli bir farkla $T=1015\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de üretilen numunede kalınlık azaldıkça kuvvetin arttığı gözlemlendi.

Genel olarak alınan ölçümlere göre aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

a) Farklı eritme yöntemleriyle üretilen numunelerde birim hacimdeki kaldırma kuvveti değerlerinin değiştiği görüldü. Yapılan çalışmalarda MPMG eritme yöntemiyle hazırlanan numunelerin diğer eritme yöntemlerine göre daha iyi sonuçlar verdiği tespit edildi. Literatürde çeşitli eritme yöntemleri ile yapılan çalışmalarda seçilen yöntemler birbirleriyle kıyaslanarak hangisinin daha iyi olduğu belirlenmektedir. Ayrıca, yapılan çalışmaların birim hacimdeki kaldırma kuvveti analizinden ziyade genel olarak kaldırma kuvveti (mN ve N) olarak yapıldığı görülmektedir (Shi vd., 1993; Zhou vd., 1991; Lhendroff vd., 1995).

b) Farklı sinterleme işlemlerinde üretilen numunelerin birim hacimdeki kaldırma kuvveti değerlerinin değiştiği tespit edildi. Çalışma sonuçlarına göre, kaldırma kuvvetinin en iyi olduğu sıcaklık değeri elde edildi. Literatürde yapılan çalışmalar incelendiğinde, numunelerin optimal sıcaklık değerlerinin tozunun saflığına, üretme yöntemine, katkı

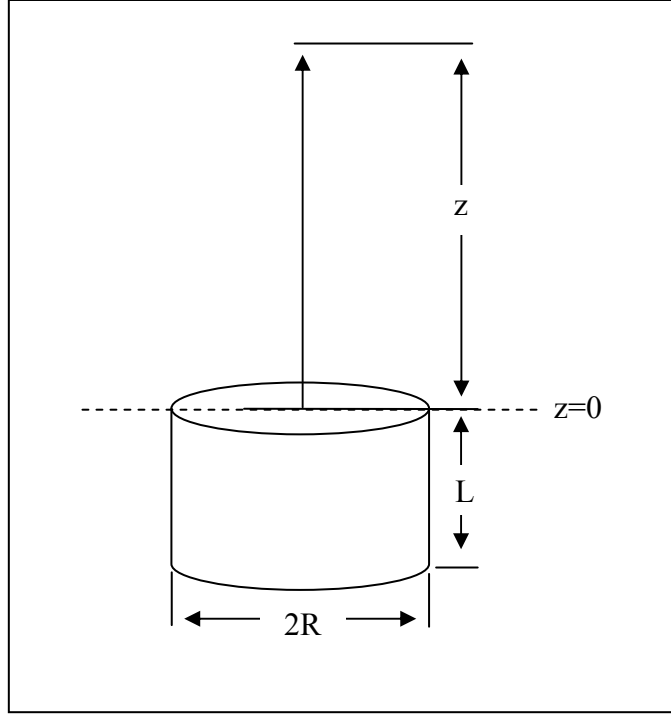
miktarına, ortam şartlarına vb. gibi pek çok etkene bağlı olarak değiştiği ve dolayısıyla kaldırma kuvveti değerinin de buna bağlı olarak değiştiği gözlemlendi. (Park vd., 1998; Pleckhacek, 1999; Zhang vd., 1995; Gencer vd., 1997; Goto ve Hayakawa, 1992).

c) Üretilen numunelerin kalınlıkları değiştikçe birim hacimdeki kaldırma kuvveti değerlerinin de değiştiği görüldü. Ölçüm sonuçlarına göre, eritme yöntemlerinde c eksenine göre hangi aralıkta (Δh) süperiletkenlik kesrinin daha iyi olduğu tespit edildi. Literatürde çalışmanın bu kısmı için araştırma yapıldığında, süperiletken numune kalınlığının kaldırma kuvveti üzerinde önemli etkiye sahip olduğu anlaşıldı. Kalınlık değiştikçe, kaldırma kuvveti değerinin önemli bir ölçüde değiştiği ve bu durumun kaldırma kuvvetinin hesaplandığı şekle göre farklılık gösterdiği anlaşıldı. (Rudnev Ermolaev, 2006; Alqadi vd., 2007; Sagar vd., 1997; Lebnond vd., 1999; Al-Khateeb vd., 2007).

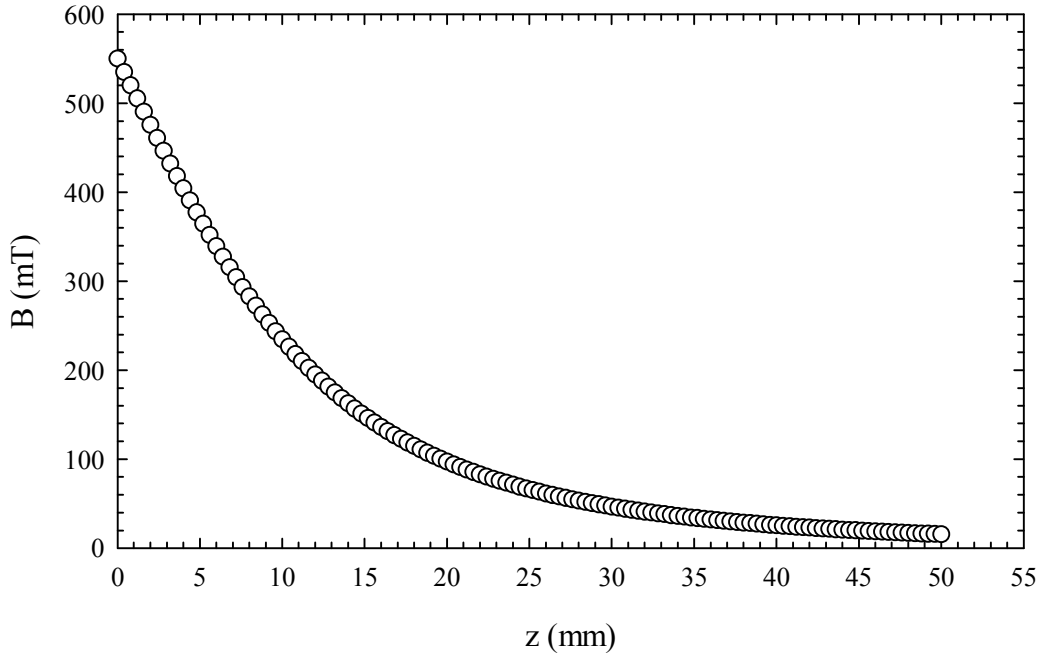
d) Eritme yöntemleri kullanılarak YBCO süperiletkenlerinin üretimi esnasında genelde tanelerin daha çok üst yüzeye yakın bölgelerde büyüdüğü birçok çalışma grubu tarafından ifade edildi. Bu numunelerde diplere doğru ikinci faz ve çökelti fazları meydana gelmektedir. Bu fazlar numunenin bulk yapısına ithaf eden (manyetik kaldırma kuvveti ve bulk kritik akım yoğunluğu gibi) parametrelerin olumsuz yönde etkilemesine neden olmaktadır (Yanmaz vd., 2002; Salama ve Lee, 1994; Frangi vd., 1994; Sengupta vd., 1997; Yang vd., 1998). Bu etkiyi en kolay inceleme yollarından birisi olarak, alt taraftan zımparalama yapmak suretiyle bu fazların peyderpey uzaklaştırılıp manyetik kaldırma kuvvetlerinin tekrar ölçümleriyle yapmak mümkün olabilir. Yapılan çalışmada bu biçimde bir inceleme yapılarak fazların oluşum bölgeleri ve yapılanma malzemesindeki süperiletkenlik kesri hakkında şu sonuçlara ulaşıldı:

i. Geleneksel üretim tekniği olan FQMG yöntemi ile üretilen numunelerde (B numuneleri) çökelti fazlarının genelde diplere doğru ve YBCO (123) tanelerinin ise üst yüzeyde oluştuğu tespit edildi (Şekil 3.74 (b)). Pt potada eritilerek MPMG yöntemi kullanılarak üretilen numunelerde (A numuneleri) tanelerin dibe doğru oluştuğu gözlemlendi (Şekil 3.74 (a)). Y211 içinde FQMG yöntemi uygulanarak üretilen numunelerde (C numuneleri) ise süperiletken tanelerin oluşum yerinde az da olsa bir değişikliğin olduğu sonucuna varıldı.

ii. Ayrıca üretim teknikleri bakımından yapılanma malzemesinde en fazla süperiletkenlik oluşum kesri üzerine yapılan bu inceleme neticesinde, B ve C numunelerinde bu kesir % 30 civarında iken A numunelerinde ise % 80 civarında olduğu tespit edildi.

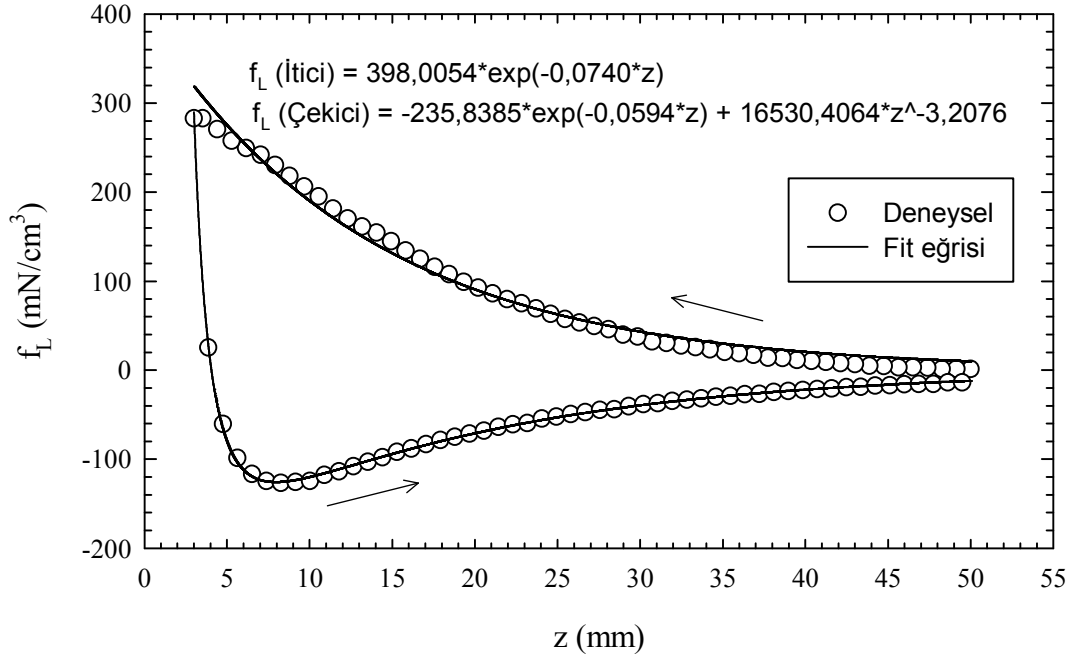


(a)

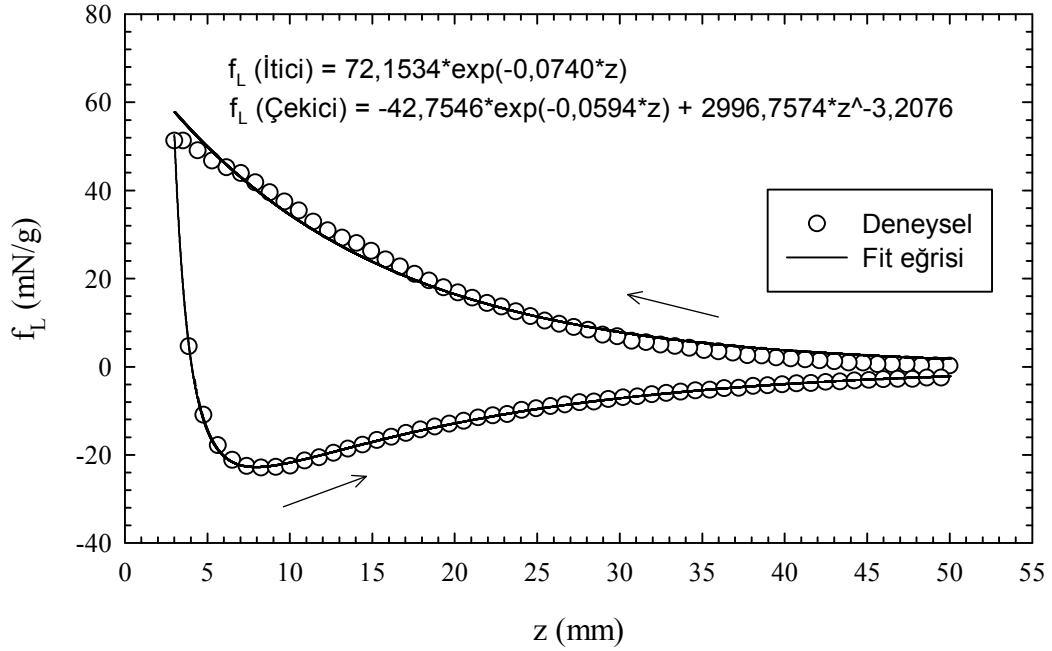


(b)

Şekil 3.36. Kaldırma kuvveti ölçüm düzeneğinde kullanılan eksenel manyetik alana sahip standart Nd-Fe-B seramik mıknatısının mesafeye göre (a) şekli (b) kalibrasyon eğrisi

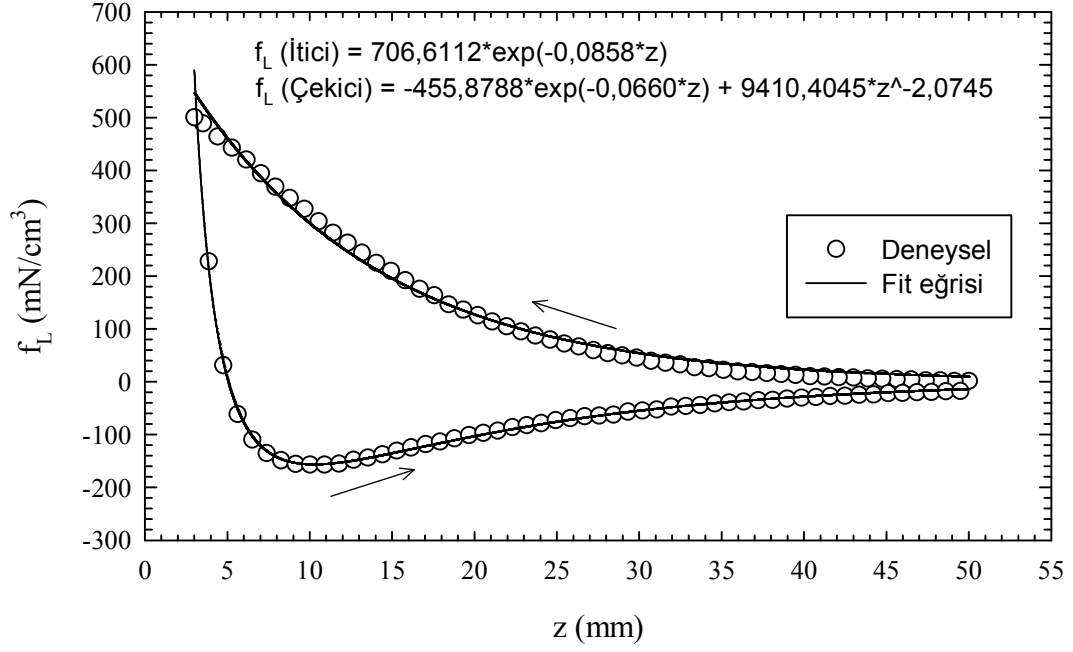


(a)

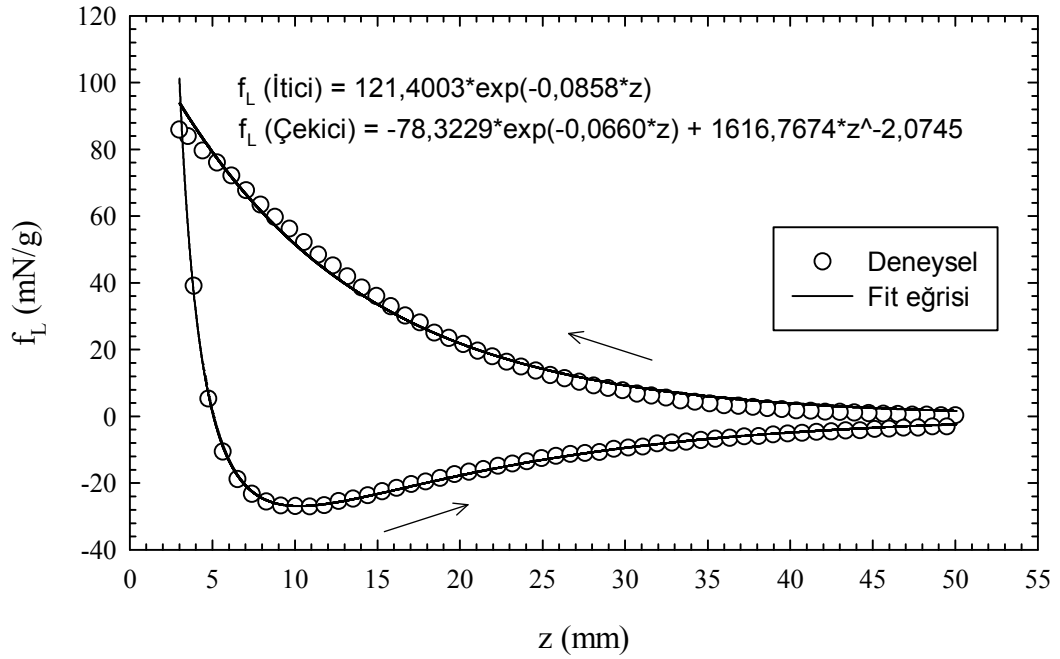


(b)

Şekil 3.37. A1-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

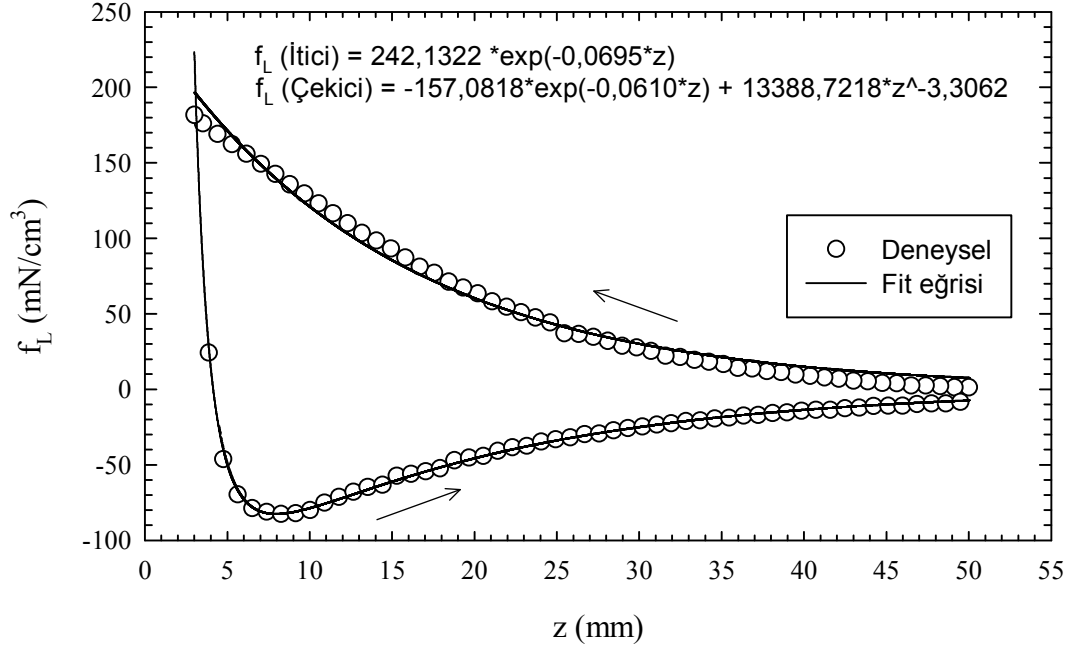


(a)

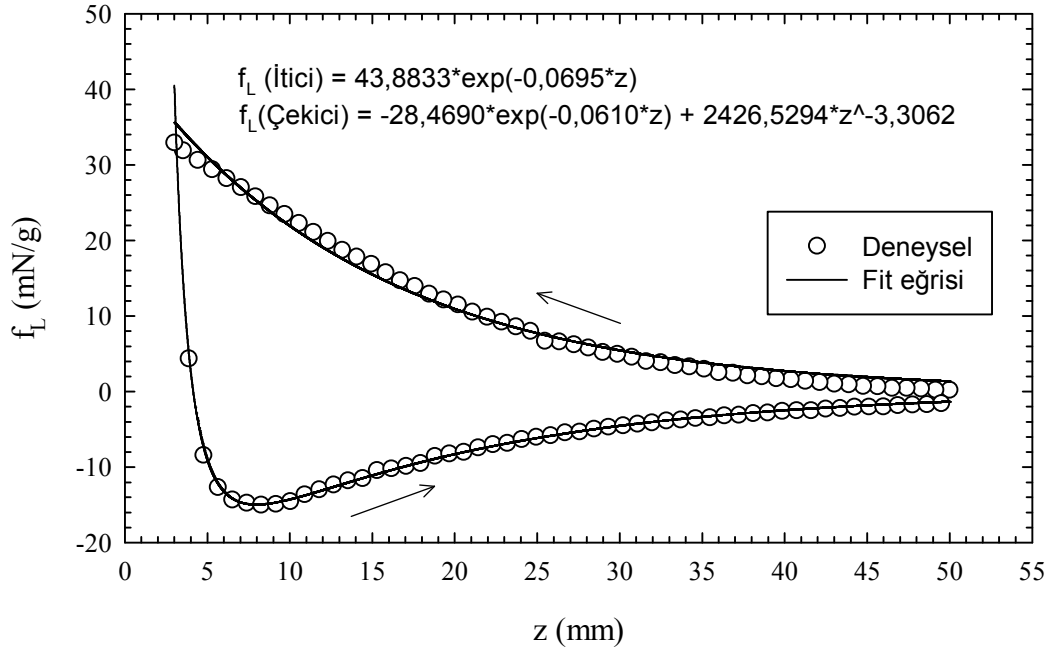


(b)

Şekil 3.38. A2-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

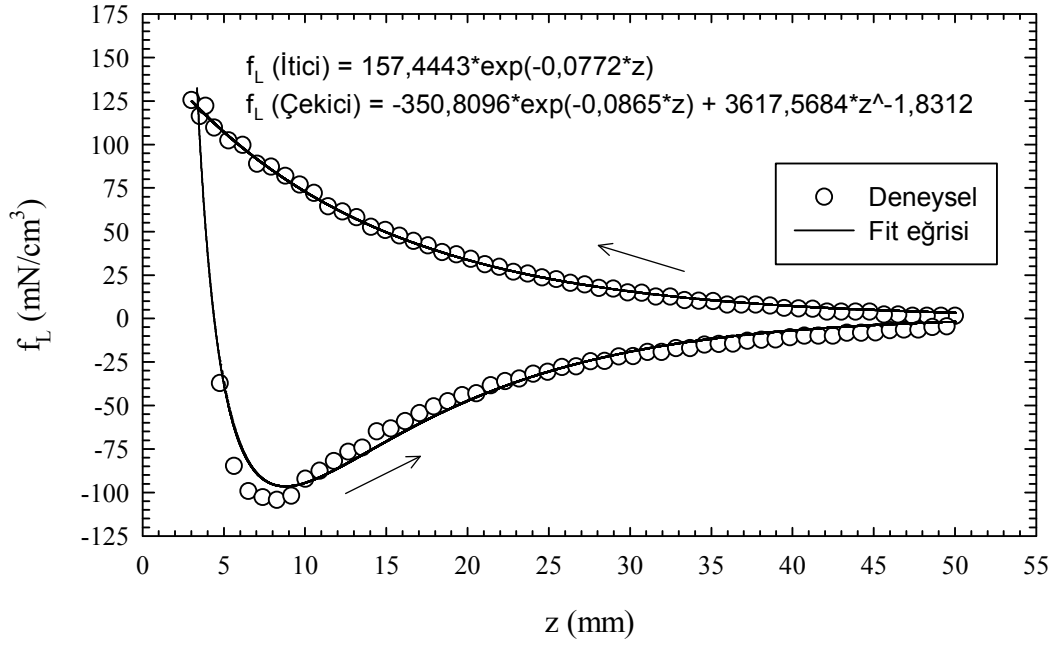


(a)

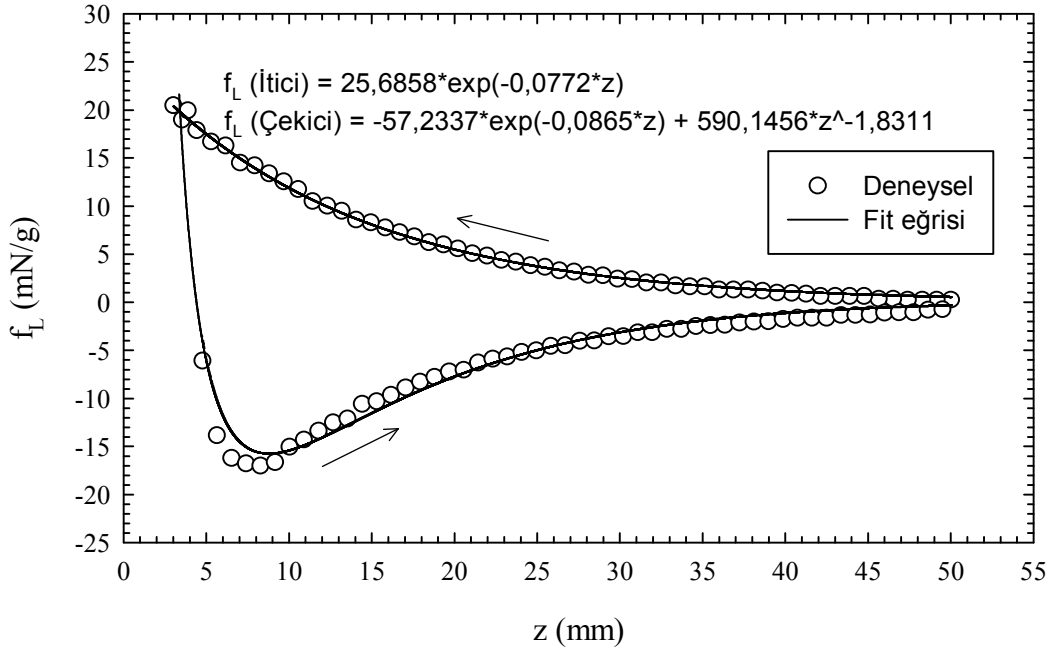


(b)

Şekil 3.39. A3-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

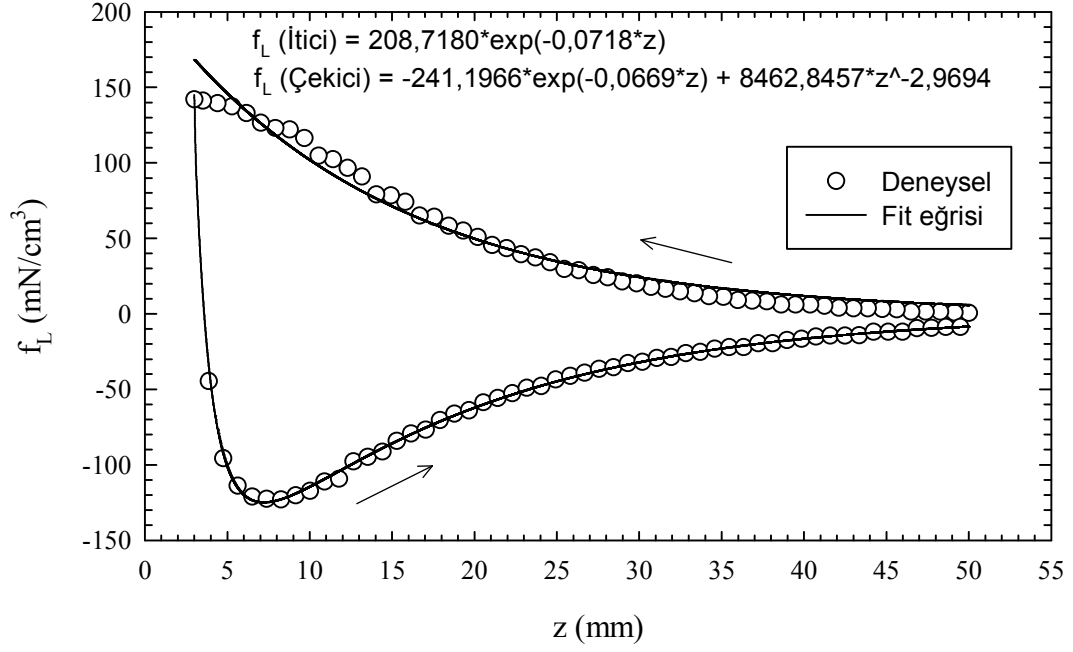


(a)

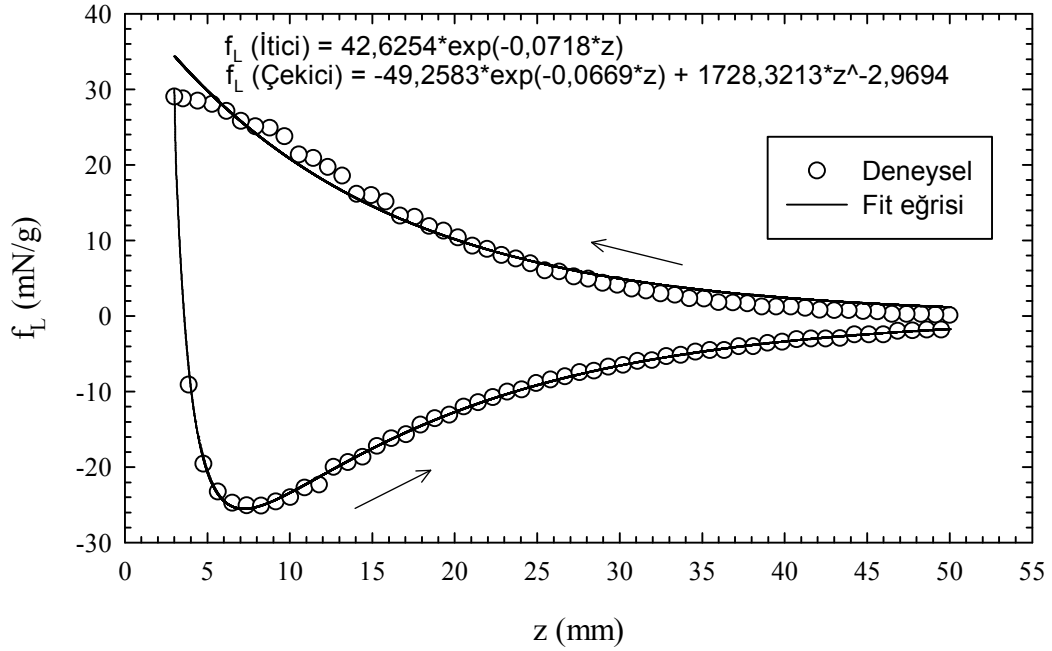


(b)

Şekil 3.40. B1-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

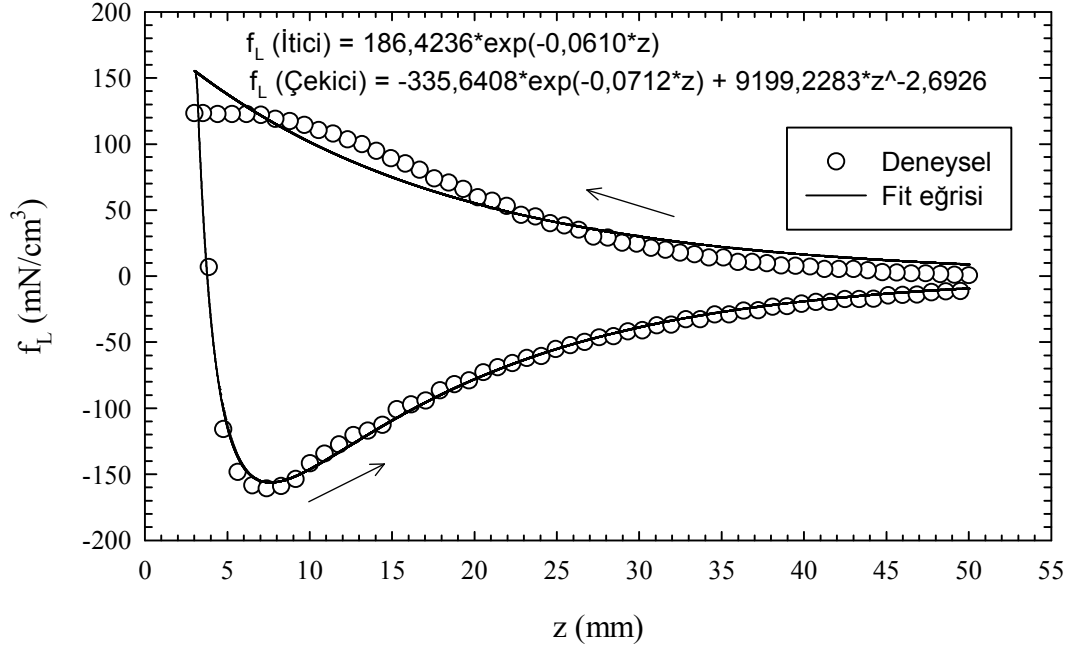


(a)

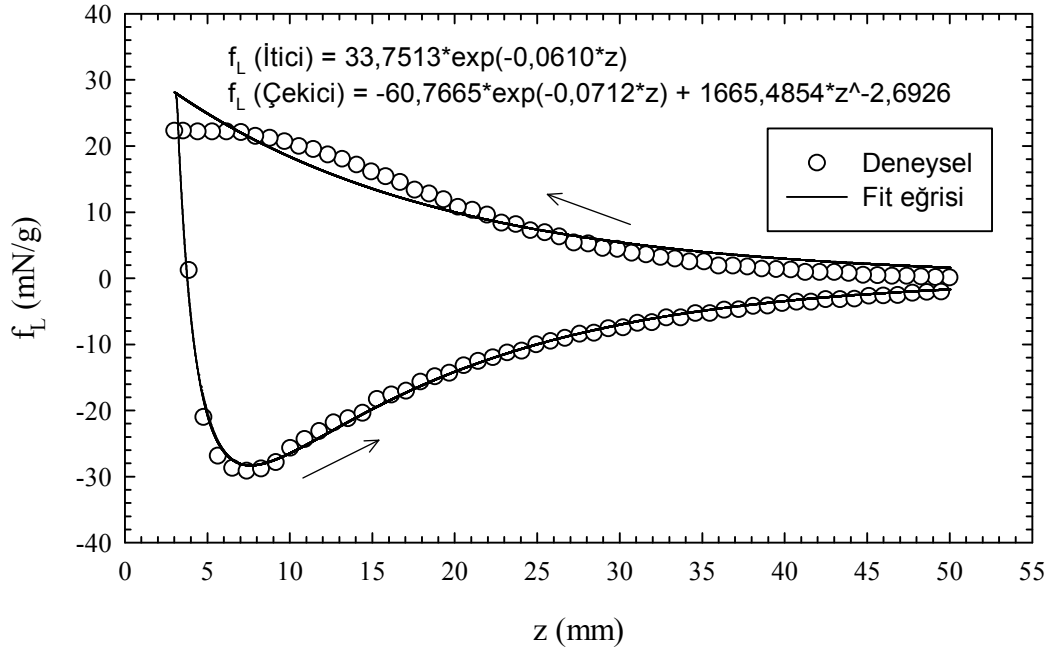


(b)

Şekil 3.41. B2-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

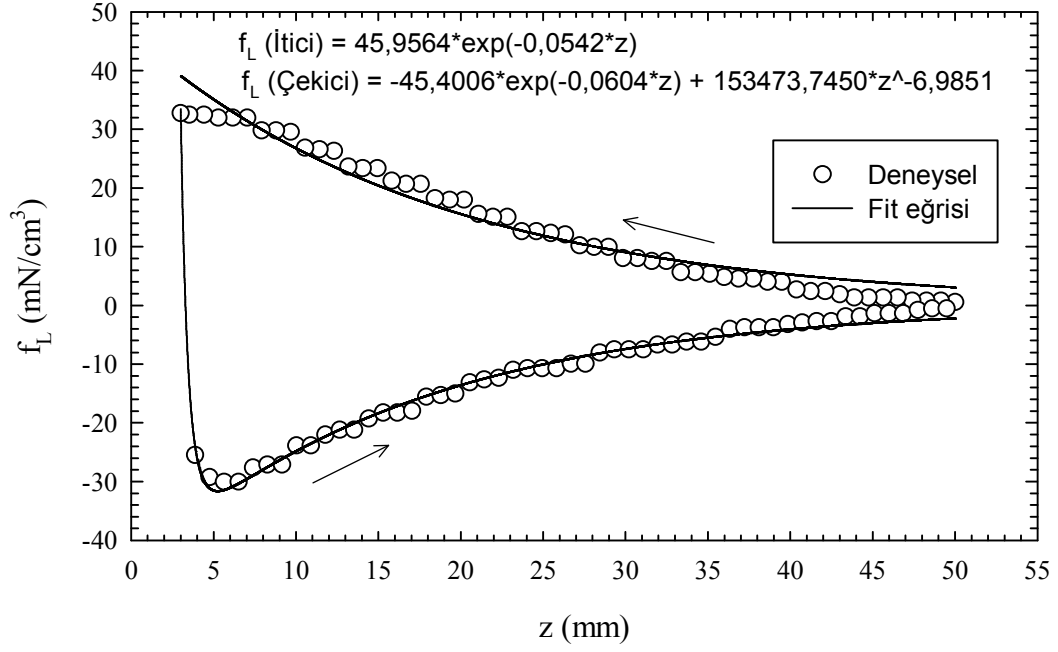


(a)

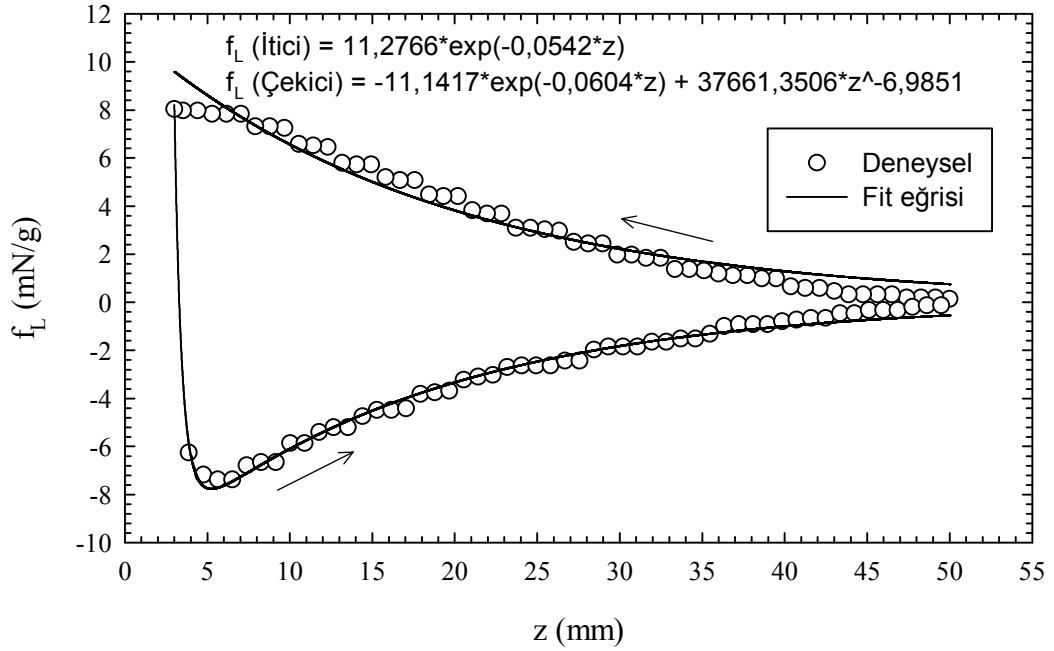


(b)

Şekil 3.42. B3-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

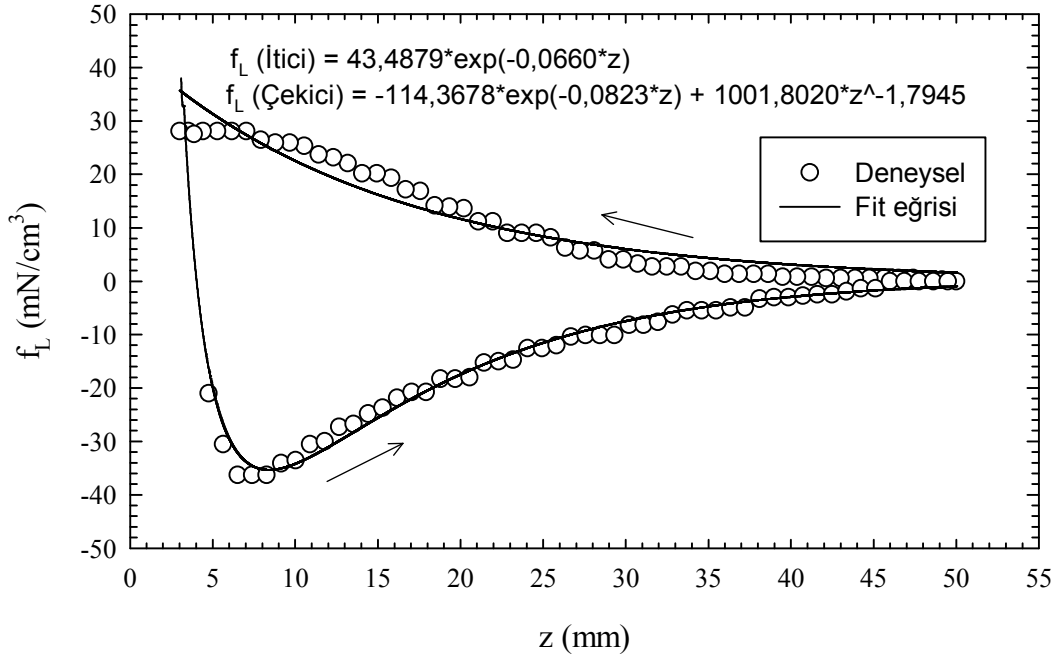


(a)

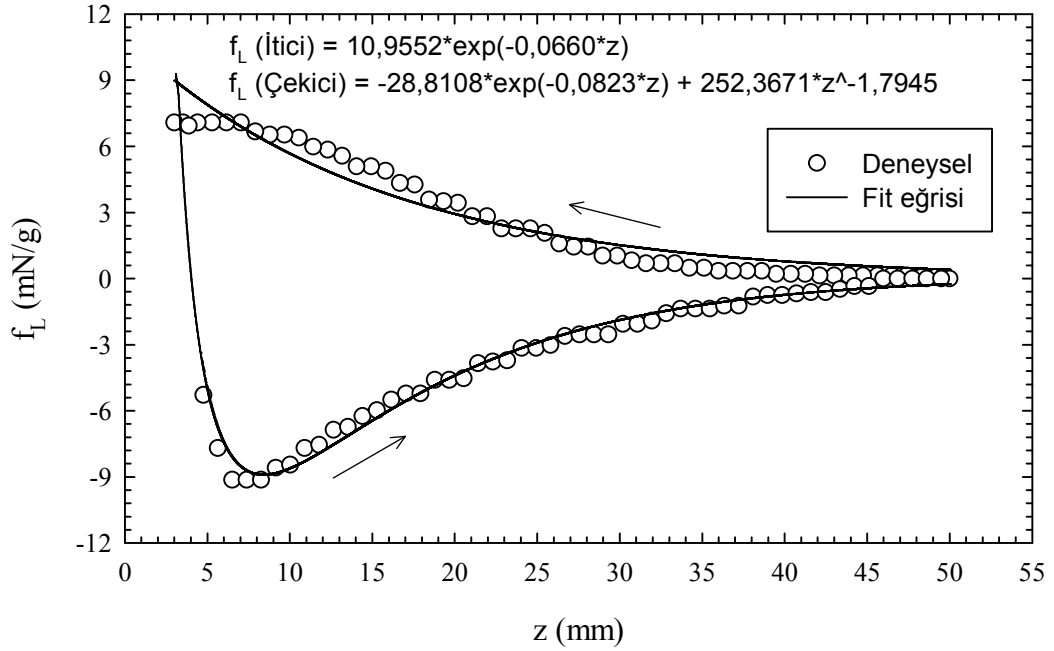


(b)

Şekil 3.43. C1-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

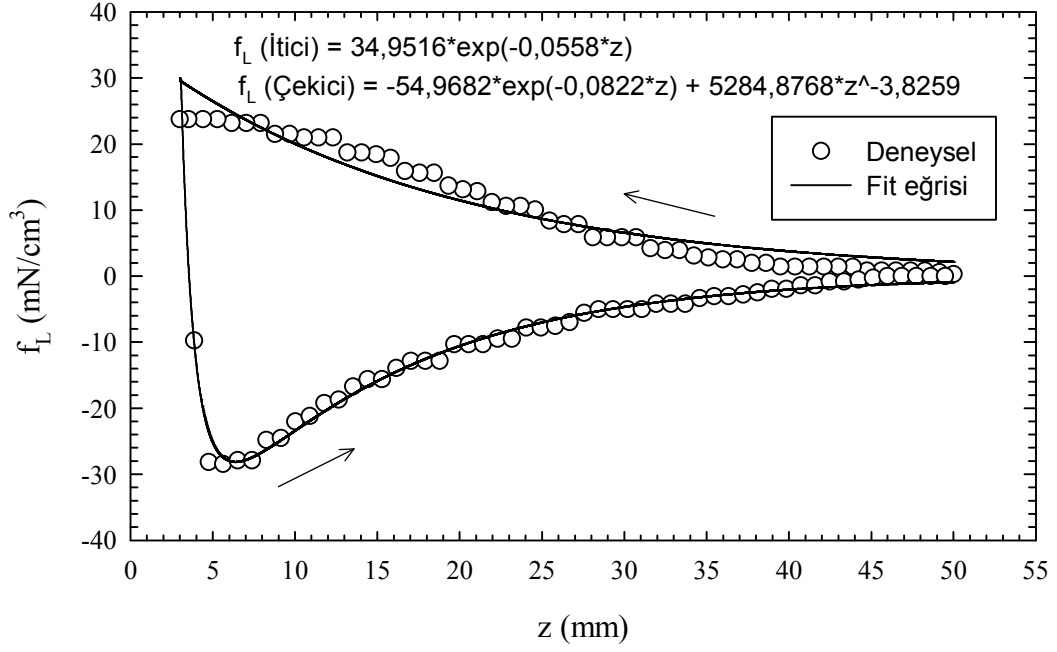


(a)

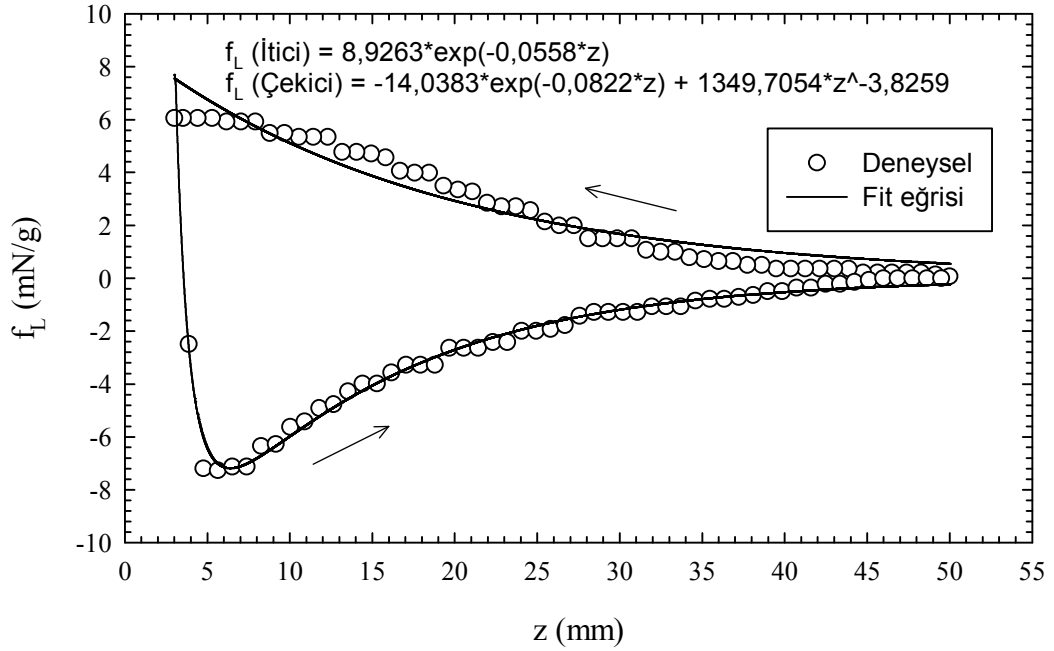


(b)

Şekil 3.44. C2-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

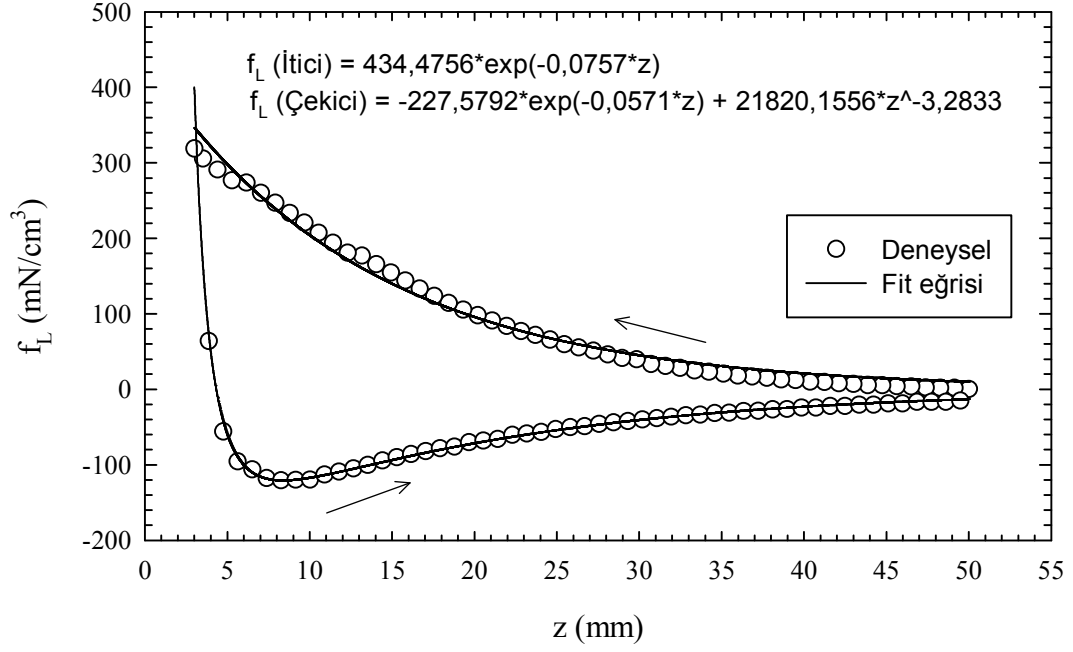


(a)

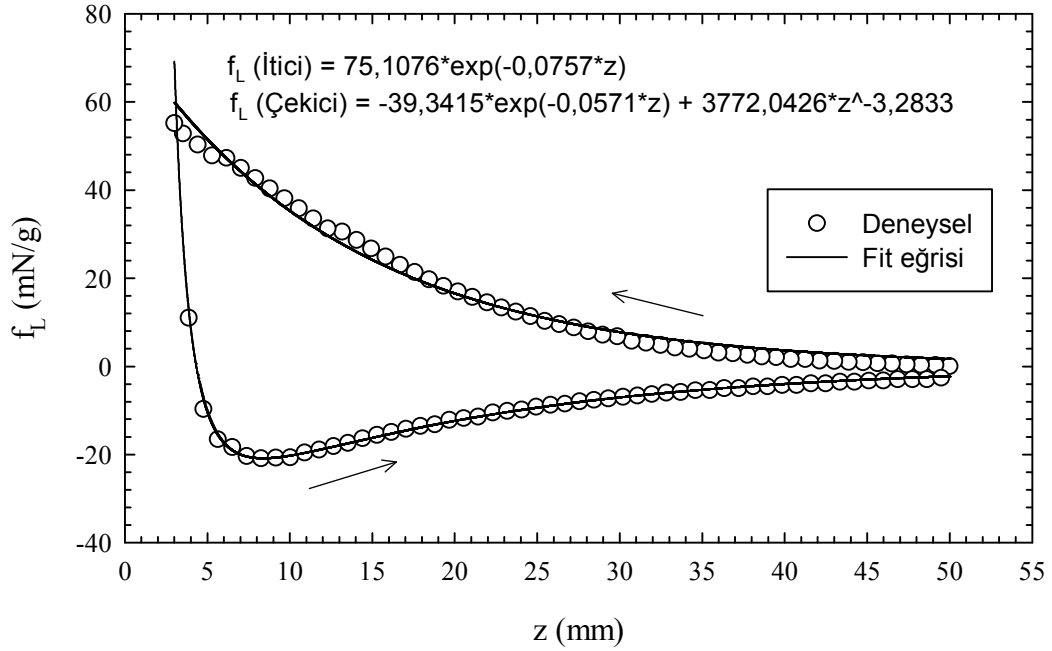


(b)

