

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> TABAKALI YBaCuO TEK KRİSTALİNİN ÇİVİLEME MEKANİZMASININ**  
**“DEW-HUGES AKI ÇİVİLEME MEKANİZMASININ SINIFLANDIRILMASI”**  
**MODELİ İLE ANALİZİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Fizikçi Kübra KARAOĞLU**

**OCAK 2013**  
**TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> TABAKALI YBaCuO TEK KRİSTALİNİN ÇİVİLEME MEKANİZMASININ**  
**“DEW-HUGES AKI ÇİVİLEME MEKANİZMASININ SINIFLANDIRILMASI”**  
**MODELİ İLE ANALİZİ**

**Fizikçi Kübra KARAOĞLU**

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

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 25.12.2012**  
**Tezin Savunma Tarihi : 09.01.2013**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Alev AYDINER**

**Trabzon 2013**

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü



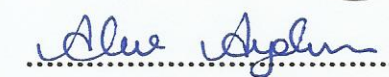
Fizik Ana Bilim Dalında

Kübra KARAOĞLU Tarafından Hazırlanan

**Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> TABAKALI YBaCuO TEK KRİSTALİNİN ÇİVİLEME MEKANİZMASININ  
“DEW-HUGES AKI ÇİVİLEME MEKANİZMASININ SINIFLANDIRILMASI”  
MODELİ İLE ANALİZİ**

başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 25 / 12 / 2012 gün ve 1487 sayılı  
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
olarak kabul edilmiştir.

**Jüri Üyeleri**

Başkan : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ   
Üye : Prof. Dr. Erhan COŞKUN   
Üye : Doç. Dr. Alev AYDINER 

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Enstitü Müdürü**

## ÖNSÖZ

Yüksek Lisans tez çalışmam boyunca bana her konuda yol gösteren, bilgi ve birikimlerini içtenlikle paylaşan ve bana çok emek veren değerli hocam ve danışmanım Sayın Doç. Dr. Alev AYDINER 'e,

Çalışmalarım boyunca her türlü imkanı sağlayan K.T.Ü Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ 'a,

Çalışmalarım sırasında görüş ve yardımlarını esirgemeyen Fizik Bölümü'ndeki çok değerli hocalarım Sayın Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ 'a, Sayın Yrd. Doç.Dr. Coşkun AYDIN'a, Sayın Yrd. Doç. Dr. H.Sinan ÖZKAN 'a ve Fizik Bölümündeki diğer hocalarıma; ayrıca Arş. Gör. Bakiye ÇAKIR 'a ve Arş. Gör. Mehmet BAŞOĞLU 'na ve çalışma arkadaşım Şeyda DUMAN'a

Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından desteklenen TBAG-1001 "107T751" nolu proje kapsamında sağlanan imkanlardan dolayı TÜBİTAK 'a, tuzaklanan alan ölçümleri için bilimsel ve teknolojik destek açısından yardımlarını esirgemeyen "Shibaura Institute of Technology, Japonya" 'dan başta Prof. Dr. Masato MURAKAMI olmak üzere Dr. Hironori SEKI ve Dr. Atikorn WONGSATANAWARID'e

Maddi ve manevi destekleriyle bu günlere gelmemi sağlayan anneme, babama, ve bütün aileme çalışmalarım süresince gösterdiği sabır ve desteğinden dolayı nişanlım Arş.Gör Oğuzhan UZUN'a teşekkür ederim.

Kübra KARAOĞLU

Trabzon 2013

## TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “*Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Tabakalı YBaCuO Tek Kristalinin Çivileme Mekanizmasının “Dew-Huges Akı Çivileme Mekanizmasının Sınıflandırılması” Modeli ile Analizi*” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Alev AYDINER’in sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, analizleri ve çözümleri kendim yaptığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma süresince bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 25/12/2012

Kübra KARAOĞLU

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa No:

ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ .....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET .....	VII
SUMMARY .....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XIII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş .....	1
1.2. Süperiletkenliğin Temel Kavramları .....	3
1.2.1. Meissner Etkisi ve Mükemmel İletken ile Süperiletken Arasındaki Fark .....	3
1.2.2. Kritik Sıcaklık .....	7
1.2.3. Kritik Manyetik Alan ve Kritik Akım Yoğunluğu .....	9
1.2.4. I.Tür Süperiletkenler .....	10
1.2.5. II.Tür Süperiletkenler .....	11
1.2.5.1. Vorteks (Girdap, Karışık)Durum .....	12
1.2.5.1.1. Akı Tuzaklanması.....	12
1.2.5.1.2. Akı Kuantumlanması .....	15
1.2.5.1.3. Girdap (Vorteks) Oluşumu.....	16
1.2.5.1.4. Akı Örgüsü ve Akı Çivilemesi .....	18
1.2.5.1.5. Tersinmezlik Çizgisi .....	20
1.3. YBaCuO Sistemi .....	21
1.3.1. Y-Ba-Cu-O Bileşiğinin Faz Diyagramı .....	21
1.3.2. Y-Ba-Cu-O Bileşiğinin Kristal Yapısı.....	23
1.4. Üstten Aşılama Eritme Büyütme Yöntemi (Top Seed-Melt-Growth).....	24
1.4.1. Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method).....	26
1.4.2. Sıcak Aşılama Yöntemi (Hot Seeding Method).....	26
1.5. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı .....	27
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR .....	29

2.1.	Deneysel Çalışma .....	29
2.1.1.	Süperiletken Külçe Örneklerin Tanımı .....	29
2.1.2.	Yapısal Analiz .....	31
2.1.2.1.	X-Işınları Kırınım Analizi.....	31
2.1.3	Fiziksel Analiz.....	31
2.1.3.1.	Titreşen Örnek Manyetometresi (VSM).....	31
2.1.3.2.	Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümü.....	32
2.2.	Sayısal Çalışma .....	32
2.2.1.	Süperiletken Örneklerin Çivileme Mekanizmalarını Belirlemede Kullanılan Modellemeler .....	32
2.2.1.1.	Dew-Huges Modeli.....	32
2.2.1.2.	Çivileme Fonksiyonu.....	34
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA .....	39
3.1.	Deneysel Analiz .....	39
3.1.1.	X-Işını Kırınım Deseni .....	39
3.1.2.	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri .....	42
3.1.3.	Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümleri .....	49
3.2.	Sayısal analiz.....	50
3.2.1.	YBaCuO Örneğindeki Akı Çivilemesinin Davranışı .....	50
3.2.2.	YBaCuO Örneğindeki Çivileme Mekanizması.....	55
4.	SONUÇLAR .....	59
5.	ÖNERİLER.....	61
6.	KAYNAKLAR.....	62
	ÖZGEÇMİŞ	

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> TABAKALI YBaCuO TEK KRİSTALİNİN ÇİVİLEME MEKANİZMASININ  
“DEW-HUGES AKI ÇİVİLEME MEKANİZMASININ SINIFLANDIRILMASI”  
MODELİ İLE ANALİZİ

Kübra KARAOĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Doç. Dr. Alev AYDINER  
2012, 65 Sayfa

Bu çalışmada, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı’da 107T751 nolu TÜBİTAK (1001) projesi kapsamında Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method) kullanılarak üretilen YBaCuO örneği kullanıldı. Örneğin X-ışınları kırınım desenleri, tuzaklanan manyetik alan ölçümleri ve düşük sıcaklık manyetizasyon ölçümlerinden tek kristal olduğu görüldü. Manyetizasyon ölçüm sonuçlarından Y211 parçacıklarının örneğin ikinci tabakasında daha ince olduğu ve daha homojen yayıldığı sonucuna varıldı. Kritik akım yoğunluğu hesabından yüksek sıcaklıklarda akı sürüklenmesinin arttığı anlaşıldı. Dew-Huges modeli kullanılarak örneğin çivileme mekanizmasının sıcaklık ve alandan nasıl etkilendiği bulundu ve bu parametrelere göre çivileme merkezlerinin türü ve özellikleri belirlendi. Y211 fazının, orta sıcaklık değerlerine ve yüksek alan bölgesine ulaşıldığında etkisini göstermeye başladığı görüldü. Y211 parçacıklarının boyutlarının  $\lambda$  girme derinliğinden çok küçük olduğu, dolayısıyla yaklaşık olarak koharens uzunluğu mertebesinde olduğu anlaşıldı.

**Anahtar Kelimeler:** YBaCuO, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> tabakası, Tek kristal, Kritik akım yoğunluğu, Akı çivilemesi, Y211 fazı



Master Thesis

SUMMARY

ANALYSIS OF PINNING MECHANISM OF  $Y_2O_3$  LAYERED YBaCuO SINGLE CRYSTAL WITH “DEW-HUGES FLUX PINNING FORCE DENSITY SCALING MODEL”

Kübra KARAOĞLU

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Physics Graduate Program  
Supervisor: Assoc. Prof. Alev AYDINER  
2012, 65 Pages

In this study, the YBaCuO sample prepared by cold seeding method at Karadeniz Technical University, Science Faculty, the Research Laboratory of Solid State Physics, within the scope of the TÜBİTAK (1001) project named 107T751 was used. XRD analysis, trapped magnetic field measurement and magnetization measurements showed that sample is a single crystal. It was found that Y211 phases were finer and located more homogeneous in second layer. It was determined from calculation of critical current density, that flux creep increased with temperature. Effects of temperature and magnetic field parameters on pinning mechanism of sample were found with “Dew-Huges model”. Type and properties of pinning mechanism were found according to temperature and magnetic field parameters. It was seen, Y211 phase begin to be active when temperature risen to medium values and magnetic field risen to high values. It was understood that sizes of Y211 particles were smaller than  $\lambda$  penetration length hence these were order of almost coherence length.

**Key Words:** YBaCuO,  $Y_2O_3$  layer, Single crystal, Critical curent density, Flux pinning, Y211 phase

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No

- Şekil 1.1. Manyetik alan çizgilerinin davranışı: (a) sıradan bir metalden geçerken, (b) manyetik bir malzemeden geçerken, (c) süperiletkenden geçerken yüzey etkisinin ihmal edildiği durum, (d) süperiletkenden geçerken yüzey tabakasına nüfuz ettiği durum ..... 6
- Şekil 1.2. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri için sıfır dirence ilk düşüş ..... 7
- Şekil 1.3.  $YBa_2Cu_3O_7$  ince filminin direncinin keskin düşüş sergilediği direnç-sıcaklık eğrisi..... 8
- Şekil 1.4.  $YBa_2(Cu_{0,9}M_{0,1})_3O_{6+y}$ 'nin  $T_c$  yakınlarında geçiş direncine birinci geçiş metalleri (M=Ti, Cr, Fe, Co, Ni ve Zn) katkısının etkisi ..... 8
- Şekil 1.5. Normal ve süperiletken faz arasındaki ara yüzeyin şematik gösterimi: a) I. tür bir süperiletken; b) II. tür bir süperiletken ( $n_s$  süperiletken elektronların yoğunluğu)..... 12
- Şekil 1.6. I. tür ve II. tür süperiletkenler için aynı  $H_c$  kritik alanda akı nüfuzunun karşılaştırılması..... 12
- Şekil 1.7. Farklı yarıçaplı silindirlerde tuzaklanan manyetik alan. Manyetik alan her bir bölgede farklı, fakat manyetik akı hepsinde aynıdır ..... 13
- Şekil 1.8. a) Uygulanan manyetik alan yokken süperiletken küre, (b)  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  aralığında değere sahip bir manyetik alan varlığında süperiletken küre, (c) uygulanan alan kaldırıldıktan sonra akının bir miktarının tuzaklanarak kaldığı süperiletken küre ..... 14
- Şekil 1.9. (a) Vorteks örgünün ilk fotoğrafı , (b)  $MgB_2$  'de vorteks örgü..... 14
- Şekil 1.10. Meissner olayı ..... 15
- Şekil 1.11. II. Tür bir süperiletken numunede karışık durumda akı çizgileri olarak nüfuz eden vortekslerin şematik gösterimi ..... 17
- Şekil 1.12. II. tür süperiletken bir örnekte, vorteks konumlarının üç boyut temsili gösterimi..... 17
- Şekil 1.13. a) Süperakımlar tarafından çevrelenmiş normal göbeklerin (core) bulunduğu vorteks durum, b) süperelektronların yoğunluğunun değişimi c) akı yoğunluğunun değişimi..... 18

Şekil 1.14. II. tür süperiletkenlerin manyetik faz diyagramı $H_{c1}$ 'in altında manyetik akının dışlandığı Meissner durumu .....	19
Şekil 1.15. (a) İdeal II. tür bir süperiletkenin manyetizasyonu. (b) Gerçek bir II. tür süperiletkenin manyetizasyonu.....	20
Şekil 1.16. YBaCuO bileşiğinin ikili faz.....	22
Şekil 1.17. YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub> bileşiğinin kristal yapısı .....	23
Şekil 1.18. İzotermal eritme işlemi boyunca tane oluşumunun şematik gösterimi a) çekirdeksiz b) çekirdekli .....	24
Şekil 1.19. TSMG YBCO örneğin a/c ara kesiti. Parlak bölge düşük Y211 konsantrasyonlu c-yönü büyüme bölgesi. Daha koyu olan bölgeler a-yönü büyüme bölgeleri, makro çatlaklar buralarda daha az .....	25
Şekil 1.20. TSMG yöntemiyle üretilen standart YBCO örneğinin a/c düzlemlerine paralel bir kesitinin optik içyapı resmi. En yüksek nokta çekirdeğin konumu.....	26
Şekil 2.1. YBaCuO toz karışımının kalsinasyon işlemi ısıl şeması .....	29
Şekil 2.2. YBaCuO örneğinin üretim ısıl işlem şeması.....	30
Şekil 2.3. Üretilen YBCO örneğin tavlama ısıl şeması .....	30
Şekil 2.4. Manyetizasyon ölçümleri için külçe süperiletkenin kesim şeması.....	31
Şekil 2.5. Tablo 2.1 'de verilen olası çivileme fonksiyonlarının $h$ 'ye göre değişimi.....	38
Şekil 3.1. Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) X-ışını kırınım desenleri .....	40
Şekil 3.2. Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) x-ışını kırınım desenleri .....	41
Şekil 3.3. Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) 5, 40 ve 77 K sıcaklıklarındaki manyetizasyon ölçümleri.....	43
Şekil 3.4. Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) 5, 40 ve 77 K sıcaklıklarındaki manyetizasyon ölçümleri.....	44
Şekil 3.5. Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c,1d) kritik akım yoğunluğu-manyetik alan değerleri .....	46
Şekil 3.6. Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) kritik akım yoğunluğu-manyetik alan değerleri .....	47

Şekil 3.7.	$Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin yüzeyinin 1 mm üzerinde tuzaklanan manyetik alan değerlerinin üç boyutlu gösterimi .....	49
Şekil 3.8.	$Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının 5, 40 ve 77K'de toplam çivileme kuvveti yoğunluğunun uygulanan alanla değişimi .....	51
Şekil 3.9.	$Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının 5, 40 ve 77K'de toplam çivileme kuvveti yoğunluğunun uygulanan alanla değişimi.....	52
Şekil 3.10.	$Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin 2b kısmının 5, 40 ve 77K için manyetik alana karşı çivileme kuvvetinin değişimi .....	54
Şekil 3.11.	$Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin 2b kısmının 5, 40 ve 77 K için normalize edilmiş manyetik alana karşı normalize edilmiş çivileme kuvvetinin değişimi .....	54
Şekil 3.12.	$Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin 2b kısmının 5, 40 ve 77 K için çivileme fonksiyonunun $h (H/H_{max})$ 'ye göre değişimi.....	56

## TABLULAR DİZİNİ

### Sayfa No

Tablo 1.1. Bazı süperiletken elemetlerin kritik sıcaklıkları ve $T = 0$ K'de kritik manyetik alanları .....	9
Tablo 2.1. Olası çivileme fonksiyonları .....	36
Tablo 3.1. $Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin 0, 1, 2, 3, 4T manyetik alan altında 5, 40, 77K sıcaklıklar için kritik akım yoğunluğu değerleri .....	48
Tablo 3.2. $Y_2O_3$ tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) ve ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) çivileme türleri ve çivileme fonksiyonu parametreleri.....	58

## SEMBOLLER DİZİNİ

<b>B</b>	: Numune içindeki indüksiyon (manyetik akı yoğunluğu)
<b>E</b>	: Elektrik alan
<b>F<sub>p</sub></b>	: Akı çivileme kuvveti
<b>f<sub>p</sub>(h)</b>	: Çivileme kuvveti yoğunluğu
<b>H</b>	: Dış manyetik alan
<b>H<sub>c</sub></b>	: Kritik manyetik alan şiddeti
<b>H<sub>c1</sub></b>	: II. tip süperiletkenlerde alt kritik manyetik alan şiddeti
<b>H<sub>c2</sub></b>	: II. tip süperiletkenlerde üst kritik manyetik alan şiddeti
<b>H<sub>irr</sub></b>	: Tersinmez manyetik alan şiddeti
<b>HTS</b>	: Yüksek sıcaklık süperiletkenleri
<b>J</b>	: Akım yoğunluğu
<b>J<sub>c</sub></b>	: Kritik akım yoğunluğu
<b>K</b>	: Kelvin
<b>k<sub>B</sub></b>	: Boltzman sabiti
<b>m</b>	:Elektronun Kütlesi
<b>M</b>	: Manyetizasyon
<b>n</b>	: Metaldeki iletim elektronların sayısı
<b>PPMS</b>	: Fiziksel özellik ölçüm sistemi
<b>R</b>	: Direnç
<b>SQUID</b>	: Süperiletken kuantum girişim cihazı
<b>T</b>	: Sıcaklık
<b>T<sub>c</sub></b>	: Kritik geçiş sıcaklığı
<b>ΔT<sub>c</sub></b>	: Süperiletkenliğe geçişteki sıcaklık aralığının genişlediği
<b>v</b>	:Metalin içindeki elektronun hızı
<b>V</b>	: İki elektron arasındaki çekici potansiyel
<b>VSM</b>	: Titreşim örneklemeli manyetometre
<b>ZFC</b>	: Manyetik alan yokken soğutma
<b>Φ<sub>0</sub></b>	: Akı kuantumu
<b>ρ</b>	: Özdirenç

$\xi$	: Koherens (uyum) uzunluğu
$\alpha$	: İzotop katsayısı
$\lambda$	: London nüfuz derinliği
$\kappa$	: Ginzburg-Landau parametresi
$\mu_0$	: Boş uzayın geçirgenliği
$\sigma$	:Elektriksel iletkenlik

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

H. Kamerlingh Onnes 1908'de ilk kez helyum ile düşük sıcaklık fiziği çalışmalarını başlattı. Bundan üç yıl sonra 1911'de sıcaklık 4,15 K iken cıvanın direncinin sıfıra düştüğünü buldu. Bu sıcaklığın üzerinde cıvanın sonlu bir direnci vardır. Bu sıcaklığın altında ise direnç sıfıra düşmektedir. Süperiletkenliğe geçişin olduğu sıcaklığa kritik sıcaklık ( $T_c$ ) denir. Bu buluş süperiletkenlik fiziğinin doğuşu oldu. 1913 yılında ise yine Onnes kurşunun süperiletken olduğunu buldu ve aynı yıl bu çalışmalarından dolayı fizik dalında Nobel ödülüne layık görüldü.