Şekil 3.45. C3-h1 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

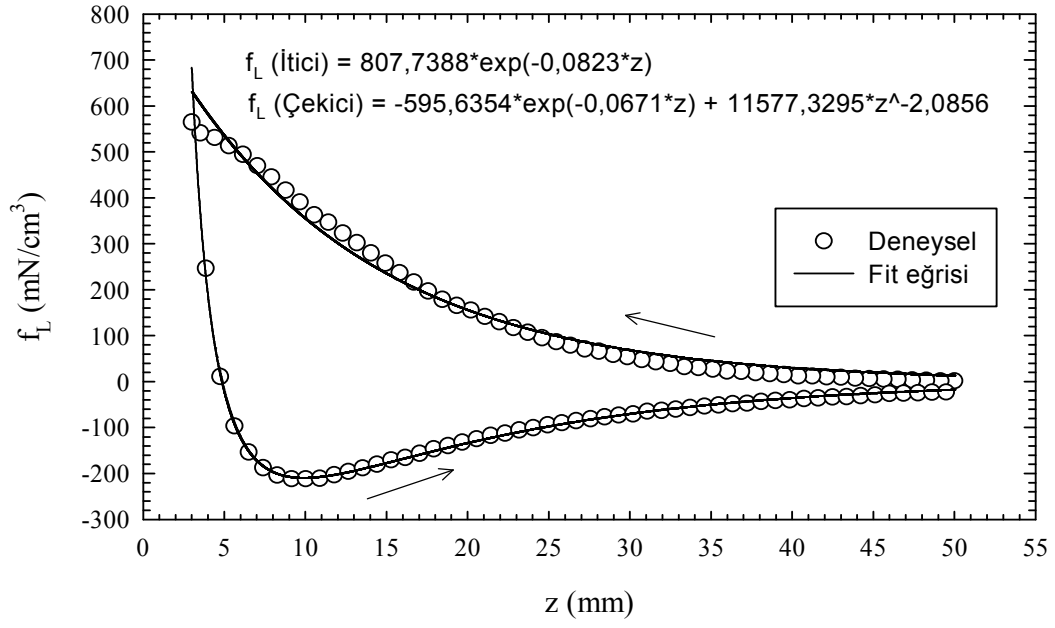


(a)

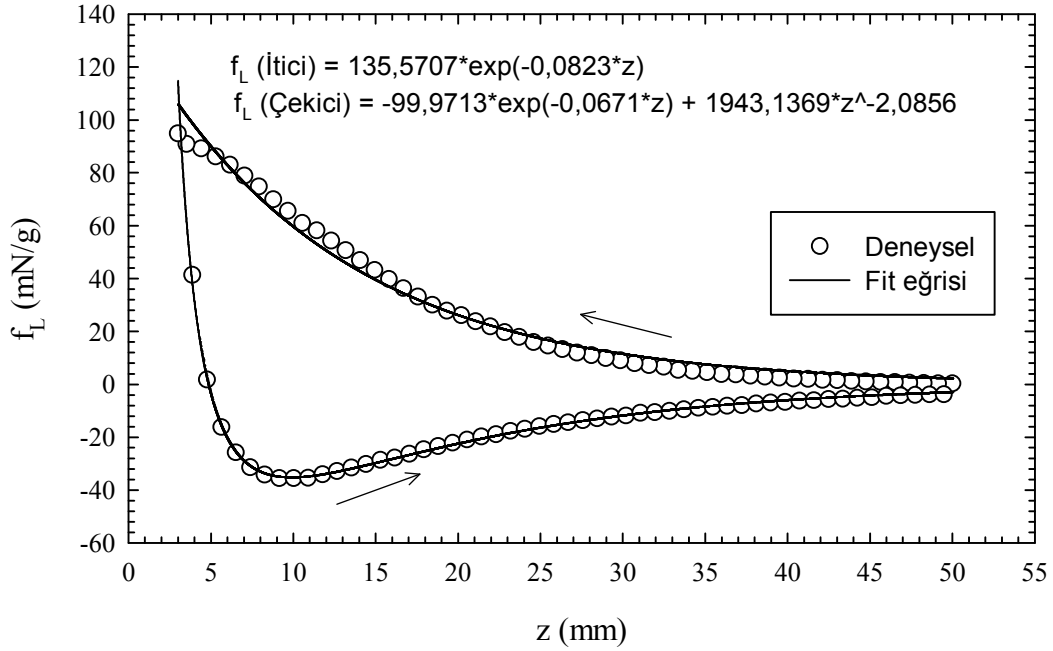


(b)

Şekil 3.46. A1-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

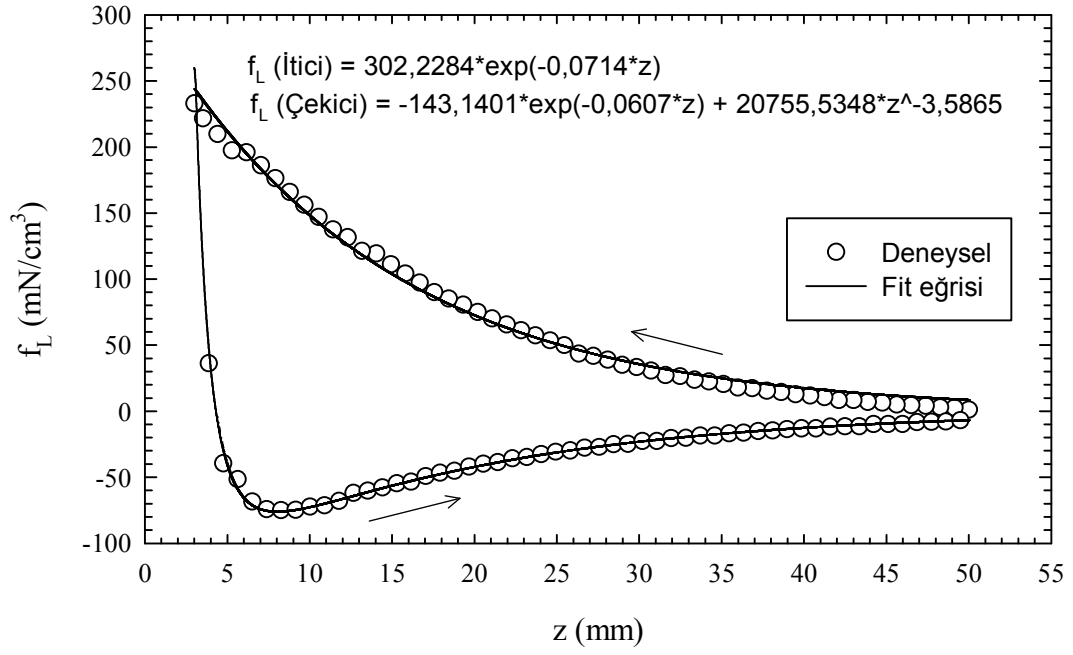


(a)

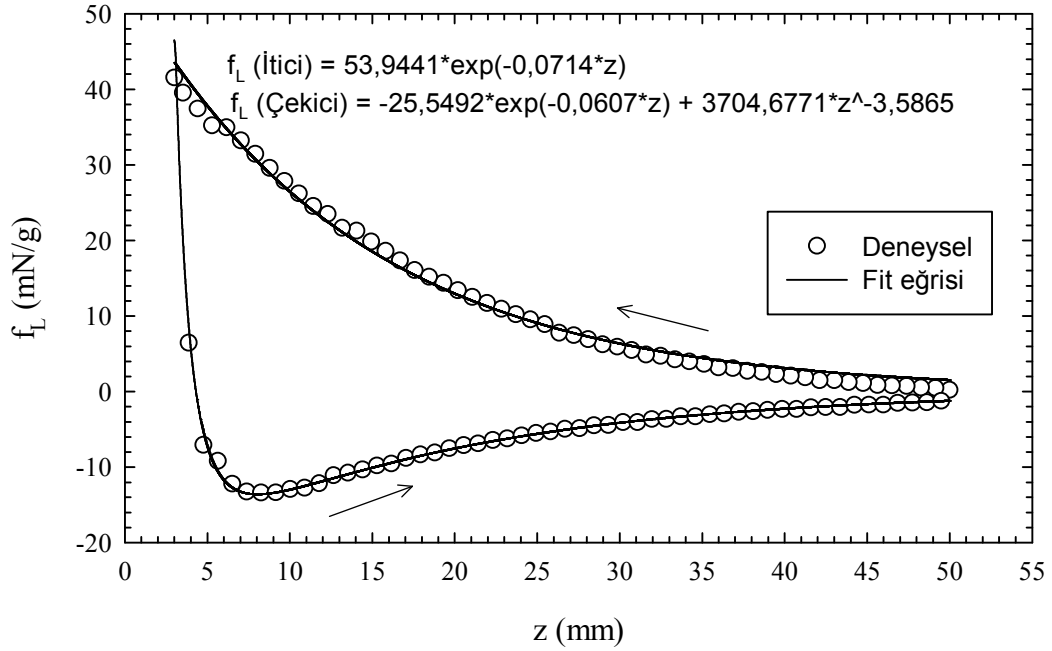


(b)

Şekil 3.47. A2-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

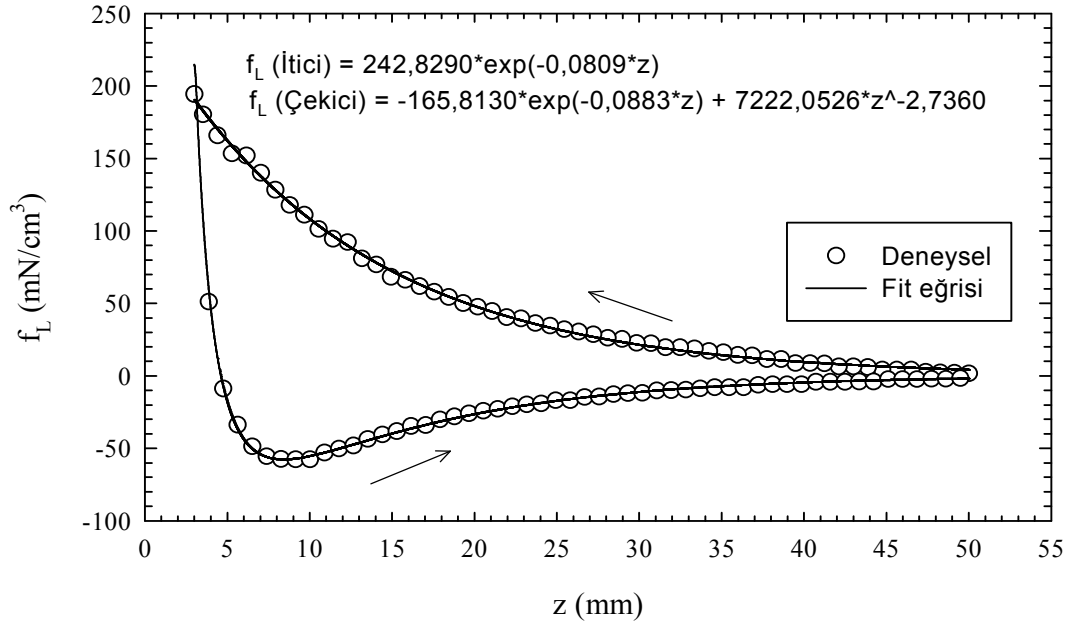


(a)

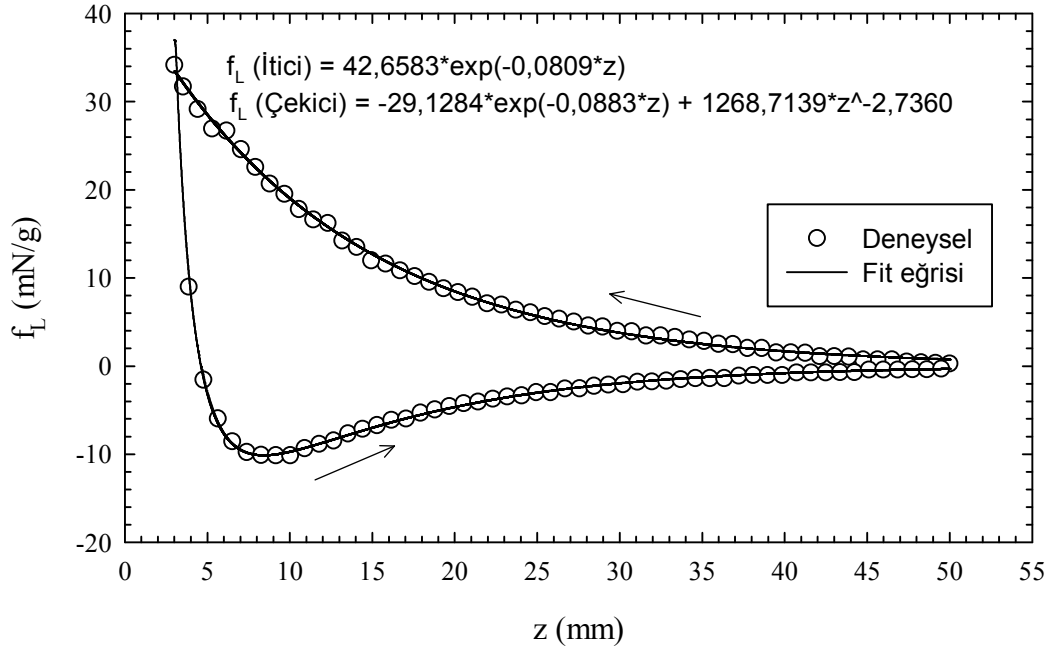


(b)

Şekil 3.48. A3-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

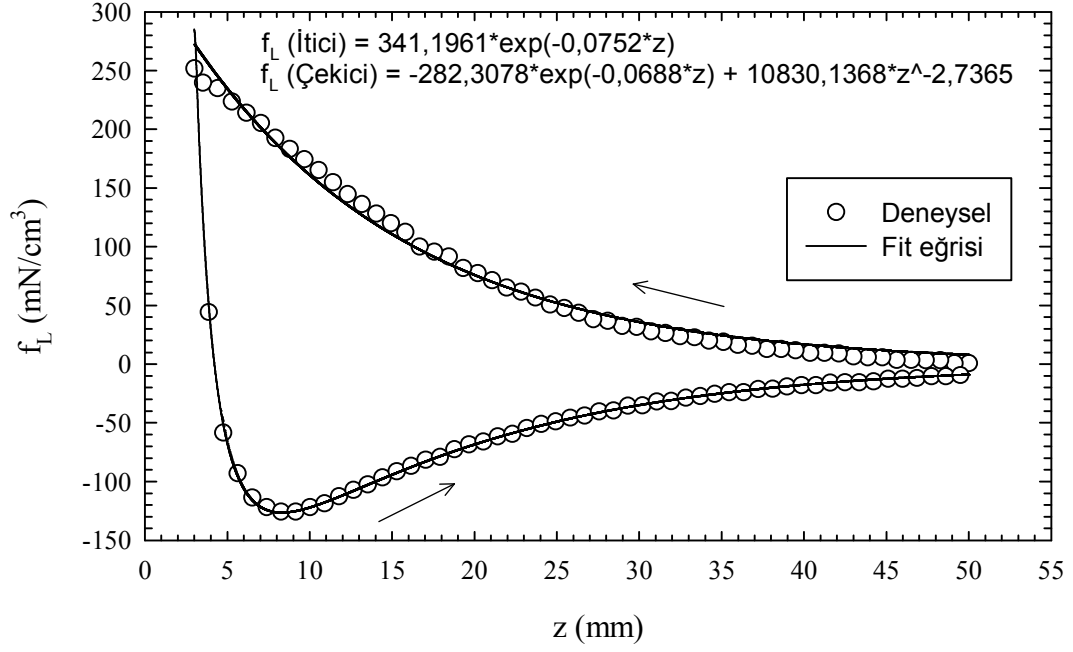


(a)

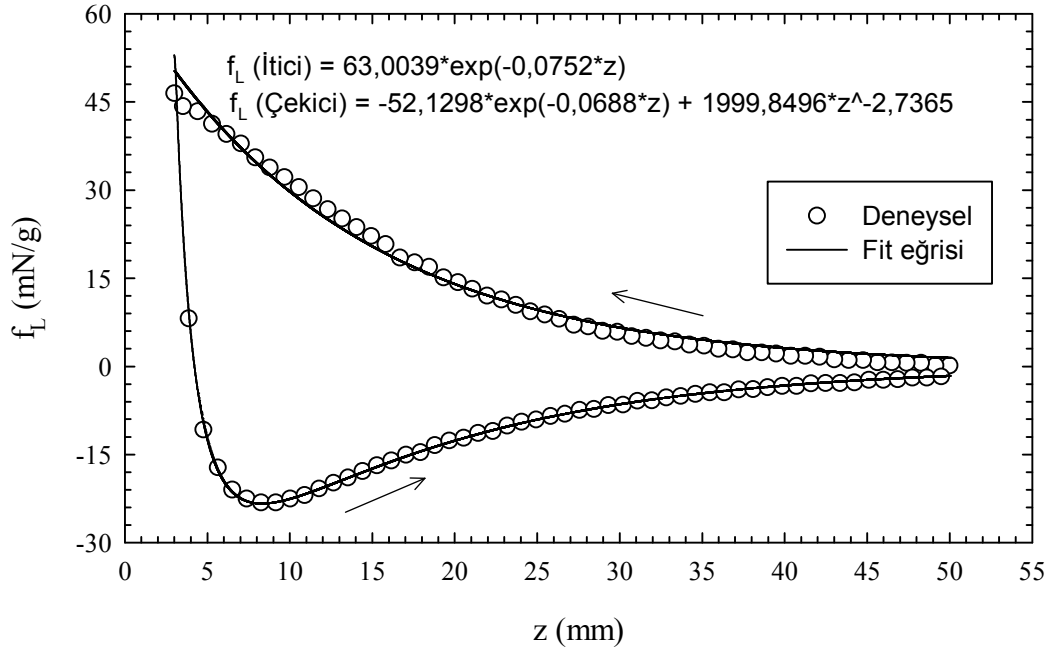


(b)

Şekil 3.49. B1-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

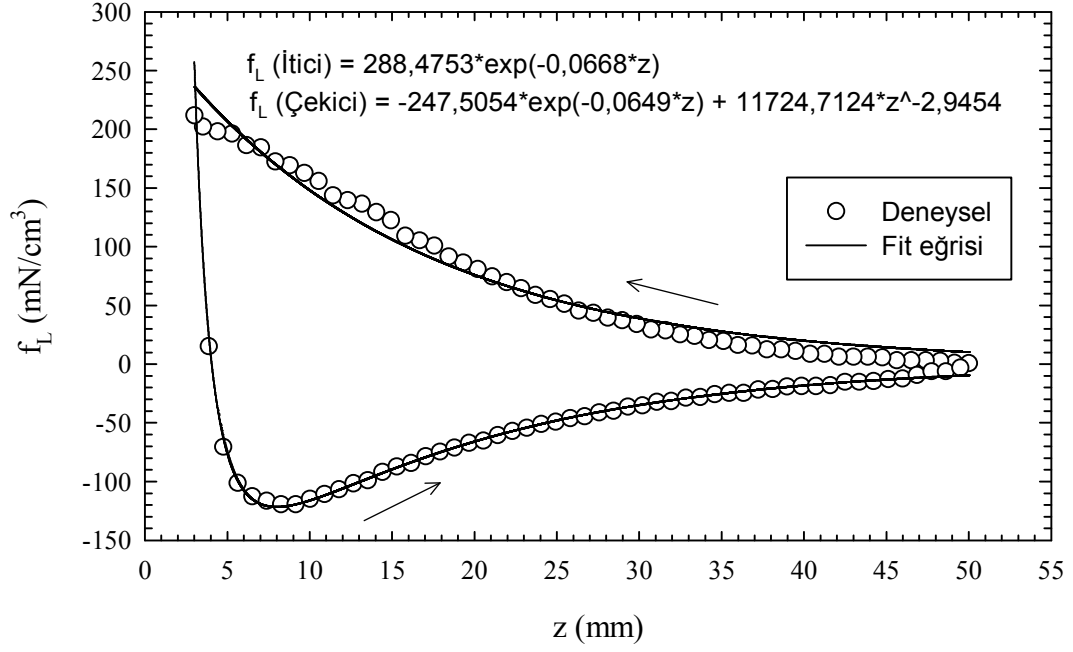


(a)

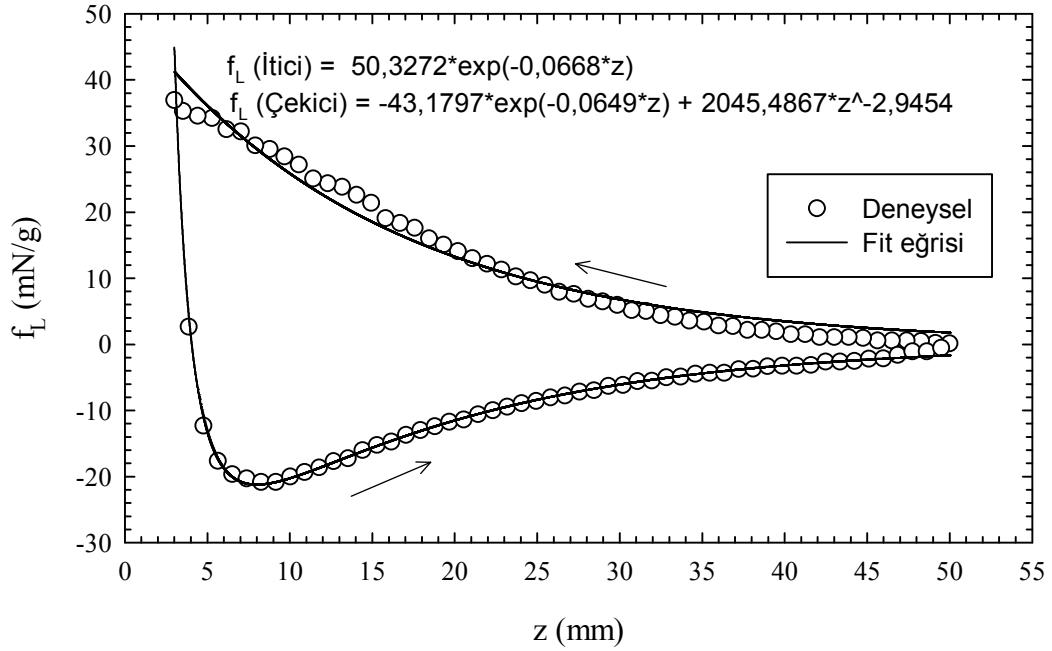


(b)

Şekil 3.50. B2-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

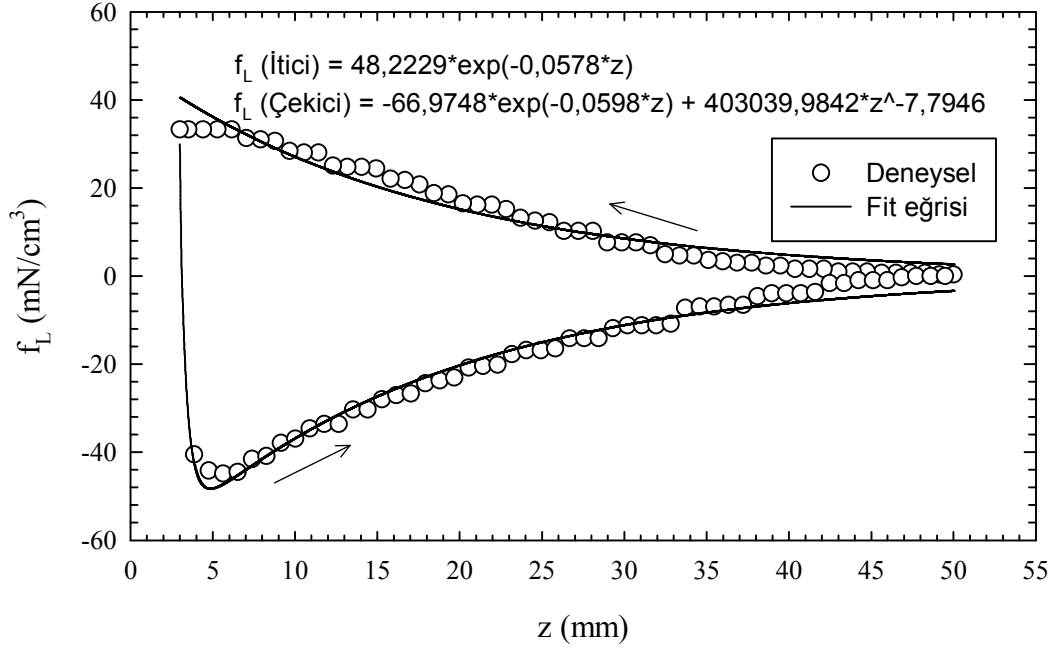


(a)

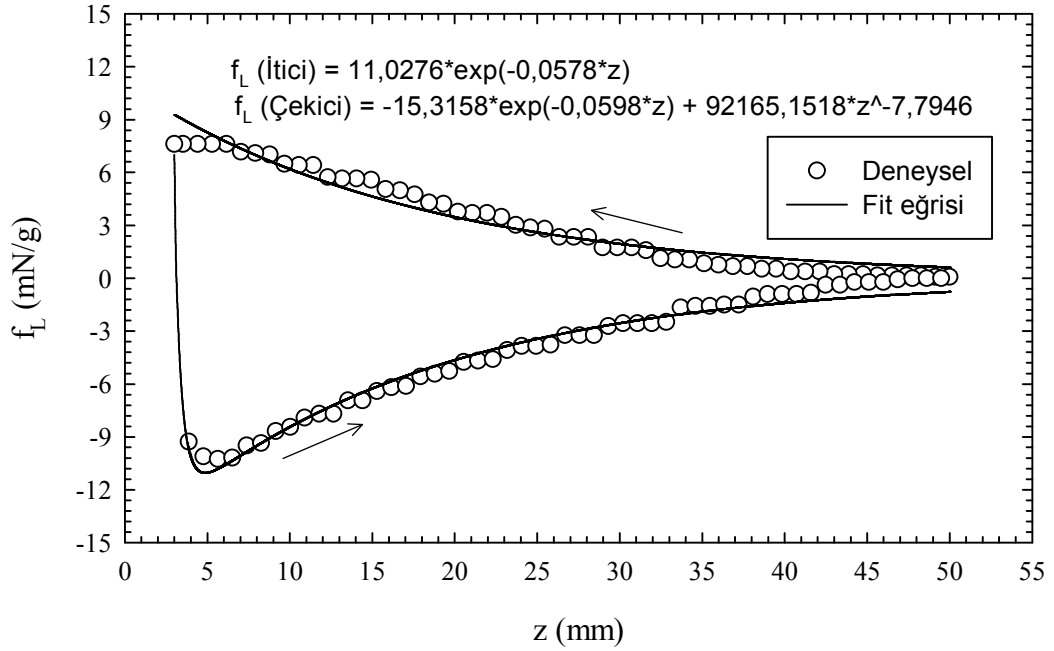


(b)

Şekil 3.51. B3-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

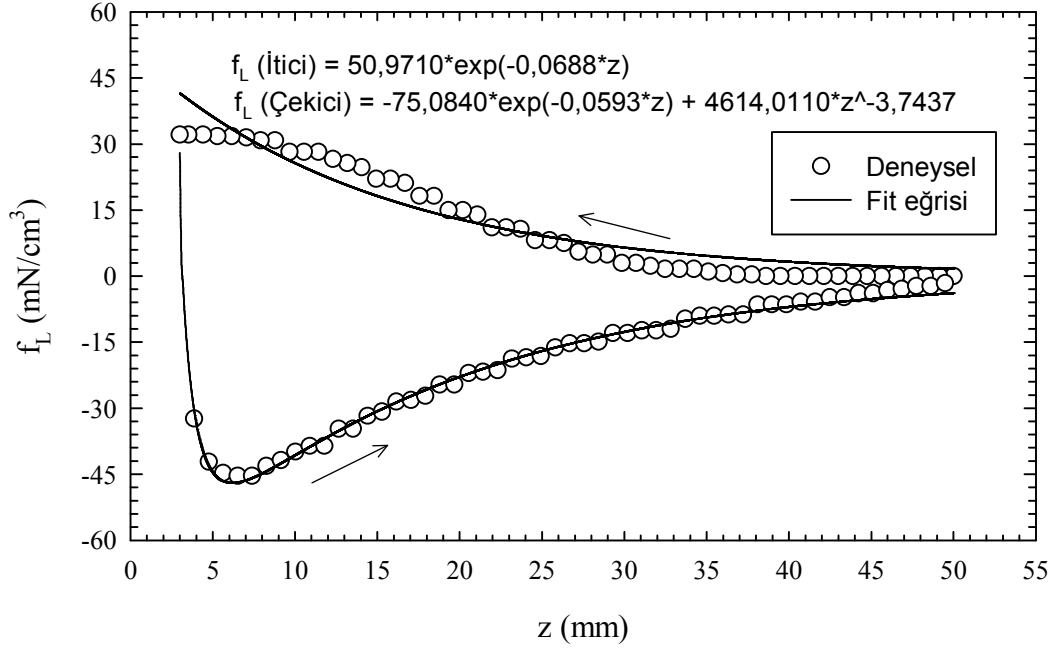


(a)

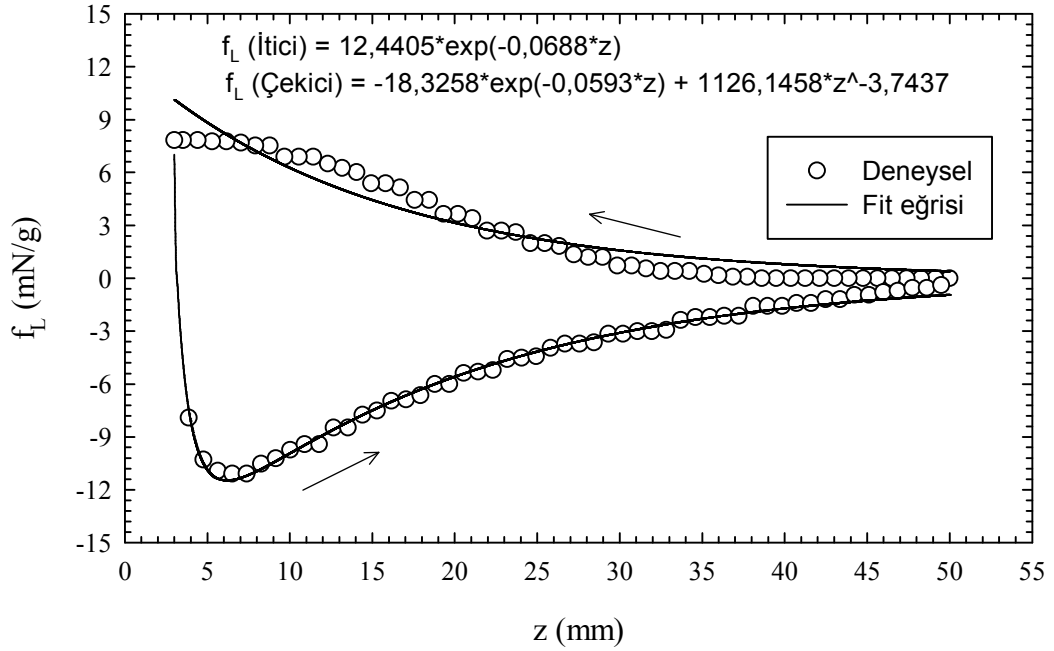


(b)

Şekil 3.52. C1-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

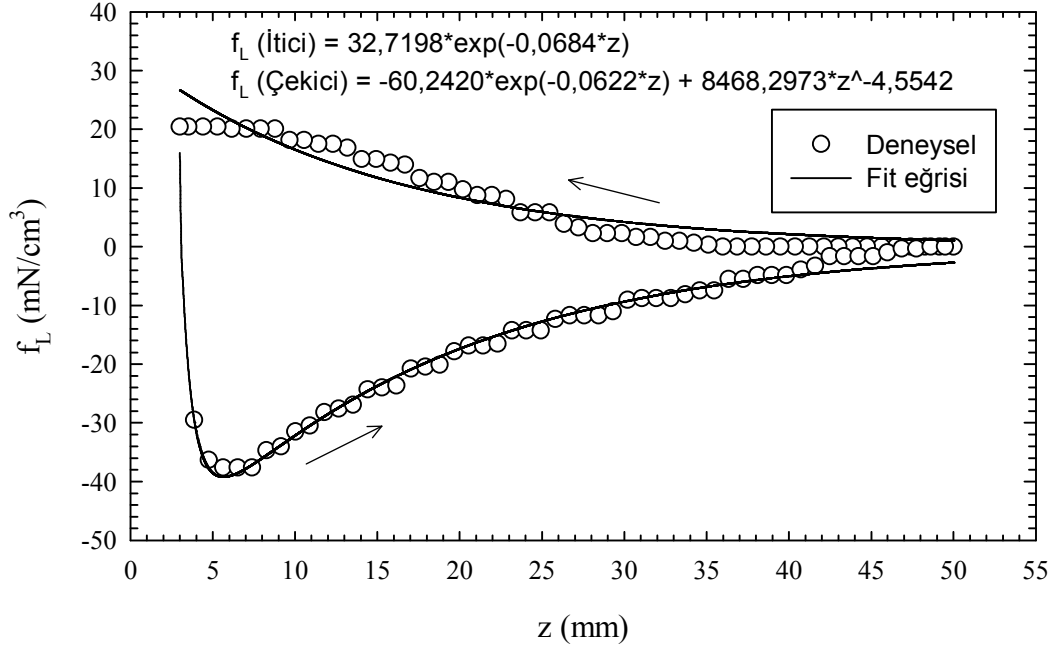


(a)

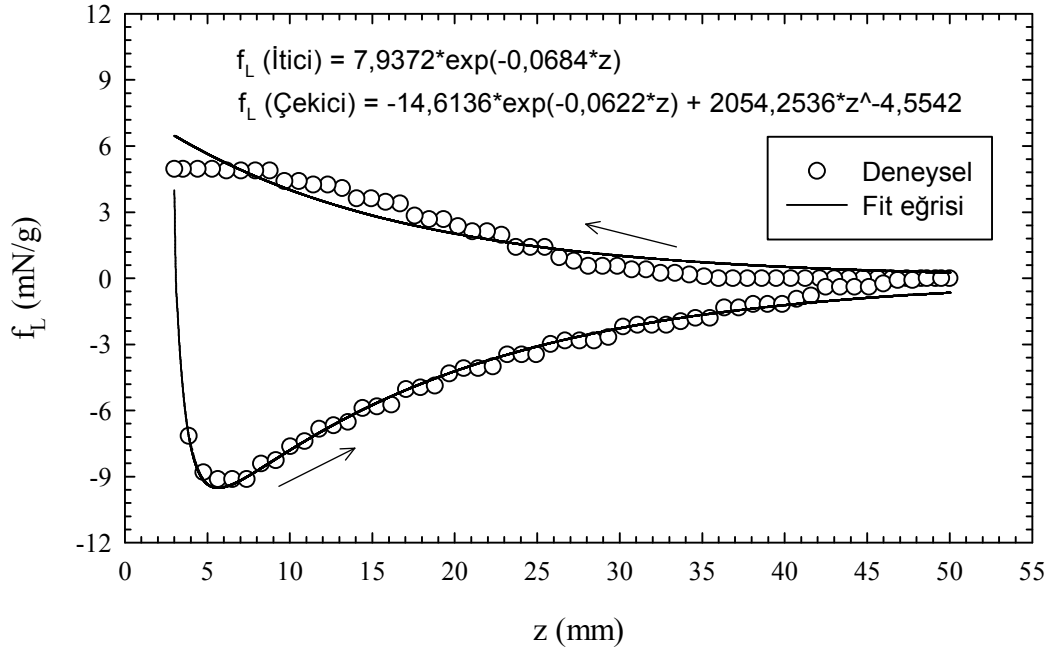


(b)

Şekil 3.53. C2-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

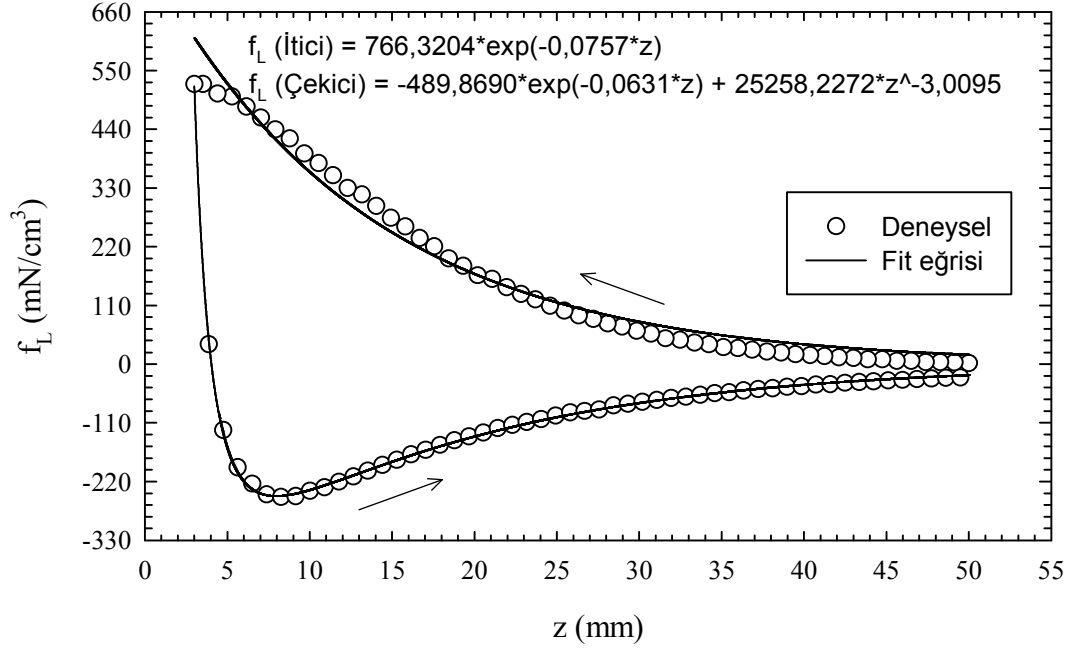


(a)

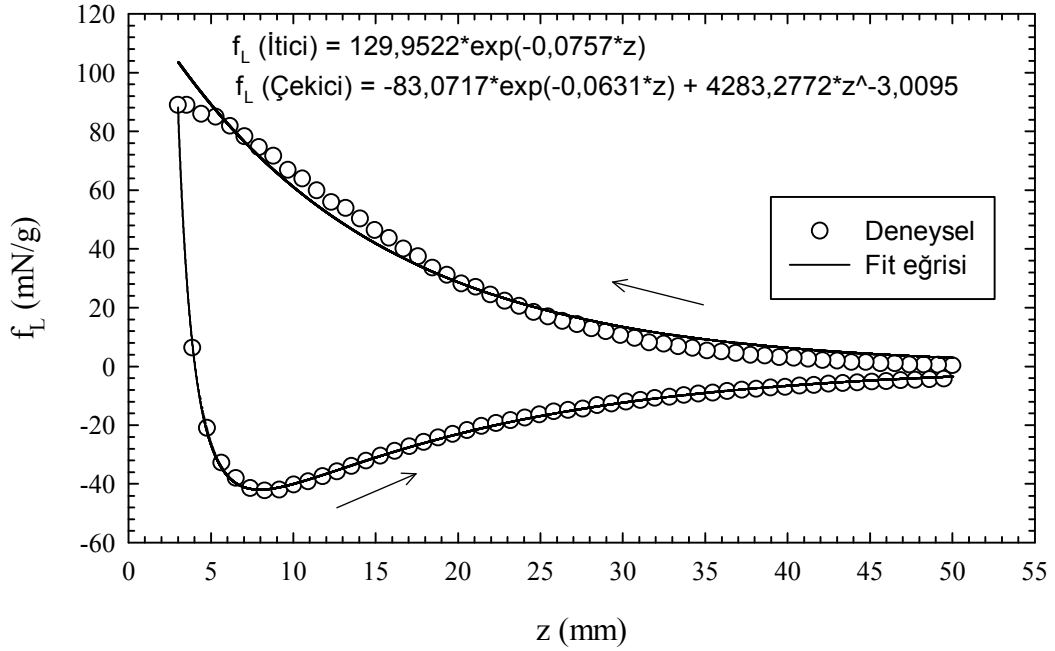


(b)

Şekil 3.54. C3-h2 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

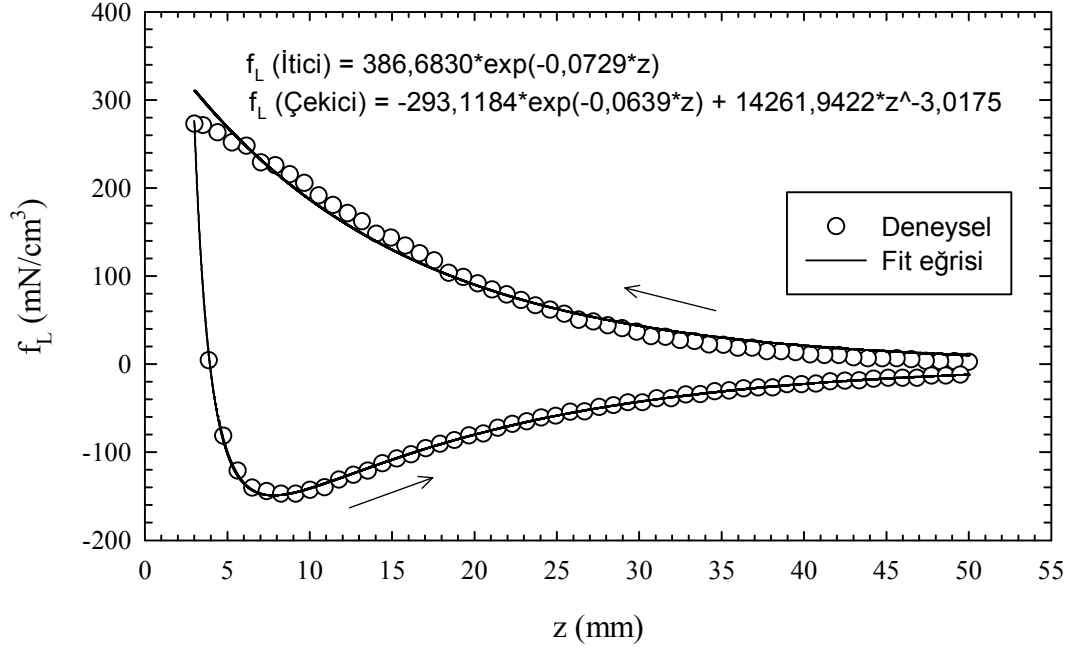


(a)

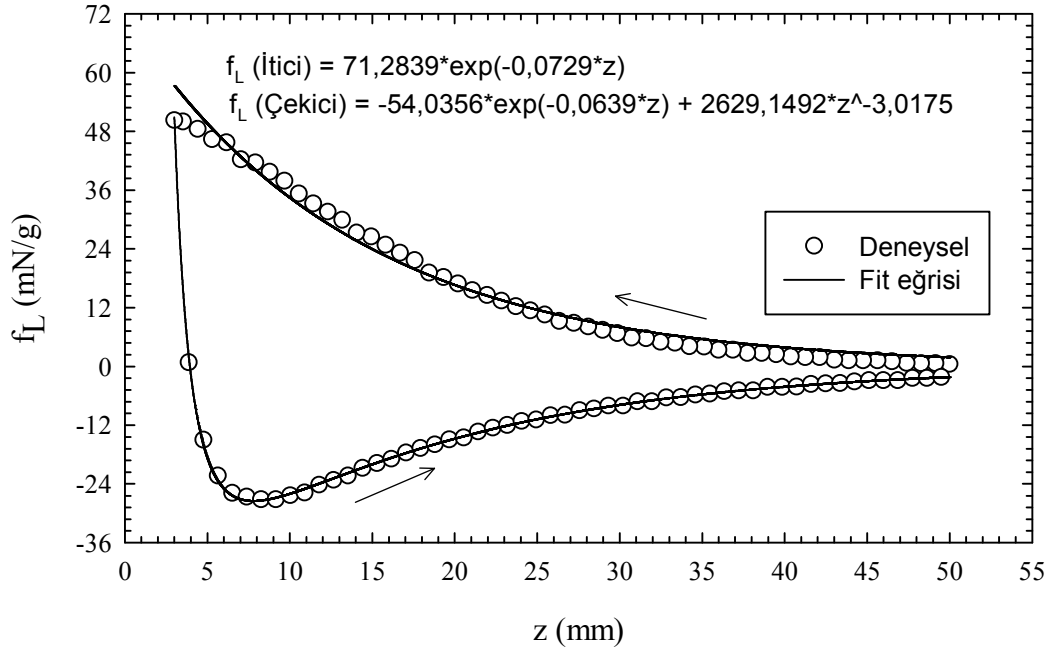


(b)

Şekil 3.55. A2-h3 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

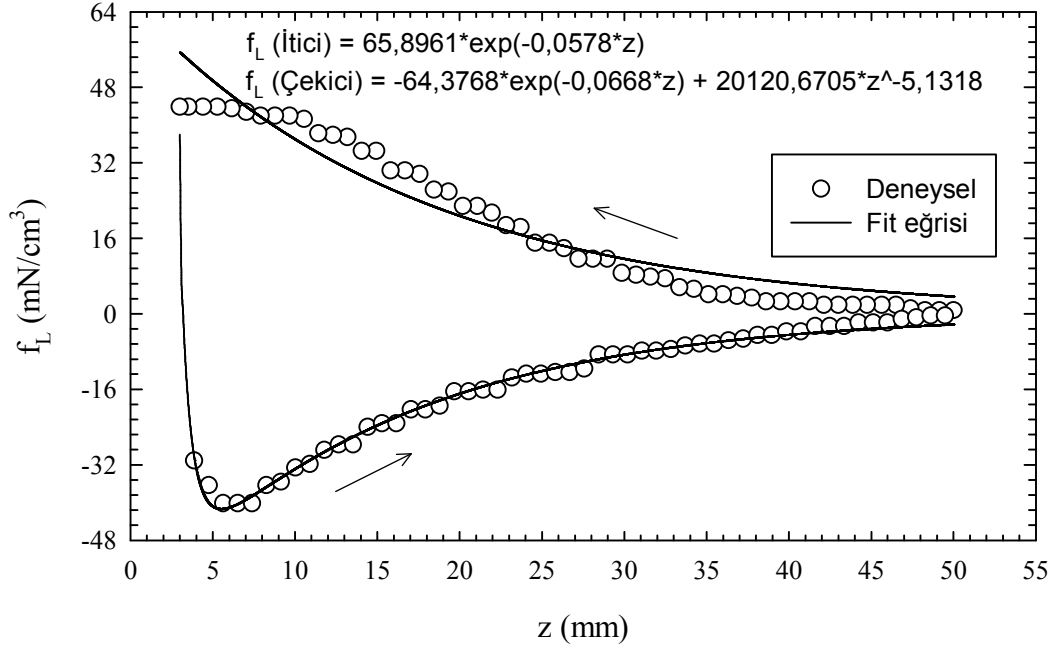


(a)

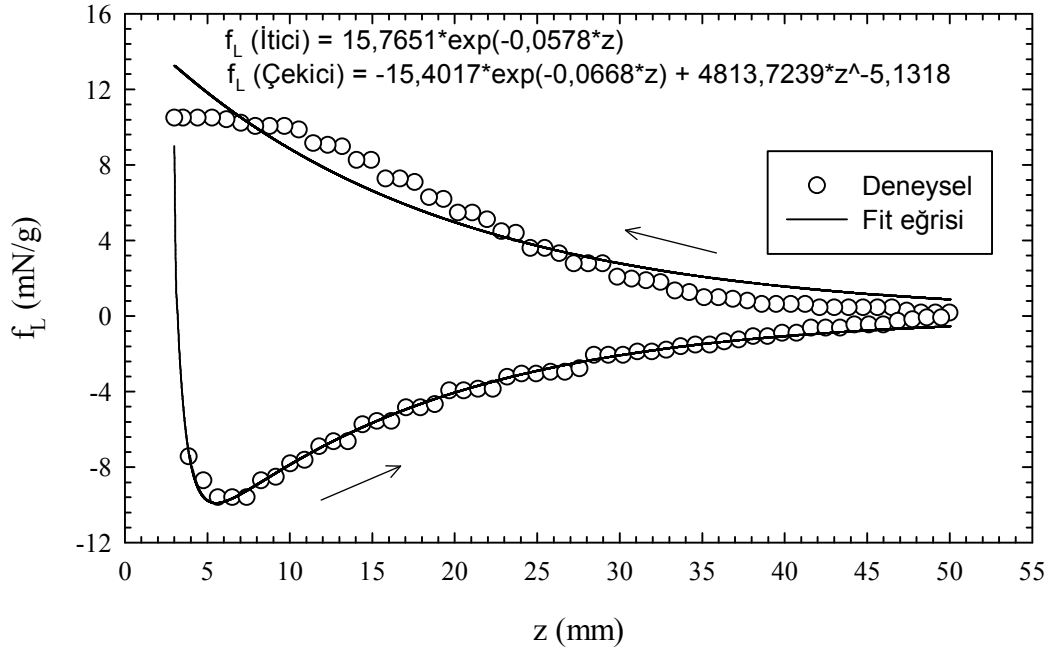


(b)

Şekil 3.56. B2-h3 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

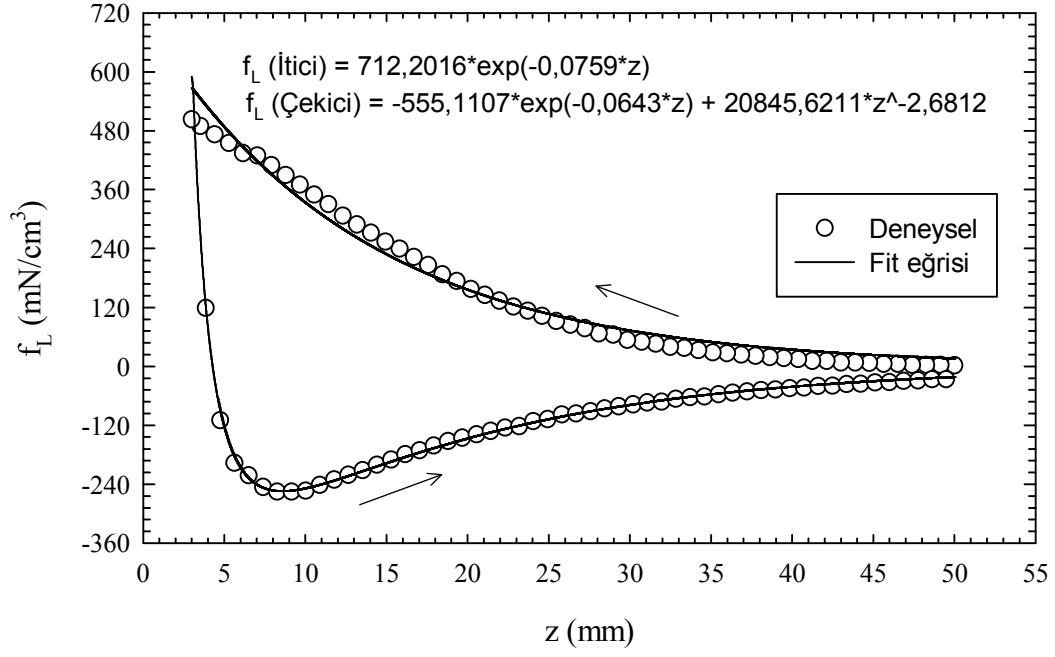


(a)

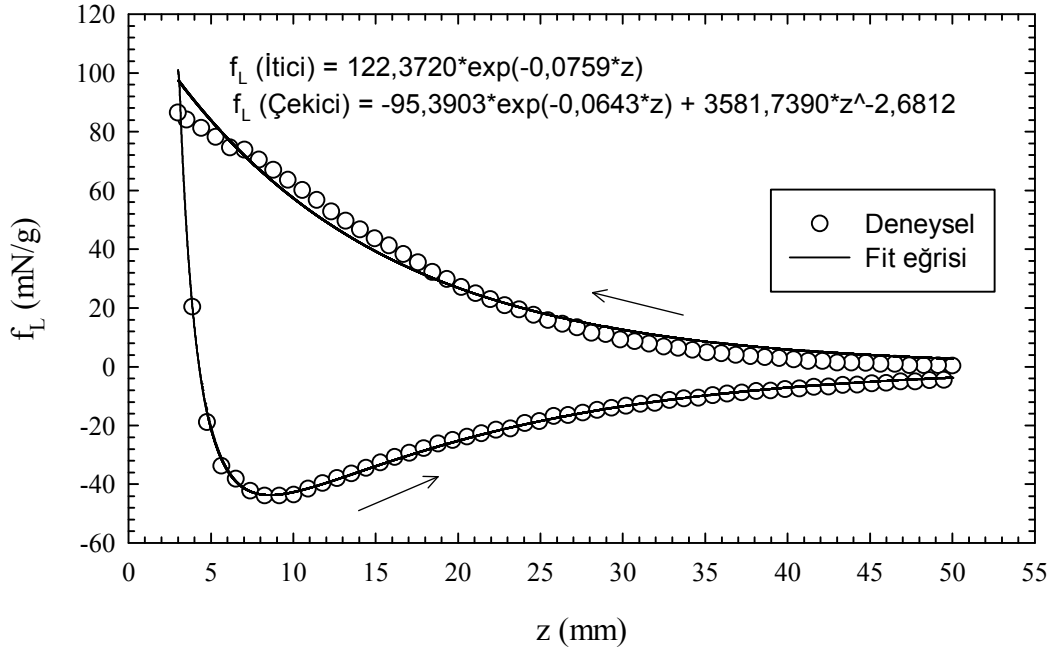


(b)