Uzun bir süre sonra 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld süperiletken malzemenin ikinci ayırıcı özelliğini keşfettiler. Bu özellik süperiletkenin geçiş sıcaklığının altına kadar soğutulduğunda uygulanan alanı dışarılamasıdır, yani mükemmel bir diamanyetik özellik sergilemesidir. Böylece süperiletken malzemelerin manyetik özellikleriyle de normal durumdaki malzemelerden ayrıldığı ortaya çıktı. Bu etki "Meissner olayı" olarak adlandırılmaktadır. Meissner ve Ochsenfeld aynı zamanda süperiletkenlik fazının uygulanan alanın kritik manyetik alan ( $B_c$ ) denilen belli bir değeri aşması durumunda bozulduğunu gördüler.

Süperiletkenliğin teorik çalışmalarını London kardeşler Fritz ve Heinz başlattılar ve temeli Maxwell'in denklemlerine dayalı bir teori ileri sürdüler. London modeli adı verilen bu teoride "dışarıdan uygulanan manyetik akı bir süperiletkenin içine nüfuz edebilir" şeklindeki açıklamalarıyla, durgun manyetik alanın süperiletkenin içine ne kadar nüfuz edebileceğini gösterdiler ve süperiletkenliğin ilk karakteristik uzunluğu olan London nüfuz derinliği ( $\lambda_L$ ) için bir ifade geliştirdiler.

1950 yılında Ginzburg ve Landau kuantum mekaniğini kullanarak süperiletkenlerin elektriksel davranışlarını açıklamaya çalıştılar. Ginzburg-Landau (GL) teorisi süperiletkenliği, karesi süperiletken iletim elektronlarının yoğunluğu ile orantılı olan düzen parametresi ile açıklar. London modeli ile türetilen nüfuz derinliği GL teorisi ile yeniden türetilmiş ve ayrıca süperiletkenlik için ikinci bir karakteristik uzunluk parametresi olan eşyuum uzunluğu ( $\xi$ ) tanımlanmıştır (Poole ve Frank, 2002).



London modeli ve GL teorisi süperiletkenliğe makroskobik bir yaklaşım ile ortaya konulmuş teorilerdir. Yine 1950’de H. Fröhlich tarafından teorik olarak öngörülen sonra da deneysel olarak Reynolds ve arkadaşları tarafından gözlenen ortalama izotopik kütlelerin artması ile geçiş sıcaklığının azalması özelliği bulundu. Süperiletken elektron-fonon etkileşim mekanizmasının açıklanmasına destek sağlayan bu etki “izotop etki” olarak adlandırılır (Askerzade, 2005).

Süperiletkenliğin doğasının anlaşılabilmesi mikroskobik yaklaşımlı BCS teorisine dayalıdır. J. Bardeen, L. Cooper ve J. R. Schrieffer tarafından 1957’de öngörülen bu teoride, bağlı elektron çiftlerinin süperakımı taşıdığı ve normal durum ile süperiletken durum arasında bir enerji aralığının olduğu kabul edilmektedir. Ginzburg-Landau ve London teorisinin sonuçları BCS teorisiyle uyum içindedir. Günümüz teorik tartışmaları da BCS teorisinin yeni yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin özelliklerini ne kadar doğru açıklayabileceği hakkındadır (Poole ve Frank, 2002).

BCS teorisini kullanarak yapılan teorik hesaplamalar sonucunda sıcaklık 30 K’i geçtiğinde süperiletken durumun mümkün olamayacağı belirtilmiştir. Bu durum, 1986’da J. G. Bednorz ve K. A. Müller tarafından yayımlanan “Possible High  $T_c$  Superconductivity in the Ba-La-Cu-O” isimli makale ile değişmiş (Bednorz ve Müller, 1986), süperiletkenliğin perovskite olarak adlandırılan bazı seramik metal oksitlerde 35 K ve daha yüksek sıcaklıklarda oluşabileceği gösterilmiştir. Bu yeni tip süperiletkenler “yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTSC)” olarak adlandırılmıştır. Bu çalışmaları ile J. G. Bednorz ve K. A. Müller, 1987 yılında fizik Nobel ödülünü almışlardır. Bu olay süperiletkenlik dünyasında hareketlilik yarattı. Dünyanın her tarafında araştırmacılar, daha yüksek kritik sıcaklıklı ( $T_c$ ), düşünülebilecek her türlü seramik kombinasyonları hazırlamaya başladılar. 1987’nin Ocak ayında, C. W. Chu ve M. K. Wu başkanlığındaki bir grup araştırmacı, Müller ve Bednorz yapıdaki lantan yerine itriyum katarak 93K’lik kritik sıcaklığa ulaşmayı başardılar. Böylece ilk kez, bir malzemede (YBaCuO) oldukça yaygın bir soğutucu olan sıvı azottan (77 K) daha yüksek sıcaklıklarda süperiletkenlik elde edildi ve helyumla çalışan soğutucular yerine daha ucuz olan azotla çalışan soğutucuları kullanarak süperiletkenliği çalışmak mümkün hale geldi. Böylece soğutma işleminin kolaylığı ve ucuzluğu düşünüldüğünde süperiletkenlik, ticari uygulamalar için daha çekici hale gelmiştir. 1988 yılında BiSrCaCuO bileşiğinin bulunması ile birlikte geçiş sıcaklığı 110 K’e yükselmiştir. Daha sonraları geçiş sıcaklığı 120 K ve 125 K arasında olan TlBaCaCuO bulunmuştur (Ayaş, 2010). 2001 yılında Japonya’da düzenlenen bir kongrede Jun Akimitsu

ve ekibi basit hegzagonal bir yapıya sahip olan MgB<sub>2</sub> bileşiğinin 39 K gibi oldukça yüksek bir sıcaklıkta süperiletkenlik gösterdiğini açıkladılar. Daha sonraları Kamihara ve arkadaşları (2008) O<sup>2-</sup> bölgesine F elementinin katkılanması ile süperiletkenlik geçiş gösteren demir tabanlı dörtlü bileşikler (La[O<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>]FeAs) buldular (Çakır, 2010).

## 1.2. Süperiletkenliğin Temel Kavramları

### 1.2.1. Meissner Etkisi ve Mükemmel İletken ile Süperiletken Arasındaki Fark

Normal bir iletkende elektrik alanı bir  $\mathbf{J}$  akım yoğunluğuna sebep olur ve kararlı durumda  $\mathbf{J}$  ve  $\mathbf{E}$  vektörleri birbirine

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.1)$$

şeklinde bağlıdır burada  $\sigma$  elektriksel iletkenlik olup metalin karakteristik özelliğidir ve sabittir.  $\mathbf{J}$  ile  $\mathbf{E}$ 'nin bu ilişkisi "ohm yasası" olarak adlandırılır.

Omik bir iletkende elektriksel direnç iletim elektronlarının safsızlıklardan, dislokasyonlardan ve atomların denge konumu etrafındaki yer değiştirme hareketlerinden kaynaklanır. Dolayısıyla bu kusurlar olmasaydı ilke olarak metalin iletkenliği de sonsuz olacaktı. Gerçekte böyle bir metal bulunmamasına rağmen klasik elektromanyetizma ve klasik mekaniğin yasaları çerçevesinde yapılan teorik çalışmalar mükemmel iletkenlik sonucuna varmıştır. Değişen bir manyetik alan içerisindeki mükemmel bir iletken düşünülürse Newton'un ikinci yasasına göre iletkenin içindeki bir elektron;

$$e\mathbf{E} = m\dot{\mathbf{v}} \quad (1.2)$$

denkleminde uymak zorundadır. Burada  $\dot{\mathbf{v}}$ , hız vektörünün zamana bağlı türevidir.  $n$ , iletim elektronlarının sayı yoğunluğu olmak üzere akım yoğunluğunun

$$\mathbf{J} = ne\mathbf{v} \quad (1.3)$$

ifadesindeki tanımıyla, elektrik alanı  $\mathbf{E}$ ;

$$\mathbf{E} = m\dot{\mathbf{j}}/ne^2 \quad (1.4)$$

eşitliği ile ifade edilebilir. Buradan,

$$\lambda = mc^2/4\pi ne^2 \quad (1.5)$$

ifadesi ile

$$\mathbf{E} = 4\pi\lambda^2\dot{\mathbf{j}}/c^2 \quad (1.6)$$

şeklinde yazılabilir. Maxwell denklemlerinden

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \quad (1.7)$$

kullanılırsa;

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c} \nabla \times \dot{\mathbf{j}} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.8)$$

şeklinde olacaktır. Yine Maxwell denklemlerinden;

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi\mathbf{J}}{c} + \frac{\dot{\mathbf{E}}}{c} \quad (1.9)$$

ile

$$\lambda^2 \nabla \times (\nabla \times \dot{\mathbf{B}}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.10)$$

olur. Burada  $\mathbf{E}$ , hareket düşük frekanslı alınarak ihmal edilebilir. Çarpım kurallarından, Denklem (1.10)  $t \rightarrow \infty$ ,  $B \rightarrow 0$  limitlerinde;