Şekil 3.57. C2-h3 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

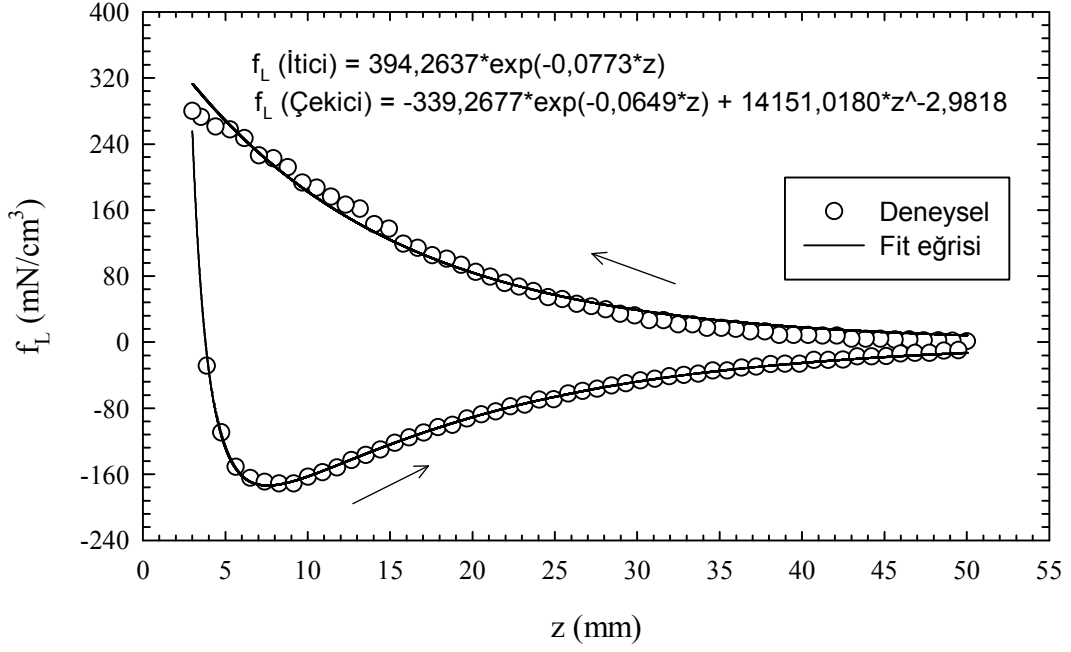


(a)

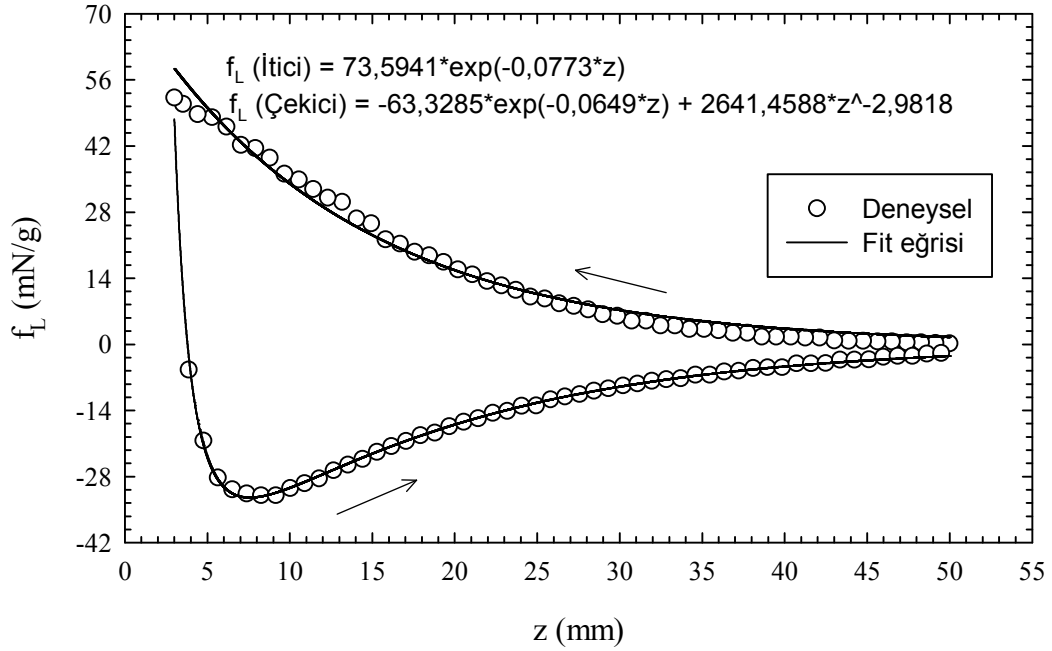


(b)

Şekil 3.58. A2-h4 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

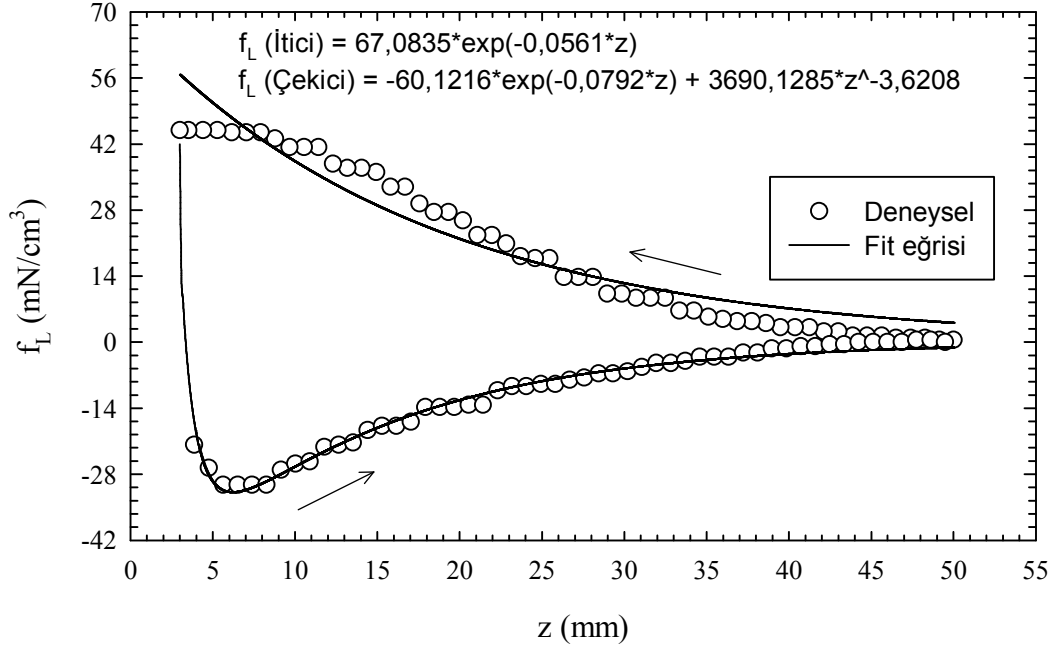


(a)

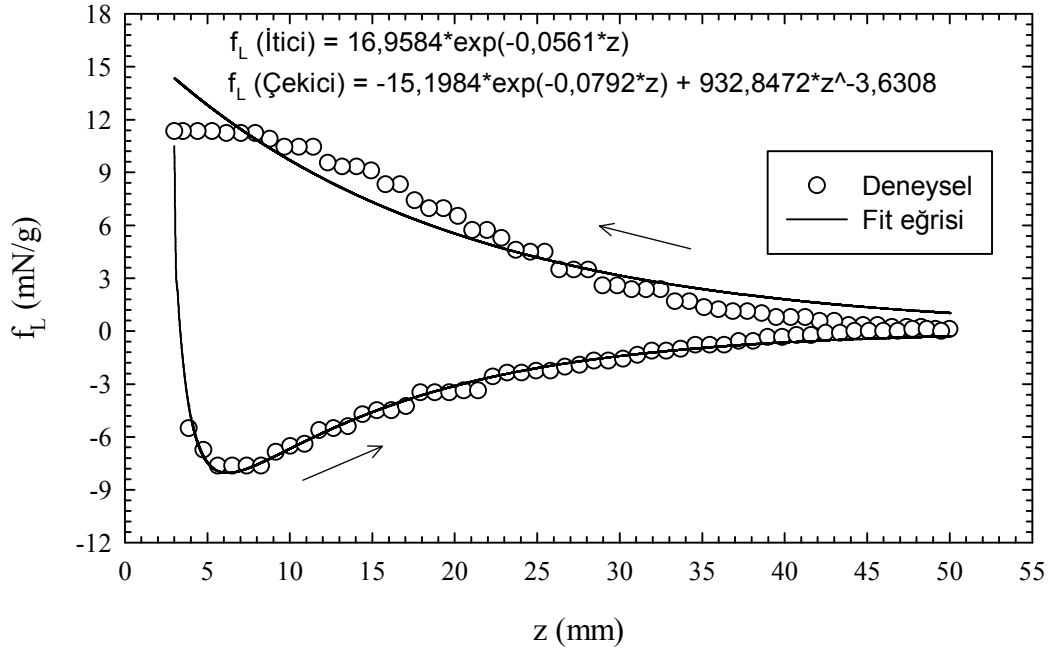


(b)

Şekil 3.59. B2-h4 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

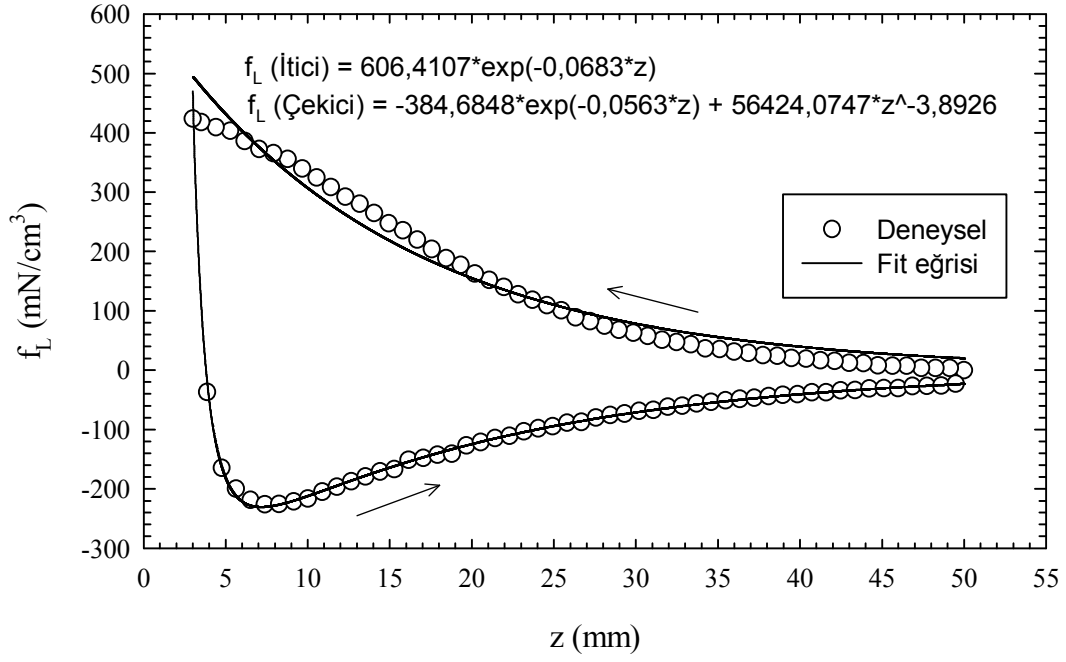


(a)

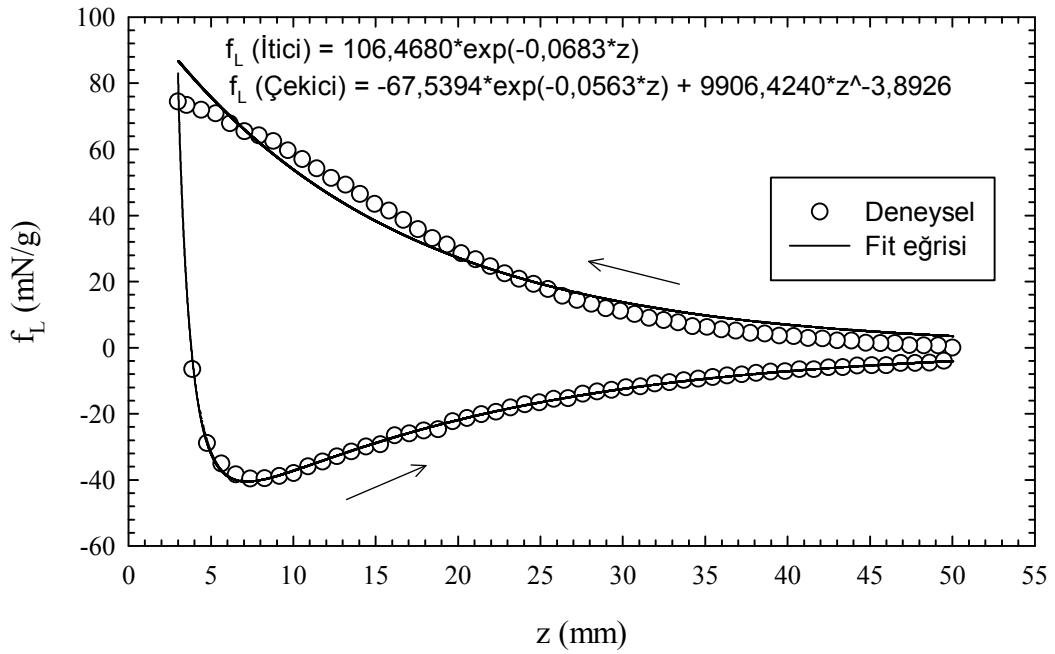


(b)

Şekil 3.60. C2-h4 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

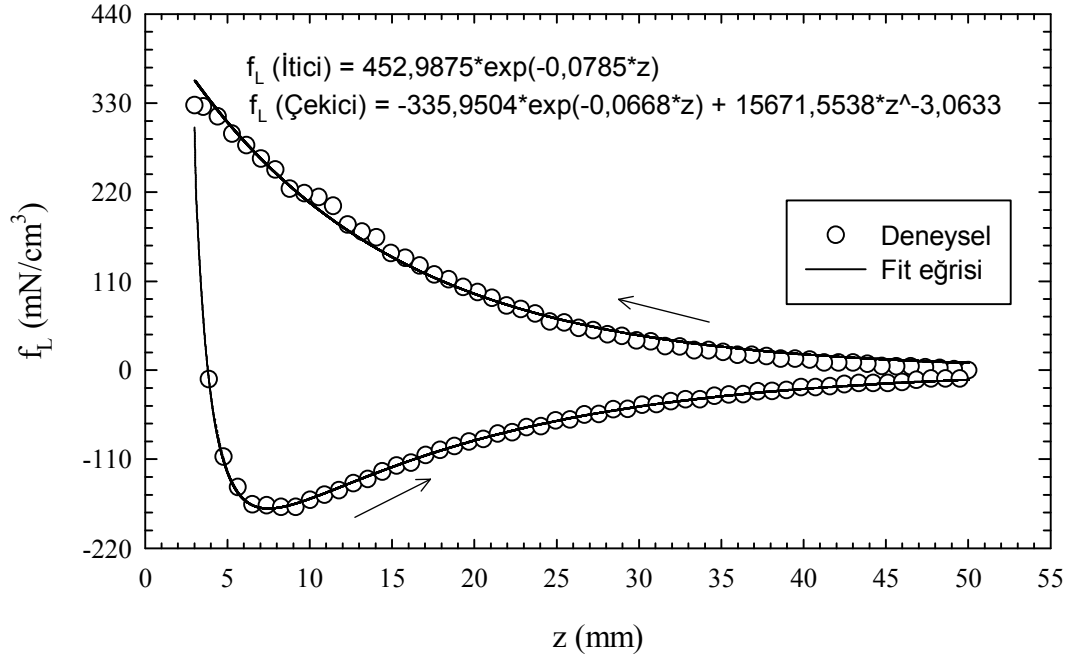


(a)

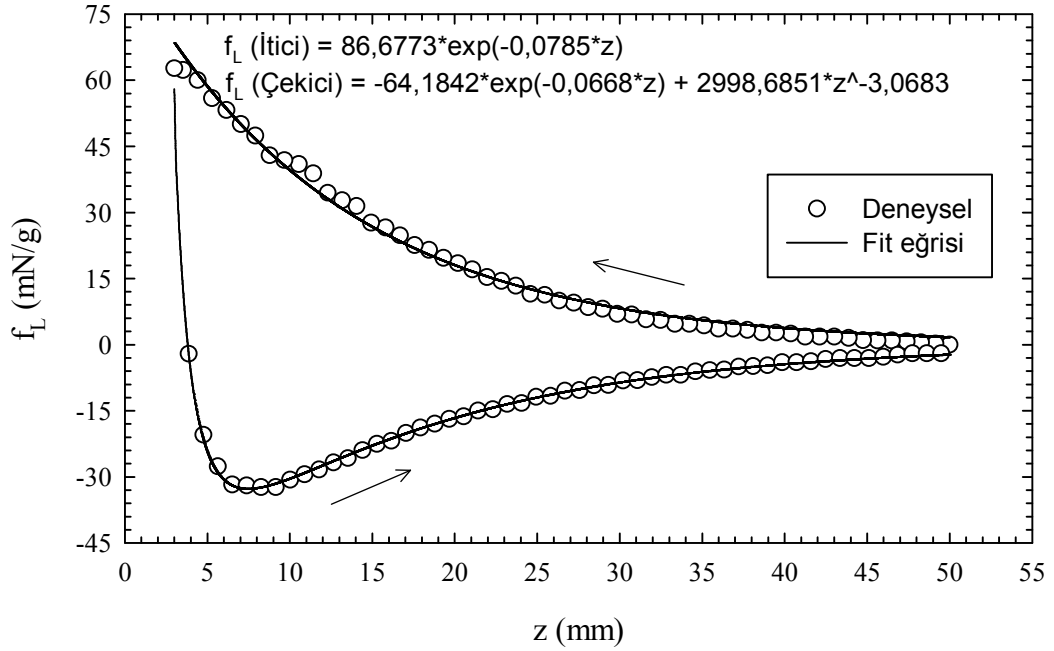


(b)

Şekil 3.61. A2-h5 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

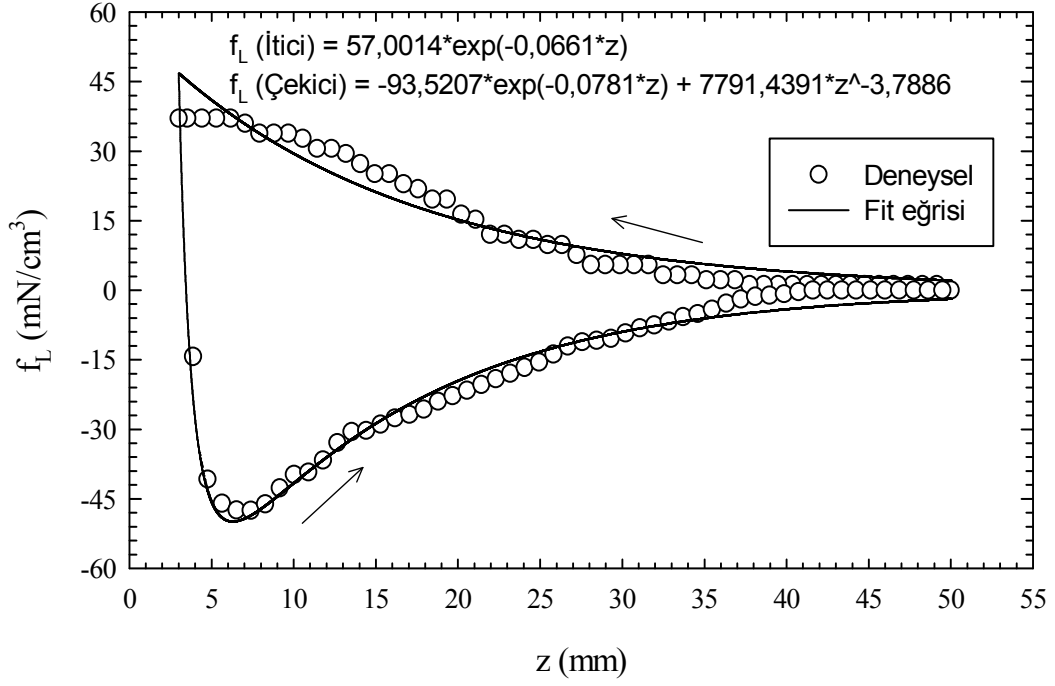


(a)

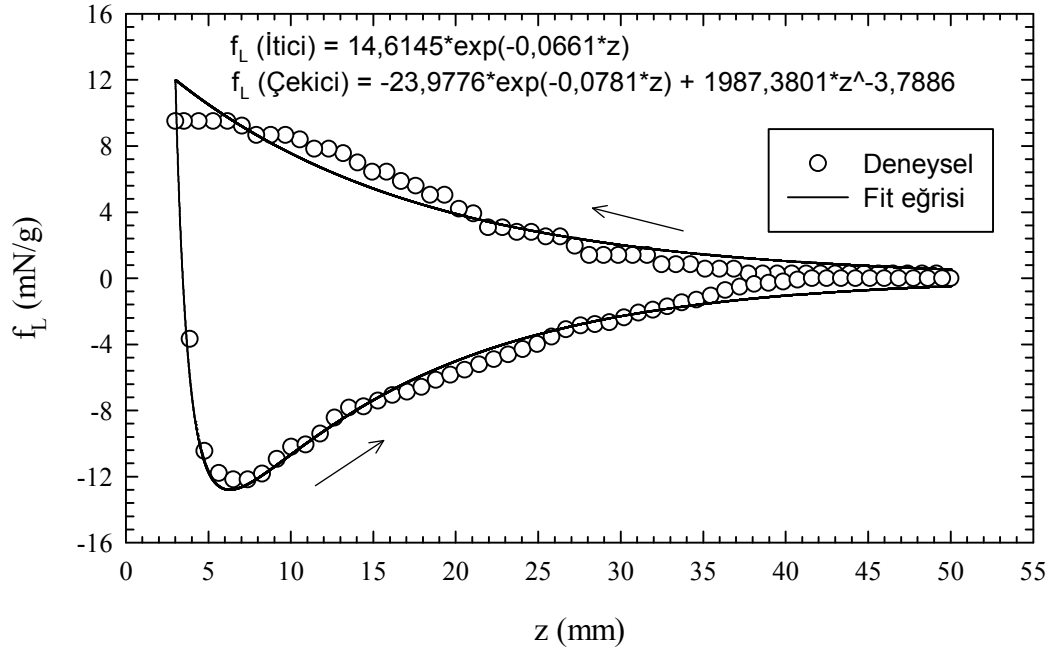


(b)

Şekil 3.62. B2-h5 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi

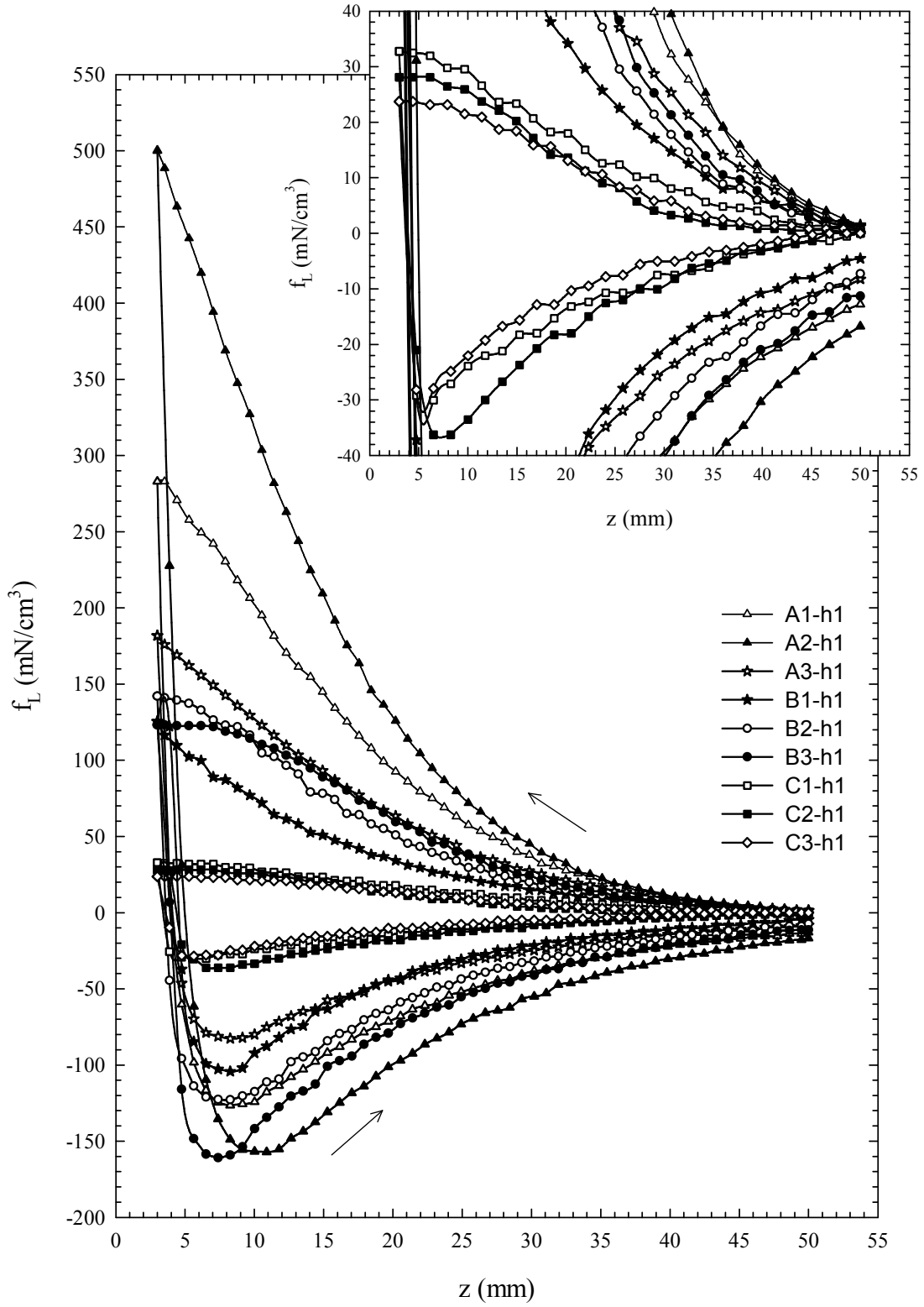


(a)

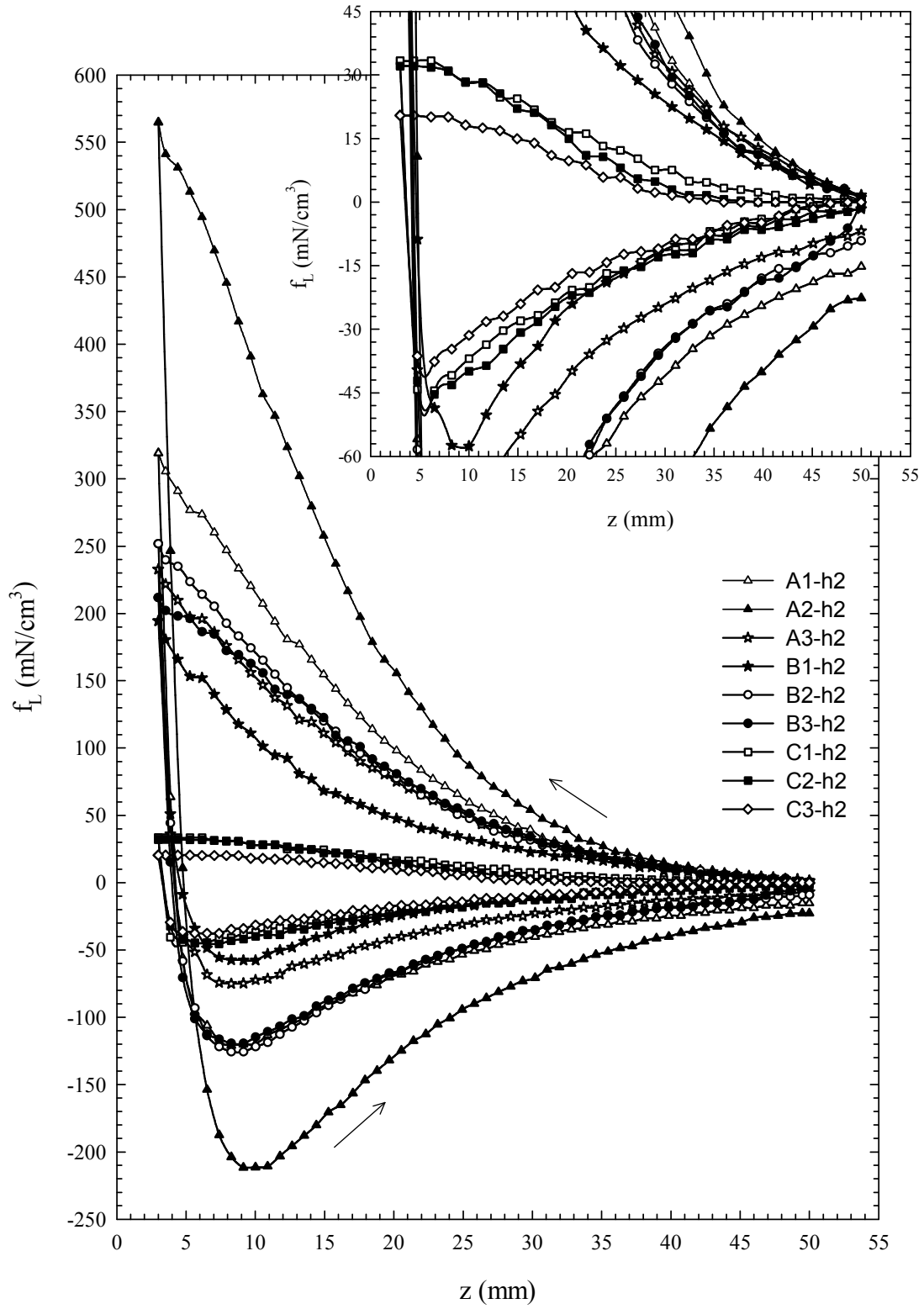


(b)

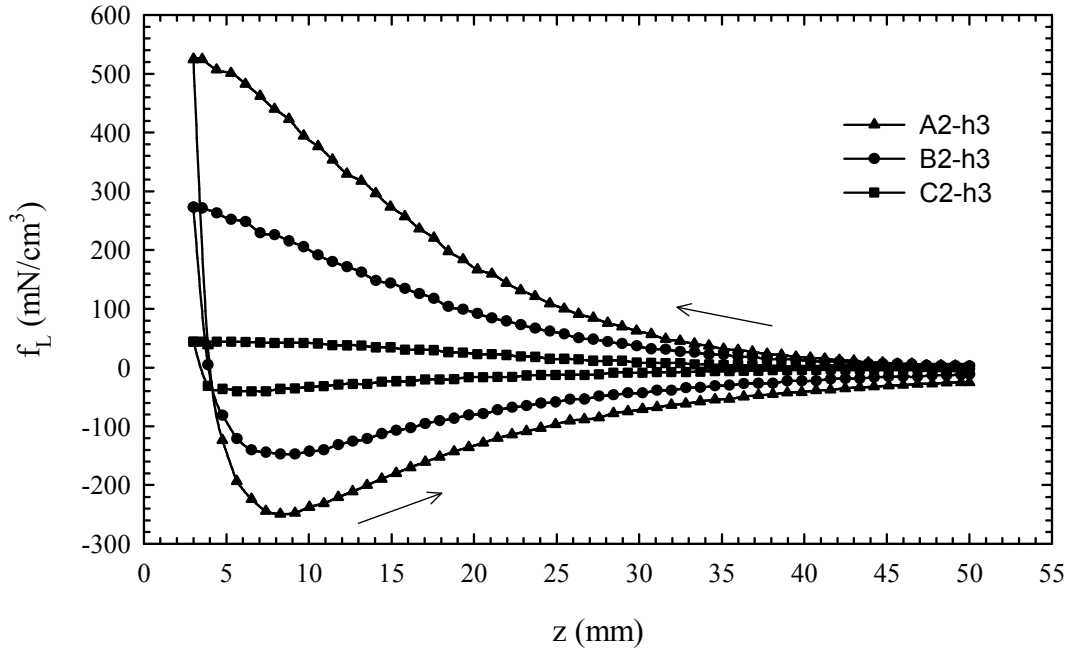
Şekil 3.63. C2-h5 numunesinin (a) birim hacim başına, (b) birim kütle başına manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



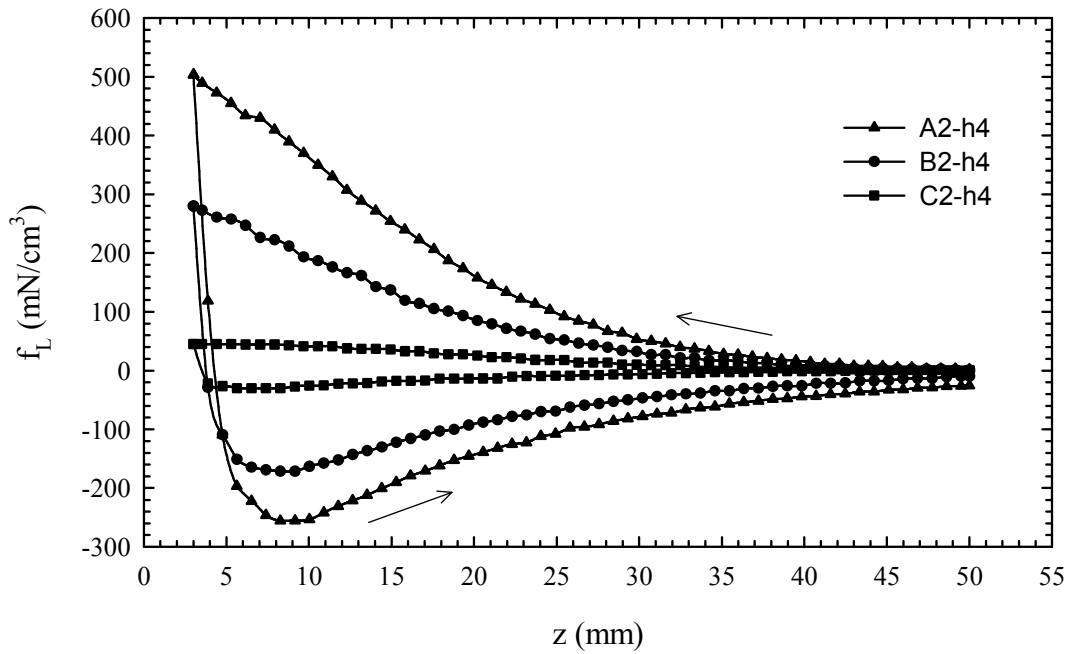
Şekil 3.64. h1 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



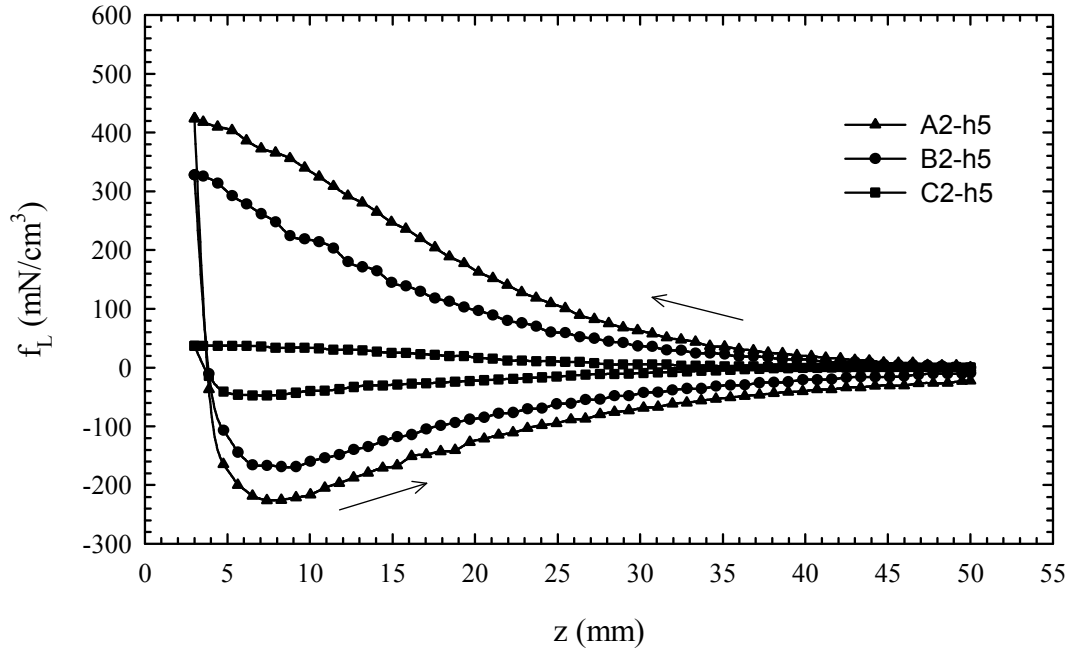
Şekil 3.65. h2 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



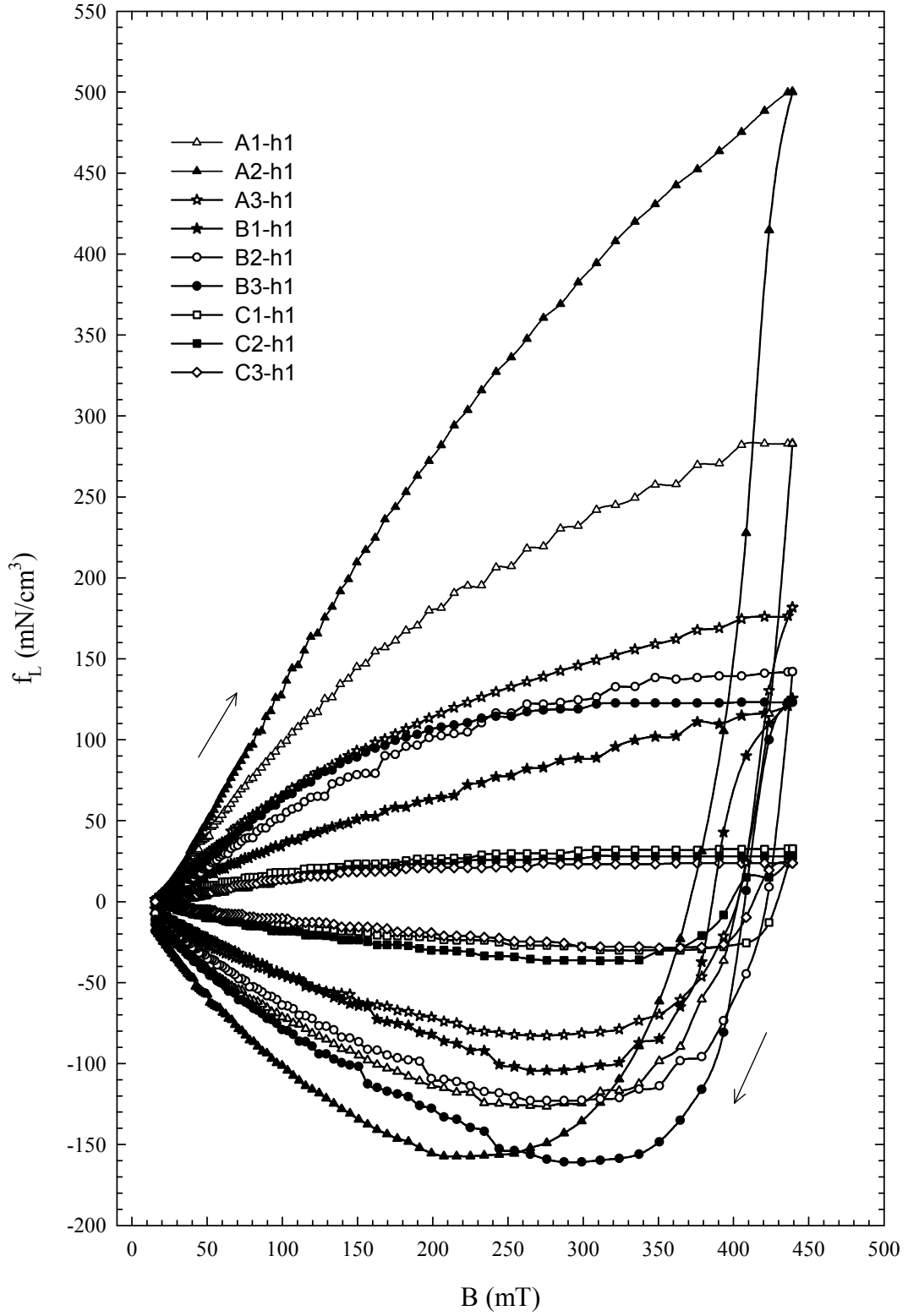
Şekil 3.66. h3 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



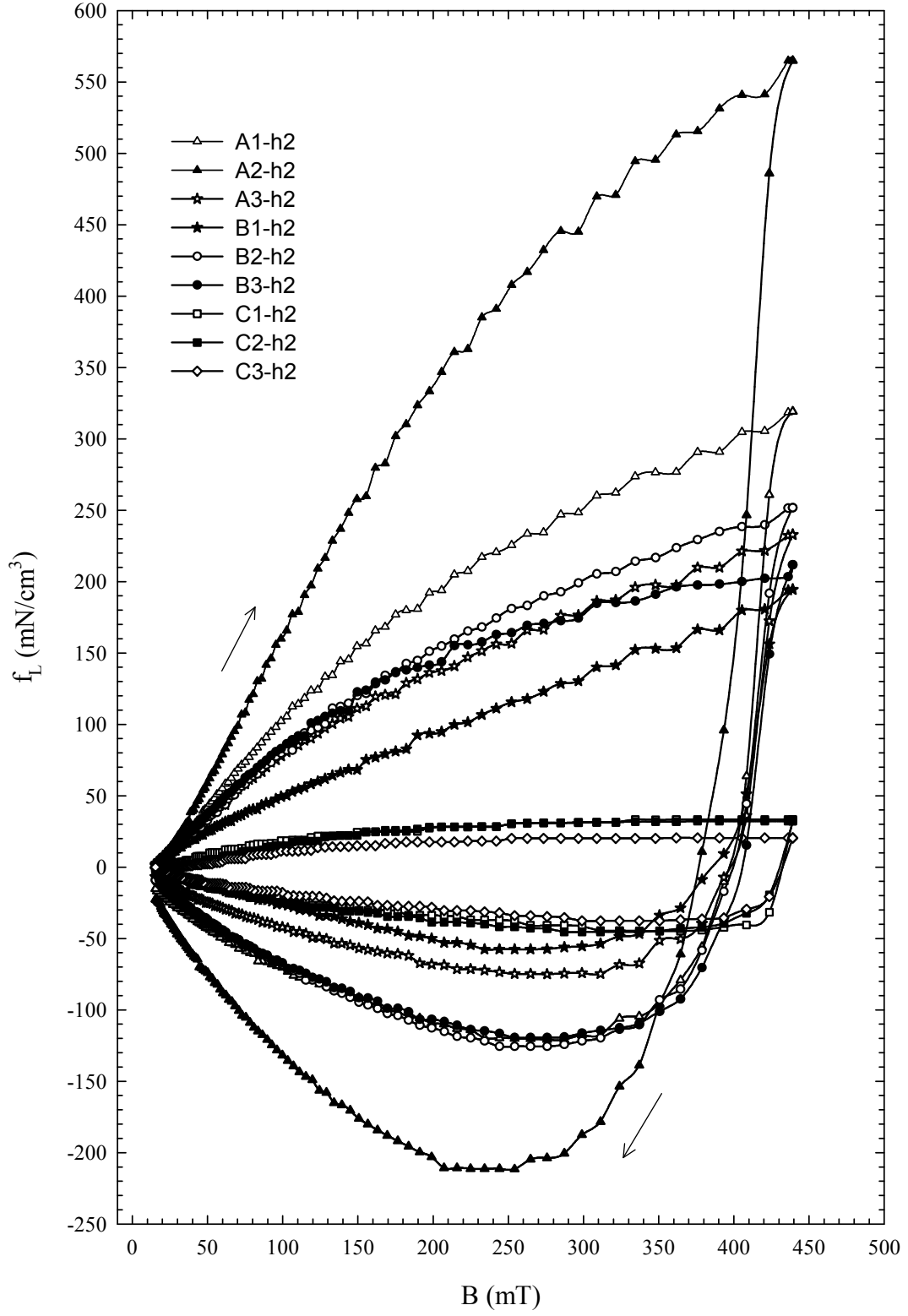
Şekil 3.67. h4 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



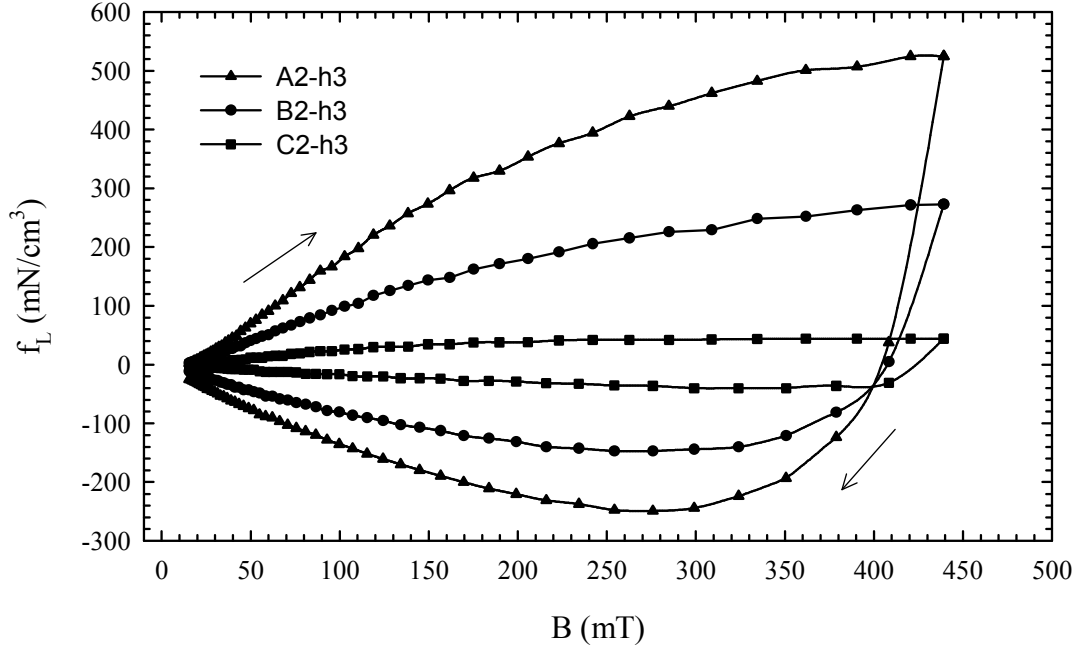
Şekil 3.68. h5 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin mesafeyle değişimi



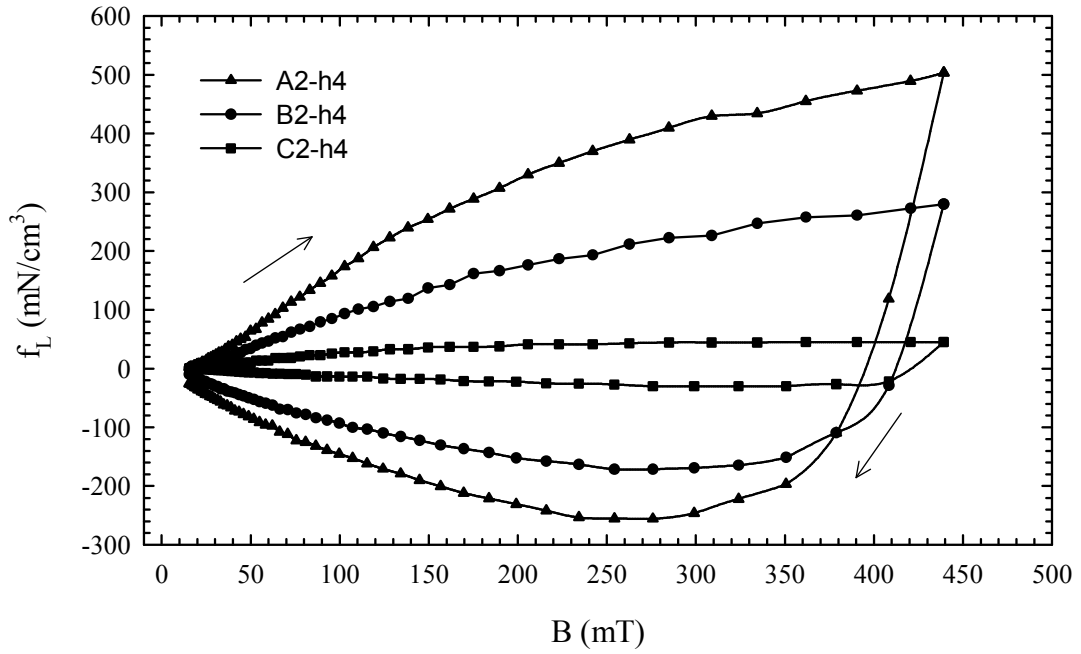
Şekil 3.69. h1 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi



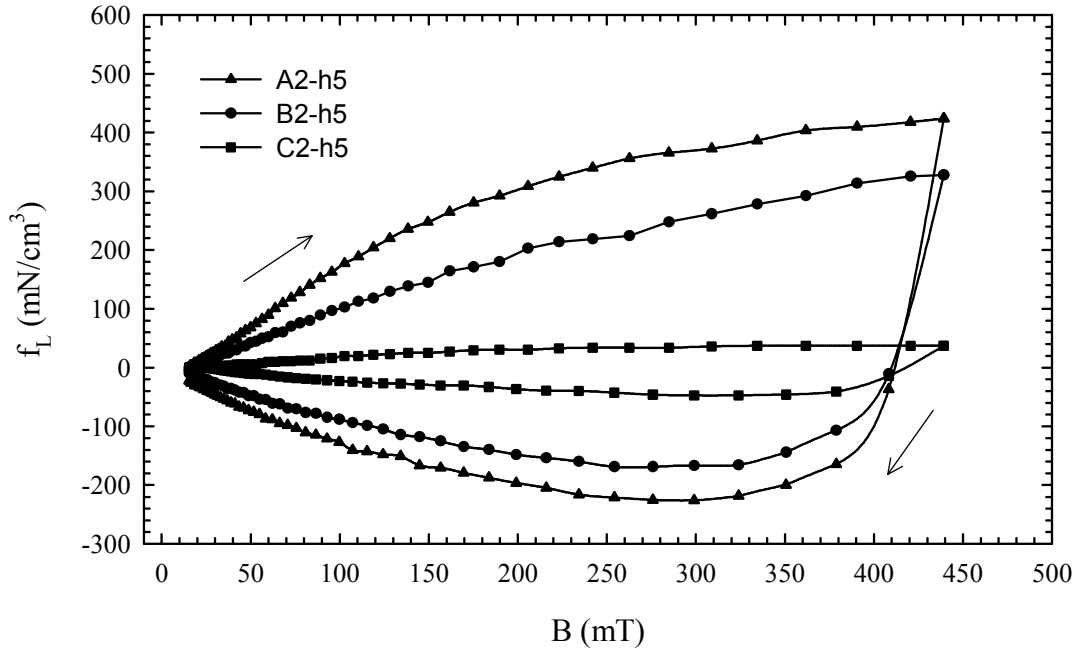
Şekil 3.70. h2 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi



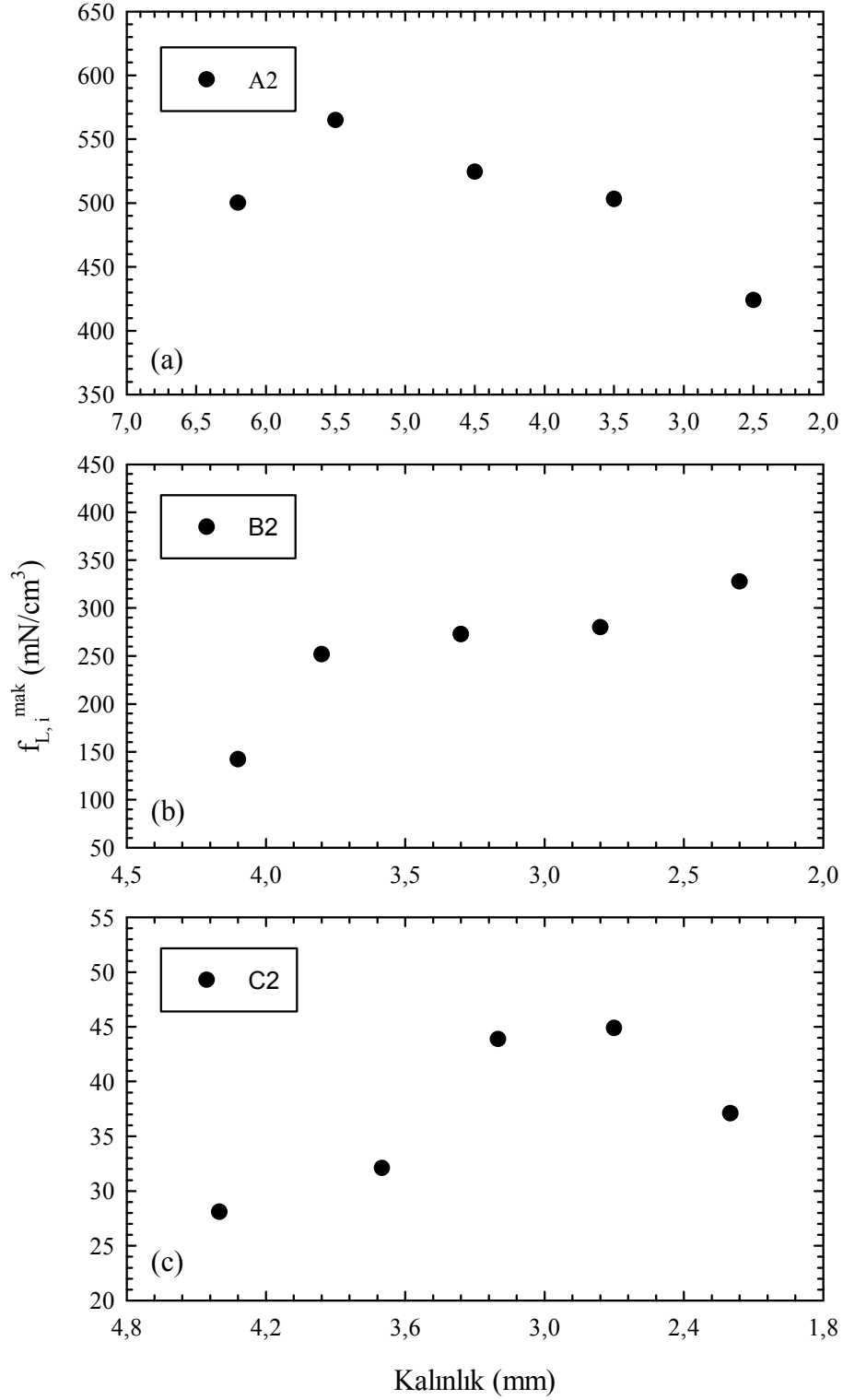
Şekil 3.71. h3 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi



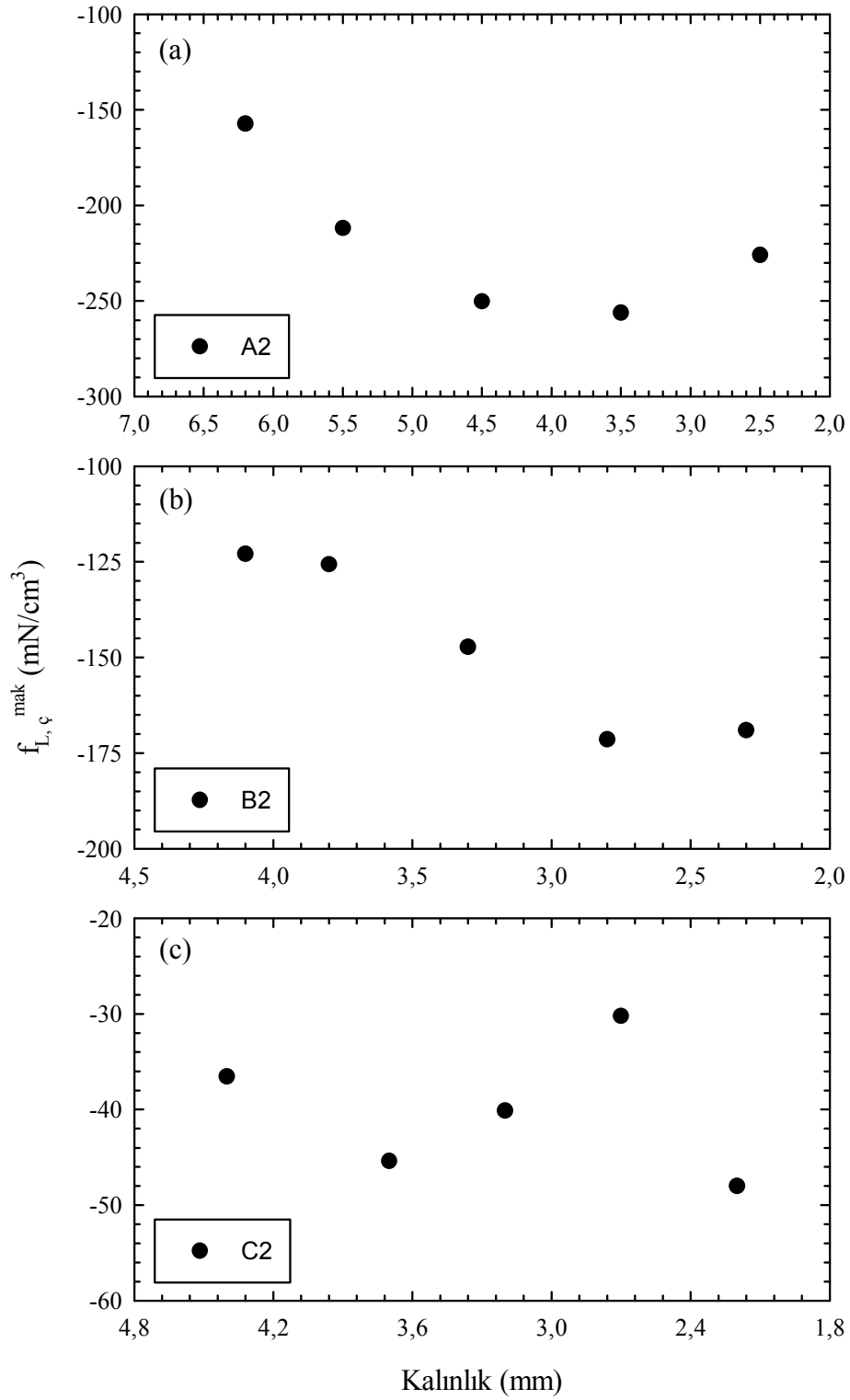
Şekil 3.72. h4 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi



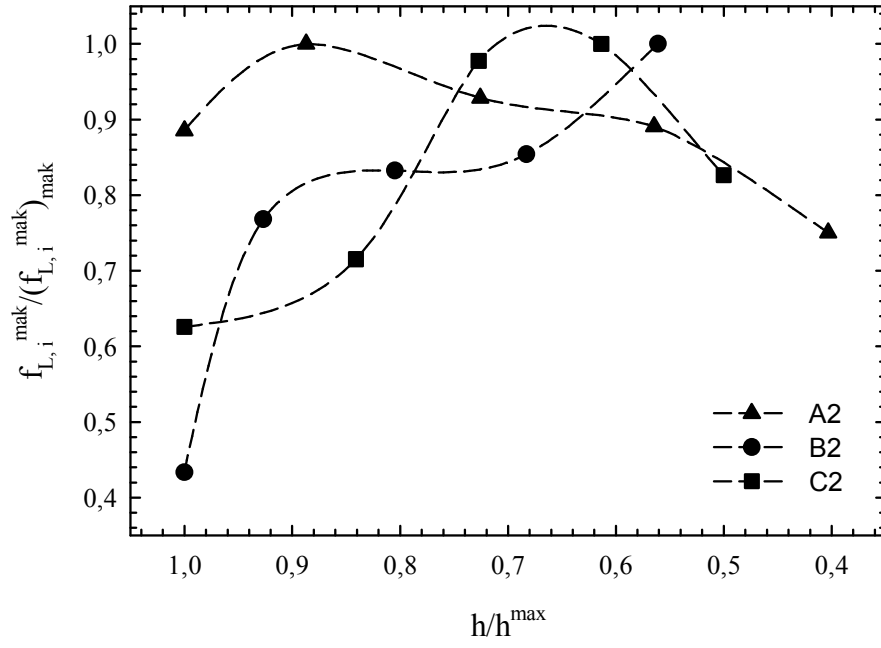
Şekil 3.73. h5 kalınlığındaki tüm numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin eksenel doğrultudaki manyetik alanla değişimi



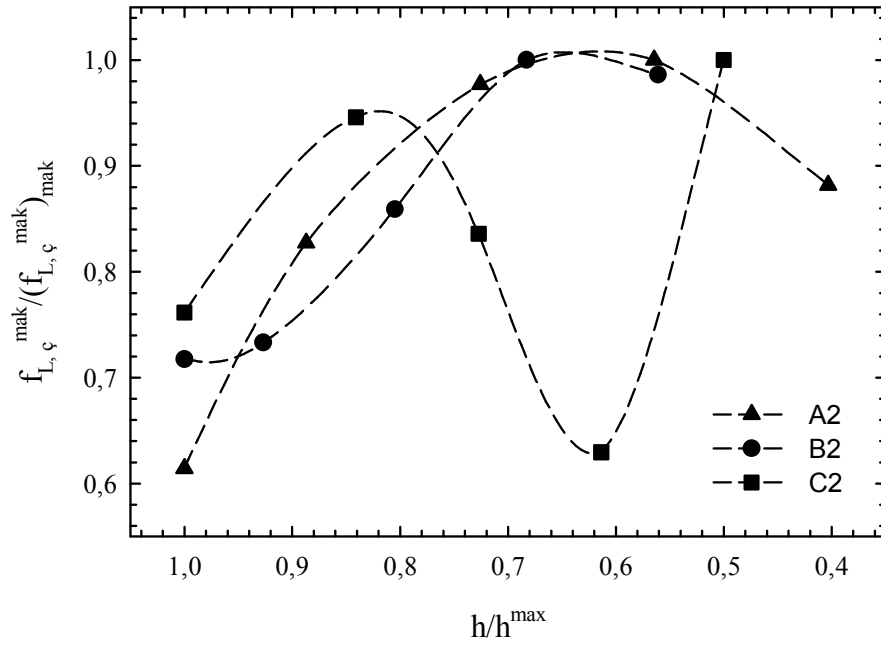
Şekil 3.74. Birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin itici kısmının kalınlığa göre değişimi (a) A2, (b) B2, (c) C2 numuneleri



Şekil 3.75. Birim hacimdeki kaldırma kuvvetinin çekici kısmının kalınlığa göre değişimi (a) A2, (b) B2, (c) C2 numuneleri

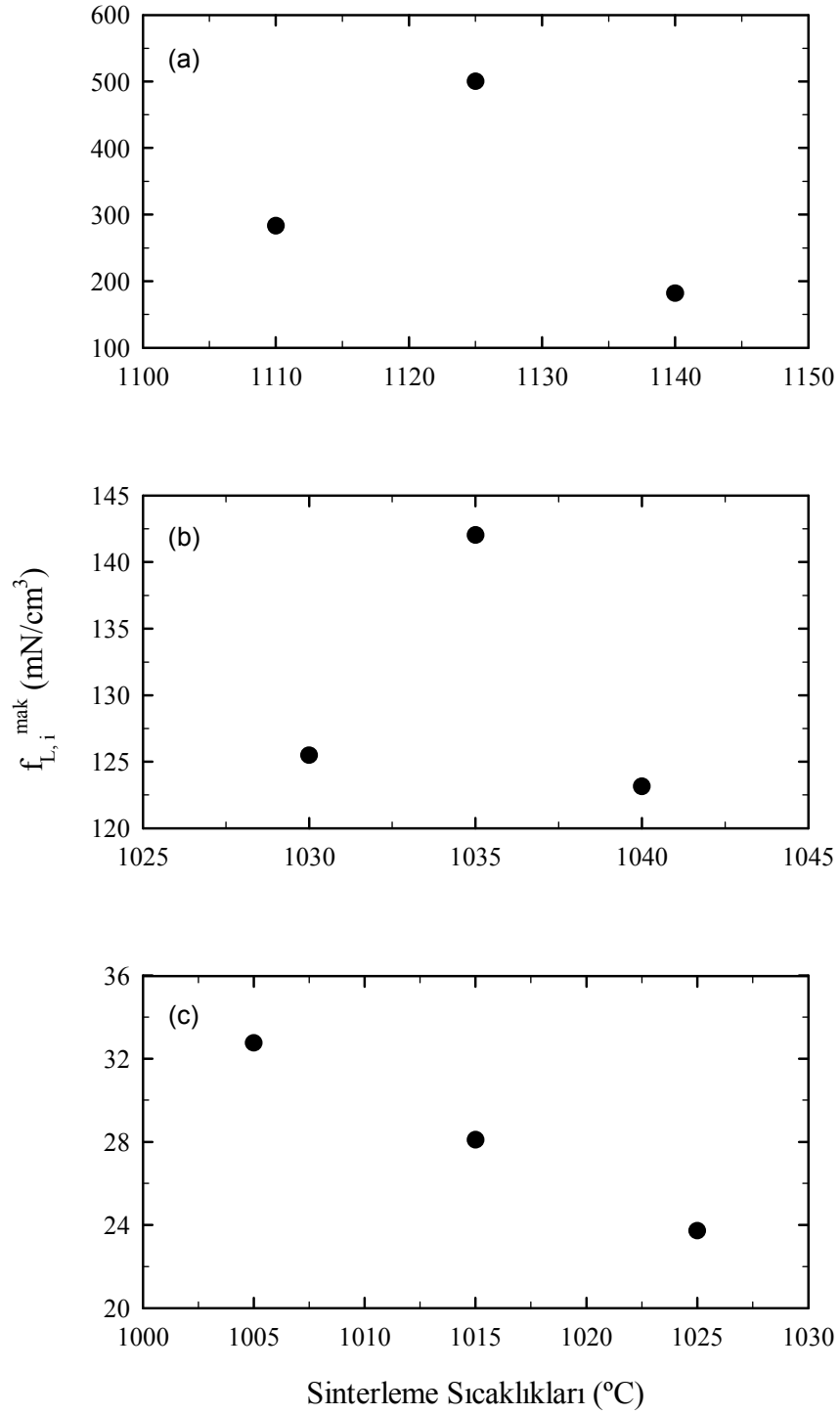


(a)

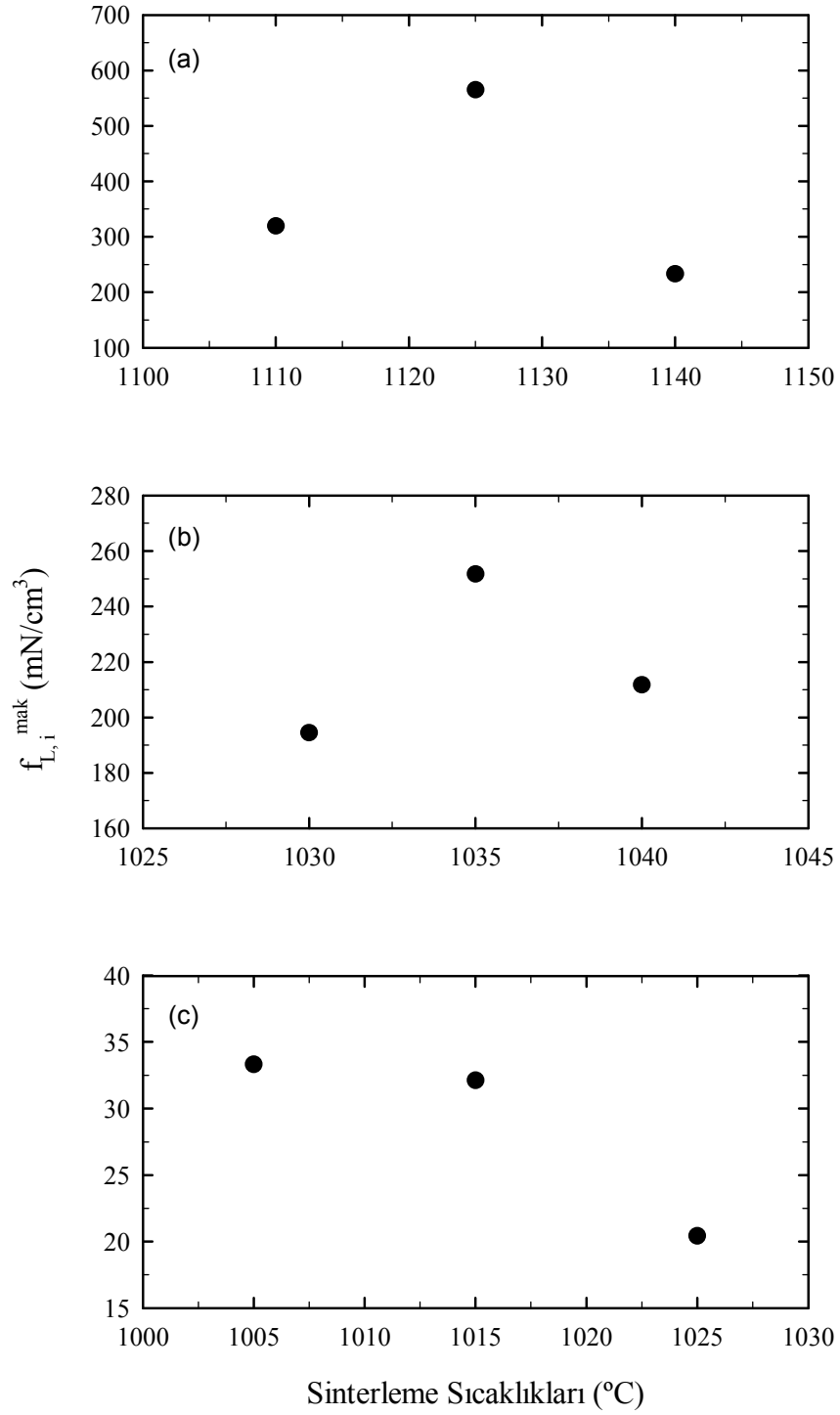


(b)

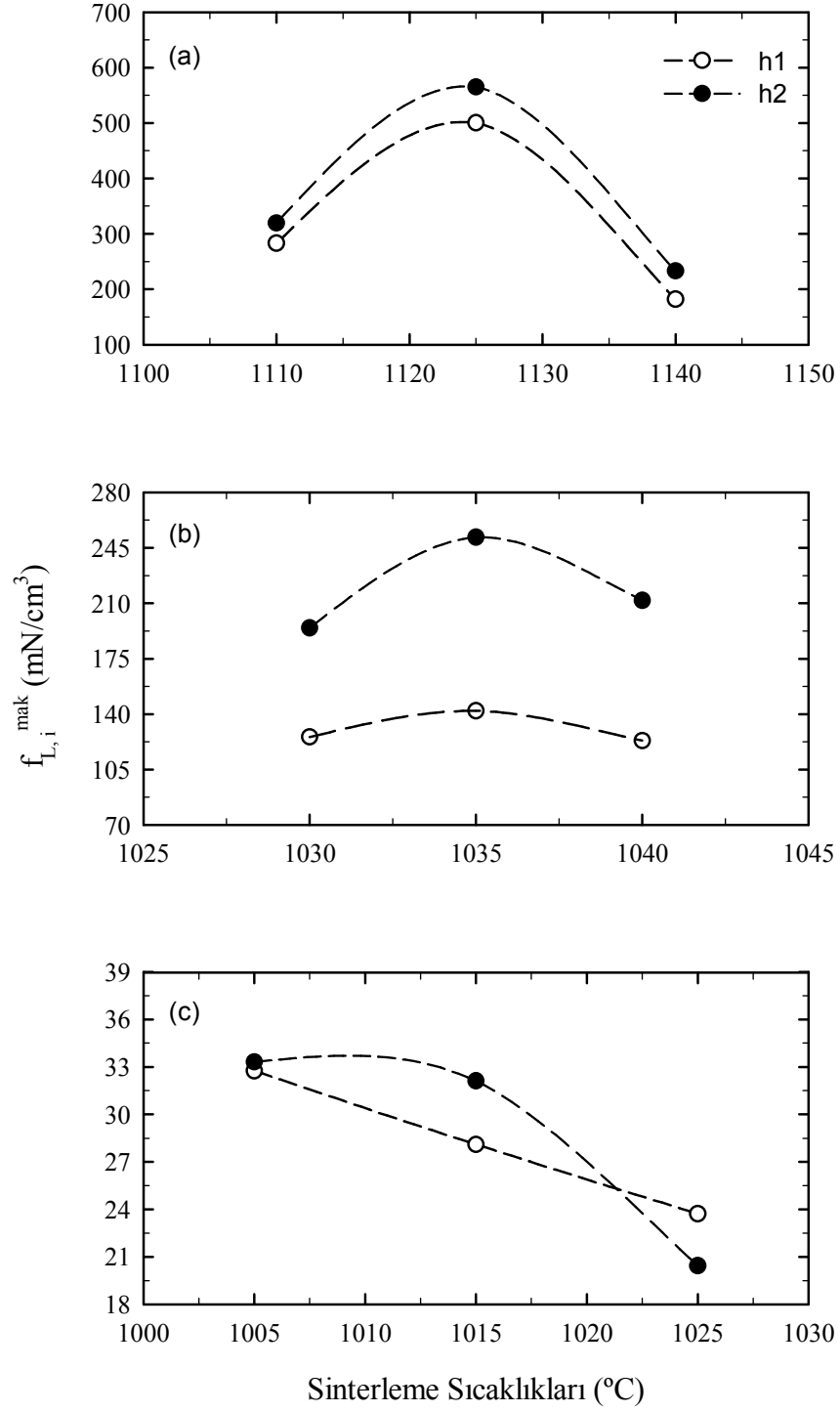
Şekil 3.76. Farklı eritme yöntemleri ile üretilen A2, B2 ve C2 numunelerine ait normalize edilen manyetik alanın normalize edilen kalınlığa göre değişimi: (a) itici kısım, (b) çekici kısım



Şekil 3.77. h1 kalınlığındaki numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerinin sinterleme sıcaklığına göre değişimi: (a) MPMG, (b) FQMG, (c) Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler



Şekil 3.78. h2 kalınlığındaki numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerinin sinterleme sıcaklığına göre değişimi: (a) MPMG, (b) FQMG, (c) Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler



Şekil 3.79. h1 ve h2 kalınlığındaki numuneler için birim hacimdeki kaldırma kuvvetine ait itici kısmın maksimum değerinin sinterleme sıcaklığına göre değişimleri: (a) MPMG, (b) FQMG, (c) Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler

3.6. Manyetizasyon Ölçümleri

Külçe halinde olan numunelerin hepsi manyetizasyon ölçümleri için $2,5 \times 2,5 \times 3 \text{ mm}^3$ ebatlarında kesilerek ölçüm için uygun hale getirildi. Manyetizasyon ölçümleri (M-H) 25, 50, 77 K sıcaklıklarında ZFC rejimi altında yapıldı. Numuneler ilgili sıcaklık değerlerinde dengeye getirildikten sonra 10 mT/sn hızla $\pm 3 \text{ T}$ maksimum manyetik alanı değerleri arasında altı kuadranlı (çeyrekli) olarak ölçüldü. Deney sisteminde Quantum Design Titreşim Örneklemeli Manyetometre (VSM) kullanıldı. Yapılan ölçümler moment “emu” cinsinden ölçüldü ve alınan ölçüm sonuçları numunenin hacmine bölünerek “emu/cm³” cinsinden manyetizasyona dönüştürüldü. Ölçümlerin incelenmesi üç farklı şekilde yapıldı.

Aynı maksimum alanda ve farklı sıcaklıklarda yapılan manyetizasyon ölçümleri A1, A2, A3, B1, B2, B3, C1, C2 ve C3 numuneleri için sırasıyla Şekil 3.80-88’de gösterildi.

Tüm numuneler için aynı maksimum alanda ve aynı sıcaklıkta manyetizasyon ölçümleri Şekil 3.89-91’de verildi.

Eritme yöntemlerinin kendi aralarındaki sinterleme işlemleri göz önüne alınarak aynı maksimum alandaki ve aynı sıcaklık değerlerindeki manyetizasyon ölçümleri Şekil 3.92-100’de görülmektedir.

Tüm numuneler için manyetizasyonun sıcaklığa göre değişimi (M-T) Şekil 3.101’de görüldüğü gibi elde edildi. Bu ölçümler, ZFC rejimi ile numuneler soğutulduktan sonra 4 K/dk hızla 10-110 K sıcaklıkları arasında ve ölçüm esnasında $H=1 \text{ T DC}$ manyetik alan uygulanarak elde edildi.

Ölçümler ve karşılaştırmalar yapılarak aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

a) Aynı manyetik alanda numunenin sıcaklık değeri azaldıkça manyetizasyon ilmeğindeki ΔM değeri artmaktadır.

b) Farklı eritme yöntemleri ve farklı sinterleme işlemleri numunelerin ΔM değerini değiştirmektedir.

c) Alınan ölçümlerde 50 K’de C3, 77 K’de A1, A2, B2, B3, C1, C2 ve C3 numunelerine ait veriler alınamadı. Verilen sıcaklıkta uygulanan maksimum alan süperiletkenliği bozacak seviyede olduğundan dolayı bu ölçümlerin alınamadığı tahmin edilmektedir.

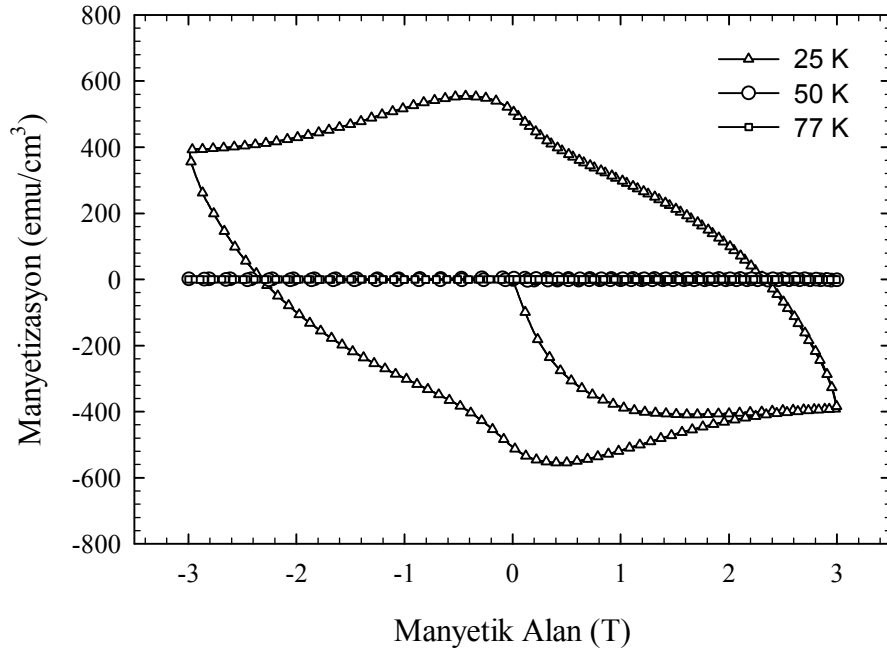
d) Aynı numunenin farklı sıcaklıklarda alınan birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimleri incelendiğinde, genel olarak MPMG yöntemiyle üretilen

numunelerde manyetizasyon değerlerinin diğer yöntemlerde üretilenlere göre daha iyi olduğu gözlemlendi. MPMG eritme yöntemiyle üretilen numunelerde sıcaklık azaldıkça ΔM değerleri giderek genişlemekte ve eğrilerin eğimleri daha iyi diyamanyetik özellik göstermektedir. FQMG eritme yöntemi ile MPMG eritme yöntemiyle üretilen numuneler mukayese edildiğinde, sıcaklık azaldıkça ΔM değerlerindeki genişlemenin ve eğrilerin eğimlerinin daha az olduğu tespit edildi. Y211 potada FQMG eritme yöntemiyle üretilen numuneler ile FQMG eritme yöntemiyle hazırlanan numuneler karşılaştırıldığında, Y211 potada FQMG eritme yöntemiyle üretilen numunelerin ΔM değerlerindeki genişlemenin ve eğrilerin eğimlerinin daha az olduğu tetkik edildi. Literatürde, MPMG eritme yöntemiyle hazırlanan numunelerin diğer yöntemlerle kıyaslandığında sağladığı avantajlar şu şekilde özetlenebilir: Numunelerin içerisindeki zayıf bağlantıların (weak links) minimum seviye düşürüldüğü, Y123 süperiletken fazı kristallerinin büyüdüğü, başlangıç kompozisyonu ve eritme sıcaklıkları kontrol edilerek Y123 fazı içerisindeki ikinci faz parçacıklarının oluşumunun kontrol edildiği ve özellikle bunlar arasında Y211 yarıiletken fazı şeklinin küresel, boyutun küçülerek yapı içerisinde homojen bir şekilde dağıldığı, ikizlemeler (twins) ve mikro çatlaklarının süperiletken özelliklerini artıracak yönde değiştirildiği gözlemlendi (Murakami, 1992). Ayrıca, 1400 °C üzerinde platin potada eritme yapıldığından dolayı bu esnada yapı içerisine platin katkılındığı tespit edildi. Bu katkı ile manyetizasyonun artmasında büyük katkısı olan Y211 parçacıklarının boyutunun daha da küçüldüğü ve Y123 faz kristallerinin daha da büyüyerek taneler arasındaki artık fazların oluşumunu azaltıp tanelerin birbirleriyle olan temaslarının daha da iyi olduğu tetkik edildi. (Shiohara ve Endo, 1997; Ogawa vd., 1992).

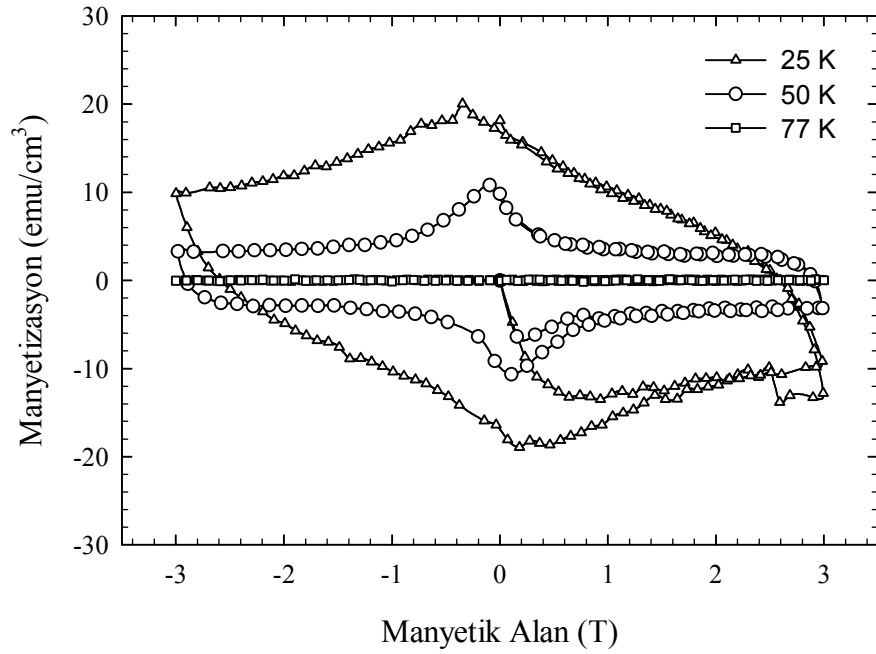
e) Tüm numunelerin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi irdelendiğinde en yüksek manyetizasyonun değerlerinin; 25 K'de A1 numunesi, 50 K'de A3 numunesi ve 77 K'de ise A3 numunesine ait olduğu gözlemlendi.

f) Eritme yöntemlerine ait farklı sinterleme işlemlerinde elde edilen birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi incelendiğinde, sinterleme işlemleri değiştikçe manyetizasyon değerlerinin değiştiği gözlemlendi. Literatürde, aynı eritme yöntemiyle farklı sinterleme işlemlerinde üretilen numunelerde manyetizasyonun en iyi olduğu bir sıcaklık (optimal temperature) değeri vardır. Ayrıca, bu değer oluşturulan başlangıç kompozisyonuna, kullanılan yöntemlere, ortam şartları vb. gibi faktörlere bağlı olarak da değişmektedir (Male vd., 1989; Goto ve Hayakawa, 1992; Zhang vd., 1995).

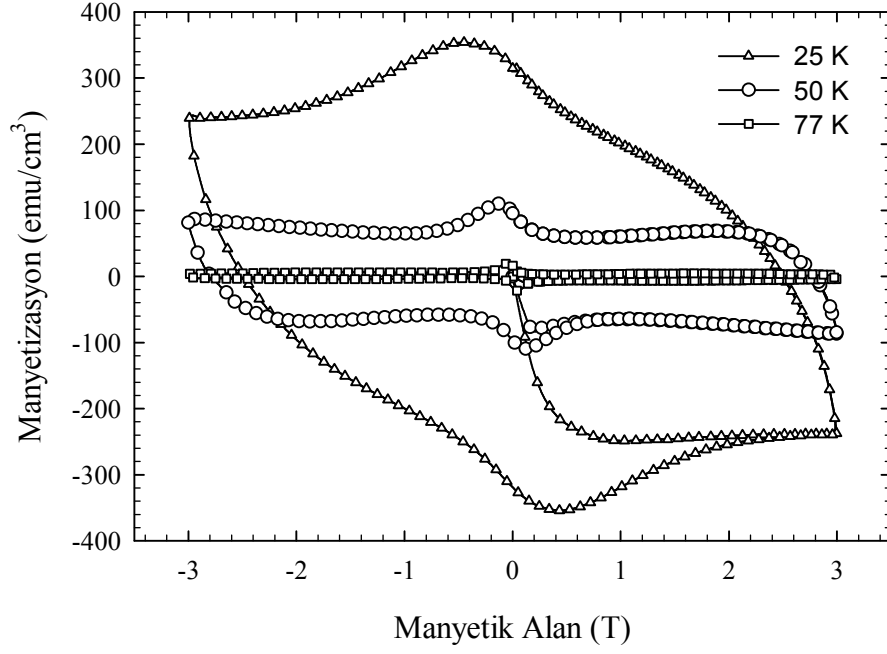
g) Tüm numuneler için manyetizasyonun sıcaklıkla değişimleri irdelendiği zaman, numunelerin sıcaklığa bağlı olarak nasıl değiştiği görülmektedir. Alınan ölçümlerde her bir numunenin değişim eğrisinin farklı olduğu gözlendi. M-H eğrisinde 25 K’de en iyi manyetizasyon A1 numunesinde olmasına rağmen M-T grafiğinde 10 K’de bu değerin A2 numunesinde olduğu tespit edildi. A2 numunesinin eğimi A1 numunesine göre daha fazla olduğundan dolayı yaklaşık 20 K civarında bunun değişerek en iyi manyetizasyonun A1 numunesine dönüştüğü gözlendi. Kritik sıcaklık geçiş değerinin en iyi olduğu numune $H=1$ T sabit DC manyetik alan altında $T_c \approx 91,5$ K olan A3 numunesi olduğu ve ayrıca bu numunenin bu sıcaklığa yakın değerlerde ΔT değerinin en küçük olduğu tespit edildi.



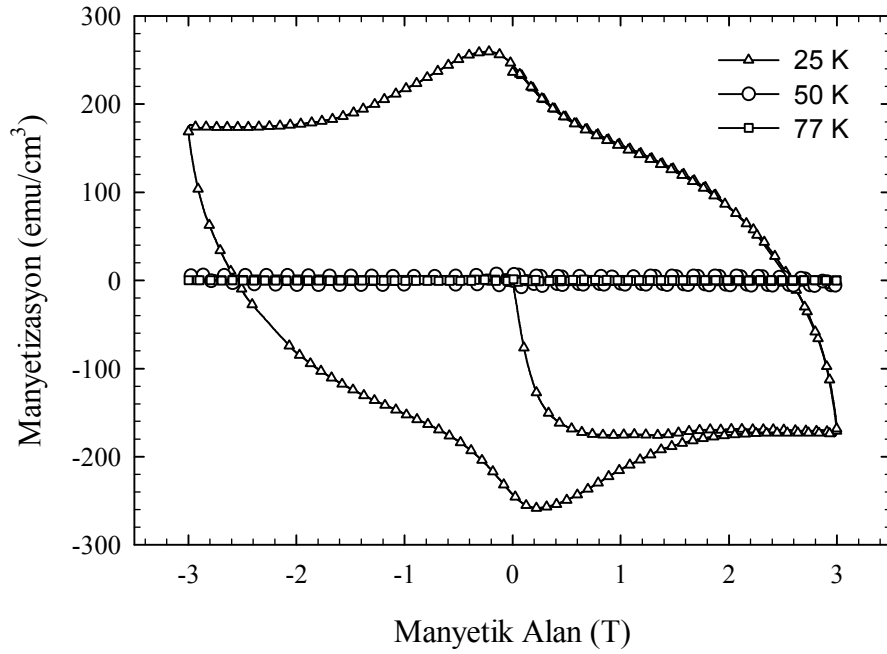
Şekil 3.80. A1 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



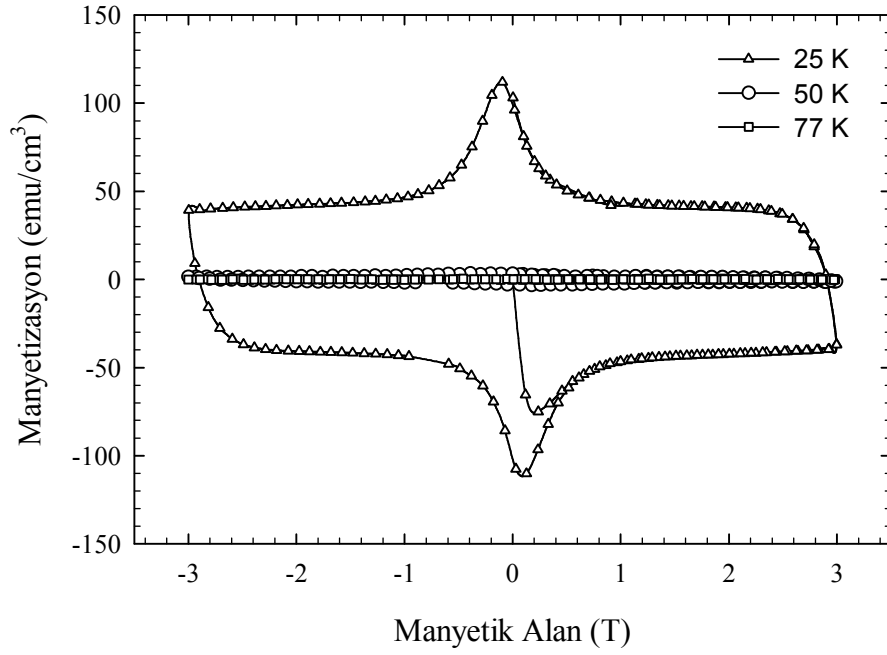
Şekil 3.81. A2 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



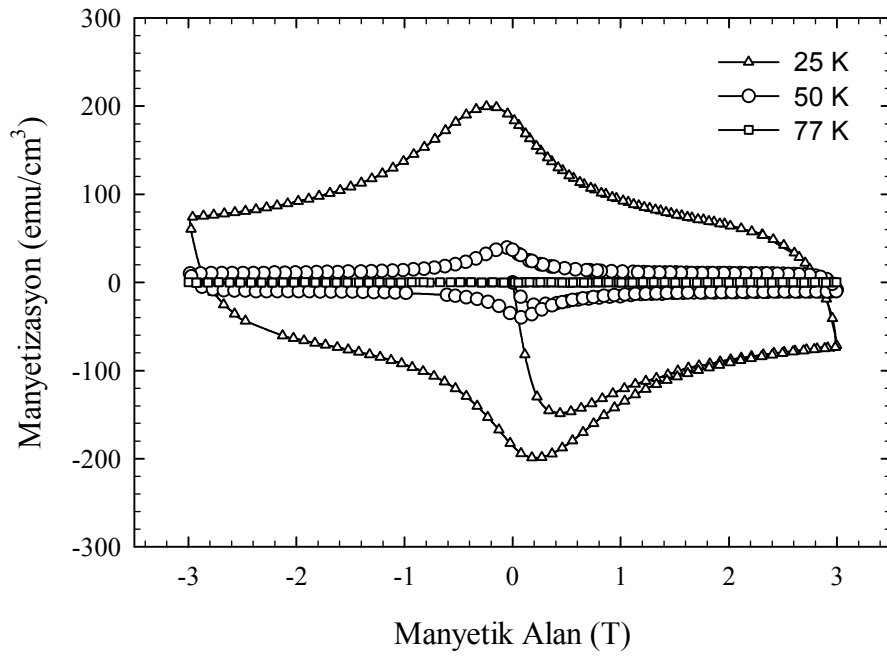
Şekil 3.82. A3 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



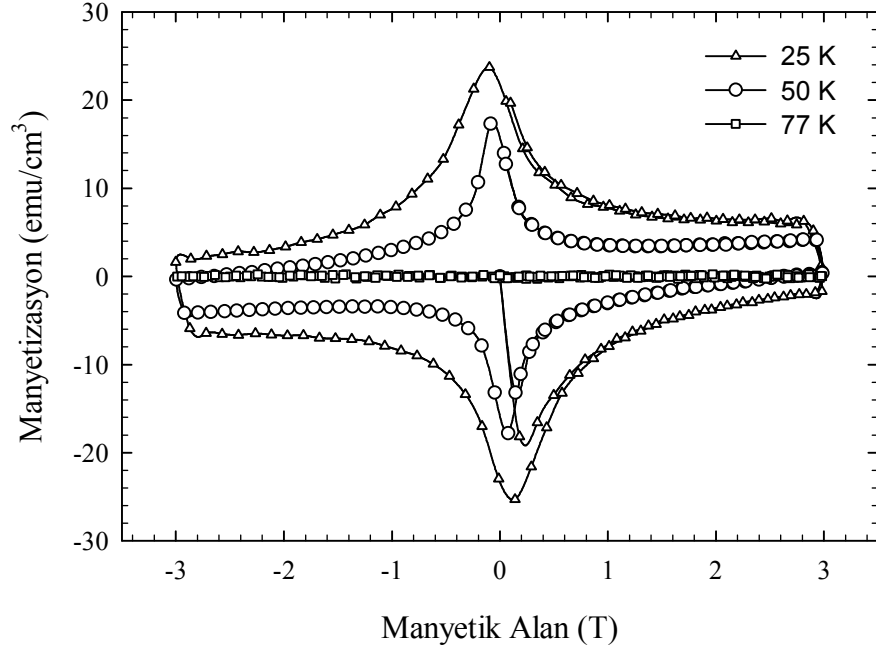
Şekil 3.83. B1 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



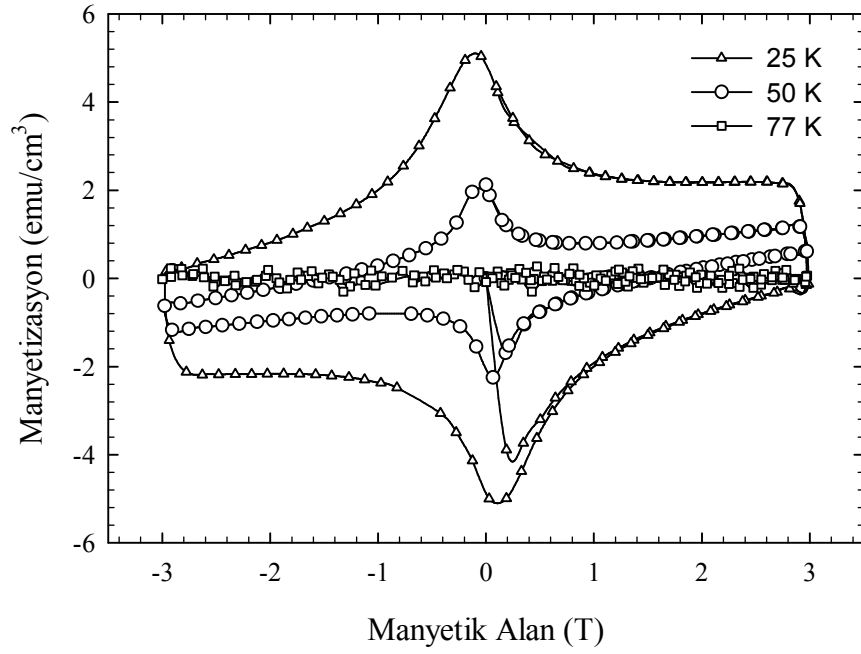
Şekil 3.84. B2 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



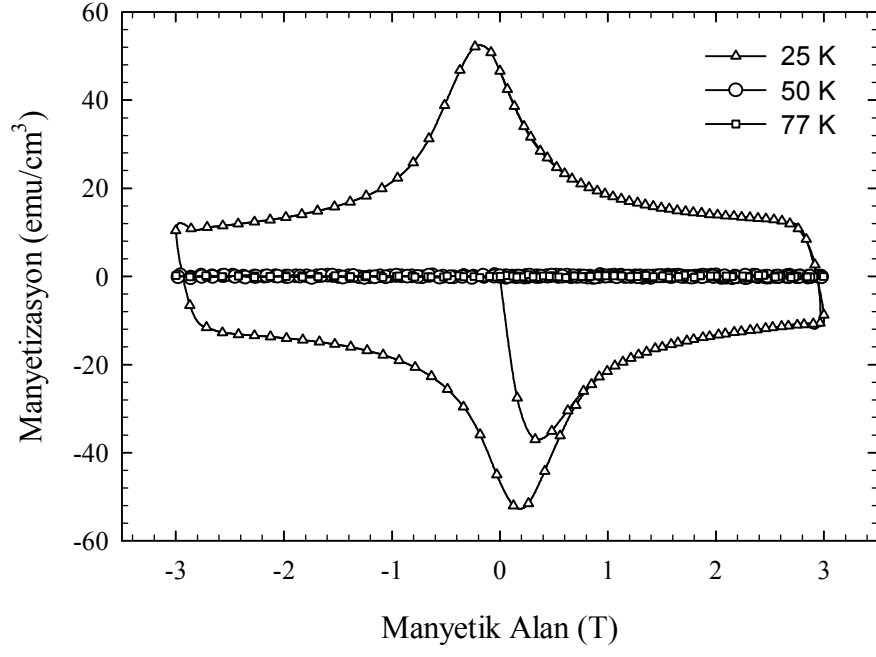
Şekil 3.85. B3 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



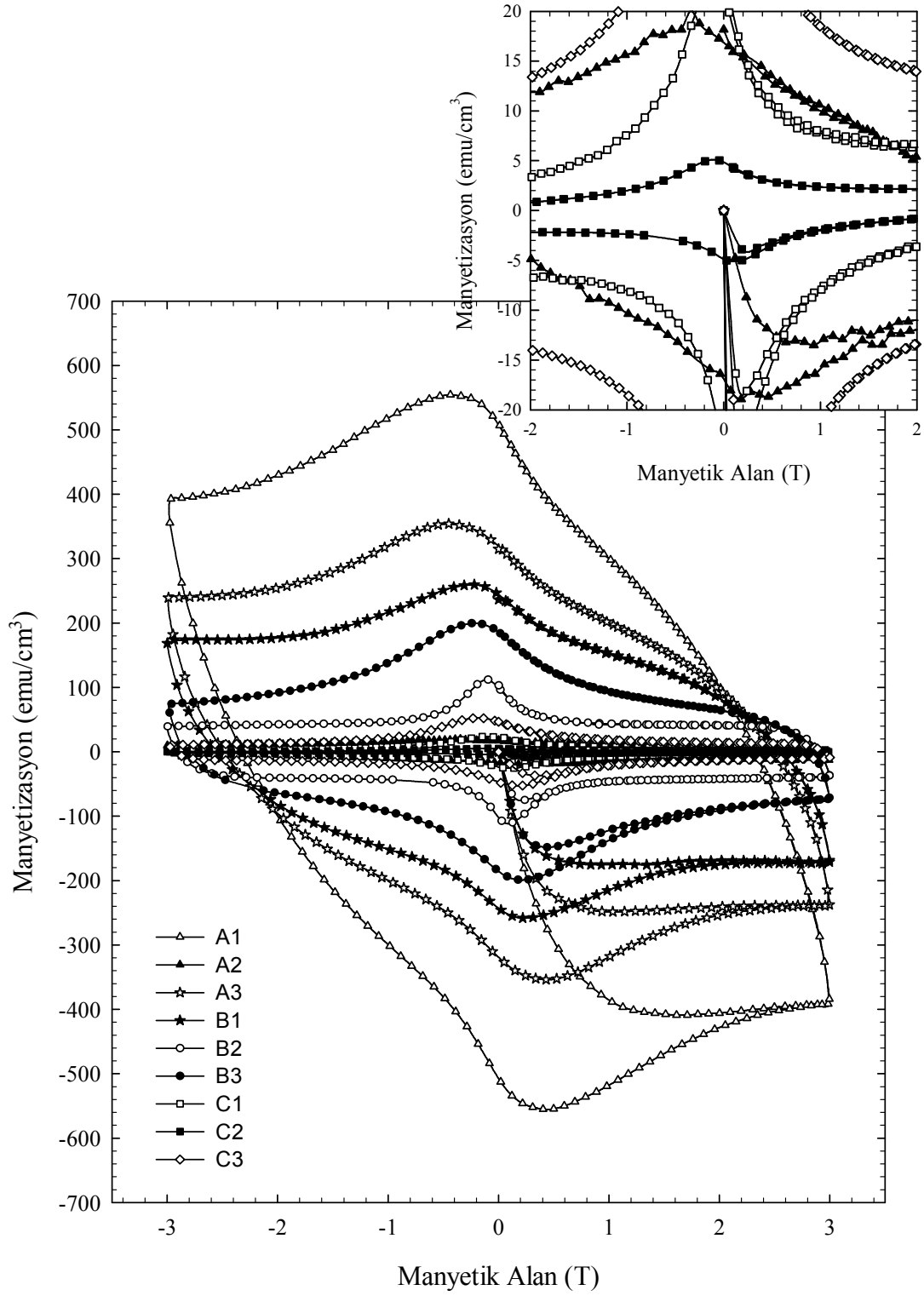
Şekil 3.86. C1 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



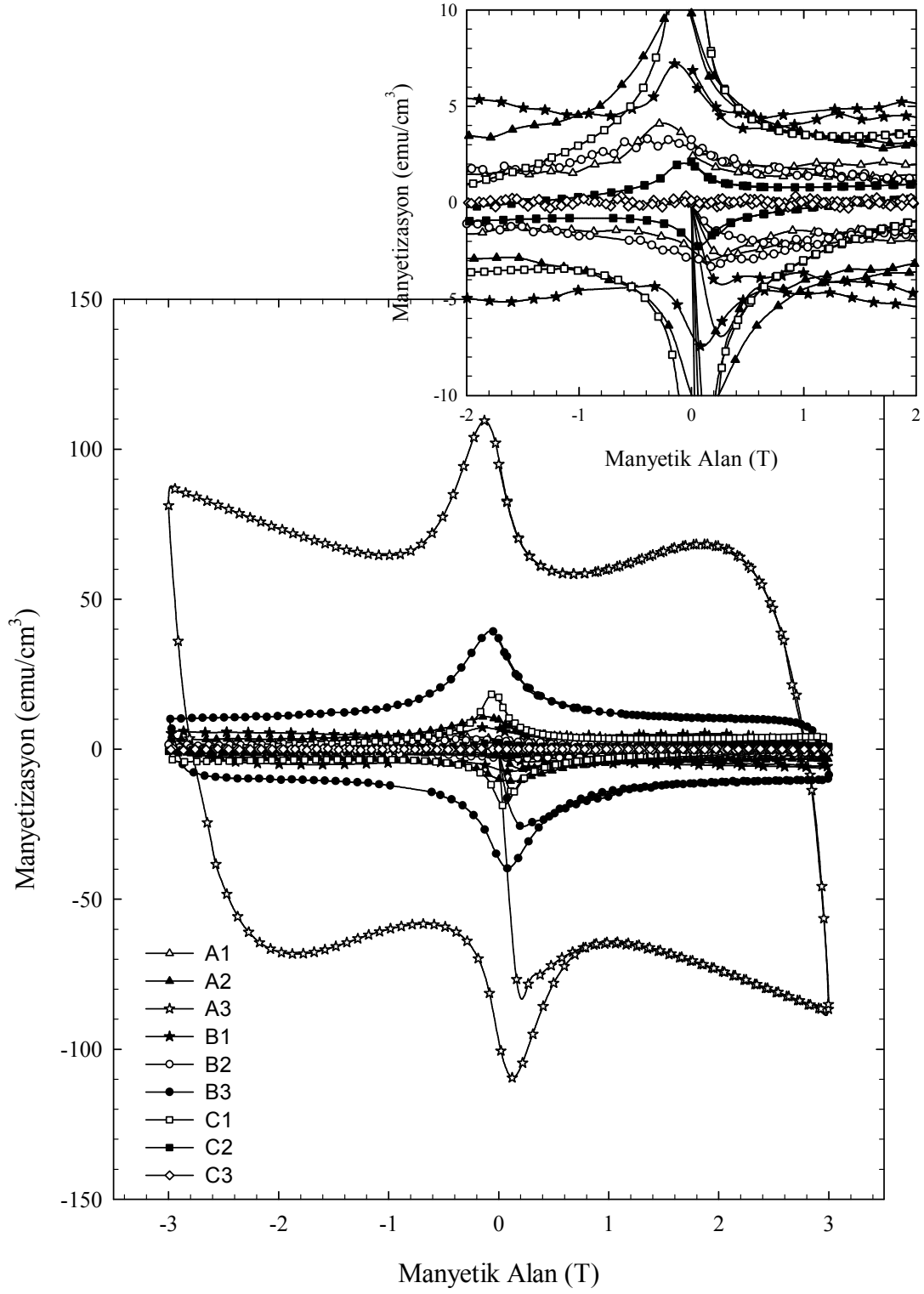
Şekil 3.87. C2 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



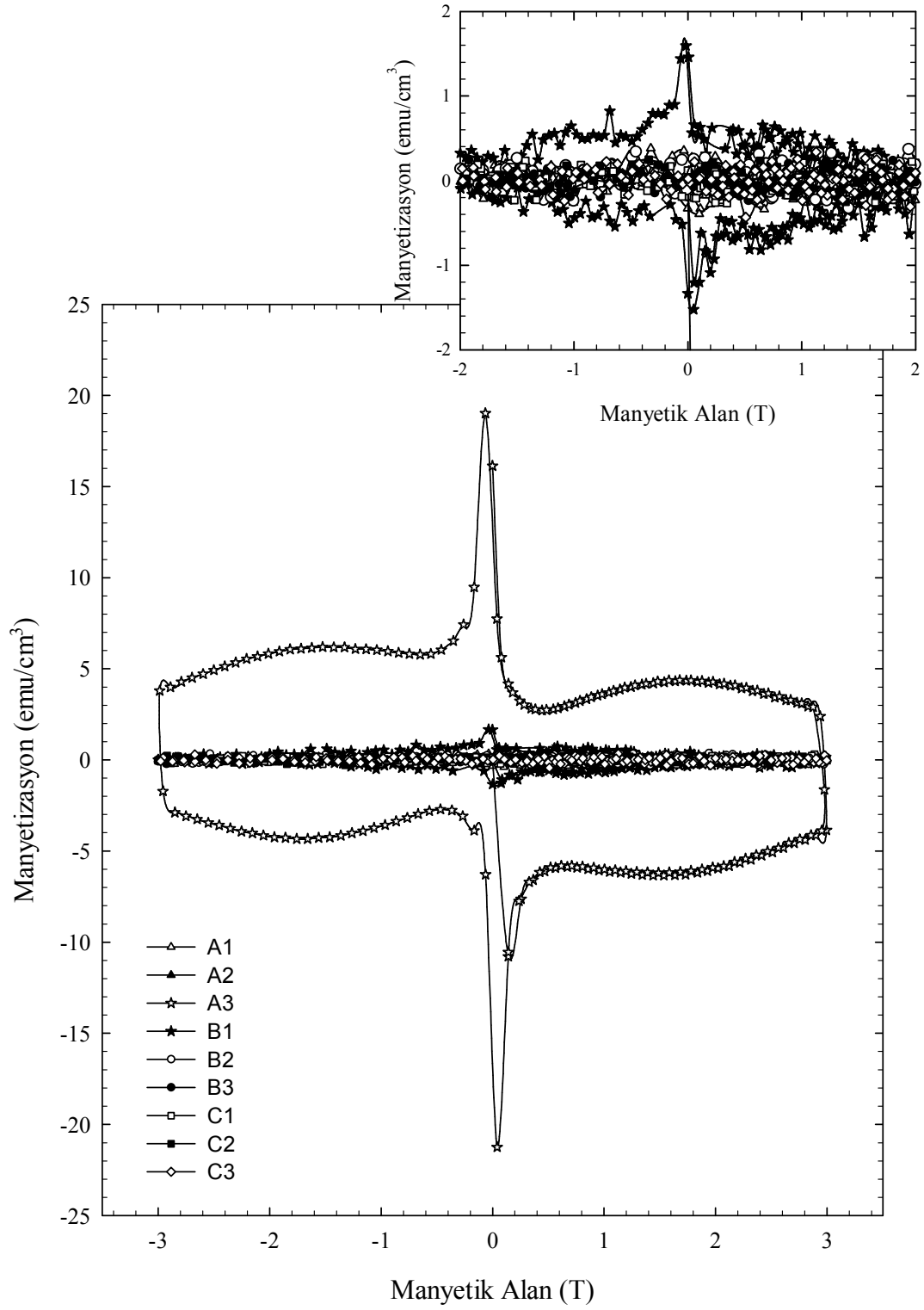
Şekil 3.88. C3 numunesinin birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



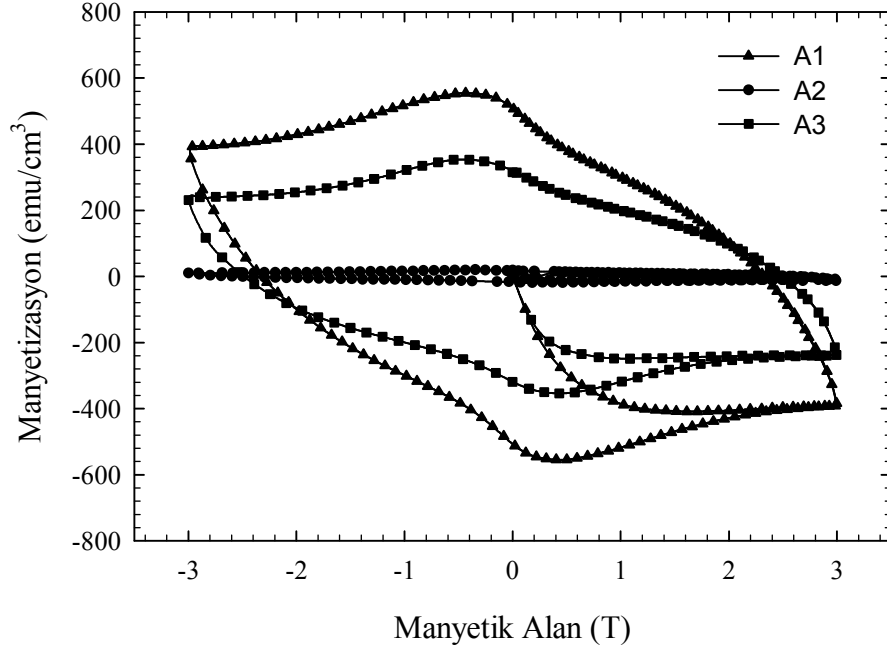
Şekil 3.89. 25 K’de tüm numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



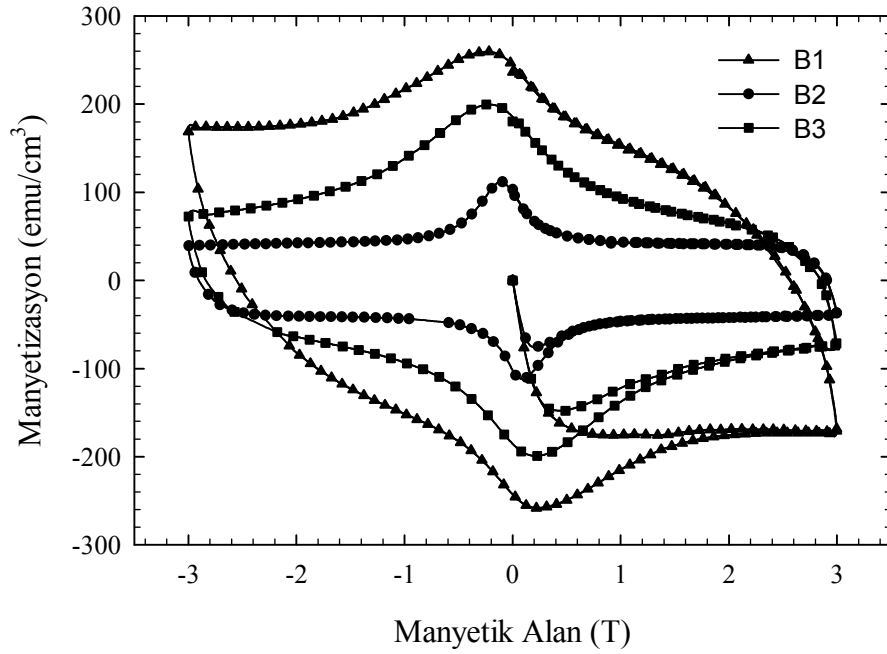
Şekil 3.90. 50 K’de tüm numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



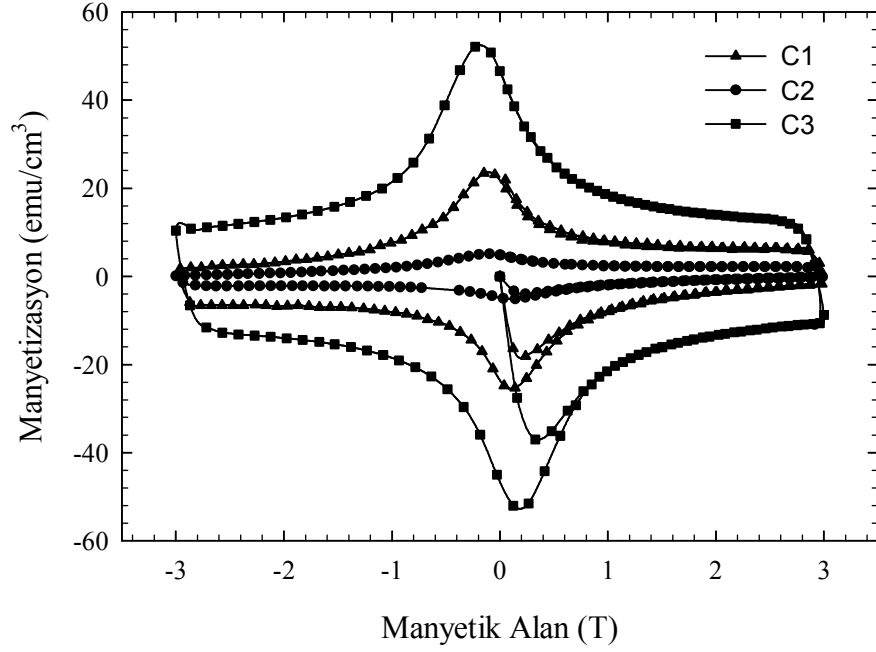
Şekil 3.91. 77 K’de tüm numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



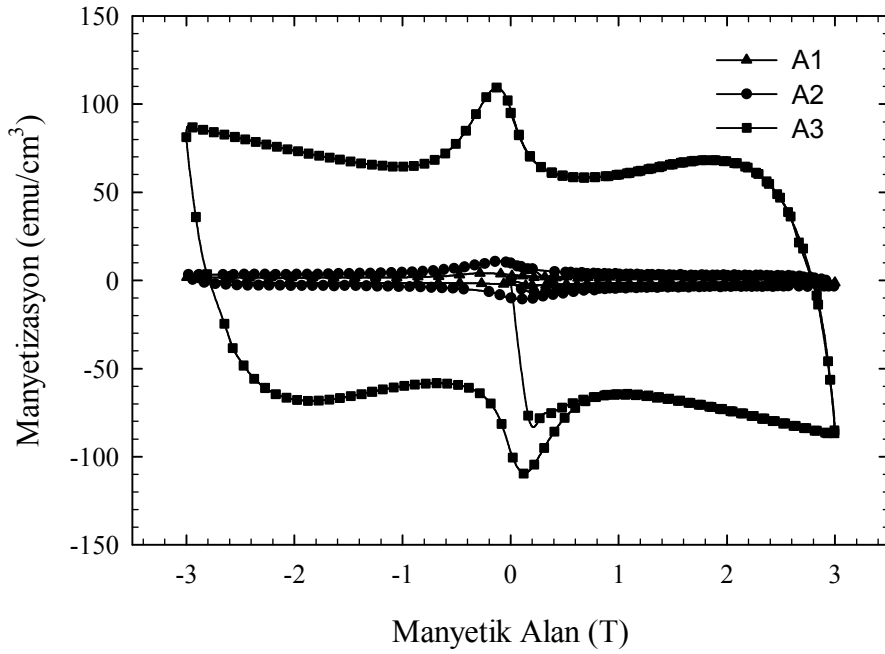
Şekil 3.92. 25 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



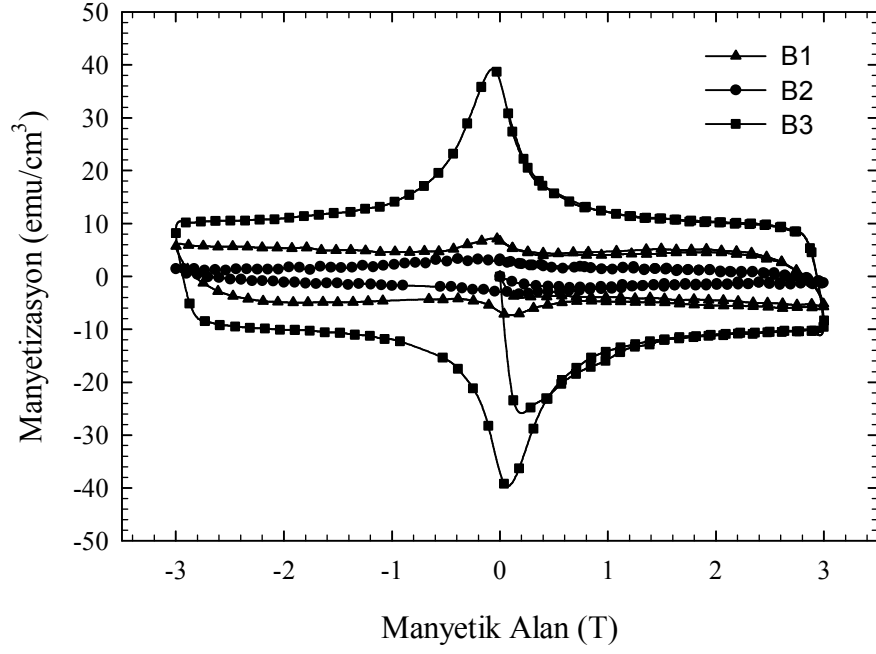
Şekil 3.93. 25 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



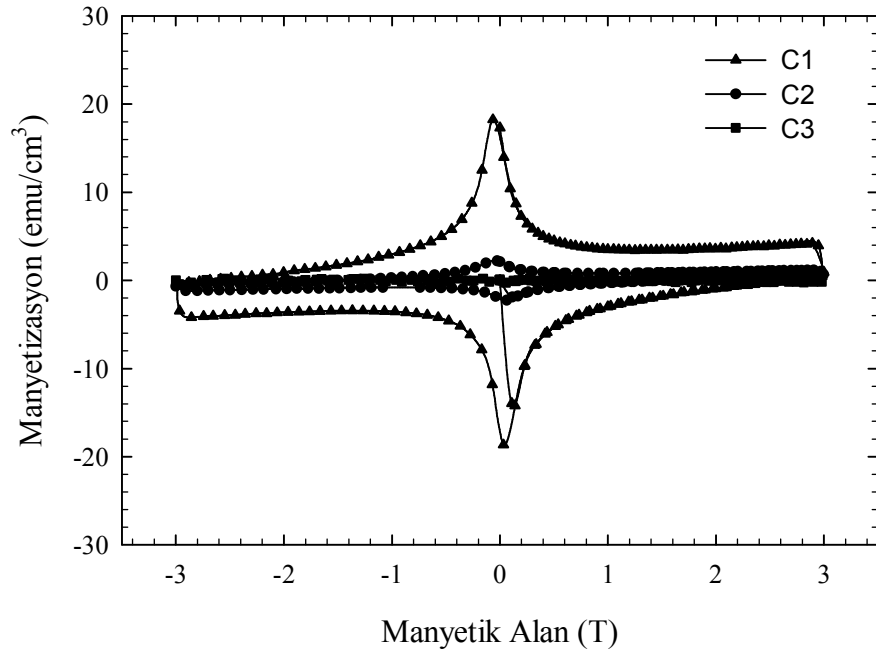
Şekil 3.94. 25 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



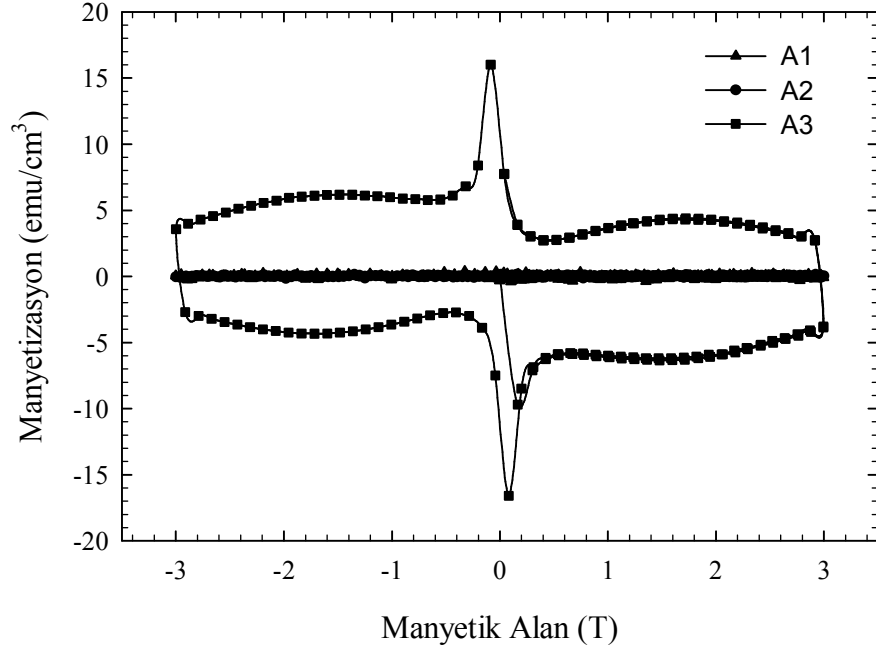
Şekil 3.95. 50 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



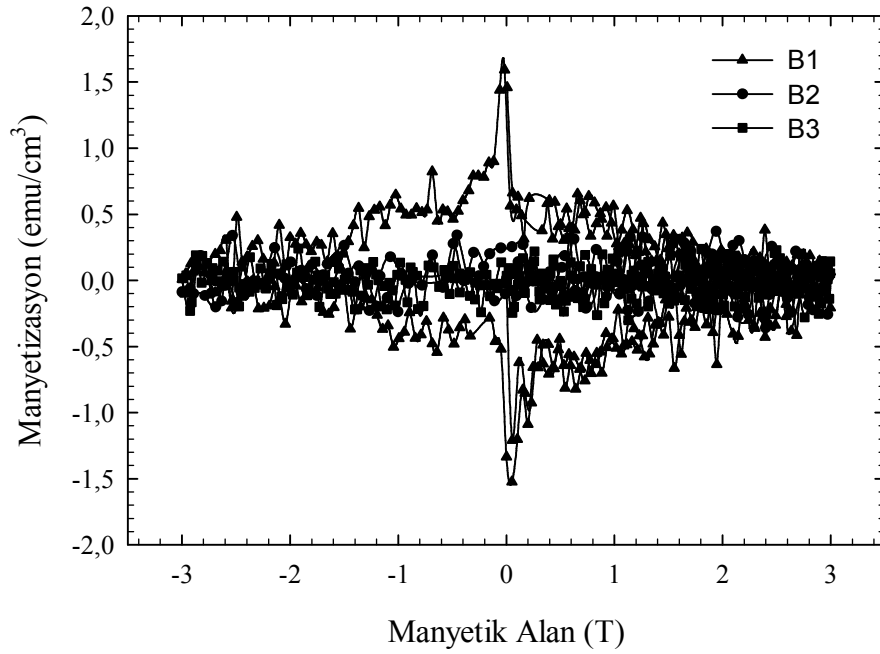
Şekil 3.96. 50 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



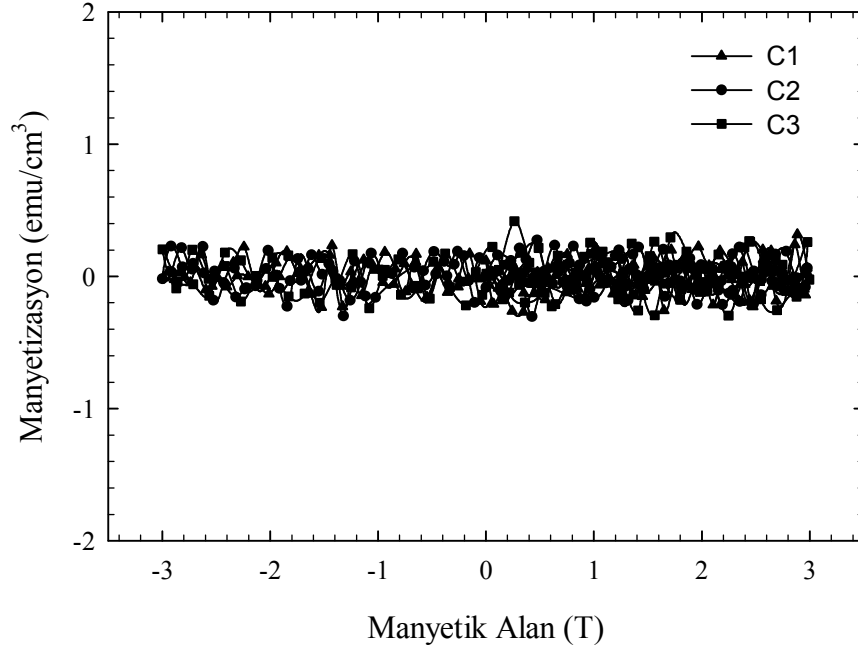
Şekil 3.97. 50 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



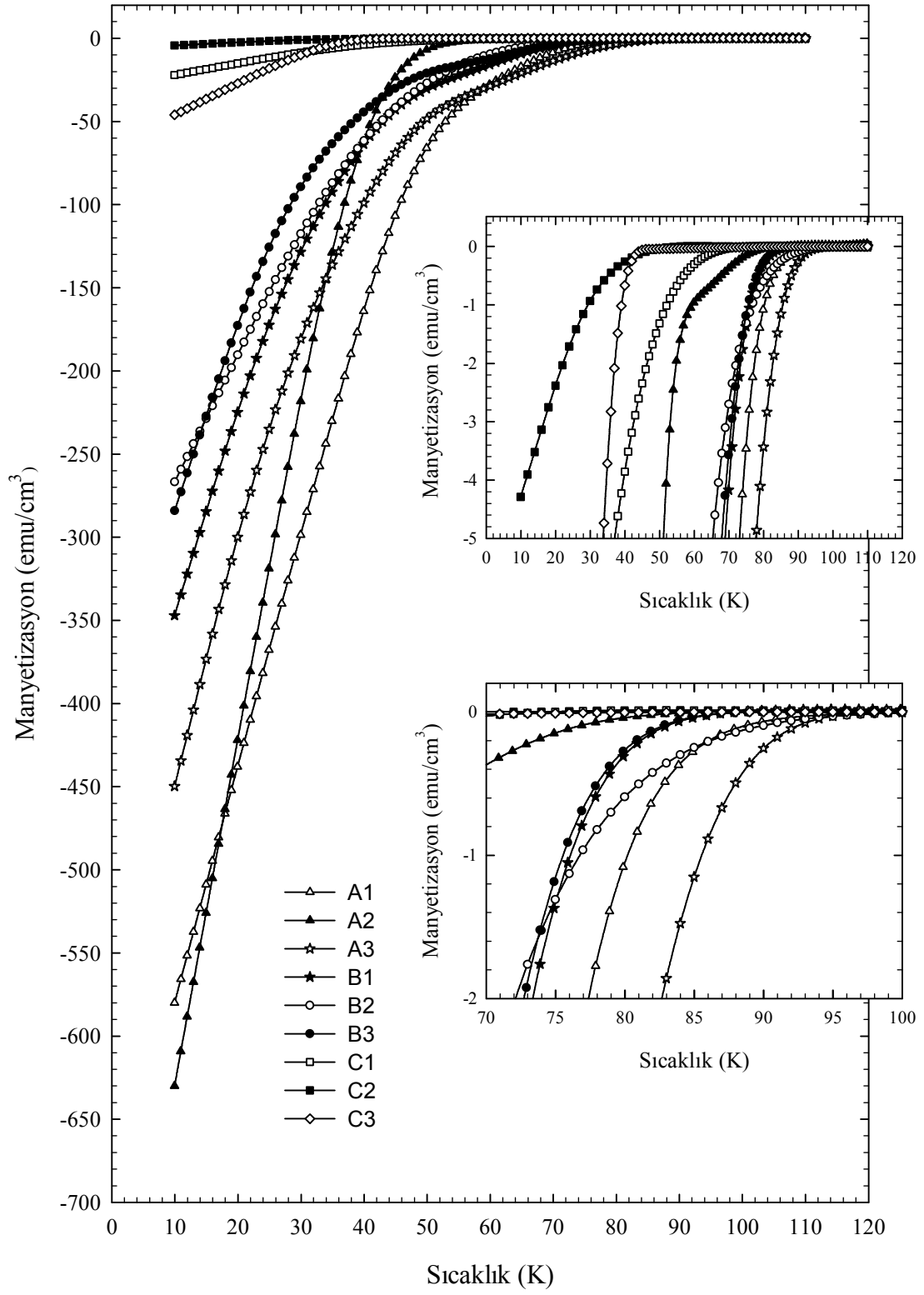
Şekil 3.98. 77 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.99. 77 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.100. 77 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.101. Tüm numuneler için sıcaklığın manyetizasyonla değişimi

3.7. Kritik Akım Yoğunluğu Hesabı

Numunelerin kritik akım yoğunluğu manyetizasyon ölçüm verilerinden yararlanılarak, düzlem geometri için geliştirilen Bean kritik model kullanılarak aynı manyetik alanda ve farklı sıcaklıklarda hesaplandı.

Ölçüm için hazırlanan numunelerin hepsi dikdörtgenler prizması şeklinde olduğundan dolayı kritik akım yoğunluğunu hesaplamak için aşağıdaki formül kullanıldı (Chen vd., 1990):

$$J_c(H) = \frac{\Delta M}{a \left(1 - \frac{a}{3b} \right)} \quad (3.4)$$

Verilen formülde manyetik alan doğrultusundaki numunenin kesit alanı $2ax2b$ ve $b \geq a$ olmalıdır. ΔM aralığı, M-H ilmeğinde ikinci ve beşinci çeyreklerdeki veriler kullanılarak hesaplandı.

Yapılan hesaplamalar üç şekilde incelendi. Bu incelemeler manyetizasyon ölçümlerine benzerdir (Şekil 3.102-3.122).

Hesaplamalar ve karşılaştırmalar yapılarak aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

a) Aynı numuneler için aynı manyetik alanda sıcaklık değeri azaldıkça kritik akım yoğunluğunun artışı gözlemlendi.

b) Farklı eritme yöntemleri ve farklı sinterleme işlemlerinde numunelerin J_c değerlerinin değiştiği tespit edildi.

c) Alınan ölçümlerde 50 K'de C3, 77 K'de A1, A2, B2, B3, C1, C2 ve C3 numunelerine ait manyetizasyon verileri alınamadığından dolayı kritik akım yoğunlukları hesaplanamadı.

d) Kritik akım yoğunluğunun değişim eğrisi farklı eritme yöntemleri, farklı sinterleme işlemleri ve ölçüm alınan sıcaklığa göre değişmektedir. Bu eğimin azalan üstel değişimden ziyade azalan doğrusal dönüşüme doğru kayması kritik akım yoğunluğunun daha iyi olduğu anlamına gelmektedir (Shi vd., 1993; Zhang vd., 1995; Goto ve Hayakawa, 1992; Kung vd., 1993).

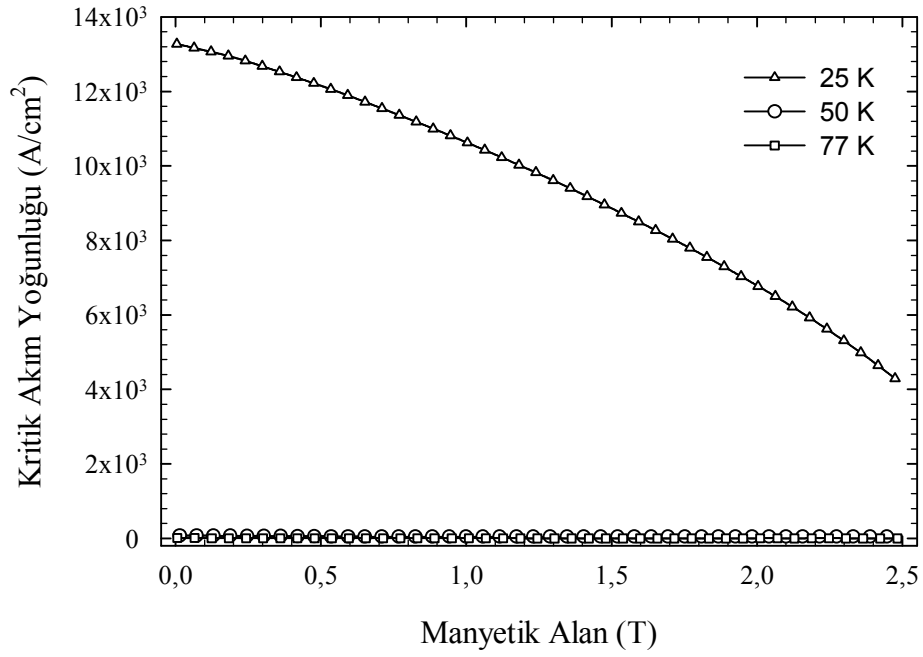
e) Aynı numuneler için aynı manyetik alanda kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi incelendiği zaman, kritik akım yoğunluğunun MPMG yöntemiyle üretilen numunelerde diğer yöntemlere göre daha yüksek olduğu, ölçüm alınan sıcaklık azaldıkça

kritik akım yoğunluğunun arttığı ve sıcaklık azaldıkça eğimin giderek lineer olduğu gözlemlendi (Shi vd., 1993; Goto ve Hayakawa, 1993; Murakami vd., 1991).

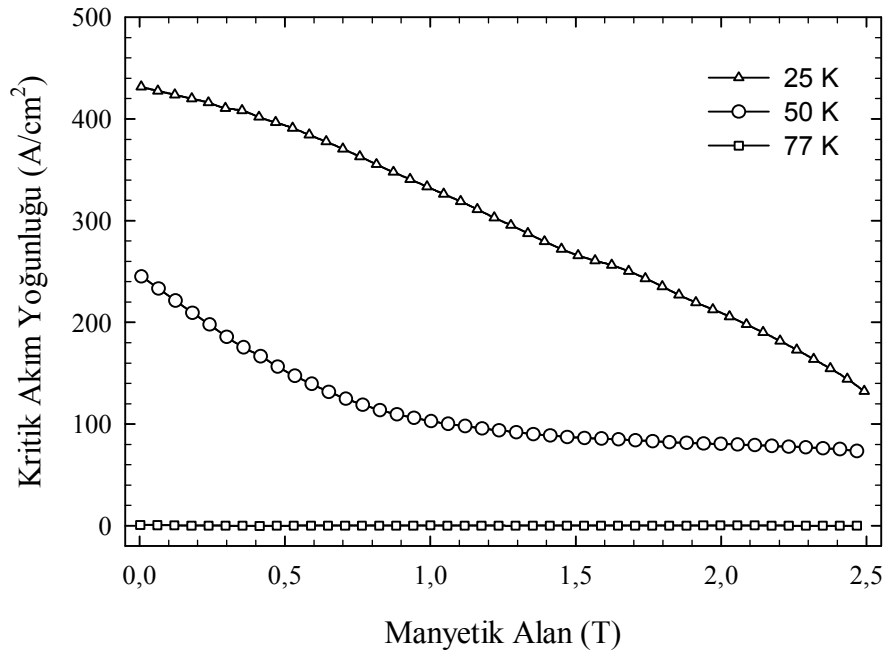
f) Tüm numuneler için aynı manyetik alanda kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimleri irdelendiğinde, en yüksek J_c değerleri şu şekildedir: 25 K'de $J_c=1,327 \times 10^4$ A/cm² olan A1 numunesi, 50 K'de $J_c=2,53 \times 10^3$ A/cm² olan A3 numunesi ve 77 K'de ise $J_c=3,6 \times 10^2$ A/cm² olan A3 numunesidir. Buradan görülüyor ki, 25 K'de A1 numunesi en yüksek değere sahip iken 50 ve 77 K'de bu değer A3 numunesine aittir. Bunun sebebi olarak, normal bölgelerin farklı sıcaklıklarda çivileme merkezi olarak görev yaptıkları düşünülmektedir. Buna ek olarak, normal bölge büyüklüğüne bağlı olarak farklı sıcaklıklarda farklı çivileme merkezlerinin görev yapabildiği bilinmektedir.

g) M-H eğrisinde, orta alan değerinde, ΔM değerindeki genişleme, balık kuyruğu (Fishtail Effect) etkisi olarak isimlendirilmektedir. Dolayısıyla, bu etkinin kritik akım yoğunluğunda gözlemlendiği numuneler; 50 K'de A1, A3, B1 ve 77 K'de A3 şeklindedir. Vorteks (karışık) durumda numuneye uygulanan alan belli sıcaklık değerlerinde güçlü çivileme merkezleri ile karşılaşabilir. Eritme yöntemiyle hazırlanmış numuneler ikinci faz parçacıkları, yığın kusurları, ikizlemeler, vb. gibi pek çok yapısal kusurları içermektedir. Bu kusurlar vorteks çivilemesinden sorumludur. Uygulanan alan ve sıcaklık çivileme merkezlerin potansiyel enerjilerini etkilemektedir. Bu yüzden, orta alan değerlerinde manyetik alan artarken kritik akım yoğunluğu artması bu çivileme merkezlerine atfedilebilir (Monot vd., 1992).

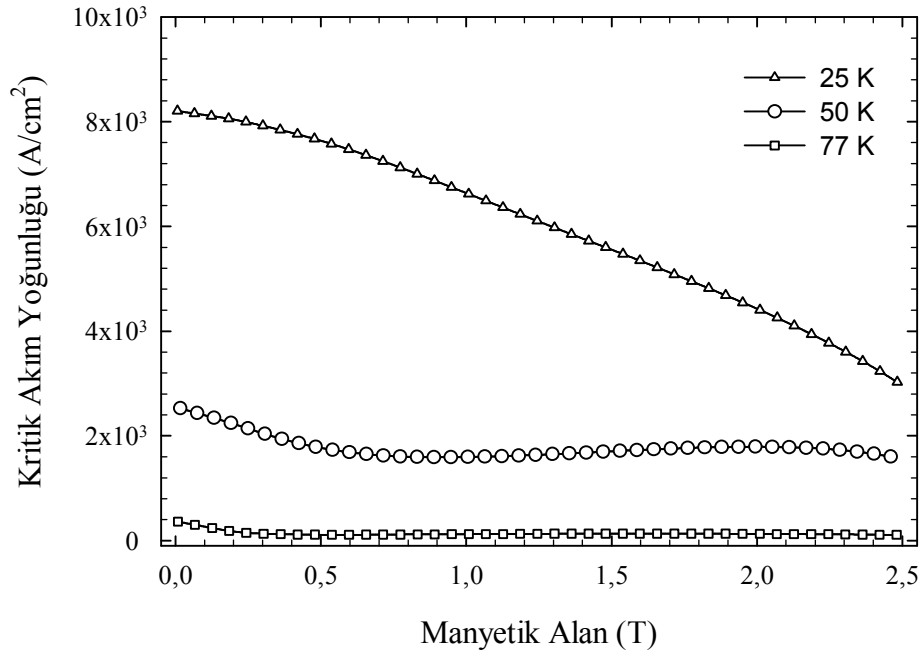
h) Eritme yöntemlerinde farklı sinterleme işlemlerine göre hazırlanan numunelerin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi incelendiğinde, aynı eritme yöntemiyle farklı sinterleme işlemlerinde hazırlanan numunelerin ölçüm alınan sıcaklığa göre J_c değerleri değişmektedir. Bu aşamada, J_c değeri yüksek olan numune ve diğer numunelerin eğrileri karşılaştırıldığında, eğimlerde herhangi bir paralellik olmadığı tespit edildi. Yani, aynı eritme yönteminde ve aynı ölçüm sıcaklığında sinterleme işlemi değiştikçe, kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre tepkisi değişmektedir. Bunun nedeni, çivileme merkezlerinin durumunun değişmesine atfedilmektedir. Bu durum eritme yöntemleri içinde geçerlidir (Male vd., 1989; Zhang vd., 1995).



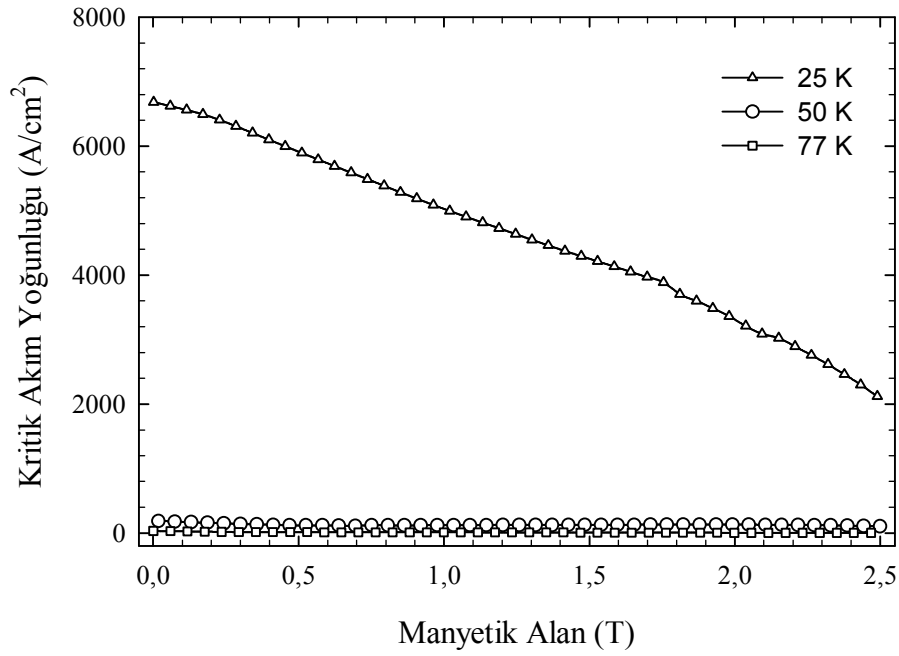
Şekil 3.102. A1 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



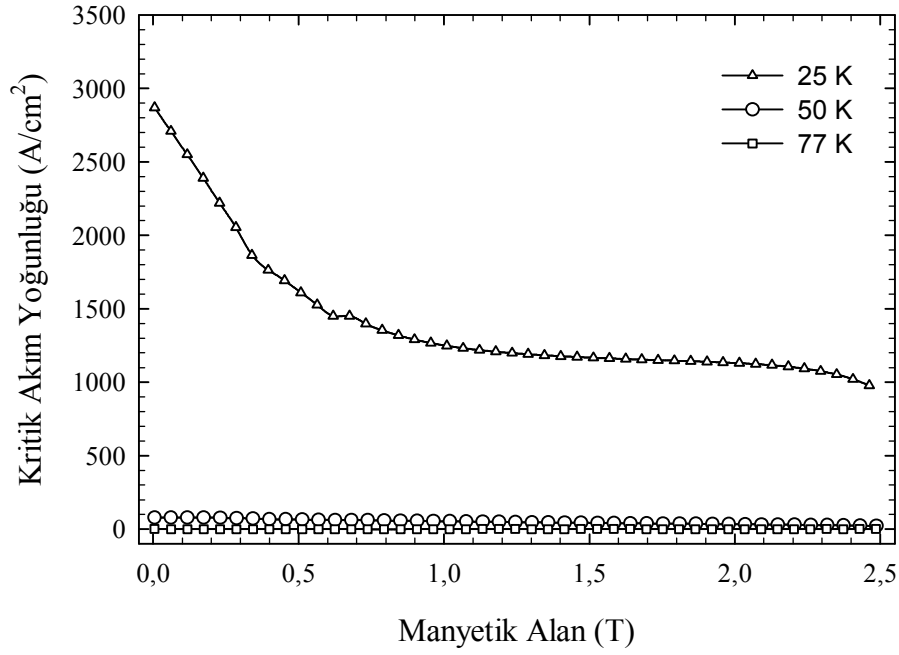
Şekil 3.103. A2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



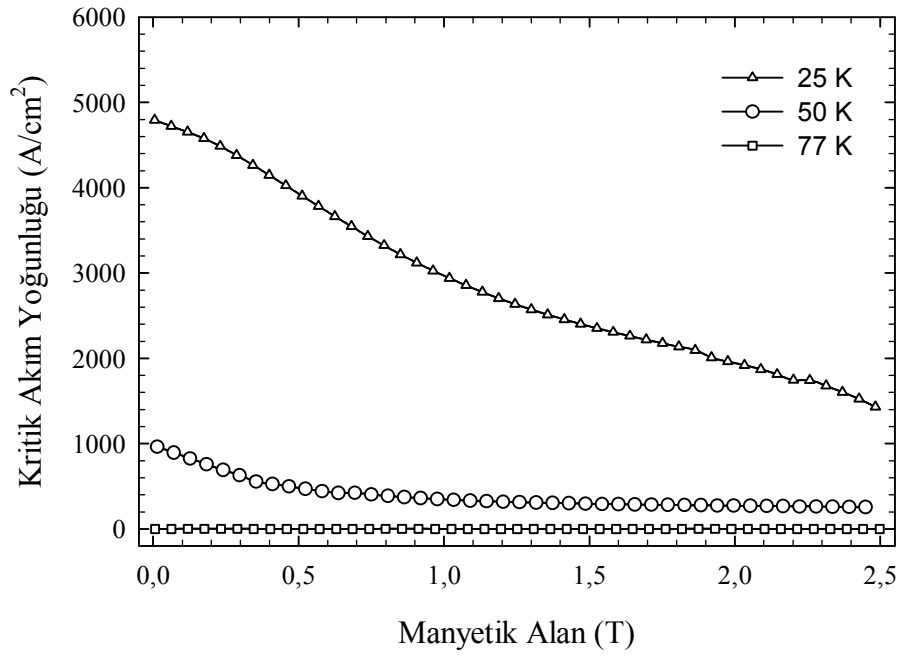
Şekil 3.104. A3 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



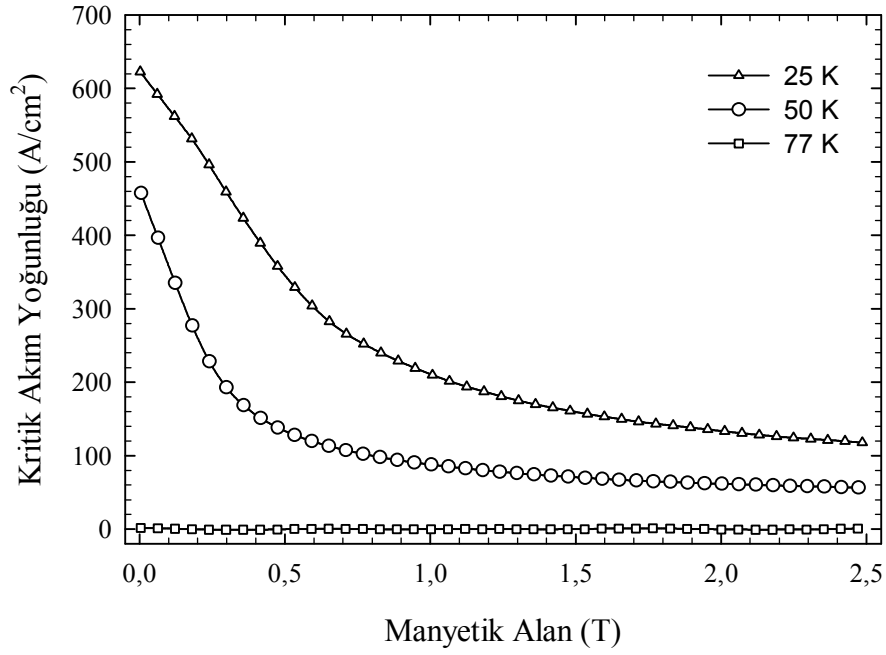
Şekil 3.105. B1 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



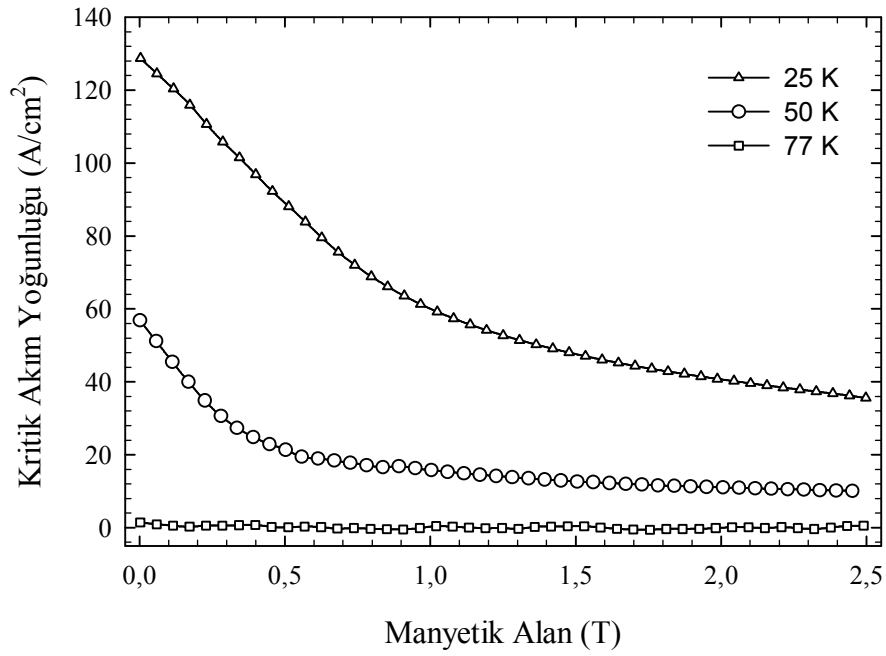
Şekil 3.106. B2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



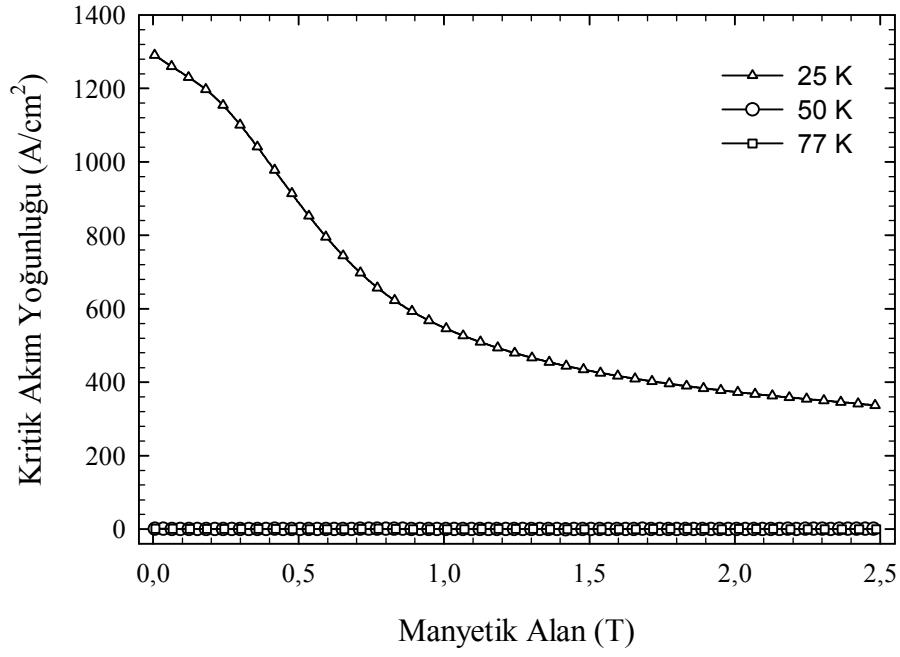
Şekil 3.107. B3 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



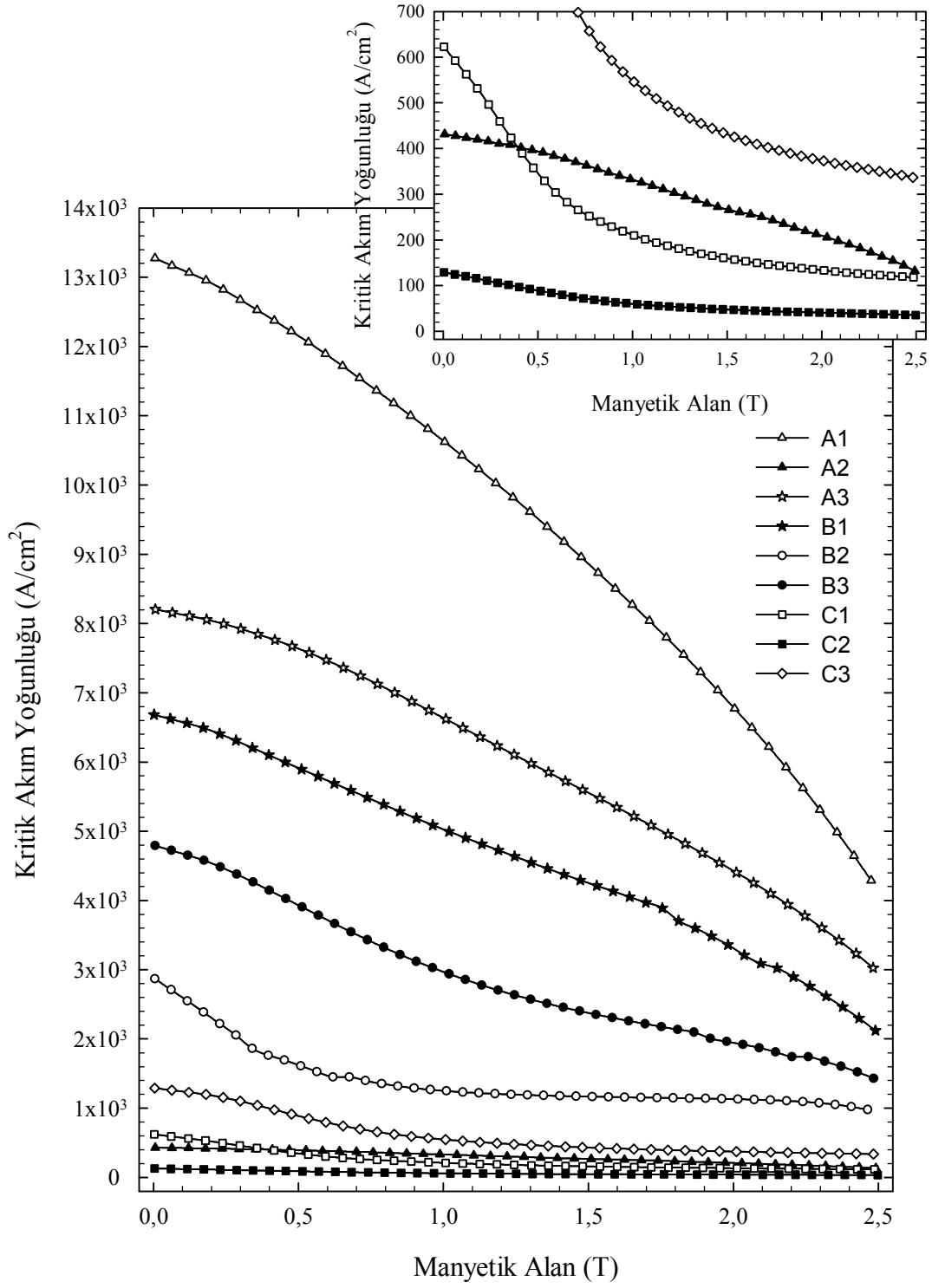
Şekil 3.108. C1 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