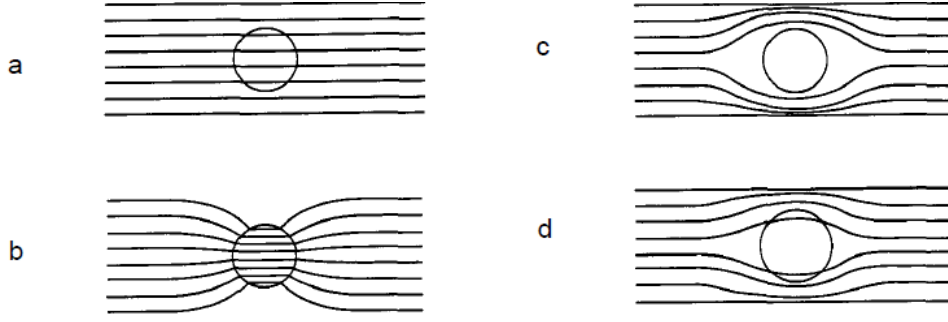
$$\nabla^2 \dot{\mathbf{B}} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.11)$$

haline gelir. Bu diferansiyel denklemin çözümü;

$$\dot{\mathbf{B}}(\mathbf{z}) = \dot{\mathbf{B}}(0)e^{-z/\lambda} \quad (1.12)$$

şeklindedir. Burada  $z$ , yüzeyin altında girme derinliği olan  $\lambda$ 'nın ötesinde kalan mesafedir. Dolayısıyla iletkenin içinde  $\lambda$ 'dan büyük mesafeler için manyetik alan sabit bir değerde olacak şekilde mesafe ile üstel bir şekilde azalacaktır. Yani, dışarıdan manyetik alan uygulanarak bir mükemmel iletkenin içindeki manyetik alan değiştirmeye çalışılırsa, bu alanın indüklediği akım, iletkenin içinde sabit manyetik alan değerini değiştirmeyecek şekilde olmalıdır.

1933 yılında Alman Profesör A. Meissner ve öğrencisi R.Ochsenfeld deneysel olarak bu durumun süperiletken durum için böyle olmadığını gördüler. Onlar süperiletken bir malzeme içinde  $\dot{\mathbf{B}} = 0$  değil  $\mathbf{B} = 0$  olarak buldular. Bu olay süperiletkenliğin ikinci önemli özelliği olan “Meissner etkisi” olarak adlandırıldı. Sıradan bir metal bir  $\mathbf{B}$  manyetik alanının içine yerleştirildiğinde alan Şekil 1.1(a) 'da görüldüğü gibi metalin içinden geçecektir. Fakat örnek demir gibi manyetik bir malzeme ise alan çizgileri içinden geçerken birbirine yaklaşacak, dolayısıyla Şekil 1.1(b) 'de görüldüğü gibi örneğin içinden geçen alan çizgisi sayısı artacaktır. Örnek süperiletken bir malzeme ise manyetik alanın içine konulduğunda ve geçiş sıcaklığının altına kadar soğutulduğunda Şekil 1.1(c) 'de görüldüğü gibi örnek alan çizgilerini tamamen dışlayacaktır (Meissner etkisi). Dolayısıyla süperiletken durumda olan bir örnek fiziksel şartların onun süperiletkenlik halini bozmadığı sürece manyetik alanın içine nüfuz etmesine izin vermeyecektir. Meissner etkisinin teorik çalışmalarını 1938 yılında London kardeşler başlattı ve kısa zaman sonra süperiletken bir örnek fiziksel şartların onun süperiletkenlik özelliklerini bozmadığı sürece içerisine manyetik alanın nüfuz etmesine izin vermeyeceğini gösterdiler.



Şekil 1.1. Manyetik alan çizgilerinin davranışı: (a) sıradan bir metalden geçerken, (b) manyetik bir malzemedan geçerken, (c) süperiletkenden geçerken yüzey etkisinin ihmal edildiği durum, (d) süperiletkenden geçerken yüzey tabakasına nüfuz ettiği durum (Matsushita,2007).

London kardeşler Fritz ve Heinz London Maxwell denklemlerini süperiletken durum için uygulayıp Meissner etkisini teorik olarak ta kanıtlamışlardır. Süperiletken durumda Denklem (1.8) 'i

$$\frac{4\pi}{c} \lambda \nabla \times \mathbf{J} = -\mathbf{B} \quad (1.13)$$

olarak yazmışlar ve “London denklemi” olarak adlanmışlardır. Böylece süperiletkenlik durumu için Denklem (1.12) 'i ise

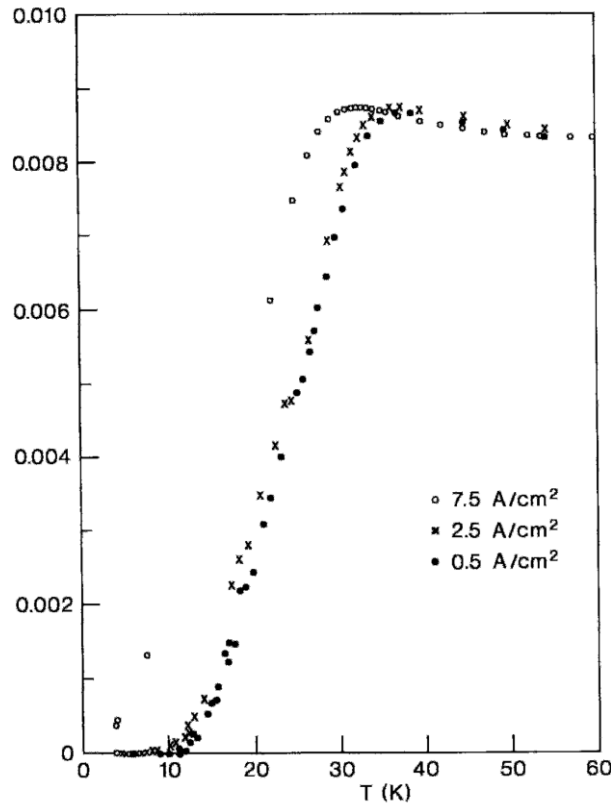
$$\mathbf{B}(z) = \mathbf{B}(0)e^{-z/\lambda} \quad (1.14)$$

şeklinde ifade etmişlerdir. Böylece malzeme içinde  $\lambda$  'nın ötesinde  $\mathbf{B} = 0$  olmaktadır. London kardeşler süperiletken malzemeye dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında, indüklenen akımın içeride oluşturduğu alanın büyüklüğünü uygulanan alana eşit, yönünü ise ters yönde olacak şekilde oluşturduğunu gösterdiler. Dolayısıyla  $\lambda$ , “London girme derinliği” diye adlandırılan uzunluk parametresinin ötesindeki mesafeler için süperiletken malzeme içinde  $\mathbf{B} = 0$  olduğu teorik olarak gösterilmiştir. Bu durum şematik olarak Şekil 1.1(d) 'de görülmektedir (Poole ve Frank, 2002; URL-1 2012).

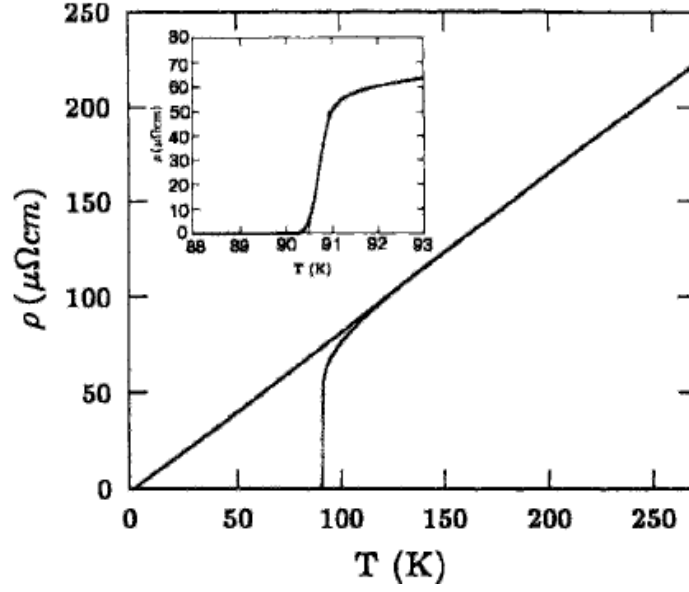
### 1.2.2. Kritik Sıcaklık

Normal durumdan süperiletken duruma geçiş sıcaklığı kritik sıcaklık olarak ( $T_c$ ) adlandırılmaktadır. Sıcaklık düşürüldüğünde, süperiletkenlik bir sıçrayış şeklinde belirir ve sıçramanın olduğu bu nokta  $T_c$  kritik sıcaklıktır. Yapılan çalışmalar böyle bir geçişin belli bir sıcaklık değerinde olduğunu gösterir.

Kritik sıcaklık direnç ölçümlerinden veya manyetik alınganlık ölçümlerinden hesaplanabilir. Teorik olarak geçişler hep keskin olmasına rağmen deneysel olarak bazen geniş geçişler gözlenebilir. Şekil 1.2 'de direncin  $T_c$  civarında yavaşça azaldığı, geçişin geniş olduğu görülmektedir. Bu şekilden direncin normal değerinden sıfır oluncaya kadarki sıcaklık aralığı görülüp geçiş sıcaklığıyla mukayese edebilir. Keskin geçişin olduğu Şekil 1.3 'te kritik sıcaklık 90 K olup bu oran  $\frac{\Delta T}{T_c} \approx 0.003$  iken Şekil 1.2 'de bu oran  $\frac{\Delta T}{T_c} \approx 0.5$  olarak hesaplanmıştır. Geçişin keskin olması mükemmelliğin bir ölçüsü veya kristalin saflığı olarak yorumlanabilir.