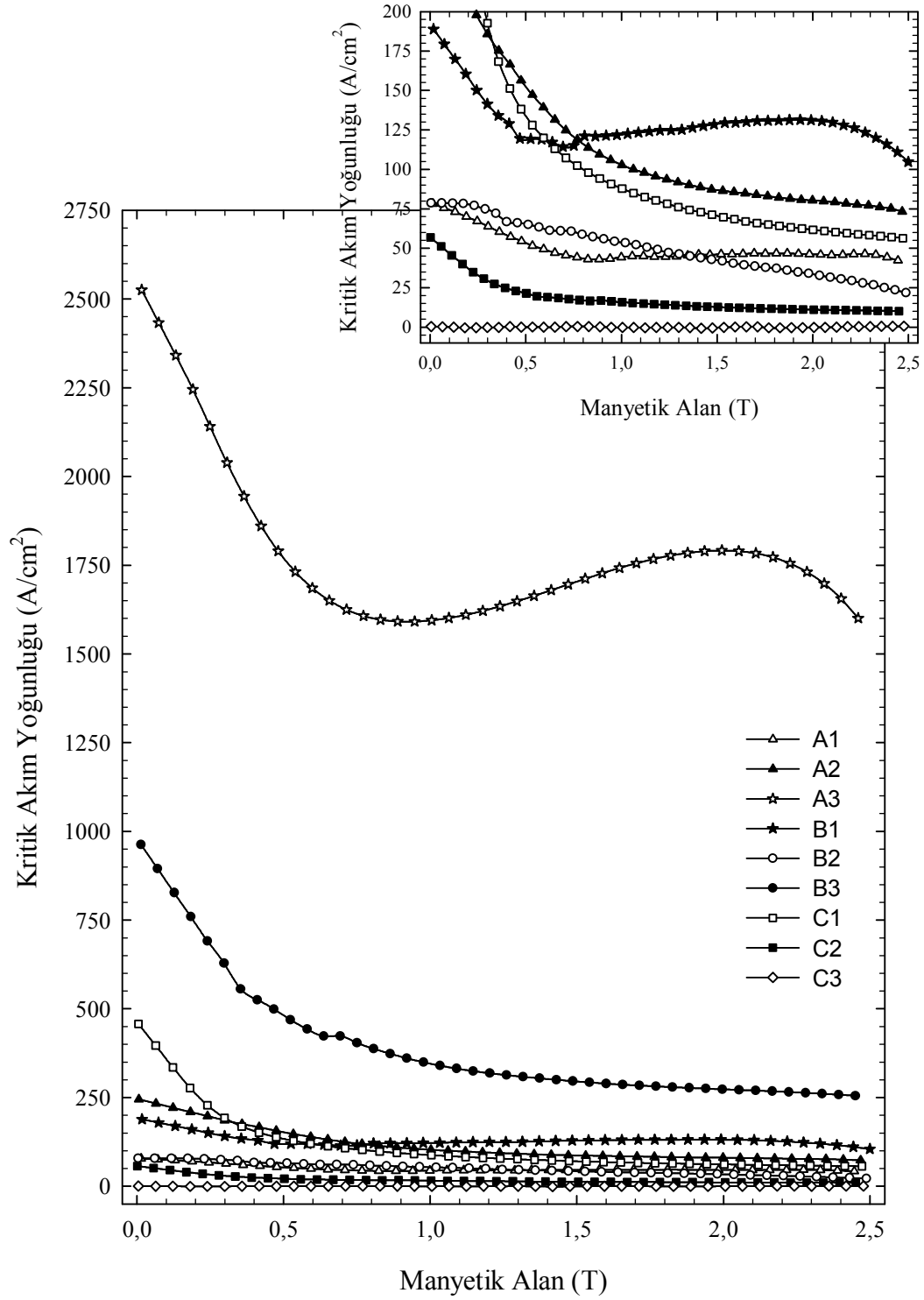
Şekil 3.109. C2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



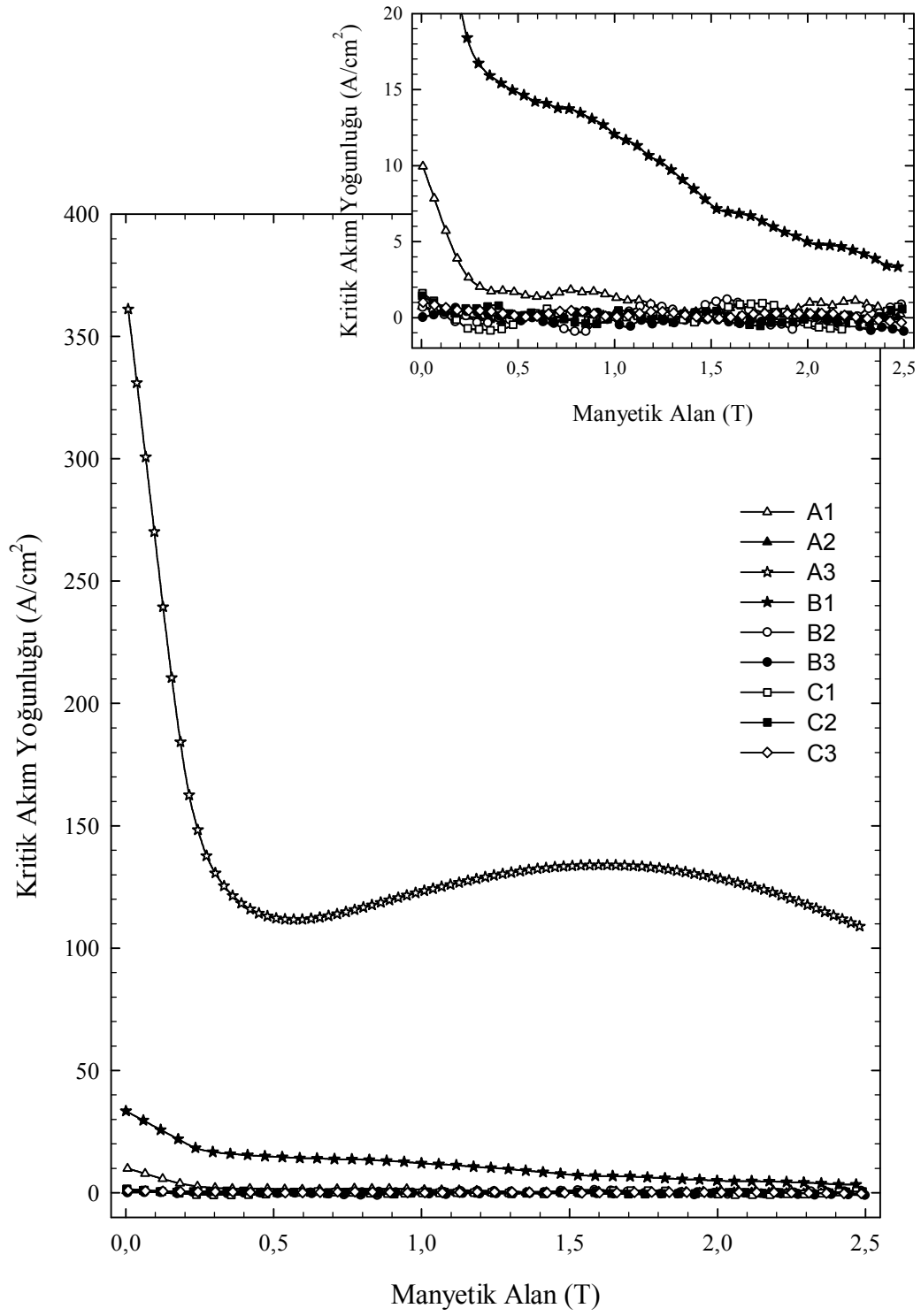
Şekil 3.110. C3 numunesinin kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



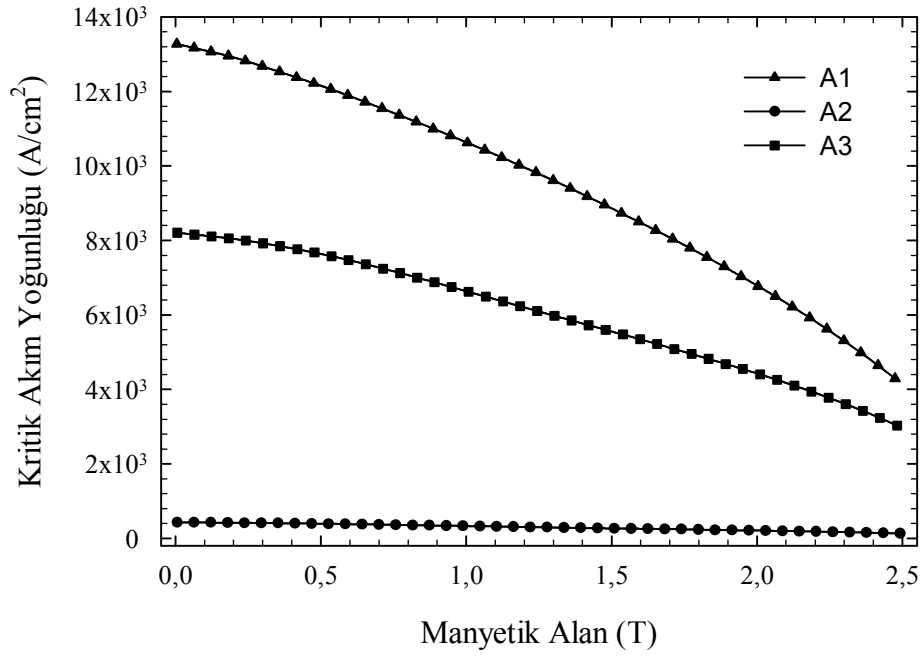
Şekil 3.111. 25 K'de tüm numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



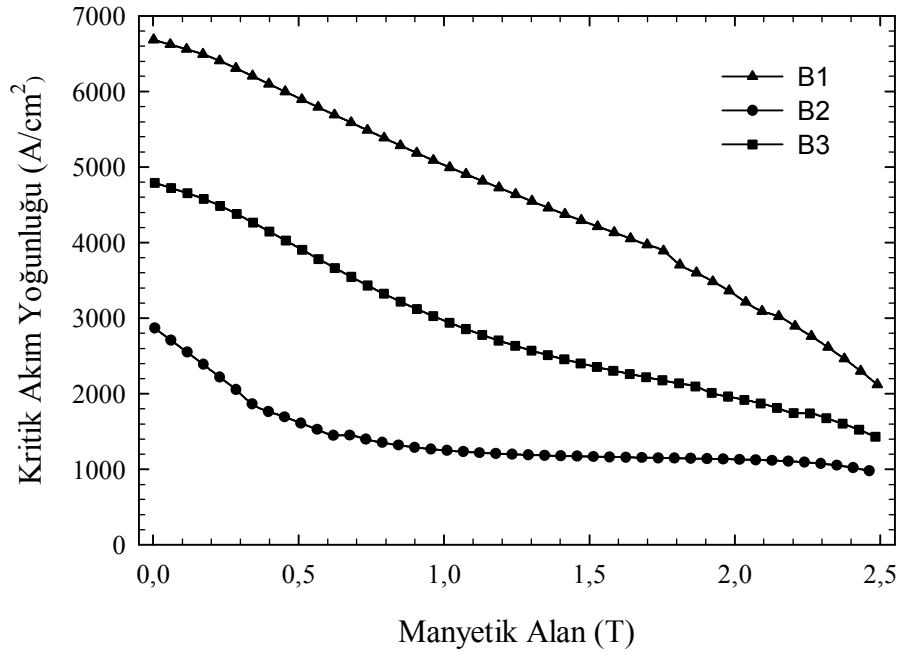
Şekil 3.112. 50 K’de tüm numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



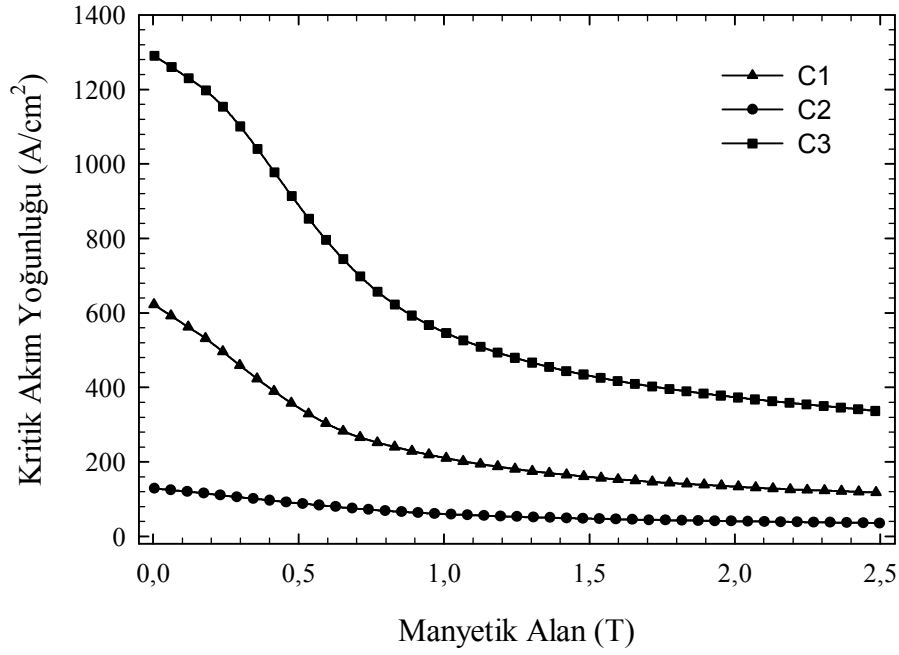
Şekil 3.113. 77 K’de tüm numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



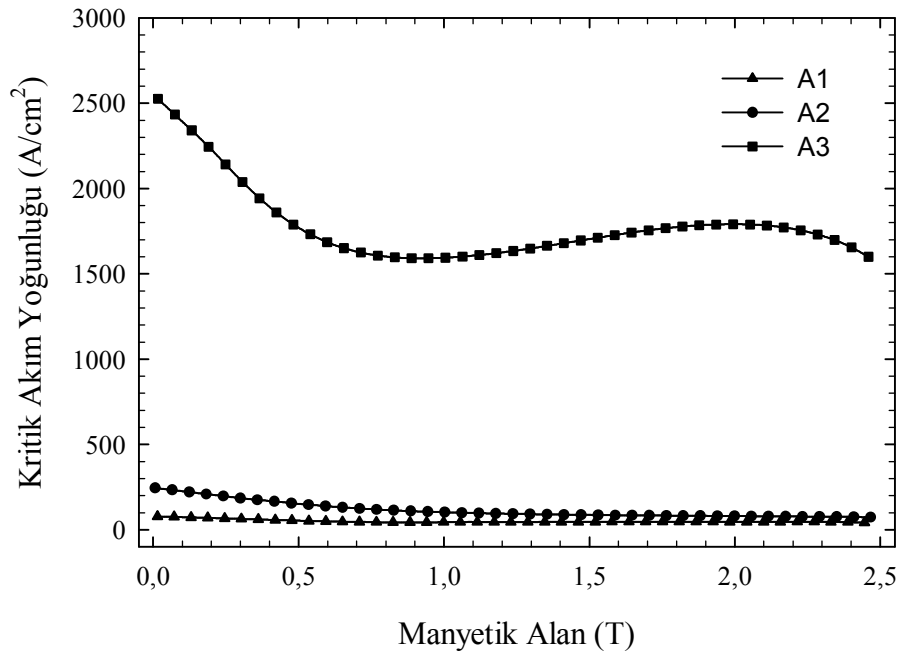
Şekil 3.114. 25 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



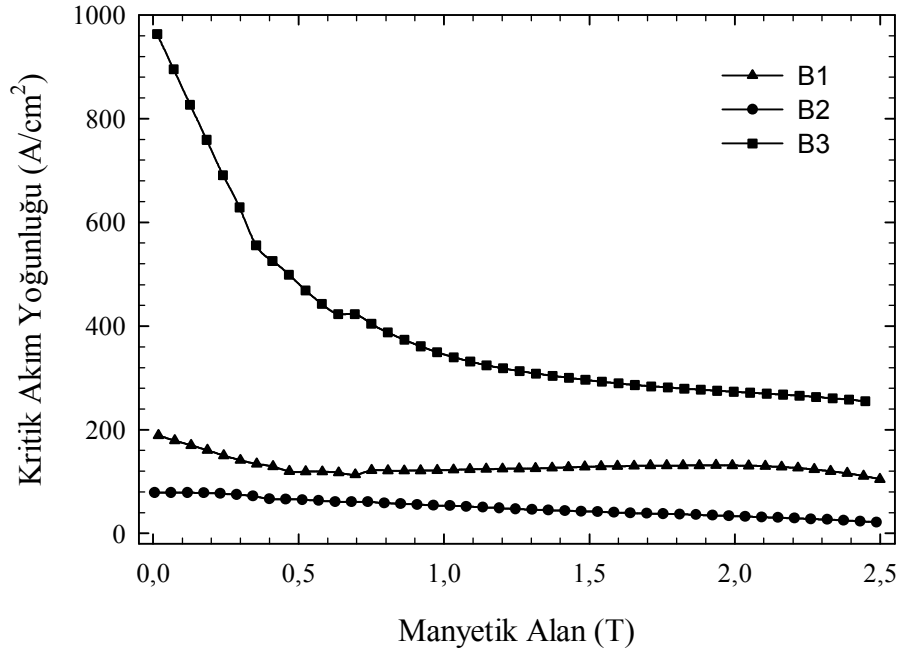
Şekil 3.115. 25 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



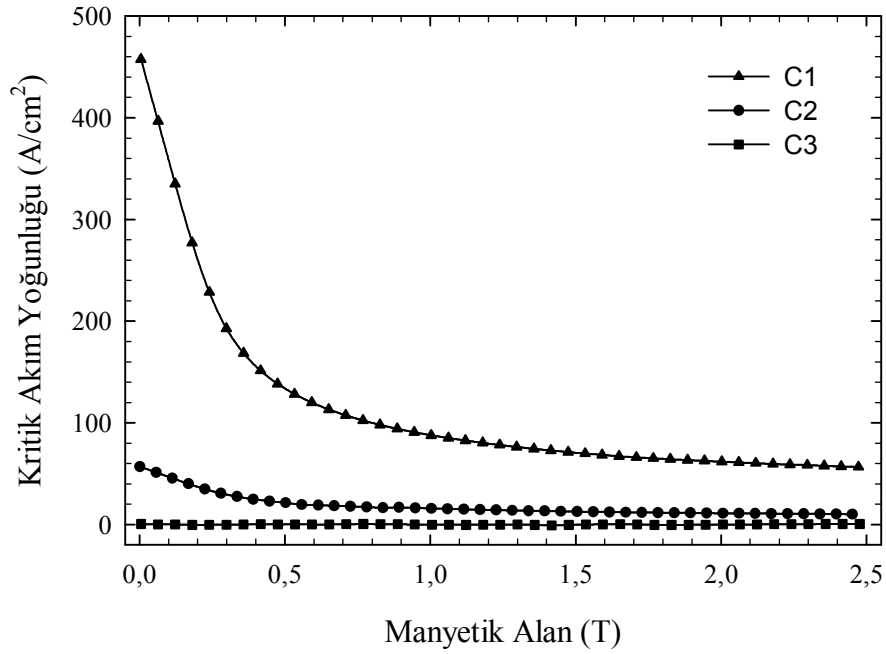
Şekil 3.116. 25 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



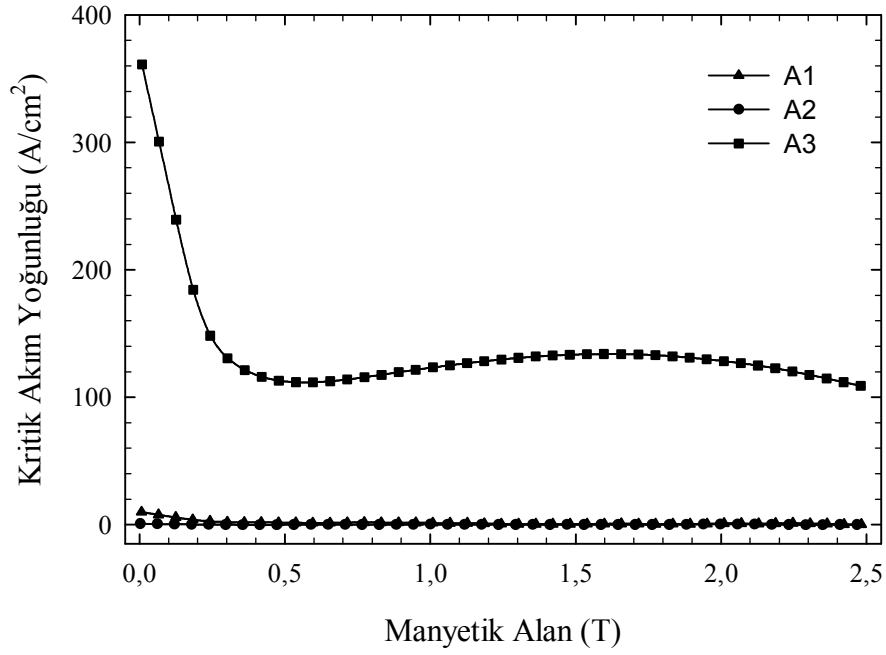
Şekil 3.117. 50 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



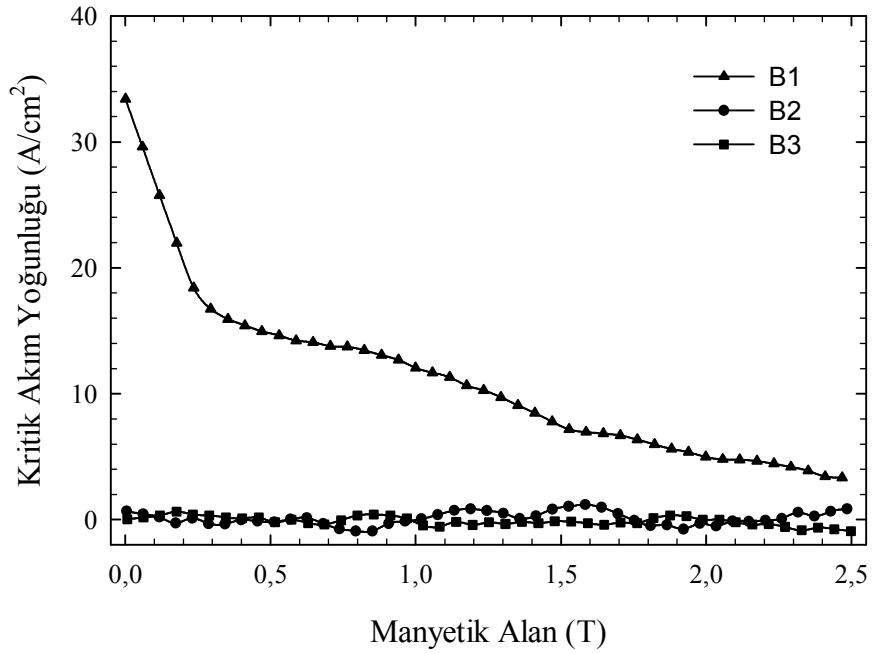
Şekil 3.118. 50 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



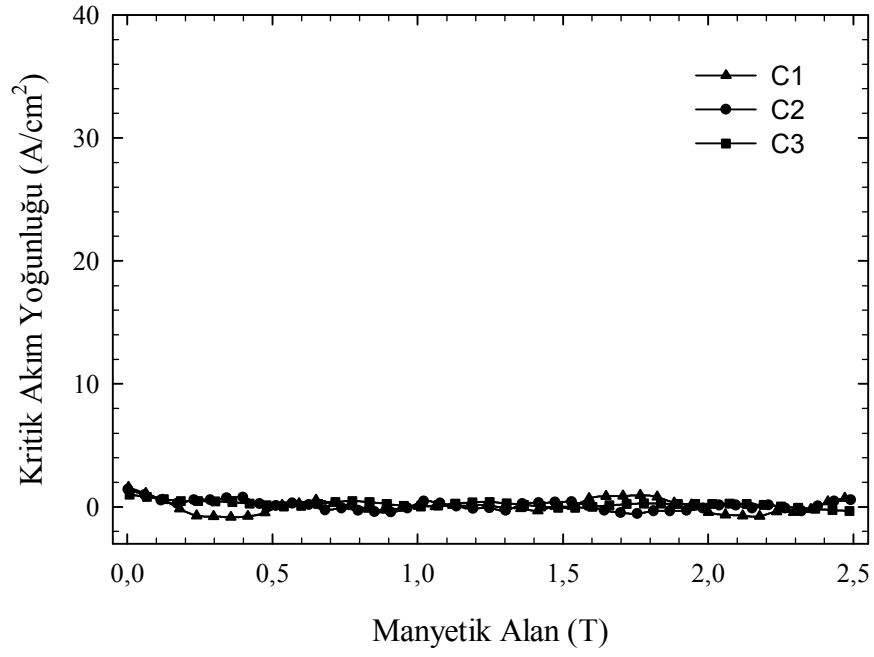
Şekil 3.119. 50 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.120. 77 K'de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.121. 77 K'de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.122. 77 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için kritik akım yoğunluğunun manyetik alanla değişimi

3.8. Çivileme Kuvveti Hesabı

Süperiletken motorlar, enerji depolama sistemleri, manyetik koruyucular (shields) vb. gibi pek çok büyük ölçekli teknolojik uygulamalar için yüksek manyetik alan değerinde büyük kritik akım yoğunluğu değerlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bunu sağlamak için çeşitli yöntemler kullanılmaktadır. Yapılanlar arasında doğal olan Y211 vb. gibi ikinci faz parçacıkları, ikizlemeler, oksijen boşlukları, dislokasyonlar, mikro çatlaklar vb. gibi yapısal kusurlar dikkati çekmektedir. Bu kusurlar numune içerisinde çivileme merkezleri olarak görev yaptıklarından dolayı kritik akım yoğunluğunu artırmaktadırlar. Dolayısıyla, numune içerisinde bu kusurları kontrol etmek teknoloji açısından büyük önem teşkil etmektedir.

Numunelerin çivileme kuvveti hesabı kritik akım yoğunluğu verilerinden yararlanılarak elde edildi.

Yapılan hesaplamalar neticesinde çivileme kuvveti iki şekilde ifade edildi (Shlyk vd., 2002):

1. Birim hacimdeki çivileme kuvveti hesabı için aşağıdaki formül kullanıldı:

$$\vec{F}_p(B) = \vec{J}_c \times \vec{B} \quad (3.5)$$

2. Normalize edilen çivileme kuvveti ($f_n = F_p / F_p^{mak}$) normalize edilen manyetik alana ($b_n = B / B^{mak}$) göre çizildi. F_p^{mak} çivileme kuvvetinin maksimum olduğu değer ve B^{mak} ise çivileme kuvvetinin maksimum olduğu değerdeki manyetik alandır.

Hesaplamalarda incelemeler üç şekilde yapıldı ve bu kritik akım yoğunluğu hesabında yapılanlara benzerdir (Şekil 3.123-3.146).

Yapılan hesaplamalar ve karşılaştırmalardan aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

- a) Tüm numunelerde manyetik alan artarken çivileme kuvveti önce belli bir manyetik alan değerine kadar artmakta daha sonra ise azalmaktadır. Yani kuvvet, bir maksimum değere sahiptir.

- b) Aynı numunenin farklı sıcaklıklardaki çivileme kuvveti değerleri sıcaklık artıkça azalmaktadır (Matsushita ve Otabe, 2000).

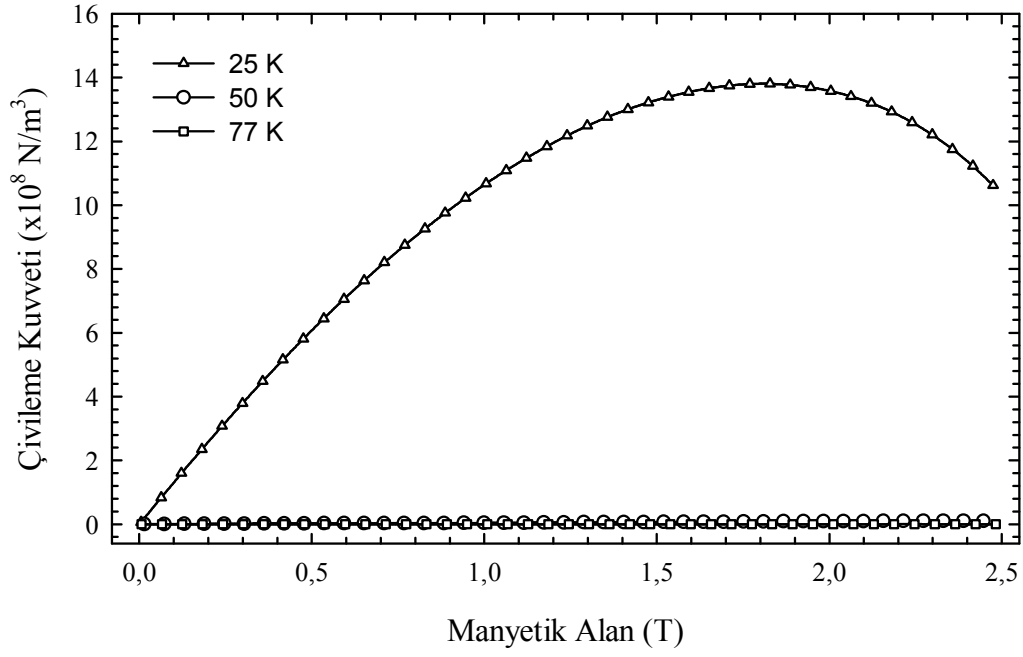
- c) Farklı eritme ve farklı sinterleme işlemine göre çivileme kuvvetinin değiştiği tespit edildi.

d) Hesaplamalarda 50 K'de C3, 77 K'de A1, A2, B2, B3, C1, C2 ve C3 numunelerine ait kritik akım yoğunluğu değerleri hesaplanamadığından çivileme kuvveti verileri elde edilemedi.

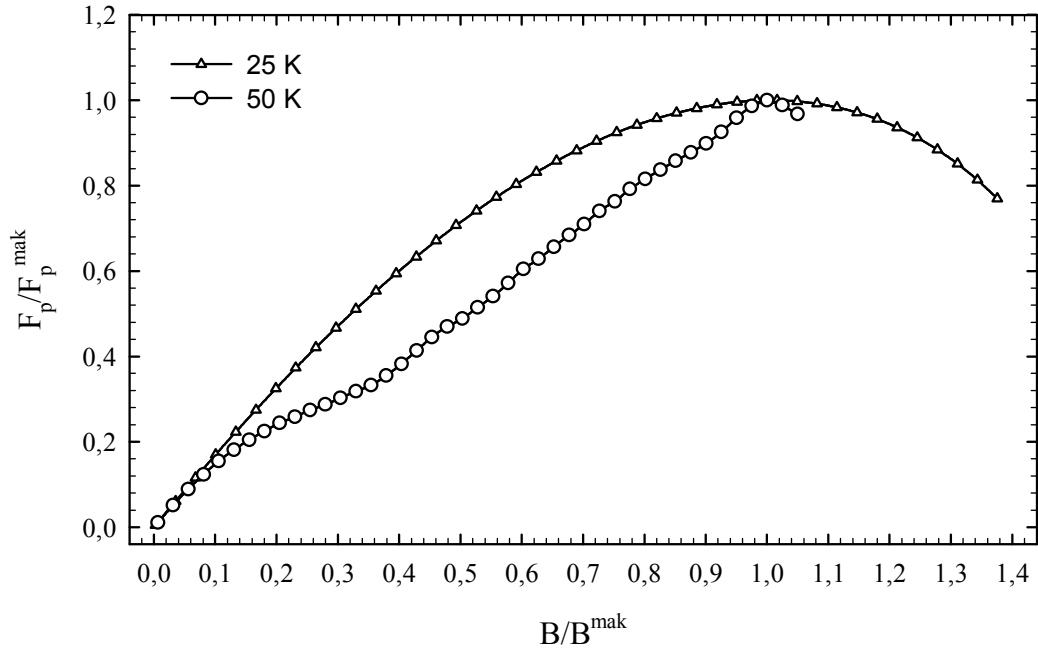
e) Aynı numunenin farklı sıcaklık değerlerinde alınan çivileme kuvvetinin manyetik alana göre ve normalize edilen çivileme kuvvetinin normalize edilen manyetik alan göre değişimleri Şekil 3.123-131'de gösterildi. Şekiller incelendiğinde, B^{mak} değerlerinin değiştiği ve genel olarak eğrilerin eğimlerinin sıcaklık arttıkça azaldığı tespit edildi. Normalize edilen çivileme kuvvetinin normalize edilen manyetik alan göre değişimleri irdelendiğinde ise genel olarak eğrilerin birbirleriyle çakışmadığı görüldü. Bu durum şu şekilde açıklanabilir: Numunede çivileme merkezlerinin farklı tiplerde olduğu ve bunun da farklı eritme yöntemleri ve farklı sinterleme işlemleri ile üretilen numunelere göre değiştiği anlaşılmaktadır. Bununla ilgili literatüre bakıldığında, farklı eritme yöntemleriyle üretilen numunelerde F_p^{mak} , B^{mak} değerlerinin ve eğrilerin eğimlerinin değiştiği görülmektedir (Higuchi vd., 1999).

f) Tüm numuneler için çivileme kuvvetinin manyetik alana göre değişimleri ve normalize edilen çivileme kuvvetinin normalize edilen manyetik alana göre değişimleri Şekil 3.132-137'de gösterildi. Buna göre, en yüksek çivileme kuvvetleri ve bu çivileme kuvvetlerinin olduğu noktadaki manyetik alan değerleri şu şekildedir: 25 K'de $F_p=13,80 \times 10^8 \text{ N/m}^3$ ve $B^{\text{mak}}=1,80 \text{ T}$ olan A1 numunesi, 50 K'de $F_p=3,98 \times 10^8 \text{ N/m}^3$ ve $B^{\text{mak}}=2,37 \text{ T}$ olan A3 numunesi ve 77 K'de ise $F_p=0,27 \times 10^8 \text{ N/m}^3$ ve $B^{\text{mak}}=2,36 \text{ T}$ olan A3 numunesidir.

g) Aynı yöntemle farklı sinterleme işlemlerinde üretilen numunelerin çivileme kuvvetinin manyetik alana göre ve normalize edilen çivileme kuvvetinin normalize edilen manyetik alan göre değişimleri Şekil 3.138-146 arasında gösterildi. Çivileme kuvvetinin manyetik alana göre değişimleri incelendiğinde, maksimum sinterleme sıcaklığı değiştikçe numunelerin F_p^{mak} , B^{mak} ve eğrilerin eğimlerinin değiştiği tespit edildi. Normalize edilen çivileme kuvvetinin normalize edilen manyetik alana göre değişimi irdelendiğinde, bazı şekillerde sinterleme işlemi değişmesine rağmen eğrilerin hepsinin aynı tip eğri (tek tip) olduğu, şekillerin bazılarında iki eğrinin tek tip eğri olduğu diğer eğrinin ise ondan farklı olduğu, bazı şekillerde de eğrinin hiçbirinin birbirleriyle çakışmadığı gözlemlendi. Literatürde eğrilerin tek tip olması şu şekilde ifade edilmektedir: Numunede var olan çivileme tiplerinden sadece birinin diğerlerine göre daha baskın olduğu ve bu durumun süperiletken numunenin kalitesi için daha iyi olduğu anlaşılmaktadır (Shlyk vd., 2004; Wang vd., 1992).

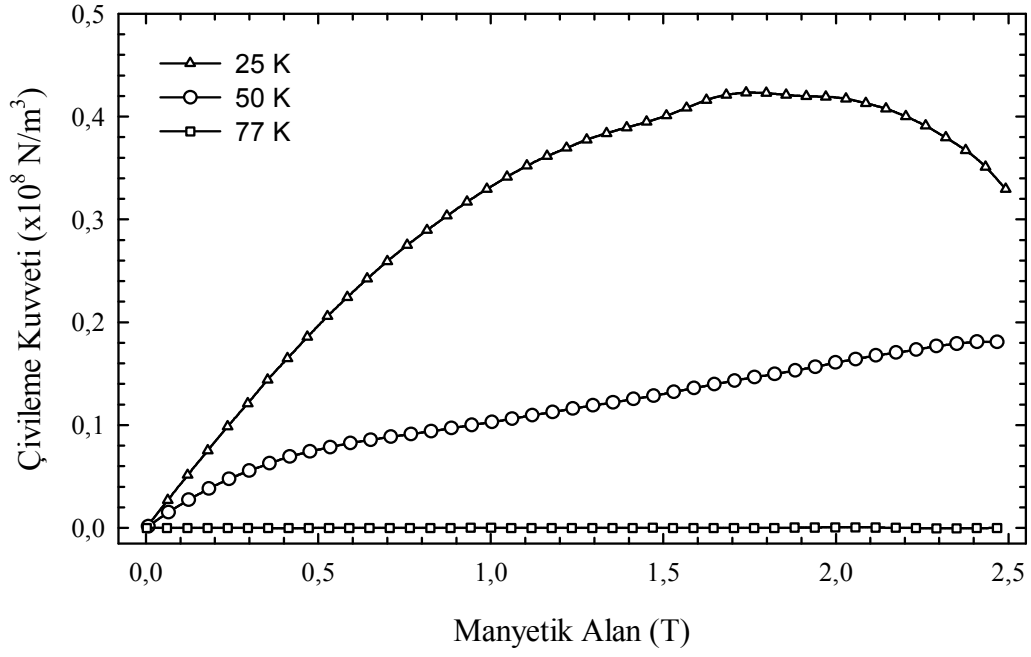


(a)

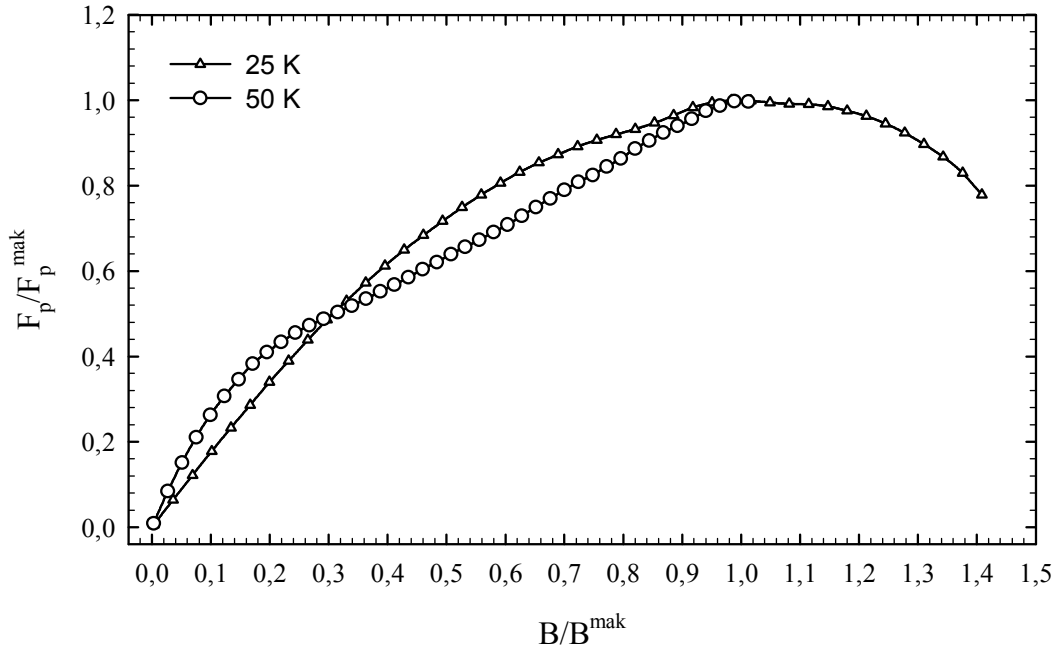


(b)

Şekil 3.123. Al numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

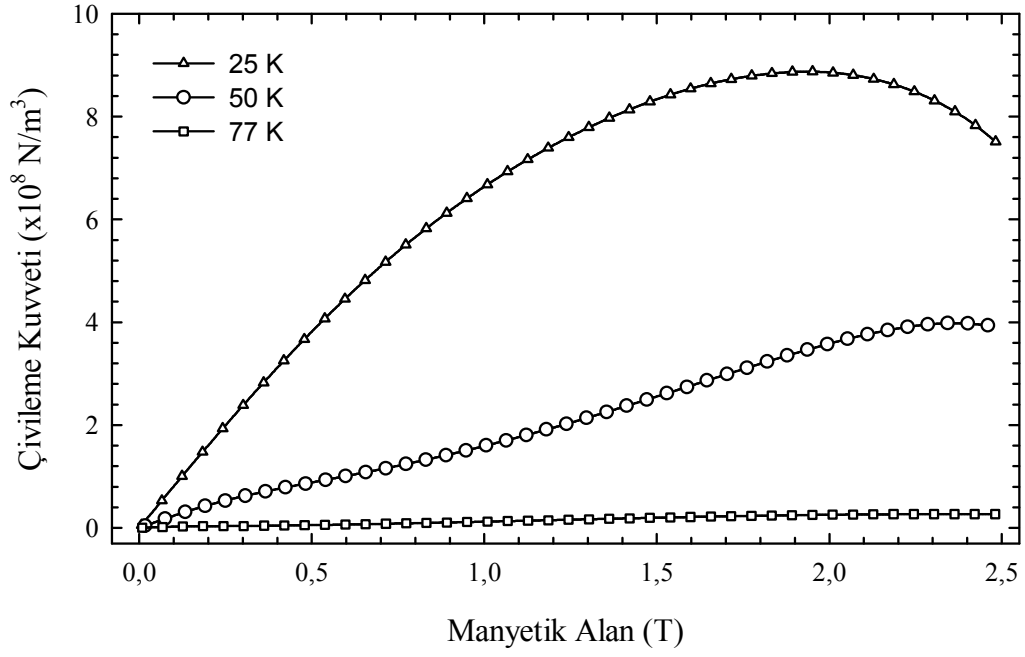


(a)

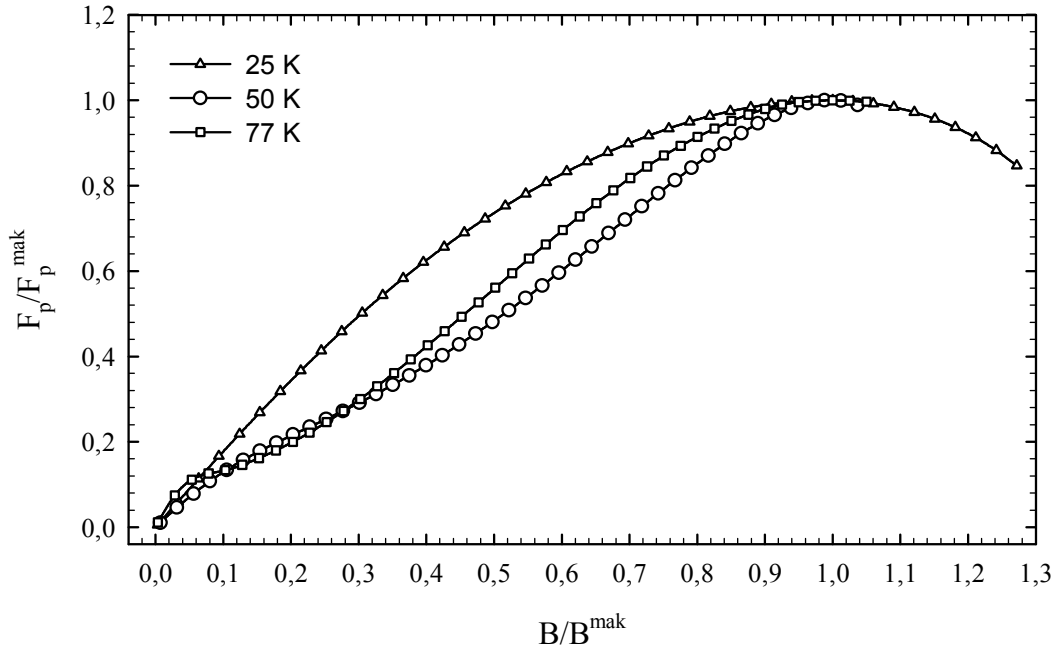


(b)

Şekil 3.124. A2 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

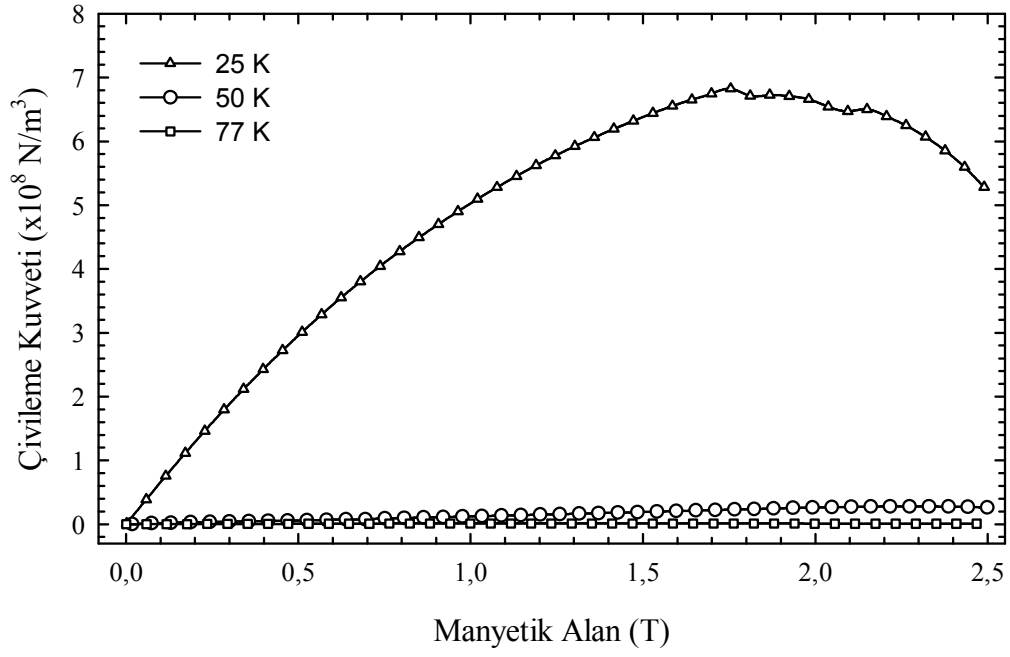


(a)

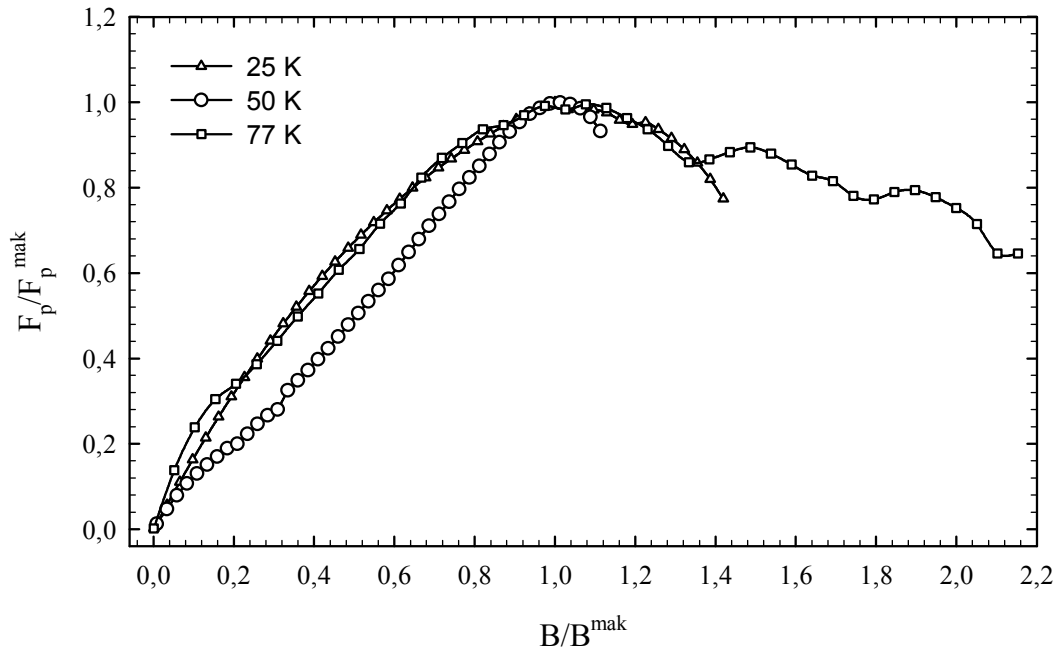


(b)

Şekil 3.125. A3 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

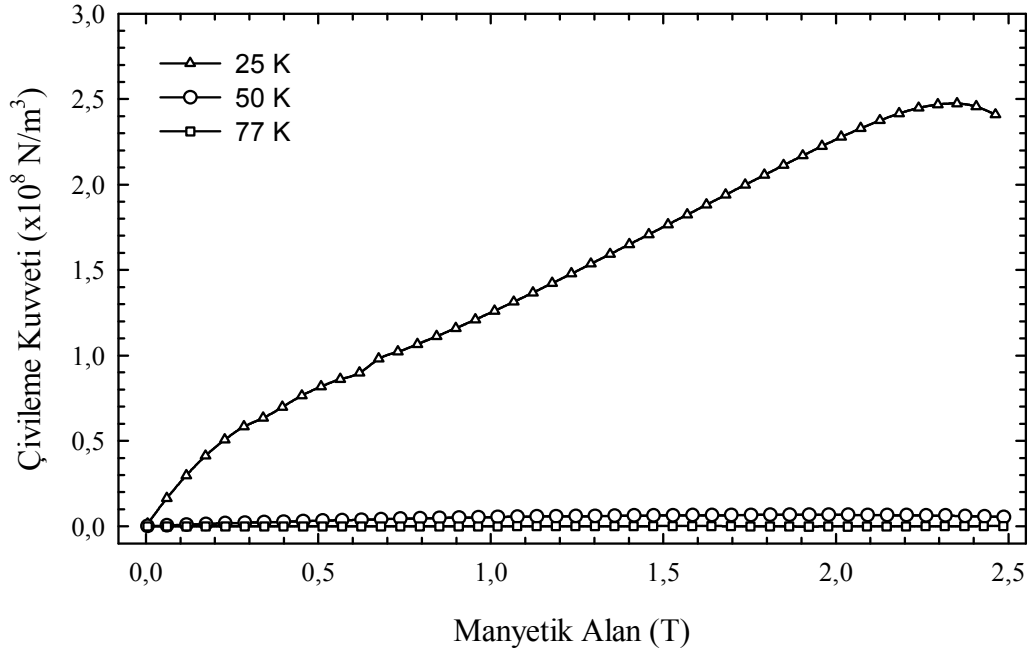


(a)

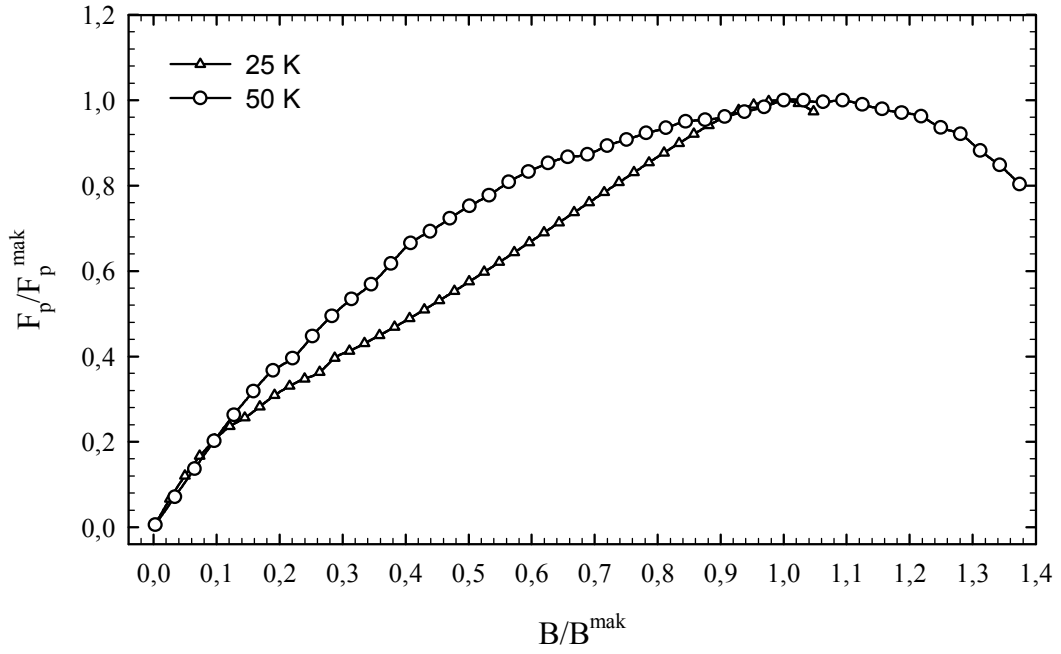


(b)

Şekil 3.126. B1 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

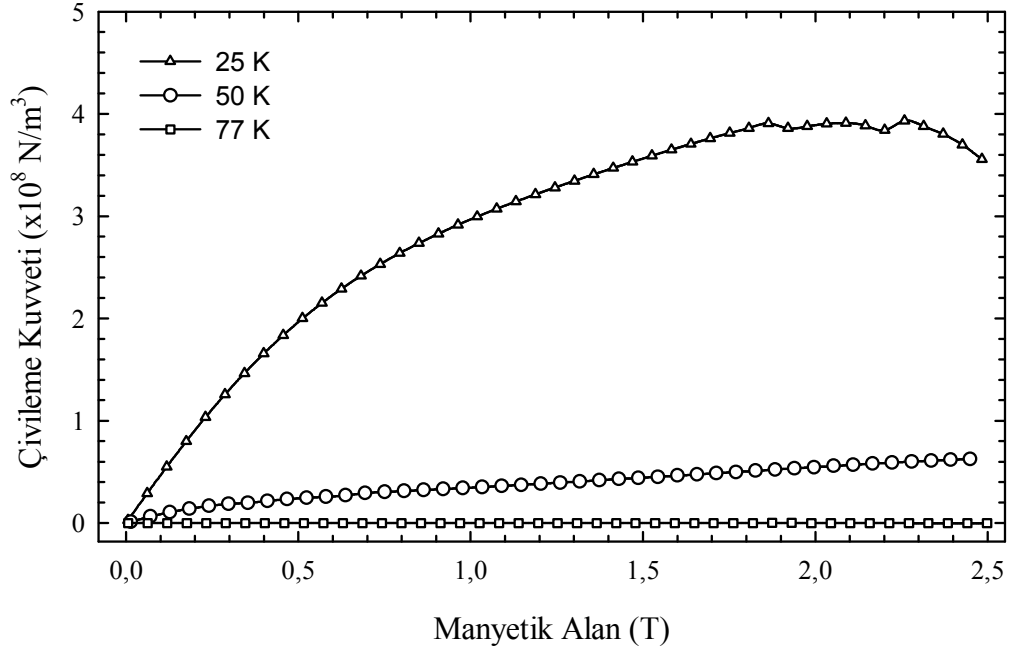


(a)

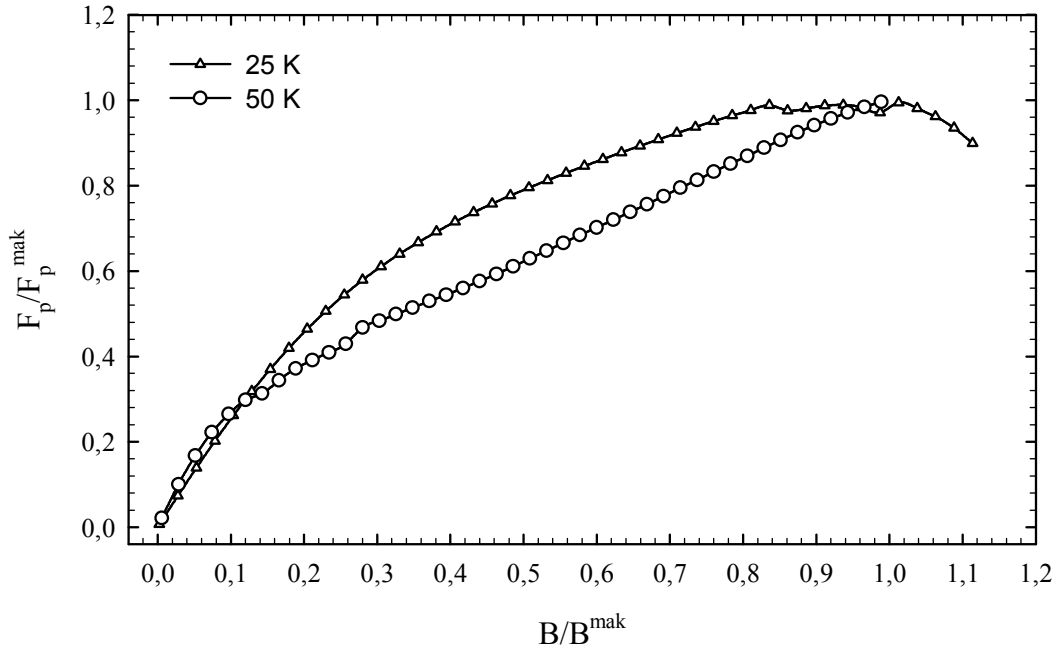


(b)

Şekil 3.127. B2 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

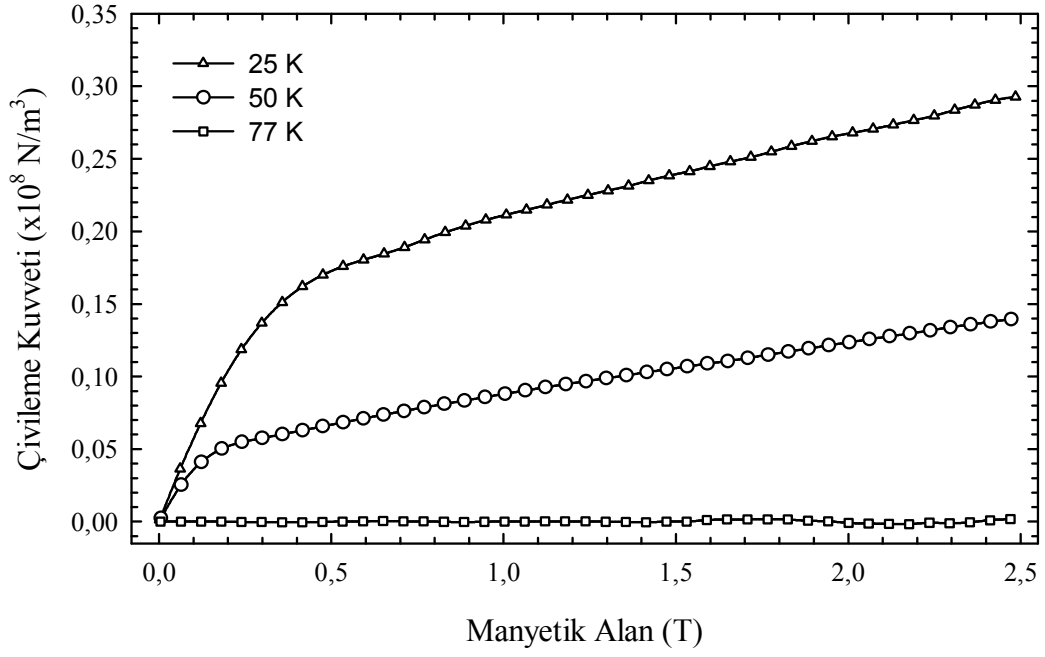


(a)

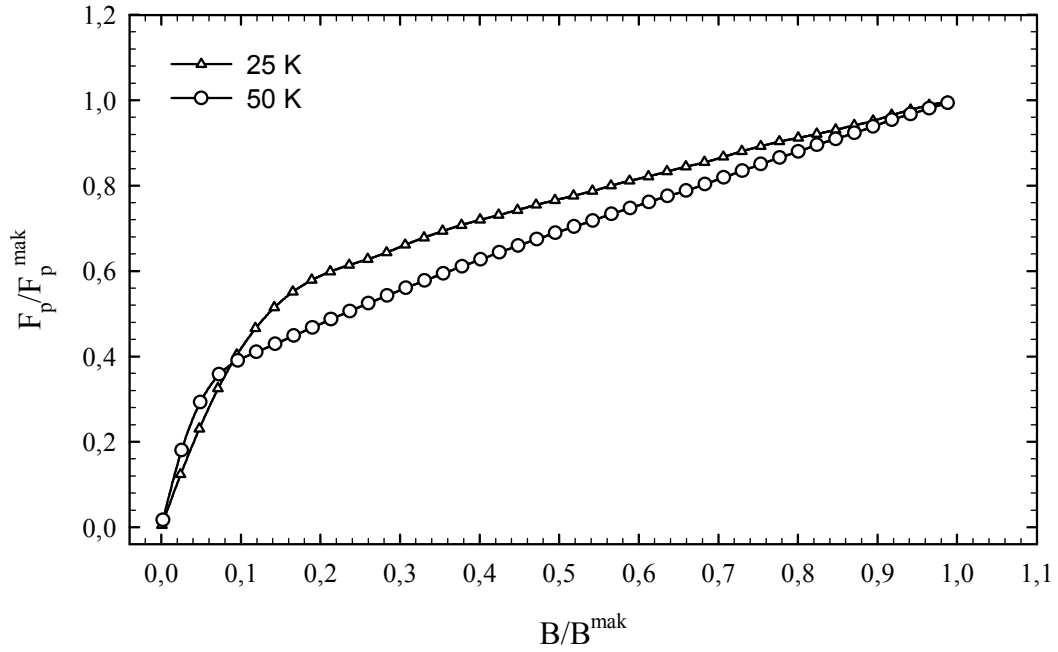


(b)

Şekil 3.128. B3 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

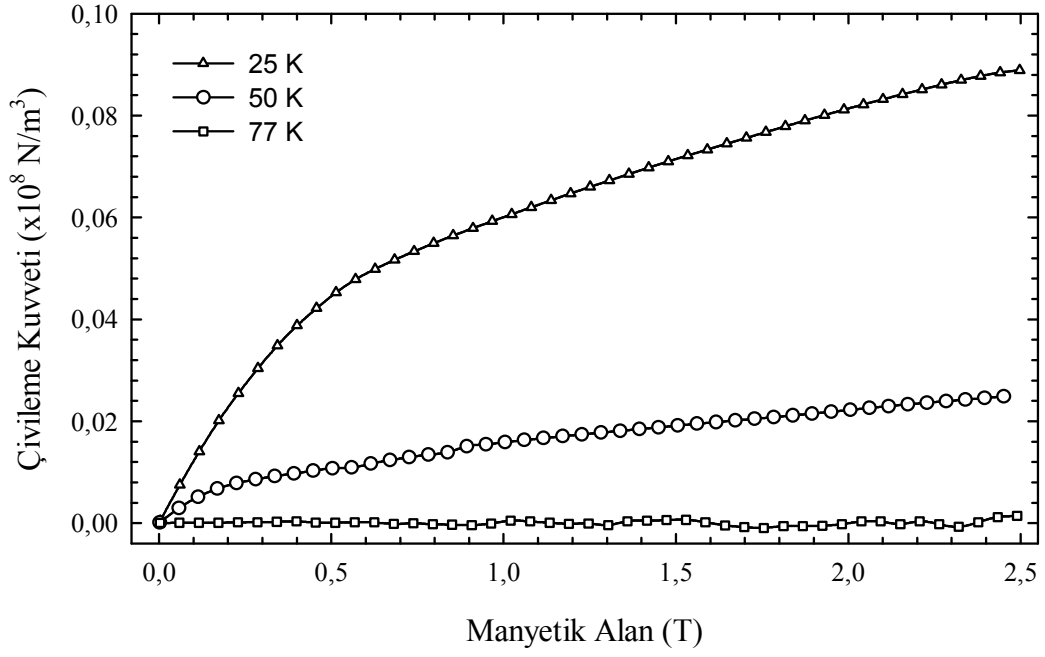


(a)

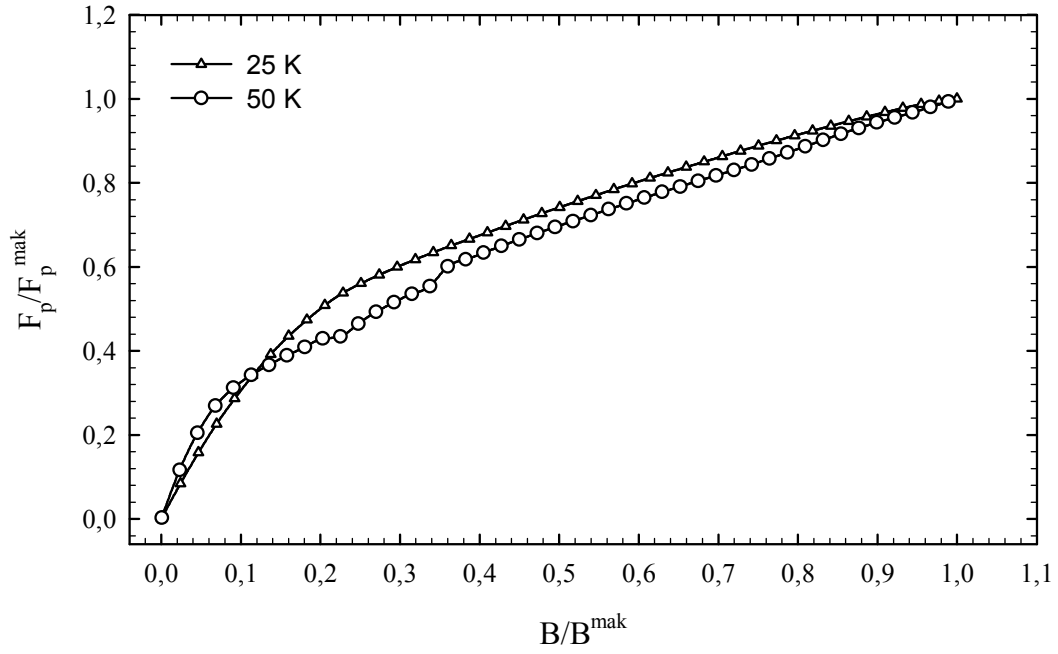


(b)

Şekil 3.129. C1 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

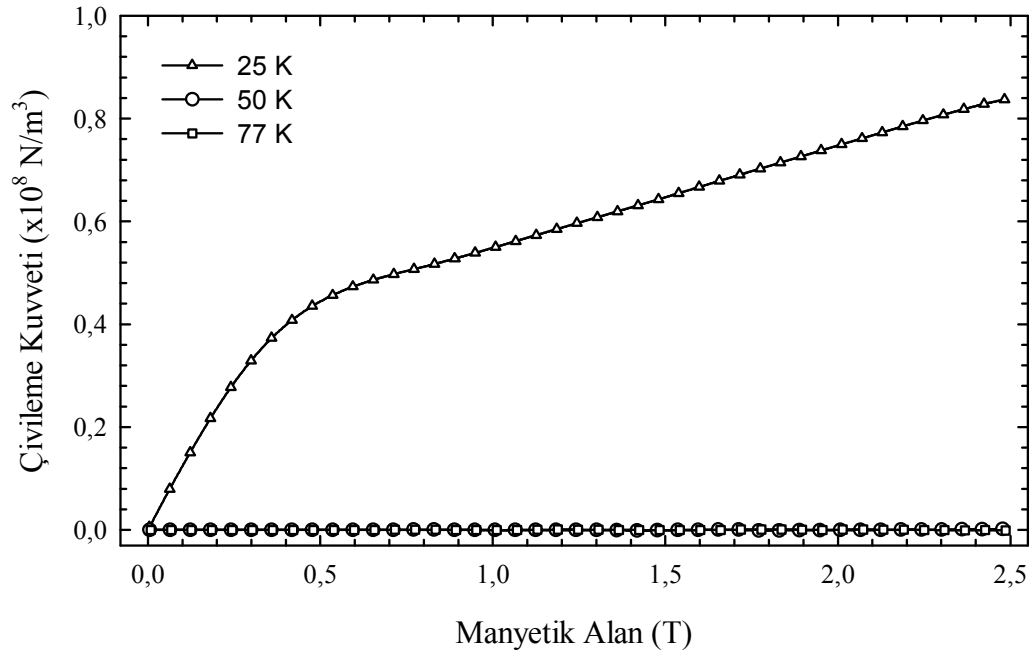


(a)

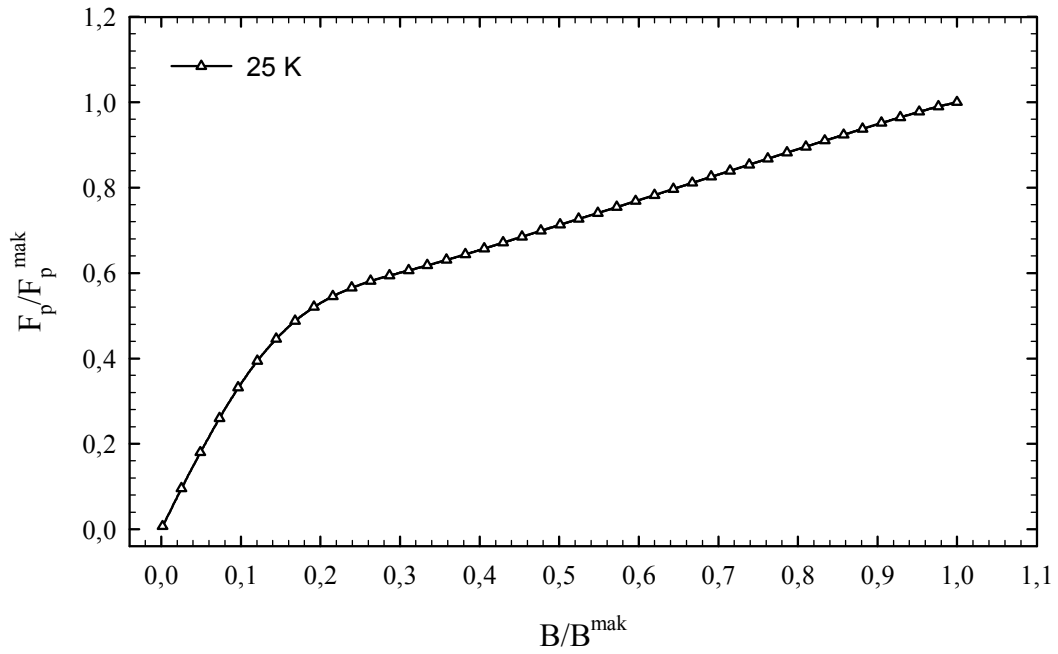


(b)

Şekil 3.130. C2 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

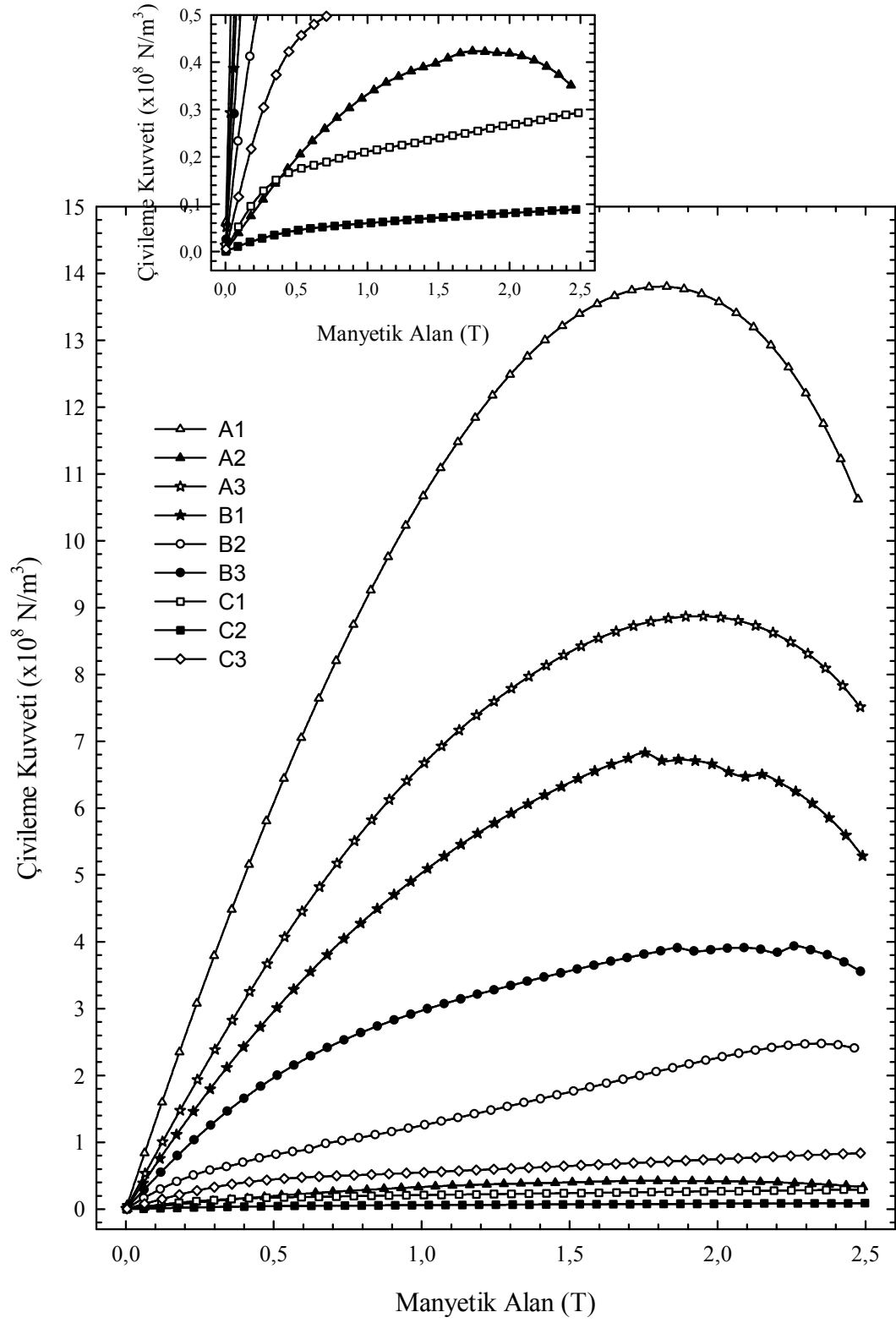


(a)

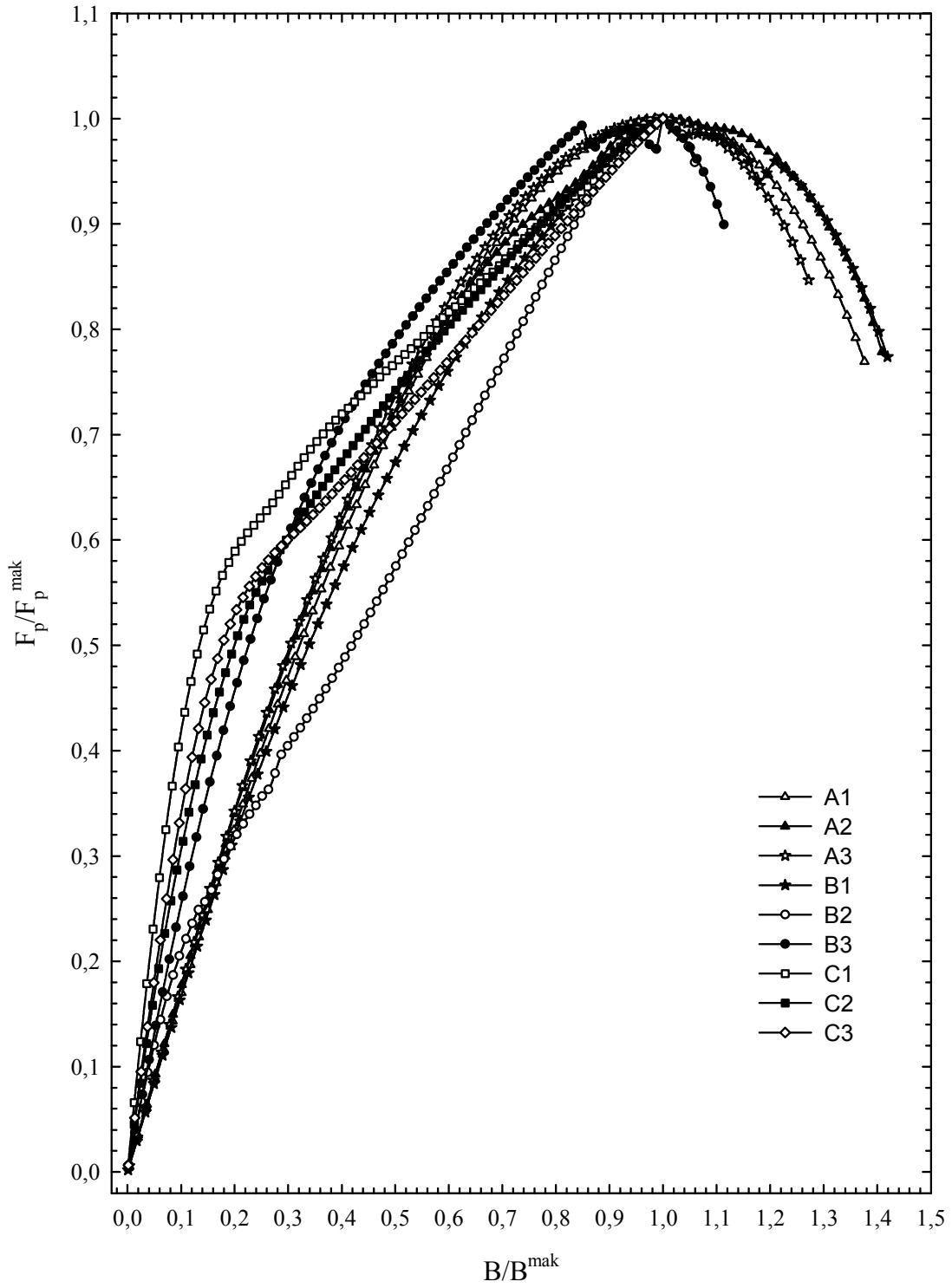


(b)

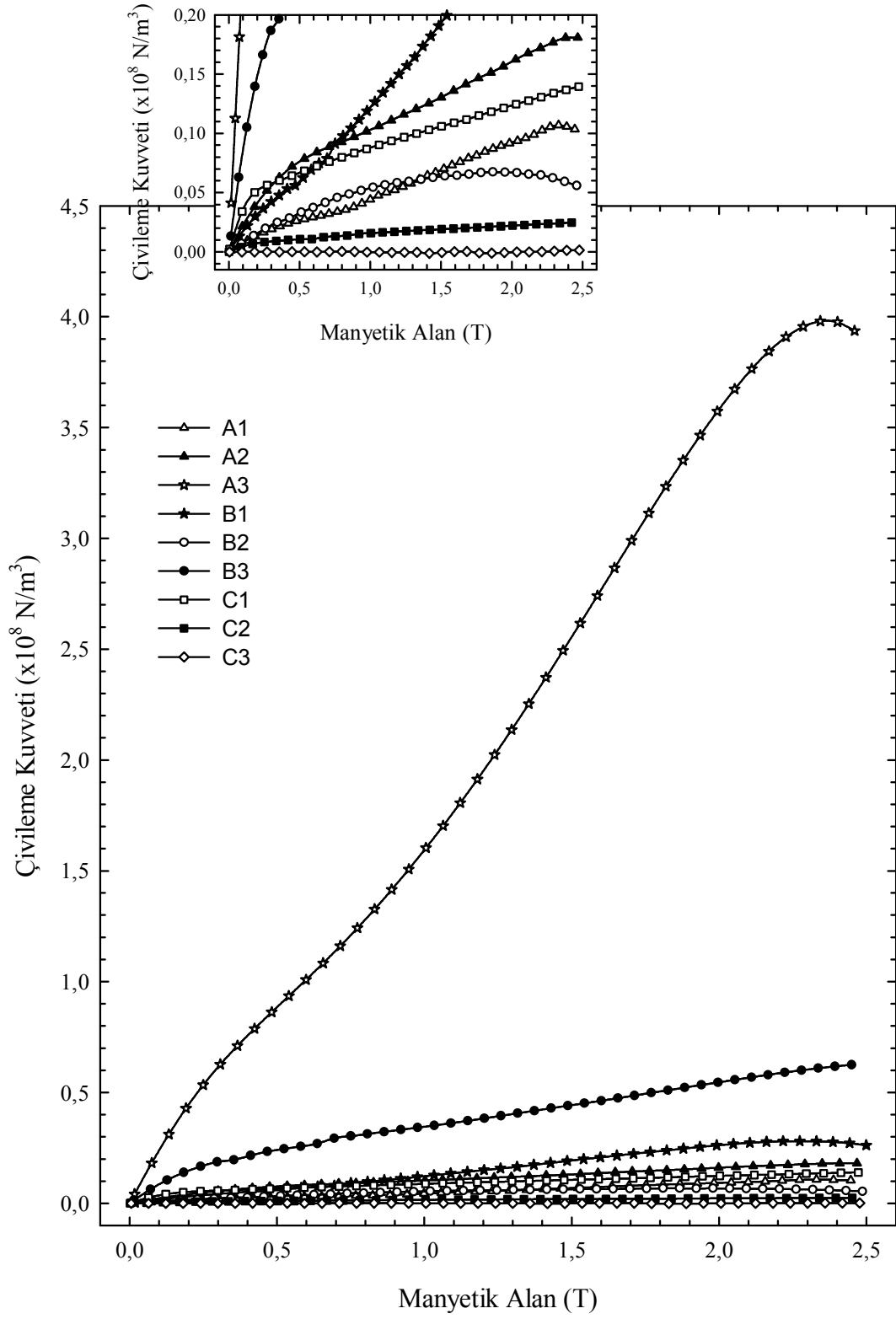
Şekil 3.131. C3 numunesinin (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi



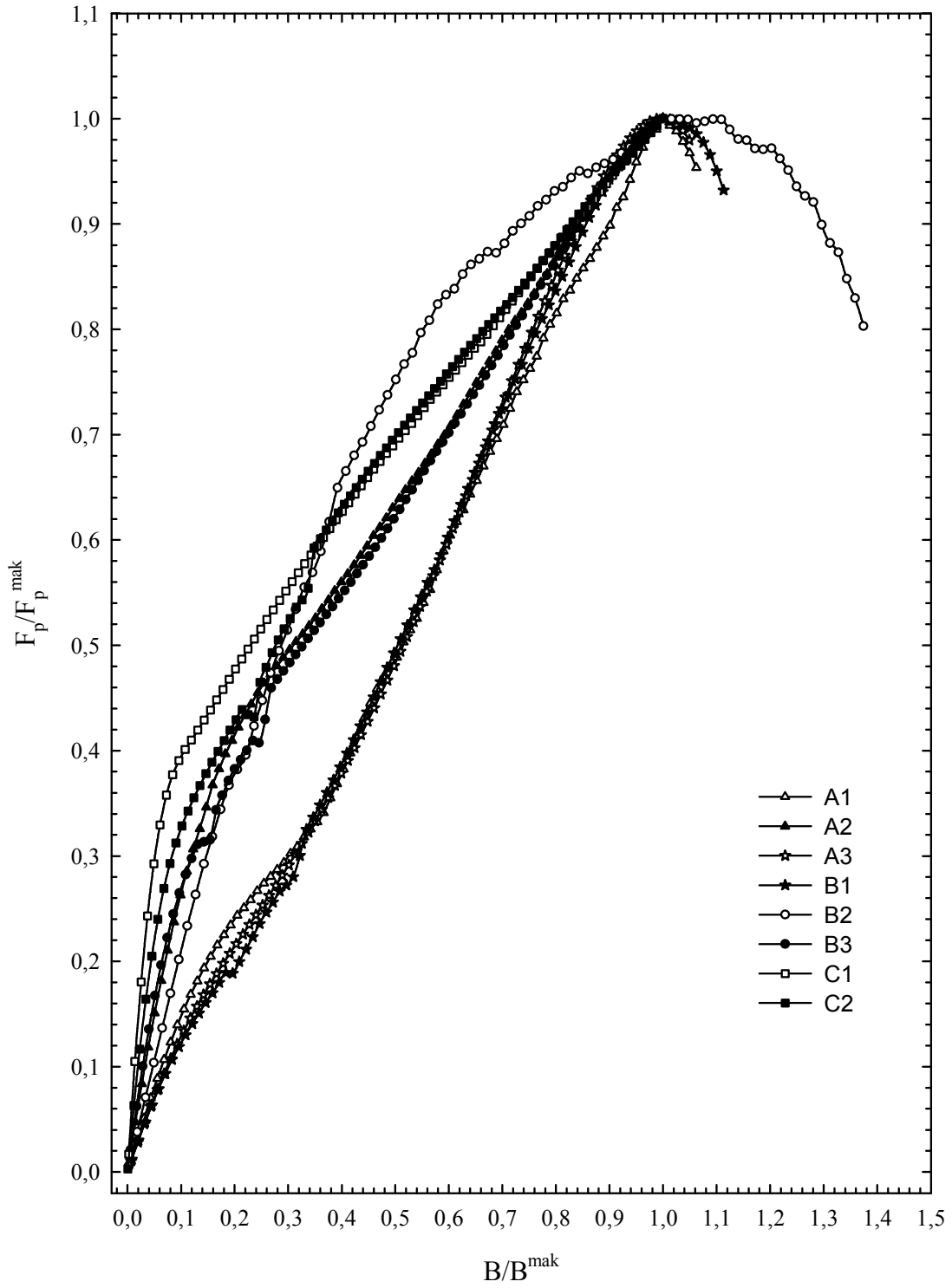
Şekil 3.132. 25 K’de tüm numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



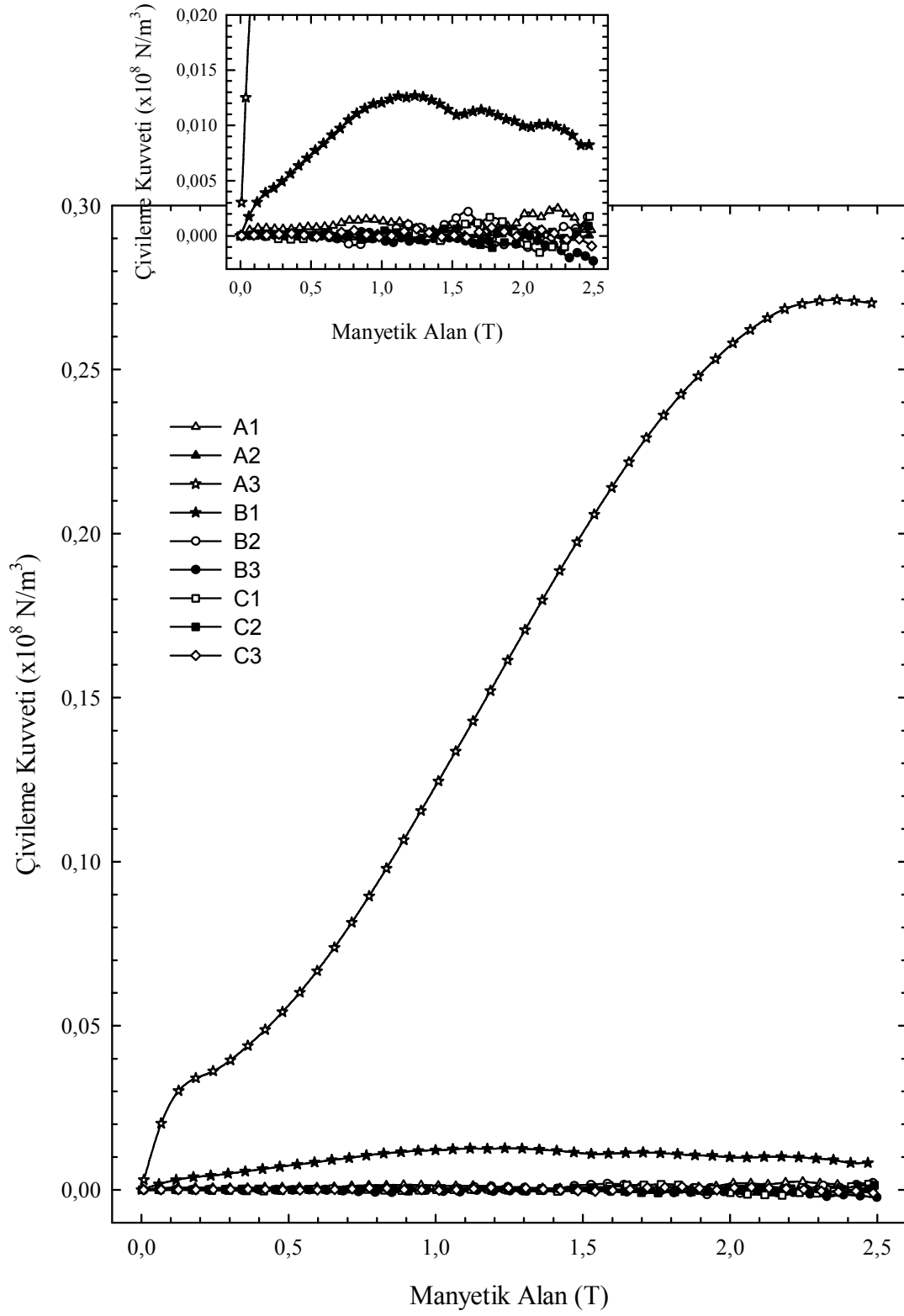
Şekil 3.133. 25 K'de tüm numuneler için normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi



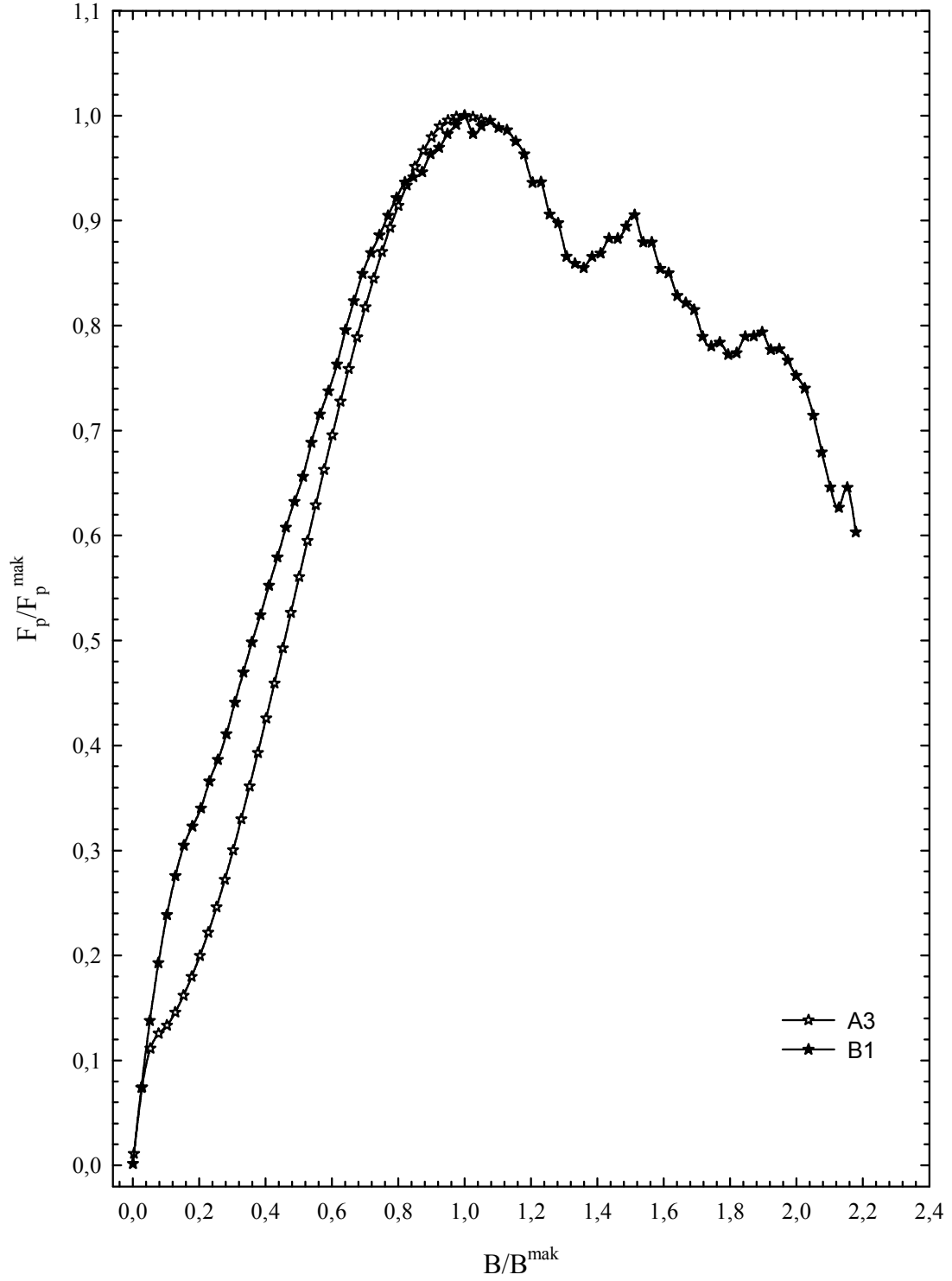
Şekil 3.134. 50 K’de tüm numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



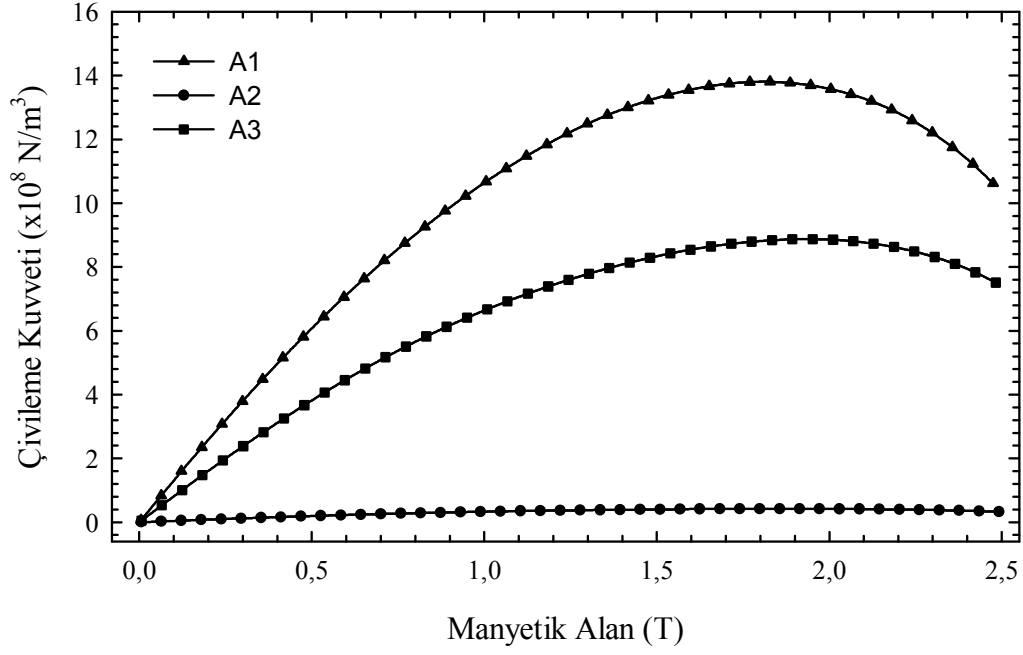
Şekil 3.135. 50 K'de tüm numuneler için normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi



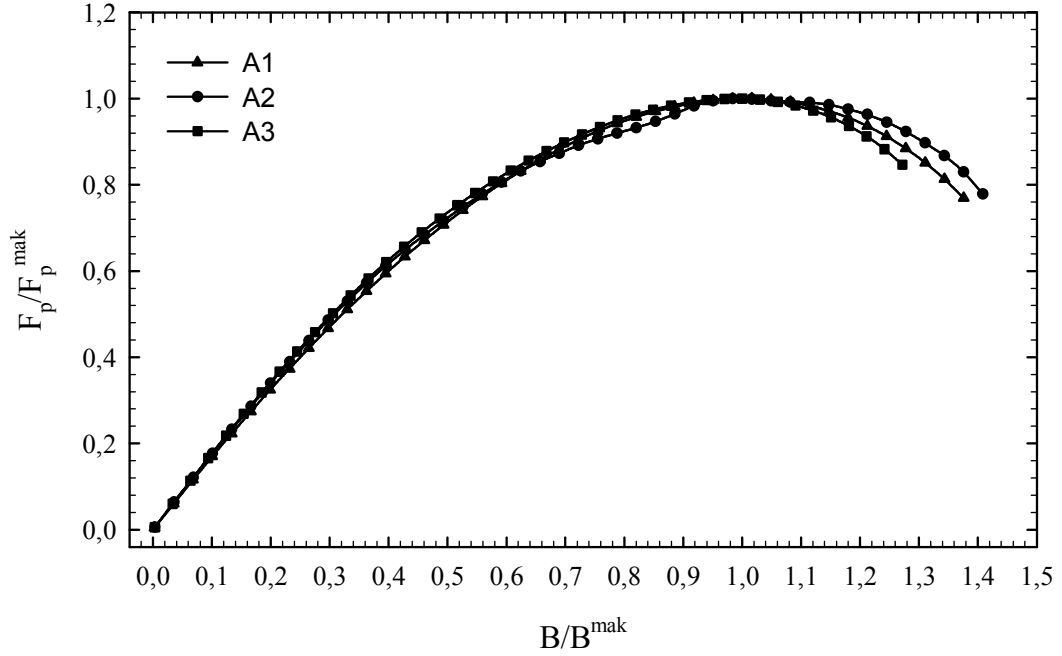
Şekil 3.136. 77 K’de tüm numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi



Şekil 3.137. 77 K’de tüm numuneler için normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

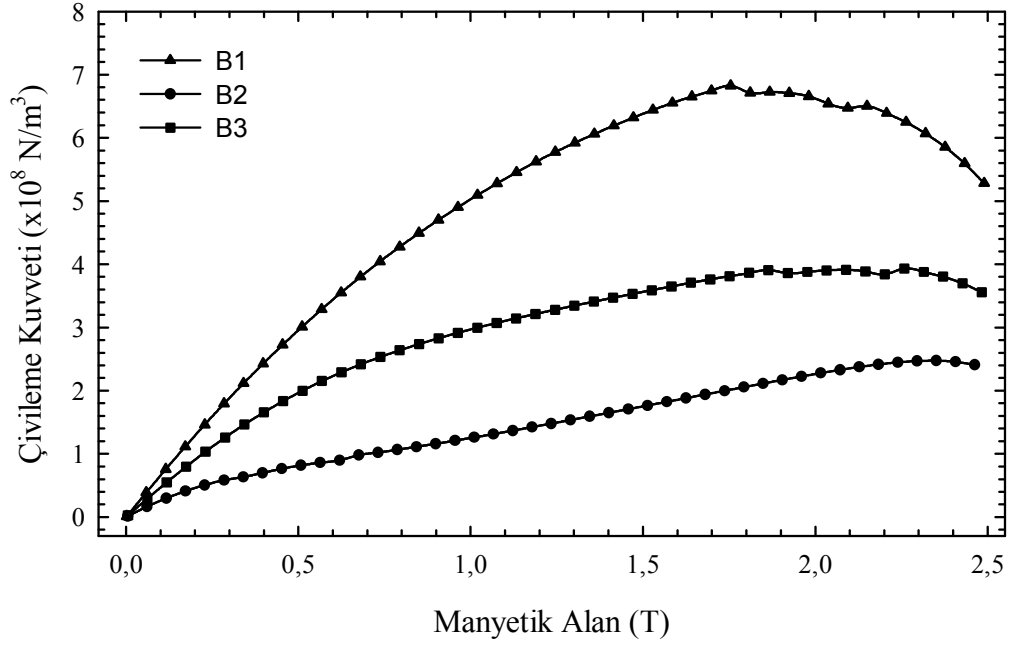


(a)

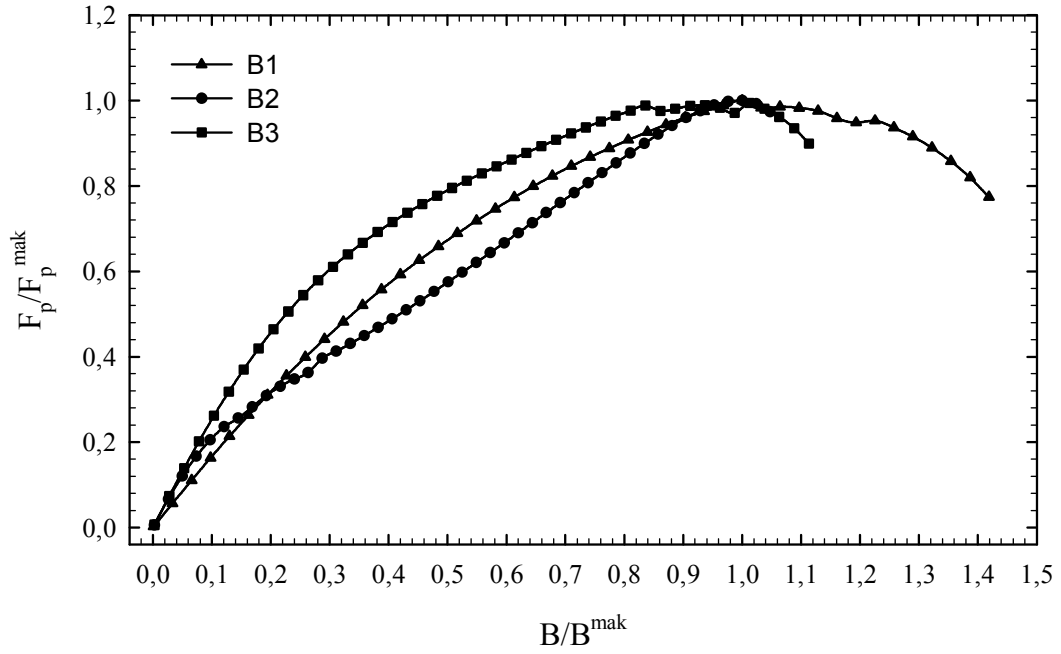


(b)

Şekil 3.138. 25 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

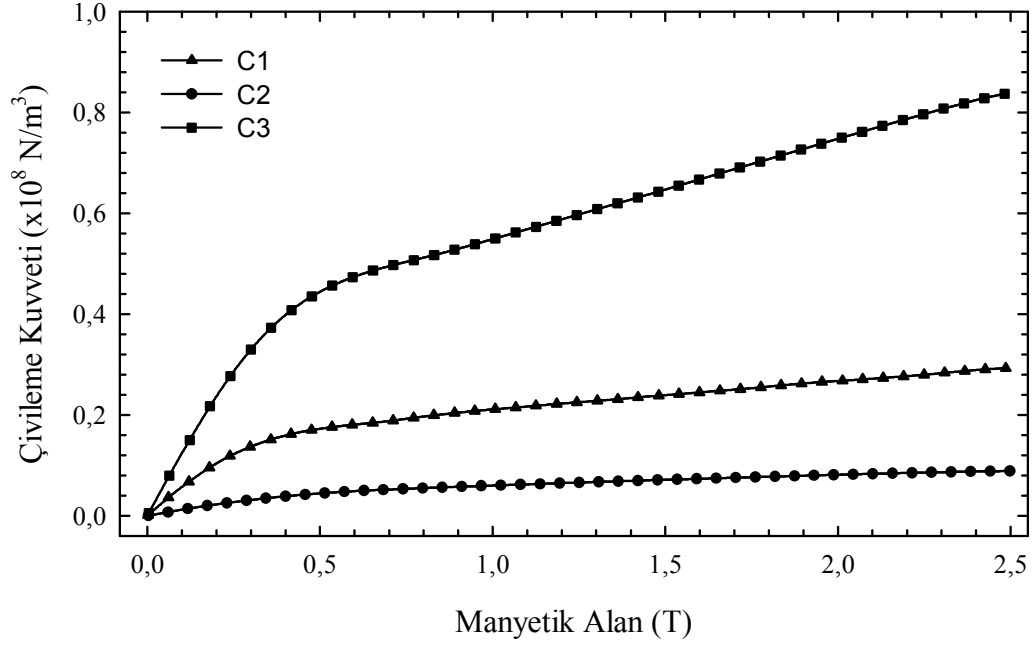


(a)

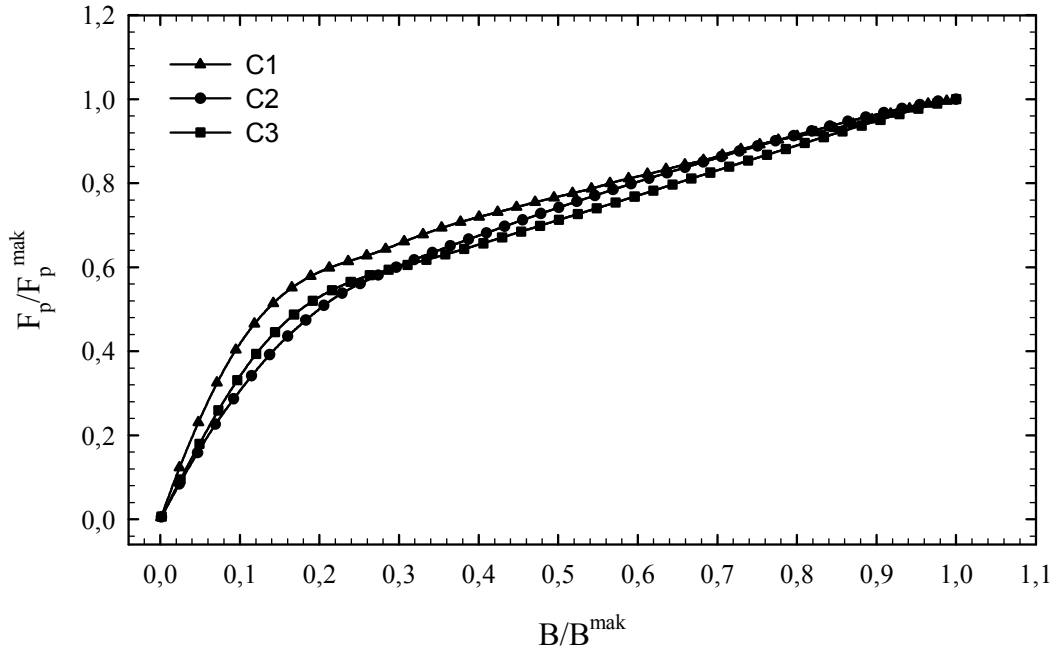


(b)