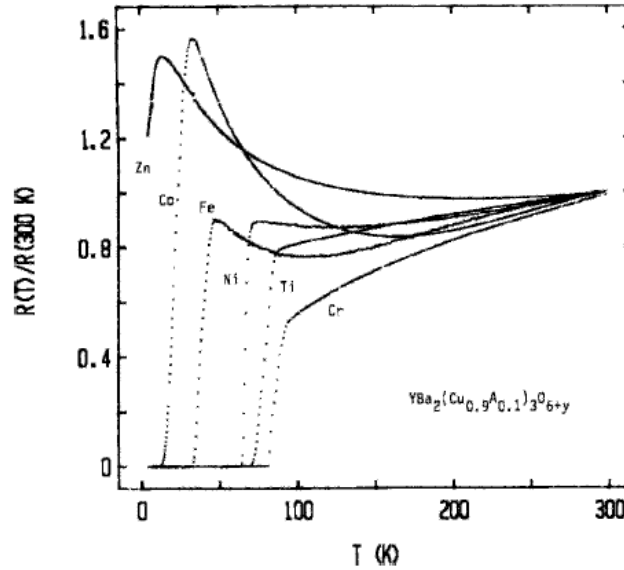


Şekil 1.2. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri için sıfır dirence ilk düşüş (Matsushita, 2007).



Şekil 1.3.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ince filminin direncinin keskin düşüş sergilediği direnç-sıcaklık eğrisi (Matsushita, 2007).

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri bakır bölgelerine katkılama yapıldığında geçiş hem geniş hem de düşük sıcaklıklara kaymaktayken katkılama itriyum bölgelerine yapıldığında Şekil 1.4 'te görüldüğü gibi  $T_c$  önemsenecek ölçüde etkilenmemektedir. Tablo 1.1 'de bazı süperiletken elementlerin geçiş sıcaklıkları görülmektedir.



Şekil 1.4.  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{M}_{0.1})_3\text{O}_{6+y}$ 'nin  $T_c$  yakınlarında geçiş direncine birinci geçiş metalleri ( $\text{M}=\text{Ti}, \text{Cr}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$  ve  $\text{Zn}$ ) katkısının etkisi (Matsushita vd., 1985).

Tablo 1.1. Bazı süperiletken elementlerin kritik sıcaklıkları ve  $T=0$  K'de kritik manyetik alanları (Matsushita, 2007).

Element	Sembol	$T_c(K)$	$B_c(T)$
Kadmiyum	Cd	0,52	0,0028
Çinko	Zn	0,81	0,0054
Galyum	Gd	1,1	0,0058
Aliminyum	Al	1,2	0.011
İndiyum	In	3,4	0.028
Kalay	Sn	3,1	0,031
Civa	Hg	4,2	0,042
Vanadyum	V	5,4	0,141
Kurşun	Pb	7,2	0,081
Niobyum	Nb	9,2	0,206

### 1.2.3. Kritik Manyetik Alan ve Kritik Akım Yoğunluğu

Süperiletkene uygulanan manyetik alanın, onun süperiletkenlik özelliklerini bozmadan uygulanabileceği bir üst limiti vardır. Yani tıpkı sıcaklıkta olduğu gibi uygulanan alanın bu limit değerini aşması durumunda örnek normal faza geçmektedir. Manyetik alanın bu limit değeri “kritik manyetik alan ( $B_c$ )” olarak adlandırılmaktadır (I. Tür süperiletkenler için)ve örneğin karakteristik bir özelliğidir. Tablo 1.1 'de bazı süperiletken elementlerin kritik manyetik alan değerleri görülmektedir. Birçok süperiletken element için manyetik alanın kritik değeri geçiş sıcaklığının altında sıcaklık azaldıkça artar.

Kritik manyetik alanın varlığı süperiletken durumda bir taşınabilecek maksimum akım yoğunluğu olması gerektiğini vurgular. Süperiletkenlik durumun bozulduğu bu maksimum akım değerine de “kritik akım yoğunluğu ( $J_c$ )” denilmektedir. Bu, doğrudan kritik manyetik alanın sonucudur. Çünkü akım manyetik alana yol açar, manyetik alan da akıma yol açar.

Kritik manyetik alanın kritik akımla ilişkisi aşağıdaki eşitlikte görülmektedir:



$$H_c = \mu_0 \lambda_L J_c \quad (1.15)$$

burada  $\mu_0$  boş uzayın geçirgenliği olup, sabit  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ N/A}^2$  evrensel değerine sahiptir (Poole ve Frank, 2002).

#### 1.2.4. I. Tür Süperiletkenler

Titanyum, alüminyum, kalay, civa, vb. gibi belli metaller kritik sıcaklıklarının altındaki sıcaklıklara kadar soğutulduklarında, elektriksel dirençleri tamamen ortadan kalkarak süperiletken olurlar. Bu metaller ilk keşfedilen süperiletkenlerdir ve daha sonra I. tür süperiletkenler olarak adlandırılmışlardır.

$H_c$  kritik manyetik alanın değeri, termodinamik olarak normal ve süperiletkenlik durumu arasında serbest enerji farkı ile ilişkilidir ve şu şekilde ifade edilebilir;

$$\frac{\mu_0 H_c^2}{2} = F_n(T) - F_s(T) \quad (1.16)$$

burada  $F_n$  ve  $F_s$  sıfır alanda kendi fazlarında birim hacim için sırasıyla normal ve süperiletken durumdaki Helmholtz serbest enerjileridir. Deneysel olarak  $H_c(T)$  şu parabolik yaklaşıklığa oldukça iyi uyum sağlamaktadır:

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right) \right]^2 \quad (1.17)$$

burada  $H_c(0)$  mutlak sıfır sıcaklıkta kritik alanın değeridir. Sıfır alanda  $T_c$  'deki geçiş ikinci mertebe bir faz geçişi iken, belli bir manyetik alanın varlığında bu geçiş birinci derece bir geçiş olmaktadır. Çünkü sistemin termodinamik durumunda ve bununla bağlantılı gizli ısıda süresiz bir değişim mevcuttur (İnanır, 2006).

Bu süperiletkenler uygulanan manyetik alanı dışarıda tutar, ancak kritik manyetik alan değerinde manyetik alanın tümü içeriye girer ve malzeme normal hale geçer. Yine benzer şekilde I. tür süperiletkenlerde kritik manyetik alan değerine kadar mıknatıslık negatif yönde neredeyse lineer olarak artar. Ancak kritik manyetik alan değerinde keskin bir şekilde düşerek ölçülemeyecek kadar küçük değerlere gider ve neredeyse sıfır olur.

I. tür süperiletkenlerde normal geçişler keskin olur ve ayrıca kritik manyetik alan değerleri  $H_c$  çok küçük olduğundan süperiletken mıknatıs yapımında kullanışlı değildir (Kılıç, 2008).

### 1.2.5. II. Tür Süperiletkenler

I. tür ve II. tür süperiletkenlerin temel mekanizmalarında fark yoktur. Her ikisi için de elektron-fonon-elektron etkileşimi söz konusudur. Her ikisi de süperiletken - normal geçişlerde benzer özelliklere sahiptir. Fakat Meissner etkisi bu iki tür süperiletkenler için tamamen farklıdır. İyi bir I. tür süperiletken manyetik alanı tamamen dışarı atar ve süperiletkenlik özelliğini kaybettiği anda ise manyetik alan tümüyle içeri girer. II. tür süperiletkenlerde bu durum alt kritik manyetik alan  $H_{c1}$ 'e kadar sürer (Kittel, 1971).

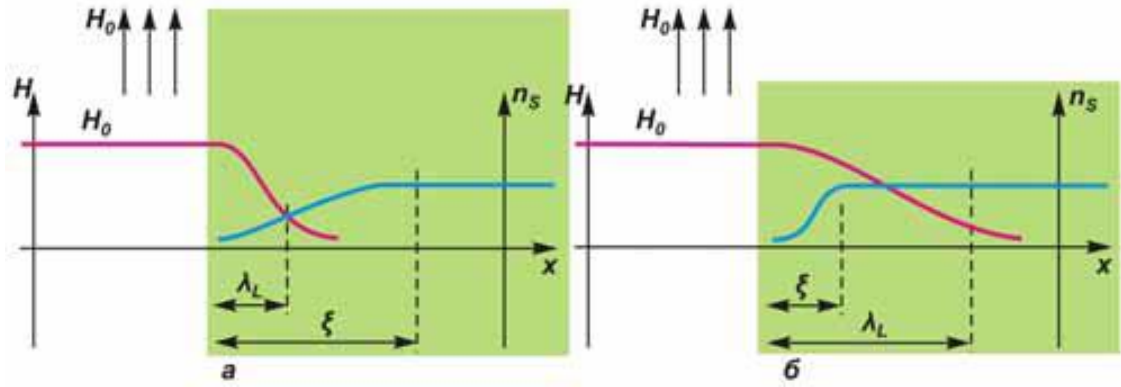
Bu yeni tür süperiletkenlerde akı,  $H_{c1}$  alt kritik manyetik alan değerinden itibaren  $H_{c2}$  üst kritik manyetik alan değerine kadar sürekli artan bir şekilde süperiletken örneğe nüfuz eder.  $H_{c2}$  değerinin üstünde örnek normal haldedir (Abrikosov, 1957).

I. tür süperiletken sınıfına giren malzemelerin tamamı metalik kimyasal elementler iken, II. tür süperiletkenlik davranış gösteren malzemeler Niyobyum (Nb), Vanadyum (V) gibi saf metaller, metal alaşımları ve değişik oksit bileşikler olabilirler. II. tür süperiletken sınıfına giren bütün metaller ve metal alaşımları 15 K ve altında süperiletkenlerdir ve “düşük sıcaklık süperiletkenleri (DSS)” olarak adlandırılırlar. Oysa oksit süperiletkenler 30 K 'nin üzerinde bir  $T_c$  'ye sahiptirler ve “yüksek sıcaklık süperiletkenleri (YSS)” olarak isimlendirilirler (İnanır, 2006).

II. tür süperiletkenler için  $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$  ve  $H_c$  arasında;

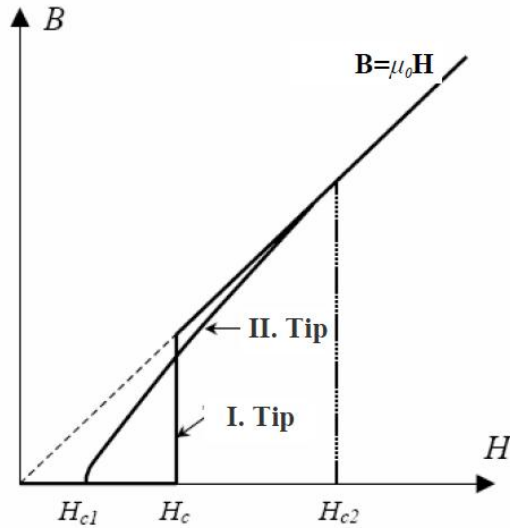
$$H_{c1} = H_c / \kappa, H_{c2} = \sqrt{2} H_c \kappa \quad (1.18)$$

ilişkileri vardır. Burada  $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$  malzemenin Ginzburg-Landau sabiti,  $\xi$  Ginzburg-Landau teorisine göre süper elektronlar arasındaki mesafeye tekabül eden eşyuum uzaklığı ve  $\lambda$  ise süperiletken numuneye girmeye çalışan akının girebileceği mesafe olarak tanımlanan nüfuz derinliğidir (Abrikosov, 1957). Şekil 1.5 'te I. tür ve II. tür süperiletkenler için eşyuum uzunluğu ve girme derinliği şematik olarak görülmektedir.



Şekil 1.5. Normal ve süperiletken faz arasındaki ara yüzeyin şematik gösterimi: a) I. tür bir süperiletken; b) II. tür bir süperiletken ( $n_s$  süperiletken elektronların yoğunluğu) (İnanır, 2006).

I. tür ve II. tür süperiletkenler için akı nüfuzu ( $B-H$ ) eğrileri Şekil 1.6 'da görülmektedir.



Şekil 1.6. I. tür ve II. tür süperiletkenler için aynı  $H_c$  kritik alanda akı nüfuzunun karşılaştırılması (İnanır, 2006).

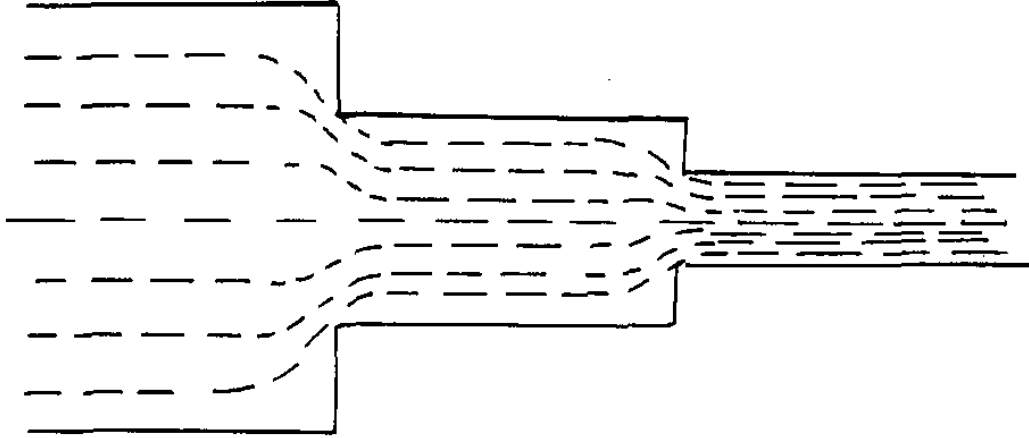
### 1.2.5.1. Vorteks (Girdap, Karışık) Durum

#### 1.2.5.1.1. Akı Tuzaklanması

Şekil 1.1 farklı türdeki malzemelere uygulanan manyetik alan çizgilerinin davranışını göstermektedir. Şekil 1.7 de Şekil 1.1(b) 'deki durumu, yarıçapı değişen silindirik şeklindeki malzeme için göstermektedir. Manyetik alanın şiddeti, manyetik alan çizgilerinin

yoğunluğu ile orantılı olduğundan en büyük yarıçapa sahip olan silindirde alan şiddeti en zayıf iken en küçük yarıçapa sahip olanda ise alan şiddeti en güçlü olacaktır. Diğer bir taraftan alan çizgilerinin toplam sayısı ile orantılı olan manyetik akı her üçünde de aynı olacaktır. Bunlar matematiksel olarak bir eşitlik ile gösterilecek olursa;

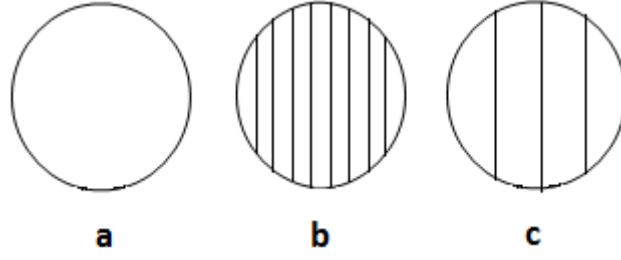
$$\Phi = BA \quad (1.19)$$



Şekil 1.7. Farklı yarıçaplı silindirlerde tuzaklanan manyetik alan. Manyetik alan her bir bölgede farklı, fakat manyetik akı hepsinde aynıdır (Poole ve Frank, 2002).

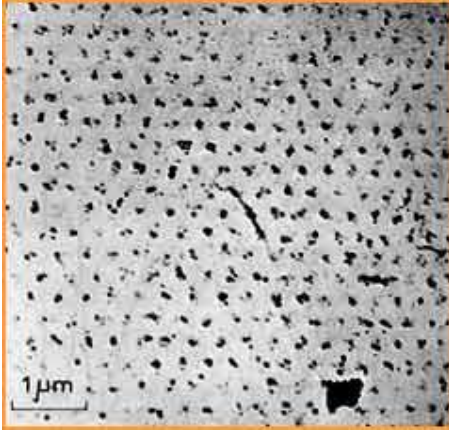
şeklinde olur. Dolayısıyla manyetik alan  $B = \Phi/A$  olarak yani birim alan başına manyetik akı olarak tanımlanabilir. Bu kavram  $J = I/A'$  ya benzemektedir. Burada  $J$  birim alan başına akıdır.

Yukarıda bahsedildiği gibi II. tür süperiletkene manyetik alan uygulandığında I. tür süperiletkenden farklı davranmaktadır. II. tür süperiletkenlerde uygulanan alan,  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  aralığında olduğunda alan kısmen örneğe nüfuz eder ve ardından kaldırıldığında bir kısmı örneğin içinde kalır. Bu durum Şekil 1.8 'de görülmektedir. Örneğin içinde kalan akı "tuzaklanan akı" olarak tanımlanır ve örneğe giren akıdan daha küçüktür ve süperiletkenin bir mıknatıs gibi davranmasına sebep olur.

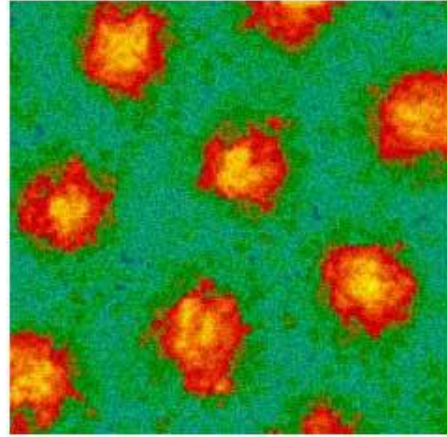


Şekil 1.8. (a) Uygulanan manyetik alan yokken süperiletken küre, (b)  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  aralığında değere sahip bir manyetik alan varlığında süperiletken küre, (c) uygulanan alan kaldırıldıktan sonra akının bir miktarının tuzaklanarak kaldığı süperiletken küre (Poole ve Frank, 2002).

Deneyle karışık durumda normal bölgelerin “vorteks” diye adlandırılan uygulanan alana paralel olarak dizilmiş tüpler şeklinde olduğunu göstermektedir. Şekil 1.9 ’da vorteks örgünün fotoğrafları görülmektedir.



(a)



(b)

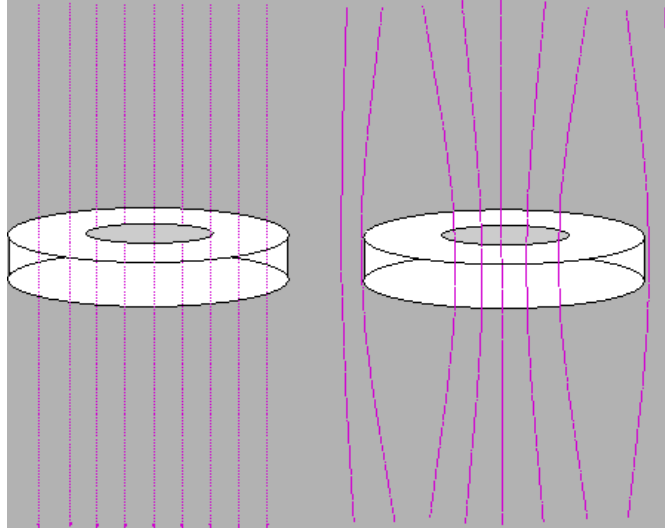
Şekil 1.9. (a) Vorteks örgünün ilk fotoğrafı (Abrikosov, 1957)., (b)  $MgB_2$  ’de vorteks örgü (Karakaya, 2006).