Şekil 3.139. 25 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

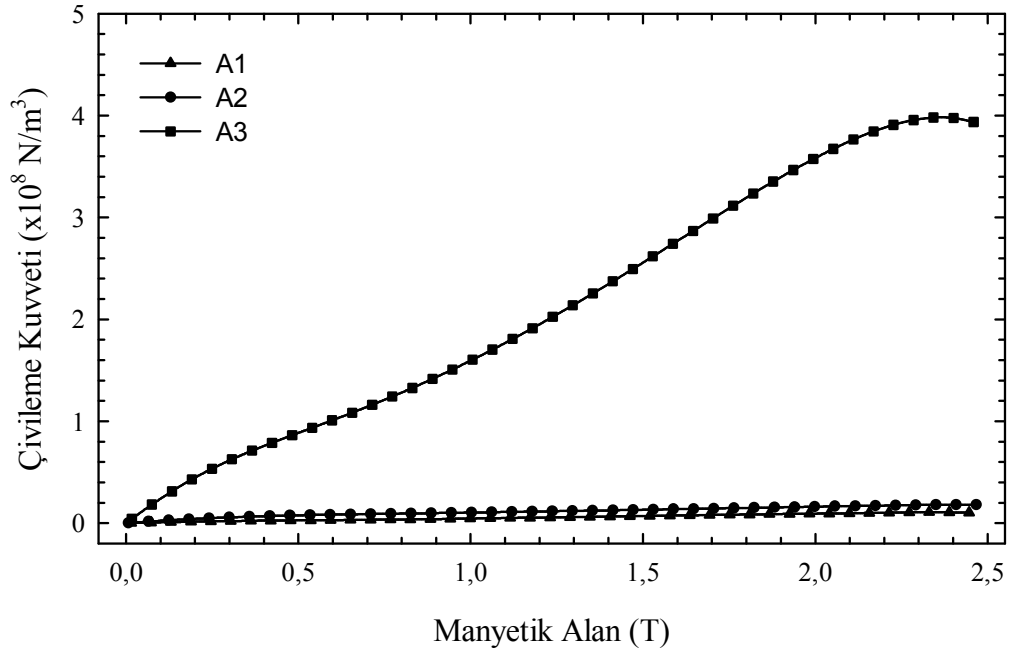


(a)

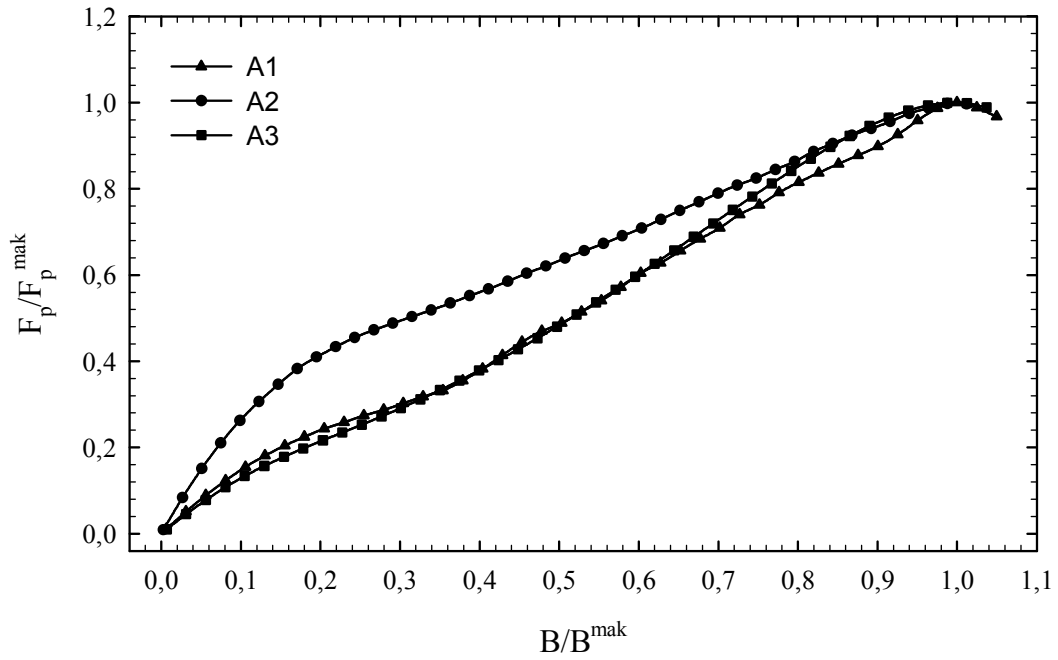


(b)

Şekil 3.140. 25 K'de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için
 (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi
 (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

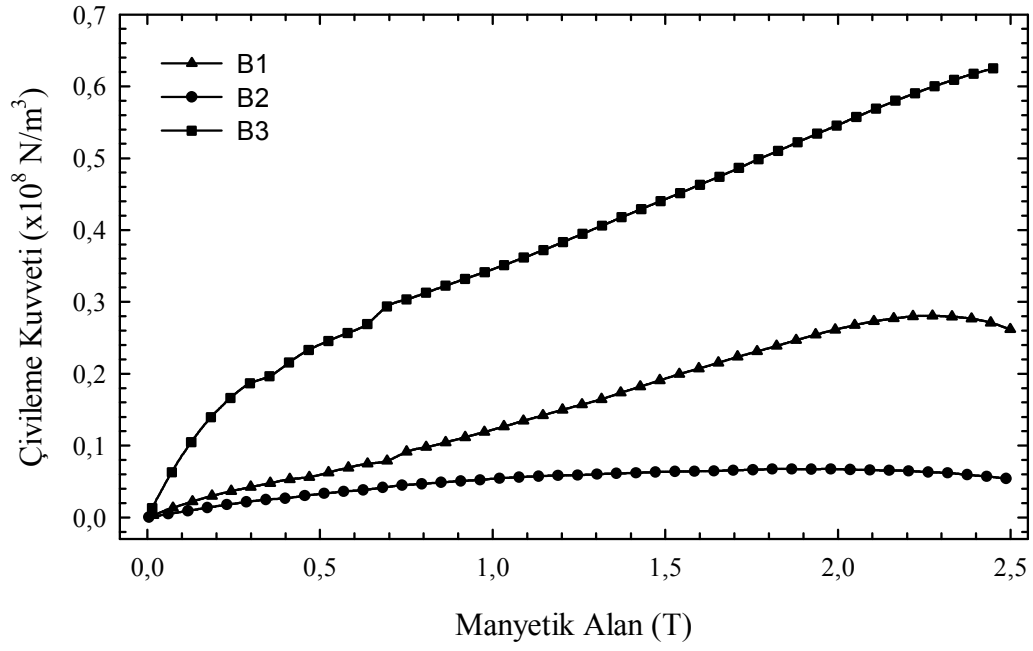


(a)

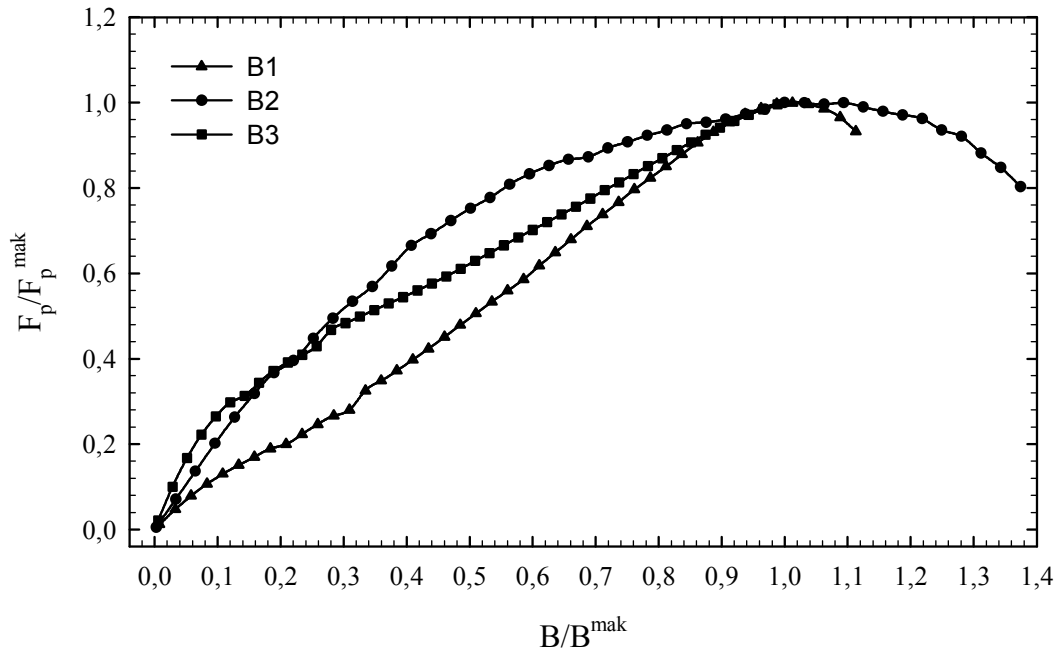


(b)

Şekil 3.141. 50 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

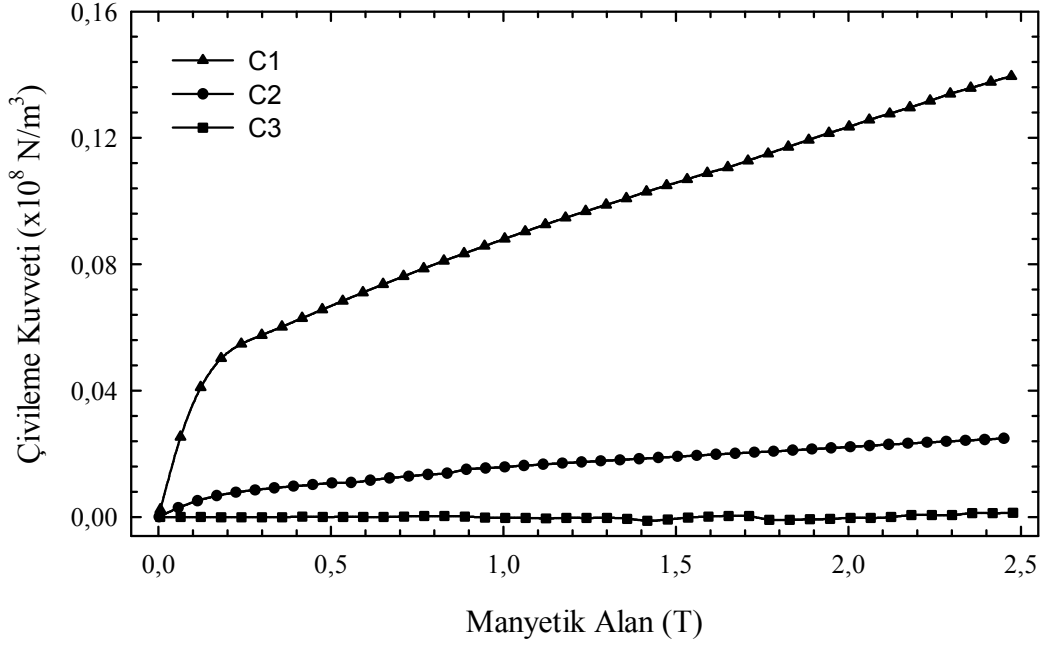


(a)

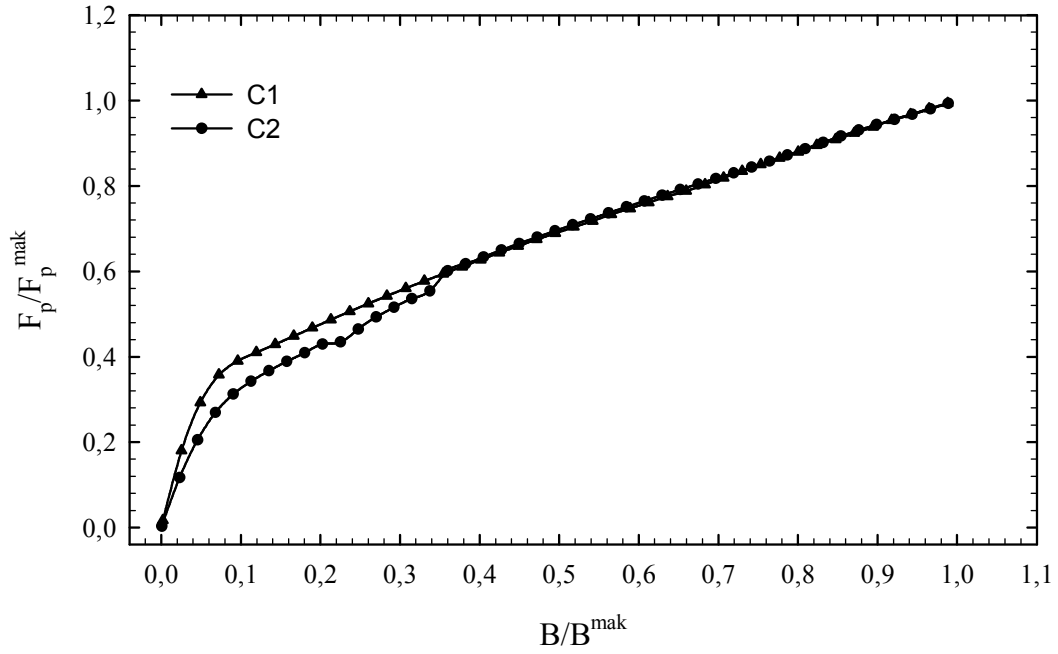


(b)

Şekil 3.142. 50 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

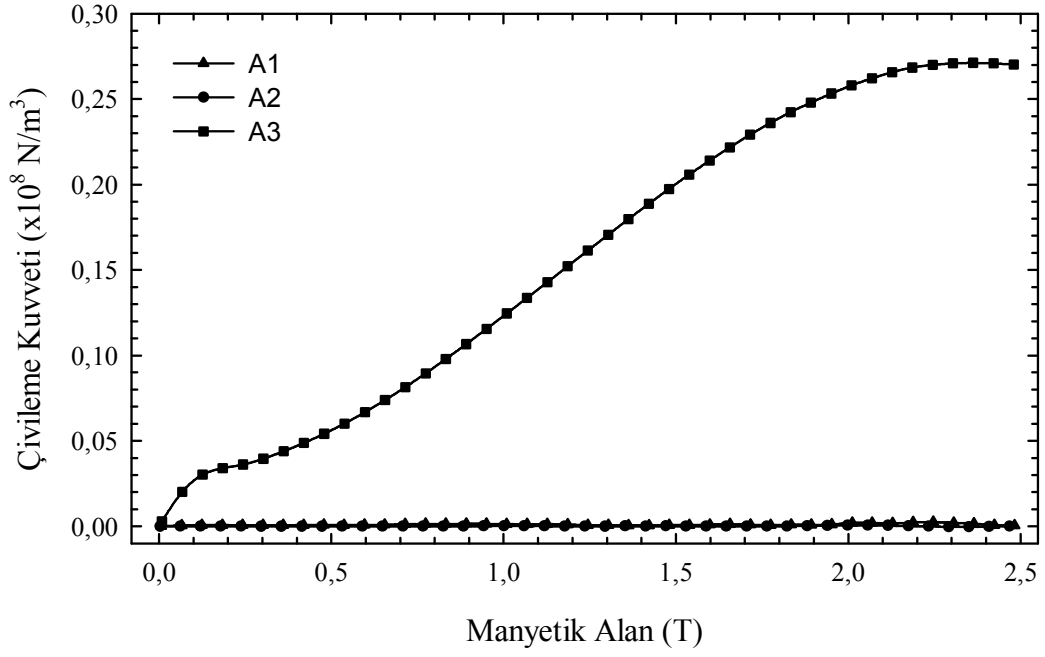


(a)

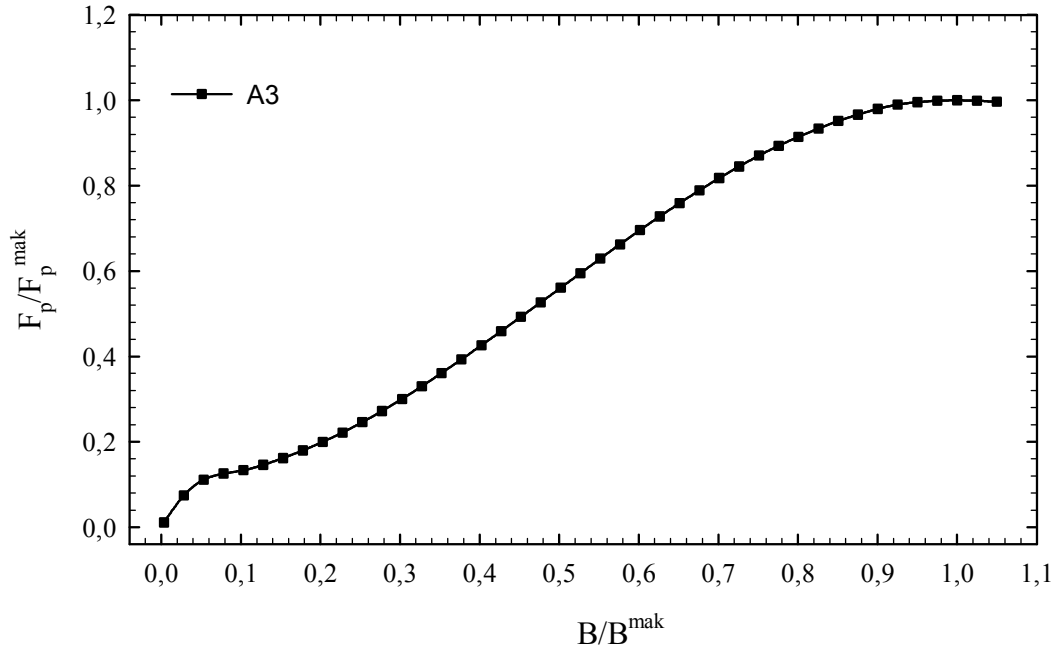


(b)

Şekil 3.143. 50 K'de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için
 (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi
 (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

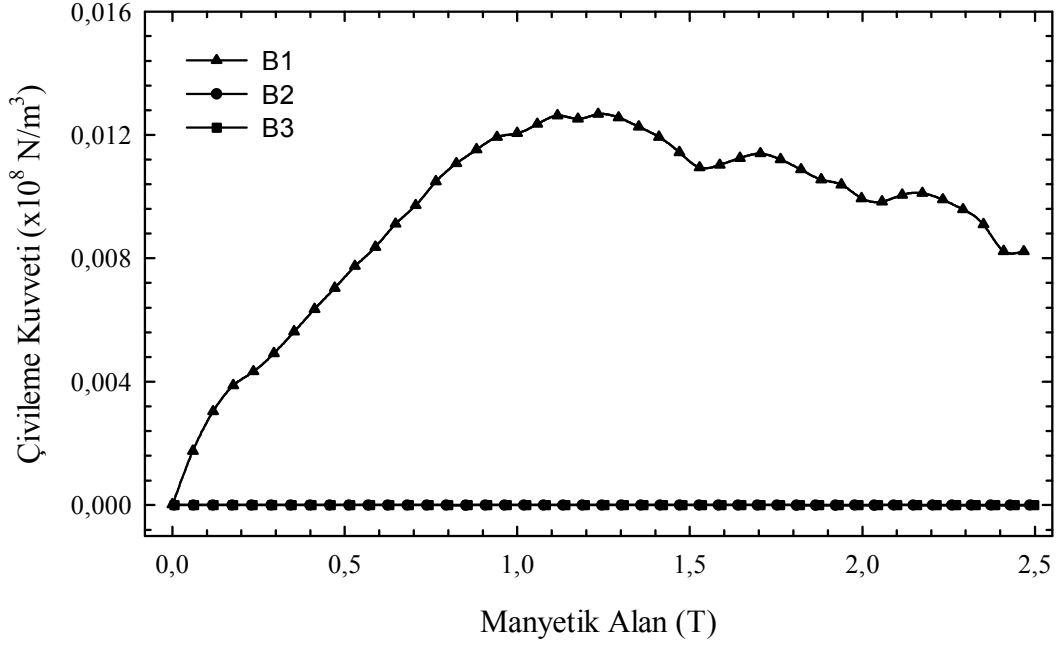


(a)

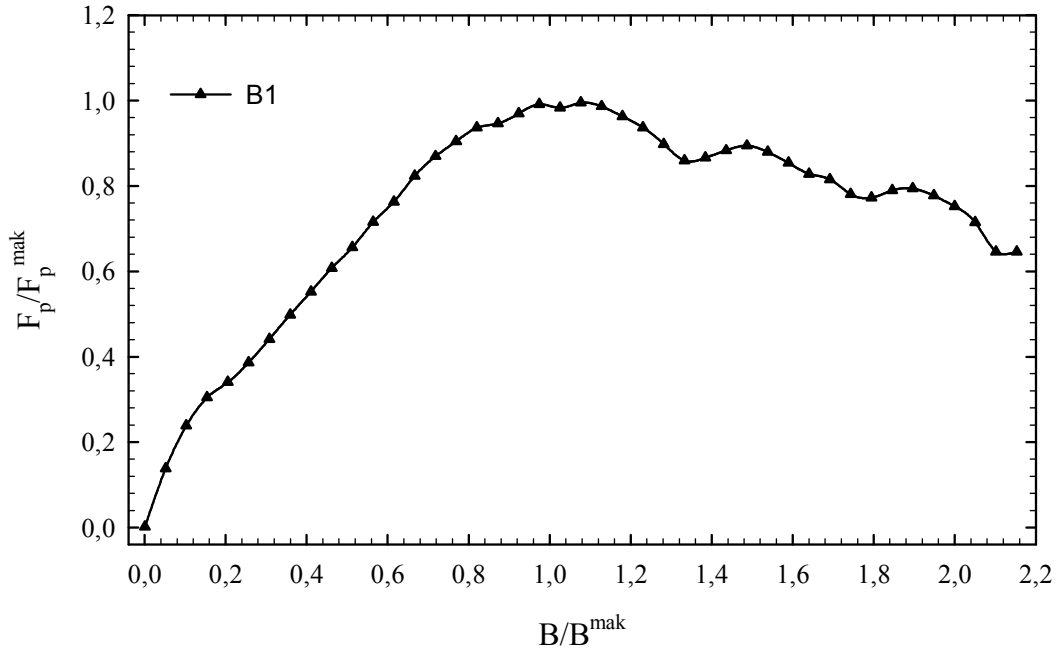


(b)

Şekil 3.144. 77 K’de MPMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi

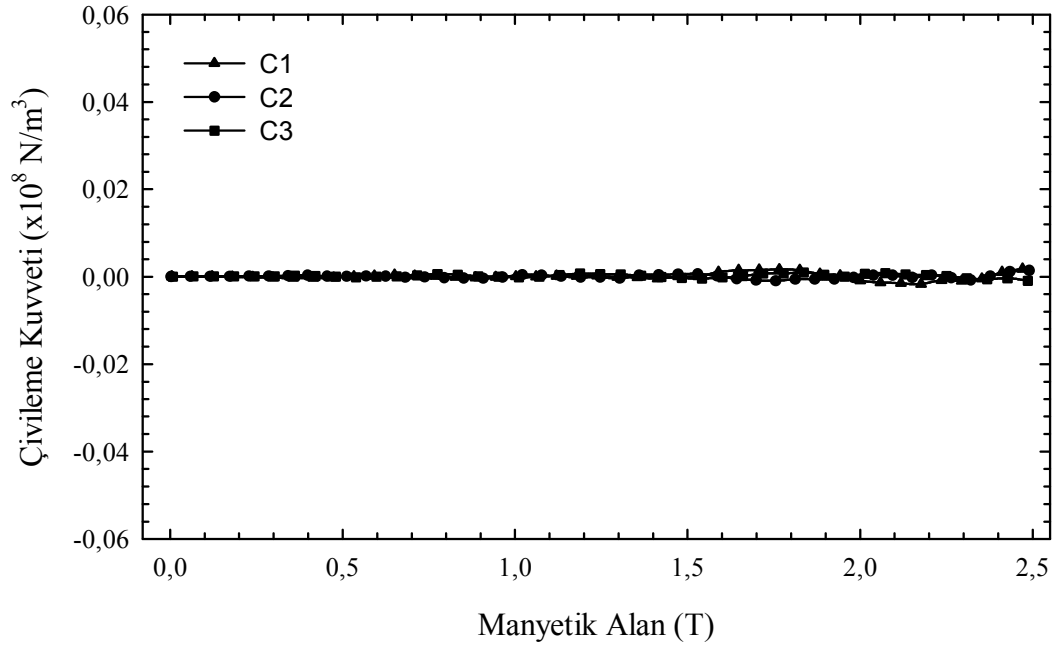


(a)



(b)

Şekil 3.145. 77 K’de FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için (a) çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (b) normalize edilen çivileme kuvveti yoğunluğunun normalize edilen manyetik alanla değişimi



Şekil 3.146. 77 K’de Y211 potada FQMG yöntemi ile üretilen numuneler için çivileme kuvveti yoğunluğunun manyetik alanla değişimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada farklı eritme yöntemleri ve farklı sinterleme işlemleri ile hazırlanan Y123 numunelerinin yapısal ve manyetik özellikleri incelendi. Yapısal özellikleri bakımından, x-ışını kırınım desenleri ve optik fotoğraf çekimleri; manyetik özellikleri bakımından ise manyetik kaldırma kuvveti ve manyetizasyon ölçümleri yapıldı. Ayrıca, manyetizasyon ölçümlerinden yararlanılarak kritik akım yoğunluğu hesabı ve bu hesaptan da yola çıkılarak çivileme kuvveti hesabı yapıldı.

Elde edilen ölçümler, hesaplamalar ve incelemeler neticesinde aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

1. Numunelerin XRD desenleri değerlendirildiğinde şu sonuçlar ortaya çıktı: MPMG eritme yöntemi üretilen numunelerde h1 kalınlığında tüm numuneler için sadece Y123 süperiletken fazına ait piklere rastlanırken, h2 kalınlığı geçildiğinde A2-h2 numunesinde görülen BaCuO₂ piki hariç diğer piklerin Y123 fazına ait olduğu tespit edildi. FQMG eritme yöntemiyle hazırlanan numunelerde h1 kalınlığı için Y123 fazının yanı sıra küçük piklerle Y211 yarıiletken fazının olduğu, h2 kalınlığı için ise Y211 ve sıvı faz piklerinin sayısında artış olduğu ve sinterleme sıcaklığının artmasıyla bu piklerin Y123 pik şiddetlerini aşip baskın hale geldiği gözlemlendi. Y211 potada FQMG eritme yöntemiyle üretilen numunelerde ise diğer eritme yöntemlerine göre Y123 süperiletken fazının şiddetinin azalarak Y211 ve sıvı fazın piklerinin artarak baskın hale geldiği görüldü.

2. Optik fotoğraf çekimleri incelendiğinde, tanelerin büyüklüğünün, tane sınırının ve ikinci faz parçacıkları gibi özelliklerin numunelerin eritme yöntemine, sinterleme işlemine ve süperiletken oluşum yerine (Δh) göre değiştiği anlaşıldı. Yöntemler arasında kıyaslama yapıldığında, MPMG yönteminde Y123 tanelerinin oluşumunun daha iyi olduğu tespit edildi.

3. Kaldırma kuvveti ölçüm verilerine göre elde edilen sonuçlar şu şekilde özetlenebilir:

a) Farklı eritme yöntemleriyle üretilen numunelerde birim hacimdeki kaldırma kuvveti değerlerinin değiştiği görüldü. Yapılan çalışmalarda MPMG eritme yöntemiyle hazırlanan numunelerin diğer eritme yöntemlerine göre daha iyi sonuçlar verdiği tespit edildi.

b) Faklı sinterleme işlemlerinde üretilen numunelerin birim hacimdeki kaldırma kuvveti değerlerinin değiştiği tespit edildi. Çalışma sonuçlarına göre, kaldırma kuvvetinin en iyi olduğu sıcaklık değeri elde edildi.

c) Üretilen numunelerin kalınlıklarının değişmesiyle birim hacimdeki kaldırma kuvveti değerlerinin değiştiği görüldü. Ölçüm sonuçlarına göre, eritme yöntemlerinde c eksenine göre hangi aralıkta (Δh) süperiletkenlik kesrinin daha iyi olduğu tespit edildi

d) Geleneksel üretim tekniği olan FQMG yöntemi ile üretilen numunelerde (B numuneleri) çökelti fazlarının genelde diplere doğru ve Y123 tanelerinin ise üst yüzeyde olduğu tespit edildi. Pt potada eritilerek MPMG yöntemi kullanılarak üretilen numunelerde (A numuneleri) tanelerin dibe doğru olduğu gözlemlendi. Y211 içinde FQMG yöntemi uygulanarak üretilen numunelerde (C numuneleri) ise süperiletken tanelerin oluşum yerinde az da olsa bir değişikliğin olduğu sonucuna varıldı.

e) Üretim teknikleri bakımından yapılan malzemesinde en fazla süperiletkenlik oluşum kesri üzerine yapılan bu inceleme neticesinde, B ve C numunelerinde bu kesir % 30 civarında iken A numunelerinde ise % 80 civarında olduğu tespit edildi.

4. Manyetizasyon ölçüm verileri neticesinde ortaya çıkan sonuçlar şu şekildedir:

a) Aynı manyetik alanda numunenin sıcaklık değeri azaldıkça manyetizasyon ilmeğindeki ΔM değerinin arttığı gözlemlendi.

b) Farklı eritme yöntemleriyle faklı sinterleme işlemlerinde hazırlanan numunelerin ΔM değerlerinin değiştiği tespit edildi.

c) Bazı numunelerin ölçümü alınan sıcaklık değerlerinde manyetizasyon verileri alınamadı.

d) Tüm numuneler göz önüne alınarak birim hacimdeki manyetizasyonun manyetik alanla değişimi irdelendiğinde, en yüksek manyetizasyon değerlerinin; 25 K'de A1 numunesi, 50 ve 77 K'de ise A3 numunesine ait olduğu gözlemlendi.

5. Kritik akım yoğunluğu hesabından elde edilen sonuçlar şu şekildedir:

a) Aynı numuneler için aynı manyetik alanda sıcaklık değerinin azalmasıyla kritik akım yoğunluğunun arttığı tespit edildi.

b) Farklı eritme yöntemleri ve faklı sinterleme işlemlerinde numunelerin J_c değerlerin değiştiği gözlemlendi.

c) Bazı numunelere ait manyetizasyon verileri alınamadığından dolayı bunlara ait kritik akım yoğunlukları da elde edilemedi.

d) Tüm numuneler dikkate alındığında, aynı manyetik alanda kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimleri incelendiği zaman, en yüksek J_c değerlerinin şu şekilde olduğu belirlendi: 25 K'de $J_c=1,327 \times 10^4$ A/cm² olan A1 numunesi, 50 K'de $J_c=2,53 \times 10^3$ A/cm² olan A3 numunesi ve 77 K'de ise $J_c=3,6 \times 10^2$ A/cm² olan A3 numunesidir.

6. Çivileme kuvveti hesabına göre elde edilen vargılar şu şekildedir:

a) Tüm numuneler incelendiğinde, manyetik alanın artarken çivileme kuvveti önce belli bir manyetik alan değerine kadar arttığı daha sonra ise azaldığı tespit edildi.

b) Aynı numunenin farklı sıcaklıklarında çivileme kuvveti değerleri sıcaklık artıkça azaldığı anlaşıldı.

c) Farklı eritme ve farklı sinterleme işlemine göre çivileme kuvvetinin değiştiği tespit edildi.

d) Hesaplamalarda bazı numunelere ait kritik akım yoğunluğu değerleri olmadığından dolayı çivileme kuvveti verileri de elde edilemedi.

e) Tüm numuneler için çivileme kuvvetinin manyetik alana göre değişimleri ve normalize edilen çivileme kuvvetinin normalize edilen manyetik alana göre değişimleri dikkate alındığı zaman, en yüksek çivileme kuvveti ve bu çivileme kuvvetlerinin olduğu noktadaki manyetik alan değerlerinin şu şekilde olduğu belirlendi: 25 K'de $F_p=13,80 \times 10^8$ N/m³ ve $B^{mak}=1,80$ T olan A1 numunesi, 50 K'de $F_p=3,98 \times 10^8$ N/m³ ve $B^{mak}=2,37$ T olan A3 numunesi ve 77 K'de ise $F_p=0,27 \times 10^8$ N/m³ ve $B^{mak}=2,36$ T olan A3 numunesidir.

7. Tüm numuneler içerisinde en yüksek kaldırma kuvvetinin MPMG yöntemiyle $T=1125$ °C'de hazırlanan numuneye ait olduğu, fakat manyetizasyon verilerinden yararlanılarak Bean Kritik Durum Modeli vasıtasıyla hesaplanan kritik akım yoğunluğunda en yüksek değer MPMG yöntemiyle $T=1110$ °C'de hazırlanan numuneye ait olduğu tespit edildi. Bunun nedenin; kaldırma kuvveti ölçümlerinin numune külçe halinde iken, manyetizasyon ölçümlerinin ise külçenin süperiletkenliğin özellik bakımından en iyi olduğu küçük bir parçasının alınmasıyla verilerin elde edilmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir.

8. Y211 potada FQMG yöntemiyle üretilen numunelerde pota tarafından bir sıcaklık gradyenti sağlandığı tetkik edildi. Bunun etkisiyle, maksimum sinterleme sıcaklık değerinin diğer eritme yöntemleriyle üretilen numunelerin sinterleme sıcaklıklarından daha az olduğu ve onun katıhal tepkime yöntemiyle üretilen numunelerin sinterleme sıcaklıkları seviyesine düştüğü sonucuna varıldı.

5. ÖNERİLER

Y123 numunelerinin farklı metotlar kullanılarak üretildiği bu çalışmada, yapısal ve manyetik özellikler incelendi. Bu özelliklerin incelenmesi neticesinde yöntemlerin birbirlerine göre üstünlüklerinin belirlenmesiyle birlikte;

1. Üretim yöntemlerinin sinterleme sürecini zaman bazında incelemenin,
2. Y211 pota içinde üretim yapılan yöntemde her ne kadar fazla toz bileşik kullanılıyor olsa da, pota malzemesi olarak değişik materyallerin denenmesinin,
3. Üretim yöntemlerinde üstten nüveleme malzemeleriyle üretiminin yapılmasının,
4. Manyetizasyon ölçümlerinde alan ile sıcaklık parametrelerinin daha geniş bir yelpaze dikkate alınarak gerçekleştirilmesinin,
5. AC alınganlık ölçümlerinin temel durum ile harmonikleri incelenmesinin ve kuramsal sonuçlar ile kıyaslanmasının,
6. Manyetik kaldırma kuvveti ölçümlerinde zamana karşı kuvvetin stabilizasyonunun araştırılmasının,

faydalı olacağı kanısındayız.

6. KAYNAKLAR

- Abrikosov, A. A., 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Grup, Soviet Physics JTEP, 5, 6, 1174-1182.
- Al-Khateeb, H. M., Alzoubi, F. Y., Alqadi, M. K. ve Ayoub, N. Y., 2007. Magnetic Levitation of a Small Magnetic Ring above Cylindrical Superconductor Sample in the Meissner State, Turk J. Phys., 31, 271-277.
- Alexandrov, A. S. ve Edwards, P. P., 2000. High- T_c Cuprates: A New Electronic State of Matter, Physica C, 331, 97-112.
- Alqadi, M. K., Al-khateeb, H. M., Alzoubi, F. Y. ve Ayoub, N. Y., 2007. Effects of Magnet Size and Geometry on Magnetic Levitation Force, Chin. Phys. Lett., 24, 9, 2664-2666.
- Bardeen, J., Cooper, L. N. ve Schrieffer, J. R., 1957. Theory of Superconductivity, Physical Review, 108, 5, 1175-1204.
- Bean, C. P., 1962. Magnetization of Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 8, 6, 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 Ba-La-Cu-O System, Z. Phys. B., 64, 189-193.
- Bolat, S., 2003. $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Re}_x\text{O}_y$ ($x=0.0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ ve $\text{Re}=\text{Yb, Sm, Nd}$) Süperiletkenlerinin Yapısal ve Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Cardwell, D. A., 1998. Processing and properties of large grain (RE)BCO, Materials Science and Engineering, B53, 1-10.
- Cardwell, D. A. ve Ginley D. S., 2003. Handbook of Superconducting Metarials, Volume I, IOP Publishing Ltd., U.K.
- Cardwell, D. A. ve Ginley D. S., 2003. Handbook of Superconducting Metarials, Volume II, IOP Publishing Ltd., U.K.
- Cava, R. J., Dover, R. B. van, Batlogg, B. ve Rietmen, E. A., 1987. Bulk Superconductivity at 36 K in $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$, Phys. Rev. Lett., 58, 408-410.
- Chen, D. X., Sanchez, A., Noogues, J. ve Munoz, J. S, 1990. Bean's, Kim's, and Exponential Critical-State Models for High- T_c Superconductors, Phys. Rev. B, 41, 13, 9510-9512.

- Chow, J. C. L., Lo, W., Leung, H.-T., Dewhurst, C. D. ve Cardwell, D. A., 1998. Processing Y_2BaCuO_5 distribution and critical current density in large grain Pt-doped YBCO, Materials Science and Engineering, B53, 79-85.
- Chow, J. C. L., Leung, H. T., Lo, W. ve Cardwell, D. A., 1998. Effects of Pt doping on the size distribution and uniformity of Y_2BaCuO_5 particles in large-grain YBCO, Supercond. Sci. Technol., 11, 369-374.
- Chu, C. W., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L. ve Huang, Z. J., 1987. Superconductivity at 52.5 K in the Lanthanum-Barium-Copper-Oxide System, Science, 235, 567-569.
- Chu, C. W., Bechtold, J., Gao, L., Hor, P. H., Huang, Z. J., Meng, R. L., Sun, Y. Y., Wang, Y. Q. ve Xue, Y. Y., 1988. Superconductivity up to 114 K in the Bi-Al-Ca-Sr-Cu-O Compound Systems without Rare-Earth Elements, Phys. Rev. Lett., 60, 941-943.
- Cline, H. E., Tedmon, C. S. ve Rose, R. M., 1965. Irreversible Magnetization of High-Field Superconductors, Phys. Rev., 137, 6A, A1767-A1770.
- Frangi, F., Higuchi, T., Deguchi, M. ve Murakami, M., 1994. The effects on different thermal pretreatments on the magnetic properties of YBCO MPMG samples, Supercond. Sci. Technol., 7, 891-898.
- Fröhlich, H., 1950. Theory of the Superconducting State. I. The Ground State at the Absolute Zero of Temperature, Physical Review, 79, 5, 845-856.
- Gao, L., Huang, Z. J., Meng, R. L., Hor, P. H., Bechtold, J., Sun, Y. Y., Chu, C. W., Shneg, Z. Z. ve Hermann, A. M., 1988. Bulk superconductivity in $\text{Tl}_2\text{CaBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ up to 120 K, Nature, 332, 623-624.
- Gao, L., Xue, Y.Y., Chen, F., Xiong, Q., Meng, R. L., Ramirez, D. ve Chu, C. W., 1994. Superconductivity up to 164 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{2m+2+\delta}$ ($m=1, 2$ ve 3) under quasihydrostatic pressures, Phys. Rev. B, 50, 6, 4260-4263.
- Gencer, A., Ateş, A., Aksu, E., Nezir, S., Çelebi, S. ve Yanmaz, E., 1997. Microstructural and Physical Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Superconductors Prepared by the Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG) Method, Physica C, 279, 165-172.
- Goto, T. ve Hayakawa, T., 1992. Effect of platinum addition on a quench and melt growth processed YBaCuO superconducting filament produced by the suspension spinning method, Supercond. Sci. Technol., 5, 435-439.
- Hazen, R. M., Finger, L. W., Angel, R. J., Prewitt, C. T., Ross, Hadidiacos, C. G., Haeney, P. J., Veblen, D.R., Sheng, Z. Z., Ali, A. El. ve Hermann, A. M., 1988. 100-K Superconducting Phase in the Tl-Ca-Ba-Cu-O Systems, Phys. Rev. Lett., 60, 16, 1657-1602.
- Higuchi, T., Yoo, S. I. ve Murakami, M., 1999. Comparative Study of Critical Current Densities and Flux Pinning Among a Flux-Grown $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Single Crystal, Melt-Textured Nd-Ba-Cu-O, and Y-Ba-Cu-O Bulks, Physical Review B, 59, 2, 1514-1527.

- Hook, J. R. ve Hall, H.E. (Edits: Köksal, F., Altunbaş, M., Dinçer, M., Başaran, E.), 1999. Katıhal Fiziği, Literatür Yayıncılık, İstanbul.
- Ito, E., Suzuk, T., Sakai, T., Koga, S., Murakami, M., Nagashami, K., Sakai, N., Hirabayashi, I. ve Sawa, K., 2006. Levitation force of bulk RE-Ba-Cu-O in high magnetic fields, Physica C, 445-448, 412-416.
- Jin, S., Tiefel, T. H., Sherwood, R.C., Dover, R. B. van, Davis, M. E., Kammlott, G. W. ve Fastnacht, R. A., 1988. Melt-Textured Growth of Polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with high transport J_c at 77 K, Phys. Rev. B, 37, 13, 7850-7853.
- Kim, Y. B., Hempstead, C. F. ve Strnad, A. R., 1962. Critical Persistent Currents in the Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 9, 7, 306-309.
- Kim, Y. B., Hempstead, C. F. ve Strnad, A. R., 1963. Magnetization and Critical Supercurrents, Phys. Rev., 129, 528-536.
- Kittel, C. (Edit: Karaoğlu, B.), 1996. Katıhal Fiziğine Giriş, 6. Baskı, Güven Kitap Yayın Dağıtım LTD. ŞTİ., İstanbul.
- Kittel, C., 1996. Introduction to Solid State, 7th Edition, Jhon Wiley, New York, U.S.A.
- Kung, P.J., Maley, M.P., Willis, J.O., McHenry, M.E., Murakami, M. ve Tanaka, S., 1993. Magnetic Hysteresis and Flux Ceep of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Grown by the Melt-Powder-Growth (MPMG) Process, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 3, 1, 1382-1385.
- Leblond, C., Monot, I., Bourgault, D. ve Desgardin, G., 1999. Effect of the oxygenation time and of sample thickness on the levitation force of the seeding melt-processed YBCO, Supercond. Sci. Technol., 12, 405-410.
- Lehndorff, B., Kürschner, H. G. ve Piel, H., 1995. Mapping of Magnetic Force and Field Distirbution of Melt-Textured Y-Ba-Cu-O, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 5, 2, 1814-1817.
- London, F. ve London, H., 1935. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor, Proc. R. Soc. Lond. A, 149, 866, 71-88.
- Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M. ve Asano, T., 1988. A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare Earth Element, Jpn. J. Appl. Phys., 27, L209-L210.
- Male, S. E., Chilton, J., Caplin, A. D., Guy, C. N. ve Newcomb, S. B., 1989. Critical currents, magnetization and network models of polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Supercond. Sci. Technol., 2, 9-16.
- Matsushita, T. ve Otabe, E. S., 2000. Flux-pinning property in melt-processed Sm-123 superconductor, Physica C, 335, 153-156.

- Maxwell, E., 1950. Isotope Effect in the Superconductivity of Mercury, Physical Review, 78, 477.
- Mellekh, A., Zouaoui, M., Ben Azzouz, F., Annabi, M. ve Ben Salem, M., 2006. Nano- Al_2O_3 particle addition effects on $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ superconducting properties, Solid State Comminacations, 140, 318-323.
- Meissner, W. ve Ochsenfeld, R., 1933. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit, Naturwissenschaften, 21, 44, 787-788.
- Moon, F. C., Weng, K-C. ve Chang, P-Z., 1989. Dynamic magnetic forces in superconducting ceramics, Journal of Applied Physics, 66, 11, 5643-5645.
- Monot, I., Lepropre, M., Provost, J., Desgardin, G., Raveau, B., Bourgault, D., Barbut, D., Braithwaite, D. ve Tournier, R., 1992. High performance in a bulk melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ceramic, Supercon. Sci. Technol., 5, 712-718.
- Morita, M., Hirano, Hirano, H., Hayashi, H., Terazono, K., Kajikawa, K., Funaki, K. ve Hamajima, T., 2004. Fabrication Transport Properties of QMG Current Limiting Elements, Physica C, 412-414, 750-755.
- Mourachkine, A., 2004. Room-Temperature Superconductivity, Cambridge International Science Publishing, Cambridge.
- Murakami, M., 1992. Processing of bulk YBaCuO , Supercond. Sci. Technol., 5, 185-203.
- Murakami, M., Oyama, T., Fujimoto, H., Gotoh, S. ve Yamaguchi, K., 1991. Melt Processing of Bulk High T_c Superconductors and Their Applications, IEEE Transaction on Magnetism, 27, 2, 1479-1486.
- Muralidhar, M., Jirsa, M., Sakai, N. ve Murakami, M., 2003. Progress in Melt-Processed (Nd-Sm-Gd) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Superconductors, Supercond. Sci. Technol., 16, R1-R16.
- Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T., Zenitani, Y. ve Akimitsu, J., 2001. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride, Nature, 410, 63-64.
- Ogawa, N., Hirabayashi, I. ve Tanaka, S., 1991, Preparation of A High- J_c YBCO Bulk Superconductor by the Platinum Doped Melt Growth Method, Physica C, 177, 101-105.
- Ogawa, N., Yoshida, M., Hirabayashi, I. ve Tanaka, S., 1992. Prepration of YBCO bulk superconductor by Platinum Doped Melt Growth method, Supercond. Sci. Technol., 5, S89-S92.
- Omar, M. A., 1975. Elementary solid state physics: principles and applications, Addison-Wesley, London, England.
- Onnes, H. K., 1991. Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 119-120.

- Owens, F.J., 1996. The New Superconductors, Kluwer Academic Publishers, U.S.A.
- Öztürk, A., 2005. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Elektriksel ve Manyetik Özelliklerinin Deneysel ve Modelleme ile İncelenmesi, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Park, J.-S. Kim, Y.-S., Yang, S.-W., Cho, I.-J., Kim, C.-Y. ve Shin, H.-S., 1998. Characteristic of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ High- T_c Superconductor Prepared by Partial Melting Process, Korean J. Chem. Eng., 15, 3, 304-309.
- Plechacek, V., 1998. Development of YBCO Levitators for Simple Applications, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 9, 2, 1999.
- Poole, C. P., Datta, T. ve Farah, H. A, 1988. Copper Oxide Superconductors, A Willey-Interscience Publication, U.S.A.
- Poole, C. P., 2000. Handbook of Superconductivity, Academic Press, U.S.A.
- Putilin, S. N., Antipov, E. V., Chmaissem, O. ve Marezio, M., 1993. Superconductivity at 94 K in the $HgBa_2CuO_{4+\delta}$, Nature, 362, 226-228.
- Rickayzen, G., 1965. Theory of Superconductivity, Interscience Publishers, New York, U. S. A.
- Rose-Innes, A.C. ve Rhoderick, E.H., 1980. Introduction to Superconductivity, Second Edition, Pergamon Press Ltd., England.
- Rudnev, I. A. ve Ermolaev, Y. S., 2006. Non-additivity of magnetic levitation force, Journal of Physics: Conference Series, 43, 983-986.
- Sagar, S., Lahiri, K. ve Shi, D., 1997. Effect of Sample Geometry on Levitation Force in Seed-Melt-Single-Domain $YBa_2Cu_3O_x$, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 7, 2, 1929-1932.
- Salama, K. ve Lee, D. F., 1994. Progress in Melting of $YBa_2Cu_3O_x$ Superconductor, Supercond. Sci. Technol., 7, 177-193.
- Schilling, A., Cantoni, M., Guo, J. D. ve Ott, H. R., 1993. Superconductivity above 130 K in the Hg–Ba–Ca–Cu–O System, Nature, 363, 56-58.
- Sengupta, S., Corpus, J. ve Gaines, J. R., 1997. Fabrication and Characterization of Melt-Processed YBCO, IEEE Transaction on Applied Superconductivity, 7, 2, 1723-1726.
- Sheahen, T., 1994. Introduction to High-Temperature Superconductivity, Kluwer Academic Publishers, U. S.A.

- Sheng, Z. Z., Hermann, A. M., Ali, A. El., Almasan, C., Estrada, J., Datta, T. ve Kaplan, N., 1988. Superconductivity at 90 K in the Tl-Ba-Cu-O Systems, Phys. Rev. Lett., 60, 16, 937-940.
- Sheng, Z. Z. ve Hermann, A. M., 1988. Bulk Superconductivity at 120 K in the Tl-Ca/Ba-Cu-O System, Nature, 332, 138-139.
- Shi, D., Sengupta, S., Smith, M. ve Wang, Z., 1993. Flux pinning by 211 precipitates in Melt-Processed $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 3,1, 1034-1036.
- Schrieffer, J. R. ve Tinkham, M., 1999. Superconductivity, Reviews of Modern Physics, 71, 2, S313-S317.
- Shlyk, L., Krabbes, G., Fuchs, G., Stöver, G., Gruss, S. ve Nenkov, K., 2002. Pinning behavior and magnetic relaxation in melt-textured YBCO doped with Li, Ni and Pd, Physica C, 377, 437-444.
- Shlyk, L., Krabbes, G., Fuchs, Nenkov, K. ve Schüpp, B., 2004. Flux pinning and magnetic relaxation melt processed $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ doped with Li, Journal of Applied Physics, 96, 6, 3371-3378.
- Shiohara, Y. ve Endo, A., 1997. Crystal growth of bulk high- T_c superconducting oxide materials, Materials Science and Engineering, R19, 1-86.
- Specht, 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 High-Temperature Superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, Physical Review B, 37, 7426-7434.
- Tulapurkar, A. A., 2001. Critical Current Density from Magnetization Hysteresis Data Using the Critical-State Model, Phys. Rev. B, 64, (014508-1)-(014508-5).
- URL-1, <http://www.unusualresearch.com/magunits/magnunit.pdf>, 27 Haziran 2007.
- URL-2, http://en.wikipedia.org/wiki/Meissner_effect, 1 Temmuz 2007.
- URL-3, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/solids/meis.html#c2>, 4 Temmuz 2007.
- URL-4, <http://www.qdusa.com/products/ppms.html>, Vibrating Sample Magnetometer, 2 Şubat 2008.
- Vanderah, T. A., 1992. Chemistry of Superconductor Metarials, Noyes Publications, New Jersey, U.S.A.
- Wang, J. R., Zhou, L., Zhang, P. X., Wang, K.G., Ji, P., Wu, X. Z., Puzniak, P., Wisniowski, A., Szymczak, H., Marken, K. R. ve Marken, K.R. ve Collings, E.W., 1992. Bulk Pinning Force Density of Density of YBCO Superconductors by Powder Melting Process, Supercond. Sci. Technol., 5, S336-S339.

- Wu, M. K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., Huang, Z. J., Wang, Y. Q. ve Chu, C. W., 1987. Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, Phys. Rev. Lett., 58, 9, 908-910.
- Xu, M., Shi, D. ve Fox, R. F., 1990. Generalized Critical-State Model for Hard Superconductors, Phys. Rev. B, 42, 16, 10773-10776.
- Yang, W. M., Zhou, L., Feng, Y., Zhang, P. X., Wu, M. Z., Zhang, C. P., Wang, J. R., Du, Z. H., Wang, F. Y., Yu, Z. M., Wu, X. Z., Gawalek, W. ve Gornet, P., 1998. The effects of excess Y_2O_3 addition on the levitation force of melt processed YBCO bulk superconductors, Physica C, 305, 269-274.
- 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., Zhou, L., Feng, Y., Zhang, P. X., Wang, J. R., Zhang, C. P., Yu, Z. M., Tang, X. D. ve Wei, W., 2001. The Effect of Magnet Configurations on the Levitation Force of Melt Processed YBCO Bulk Superconductors, Physica C, 354, 5-12.
- Yanmaz, E., Mutlu, I. H., Kucukomeroglu T. ve Altunbas, M., 1994. Ag-Doped 120 K $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Superconductors Prepared by the Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG) Method, Supercond. Sci. Technol., 7, 903-907.
- Yanmaz, E., Balci, S. ve Küçükömeroğlu, T., 2002. Magnetic properties of melt textured $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ with TiO_2 dopant, Materials Letters, 54, 191-199.
- Zhang, P. X., Weber, H. W. ve Zhou, L., 1995. Irreversibility lines and critical current density of PMP-processed YBCO, Supercond. Sci. Technol., 8, 701-704.
- Zhou, L., Zhang, P., Ji, P., Wang, K., Wang, J. ve Wu, X., 1991. High J_c YBCO Superconductors Prepared by The Powder Melting Process, IEEE Transactions on Magnetism, 27, 2, 912-913.

ÖZGEÇMİŞ

Giresun ilinin Bulancak ilçesine bağlı Küçükada Köyü'nde 1984 yılında doğdu. İlk ve orta öğrenimini Büyükada İlköğretim Okulunda 1997 yılında bitirdi. Lise öğrenimini Giresun ilinin Espiye ilçesinde Espiye 75.Yıl Çok Programlı Lisesi Düz Lise Bölümde 2000 yılında tamamladı. Aynı yıl Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümde öğrenimine başladı ve 2004 yılında ikincilikle mezun oldu. 2004 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı ve ilk yıl yüksek lisans İngilizce hazırlık okuyan araştırmacı İngilizce bilmektedir.