Karışık durumun bir diğer önemli özelliği her bir vorteksin aynı miktarda akı içermesidir.  $\Phi_0$  ile gösterilen bu miktar aşağıda görüldüğü kadardır.

$$\Phi_0 = \frac{\hbar}{2e} = 2.067910^{-15} Tm^2 \quad (1.20)$$

### 1.2.5.1.2. Akı Kuantumlanması

Akı kuantumlanması, kuantum mekaniğindeki ayar değişmezliğinden kaynaklanan bir olgudur. Süperiletkenlerin bir diğer önemli özelliğinin anlaşılması için Şekil 1.10 'da görüldüğü gibi Meissner etkisi içi oyuk bir silindir için ele alınır,  $T > T_c$  için normal metal gibi manyetik alan çizgilerini geçirir. Sistem bu durumda iken  $T < T_c$  olacak şekilde soğutulursa süperiletken olmaya başlayarak manyetik alan çizgilerini dışarılamaya başlar, bu daha önceden bilinen Meissner etkisidir. Ancak burada silindirin içi oyuk olduğundan manyetik alan çizgilerinin bir kısmı ortadaki oyukta kalır. Burada önemli husus, ortada kalan manyetik akının kuantumlanmış olmasıdır.



Şekil 1.10. Meissner olayı ( Dereli ve Verçin, 2009).

$T < T_c$  iken süperiletken halkada hareket eden  $q$  yüklü bir parçacık, oyuğu saran kapalı bir  $\gamma$  eğrisi boyunca bir tam turu tamamladığında dalga fonksiyonu

$$\exp \left[ \frac{2\pi i}{\hbar c/q} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} \right] = \exp \left[ 2\pi i \frac{\Phi}{\hbar c/q} \right] \quad (1.21)$$

fazını kazanır. Burada  $\mathbf{A}$ ,  $q$  yüklü parçacığın hareket ettiği yerdeki vektör potansiyeli ve  $\Phi$  de,  $\gamma$  kapalı eğrisinin çevrelediği yüzeyden geçen manyetik akıdır. Bu akı, ortadaki oyukta

tuzaklanan manyetik alanın akısıdır. Dalga fonksiyonunun tek değerli olabilmesi için yani faz çarpanının bir olabilmesi için

$$\left[ 2\pi i \frac{\Phi}{hc/q} \right] = N ; N = 0,1,2,3 \dots \quad (1.22)$$

olması gerekir. Akının bu şekilde kuantumlu oluşu ilk defa 1950 yılında Fritz London tarafından ön görülmüştür. O zamana kadar kuantumlanmanın sadece mikroskobik olduğu düşünülürken London süperiletkenliğin temelde bir kuantum olayı olduğunu göz önüne alarak kuantumlanmanın makroskobik olduğu varsayımını getirmiştir. Deneysel olarak ise 1961'de tespit edilmiş ve daha sonra yapılan daha hassas deneyler ile kesinlik kazanmıştır. Ancak ölçüm sonuçları, ortadaki oyukta kalan manyetik akının

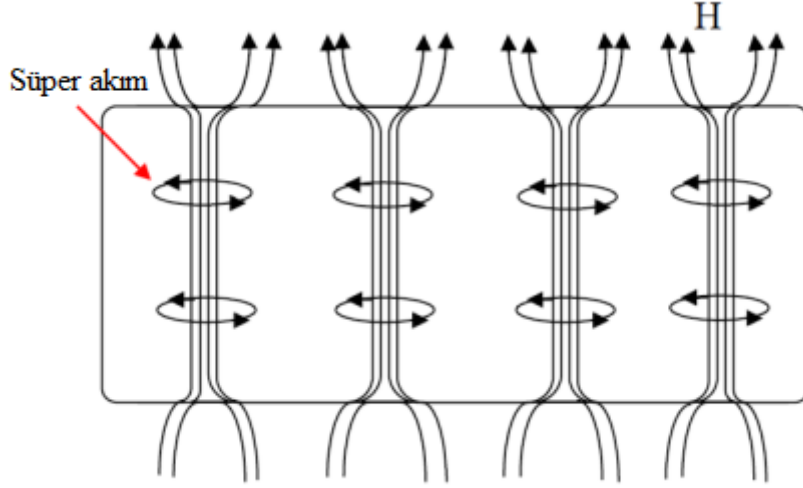
$$\Phi = \frac{hc}{2e} N = \frac{1}{2} N \Phi_0 \quad (1.23)$$

şeklinde  $\Phi_0/2$  'nin tam sayı katları olduğunu göstermektedir. Bu önemli tespit, süperiletkenlerde akım oluşturan yüklerin  $q = -e$  yüklü elektronlar olmayıp  $q = -2e$  yüklü elektron çiftleri olduğunu göstermektedir. Bu sonuç süperiletkenliğin mikroskobik teorisi olan BCS teorisinin öngörülerini doğrulamakta olup, buradaki elektron çiftlerine Cooper çiftleri denir ( Dereli ve Verçin, 2009).

### 1.2.5.1.3. Girdap (Vorteks) Oluşumu

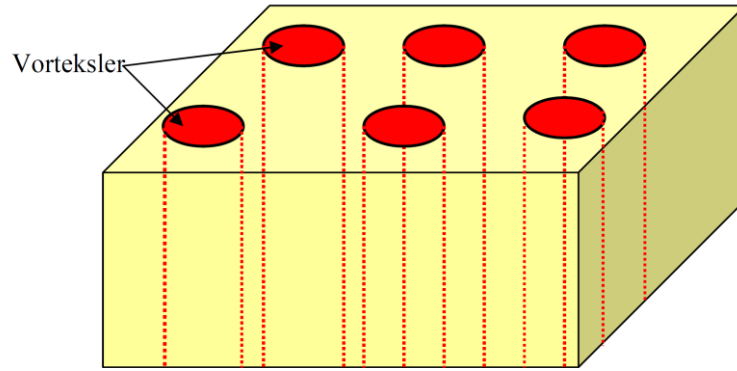
$H_{c1}$  değerinden itibaren manyetik alanın artmasına bağlı olarak, vorteks adı verilen akı çizgileri süperiletken örnek içine nüfuz eder.

Şekil 1.11 'de görüldüğü gibi II. tür bir süperiletkende manyetik alan belli bölgelere nüfuz etmektedir. Fakat bu manyetik alan süperiletkenin tüm alanına rastgele yayılmaz, süperakımlar tarafından sıkıştırılarak belirli bölgelerde toplanırlar ve böylece süperakımlarla çevrelenmiş akı çizgileri adı verdiğimiz vorteksler meydana gelir.



Şekil 1.11. II. tür bir süperiletken örnekte karışık durumda akı çizgileri olarak nüfuz eden vortekslerin şematik gösterimi (Puig, 2008).

II. tür bir süperiletkende vortekslerin oluşum yeri Şekil 1.12 'de olduğu gibi temsil edilebilir. Böylece vortekslerin süperiletken içindeki konumuna farklı bir açıdan bakmış olunur. Dolayısıyla vortekslerin olduğu bölgelere nüfuz eden bir manyetik alan olması sebebiyle bu bölgeler, süperiletkenlik özelliği göstermezken, vortekslerin dışında kalan kısımlar ise süperiletken halde bulunurlar. Bu yüzden, vorteks durumu hem süperiletken halin hem de normal halin bulunduğu karışık faz olarak da ifade edilebilir.

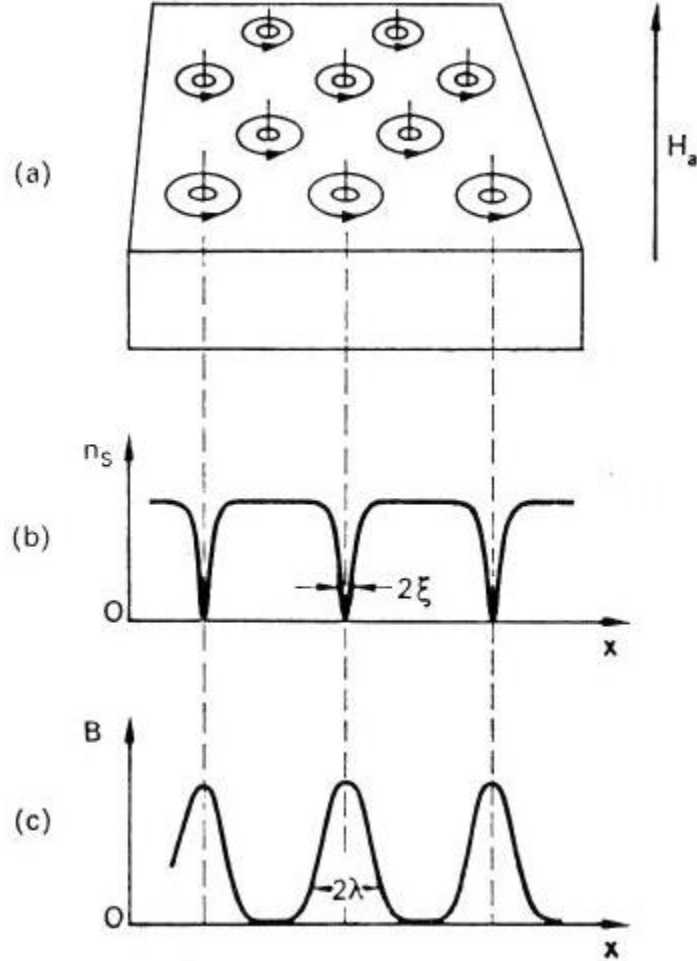


Şekil 1.12. II. tür süperiletken bir örnekte, vorteks konumlarının üç boyut temsili gösterimi (Karakaya, 2006).

Her bir vorteks süperiletken akımlar tarafından çevrelenmiş bir normal göbeğe (core) sahiptir. Bu normal bölgeler manyetik alanın nüfuz etmesine izin verir. Düşük kritik



manyetik alan olan  $H_{c1}$  değerinden itibaren, manyetik alan süperakımlar tarafından çevrelenmiş normal bölge içine nüfuz etmeye başlar ve bu bölgelerin içlerinde süperelektron yoğunluğu yaklaşık sıfırdır (Şekil 1.13) (Karakaya, 2006).



Şekil 1.13. a) Süperakımlar tarafından çevrelenmiş normal göbeklerin (core) bulunduğu vorteks durumu, b) süperelektronların yoğunluğunun değişimi c) akı yoğunluğunun değişimi (Demirdiş, 2008).

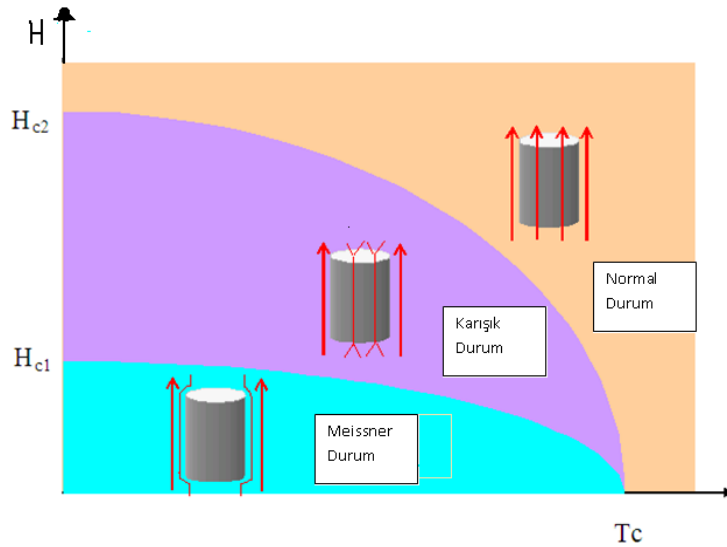
#### 1.2.5.1.4. Akı Örgüsü ve Akı Çivilemesi

II. tür süperiletkenlerde direncin sıfırdan farklı olması, akı çizgilerinin hareket etmesinden kaynaklanmaktadır. II. tür süperiletkenler karışık halde iken, yeterince büyük bir akım, vortekslerin akıma dik yönde bir hareketine neden olabilir. Bu vorteks hareketi,

akının zamanla değişimi anlamına gelir ve madde içinde direnç meydana getirir. Safsızlıklar (çivileme merkezleri) ekleyerek, vorteksleri bir yere çivilemek ve hareketlerini engellemek, dolayısıyla karışık durumdaki bir süperiletken için sıfır direnç oluşturmak mümkün olabilir (Demirdiş, 2008).

Şekil 1.12 'de vortekslerin yandan görünüşü görülmektedir. Sıcaklık yeterince düşük olduğunda vortekslere üstten bakıldığında "Abrikosov Örgüsü" olarak adlandırılan bir üçgen örgü oluşturacak şekilde dizildikleri görülmektedir. Sıcaklık çok düşük olduğundan vorteksler çok az bir enerjiye sahip olur ve kararlı halde bu üçgensel örgü üzerinde dizilerek iki boyutlu üçgen katı adını alırlar. Sıcaklık yükselmeye başlayınca vorteksler ısı enerjisi kazanır ve denge konumları etrafında titreşim hareketi yapmaya başlarlar ve sıcaklık yeterince yüksek bir değere ulaşınca düzenli katı örgü bozulup erir, vorteks örgününün bu hali ise iki boyutlu sıvı şeklindedir.

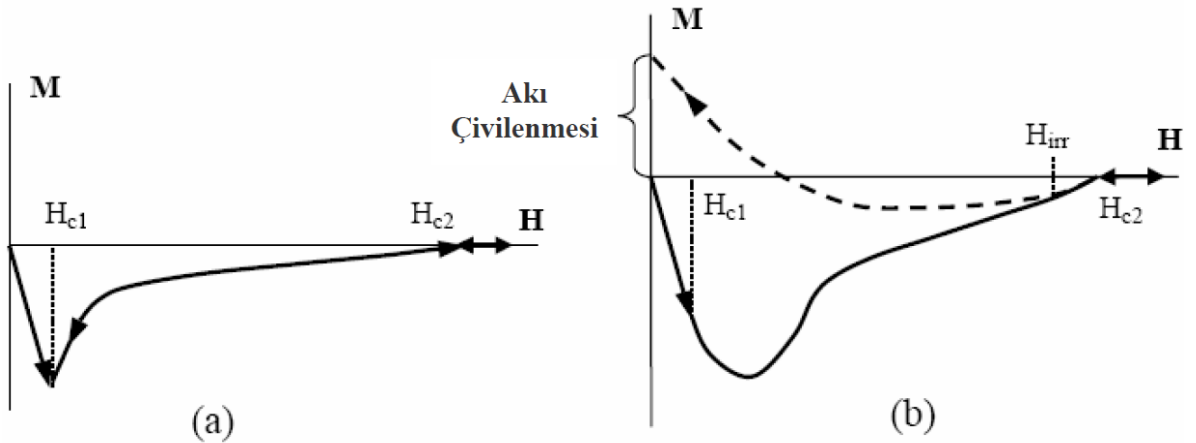
Malzemeye manyetik alan uygulandığında düzenli katı örgü şeklindeki vorteksler alan kaldırıldığında akının bir kısmını çiviler. Fakat vorteksler erimiş halde iken uygulanan alanı çivileyemezler bu durumda örneğin manyetik davranışı tersinirdir. II. tür süperiletkenlerin akı çivilemesi Şekil 1.14 'te görülen manyetik faz diyagramında özetlenebilir. Uygulan alanın değeri  $H_{c1}$ 'in altında iken Meissner durum, malzemenin içine akı giremez.  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  arasındaki bölge çivilemenin gerçekteştiği girdap bölgeler iken  $H_{c2}$ 'nin üzerinde normal bölgeler söz konusudur.



Şekil 1.14. II. tür süperiletkenlerin manyetik faz diyagramı  $H_{c1}$ 'in altında manyetik akının dışlandığı Meissner durumu (İnanır, 2006).

### 1.2.5.1.5. Tersinmezlik Çizgisi

İdeal bir II. tür süperiletken için manyetizasyon eğrisi tersinir bir özelliğe sahiptir. Fakat gerçek malzemelerin içerdikleri yapısal veya kimyasal safsızlıklar yukarıda bahsedildiği gibi akı hareketini önleyici etmen olarak davranırlar (akı çivileme). Bu da örneğin ideal bir manyetizasyon eğrisi sergileyememesi anlamına gelir. Gerçek bir II. tür süperiletken Şekil 1.15 'te görüldüğü gibi daha karmaşık bir manyetizasyon eğrisine sahiptir. Dikkate değer fark  $H$ ,  $H_{c1}$  değerini aşar aşmaz  $M$  manyetizasyondaki hızlı değişimin azalmaya başlamasıdır. Yalnızca doğrusallıktan hafifçe bir sapma gözlemlenir. Bu diamanyetik durumun artık mükemmel olmadığını göstermektedir.  $H$  'nin artışı daha yoğun bir akı nüfuzuna yol açar ve  $H_{c2}$ 'de tam bir akı nüfuzuna ulaşılır. Bu durumda,  $B = \mu_0 H$  olur ve örnek artık süperiletken değildir. Süperiletkenlik durumunda, akının bir kısmı örnek içerisinde tuzaklanır.  $H_{c2}$  'ye ulaşıldıktan sonra,  $H$  azaltıldığında, akı çizgileri başlangıçta bir hareket serbestliğine kavuşur ve bu yüzden  $M-H$  eğrisi  $H_{irr}$ , tersinmezlik alanına varıncaya kadar aynı yolu takip eder. Tersinmezlik alanına ulaşıldığında, akı çivilenmesi şiddetlenir,  $B$ ,  $H$  'den daha yavaş azalır ve bu yüzden  $M$  eğrisi alan artarken ortaya çıkan eğriden sapma gösterir.  $H$  daha da azaltılırsa,  $B$  'ye göre yüksek kalır, çünkü  $B = \mu_0 (H + M)$  'dir.  $M$  pozitif değere doğru artar. Ters çevrimin sonunda,  $H = 0$  olduğu zaman,  $B$  'nin değeri süperiletken tarafından tuzaklanan akı yüzünden sonlu bir değerde kalır (Tinkham, 1996).



Şekil 1.15. (a) İdeal II. tür bir süperiletkenin manyetizasyonu. (b) Gerçek bir II. tür süperiletkenin manyetizasyonu (İnanır, 2006).

### 1.3. Y-Ba-Cu-O Sistemi

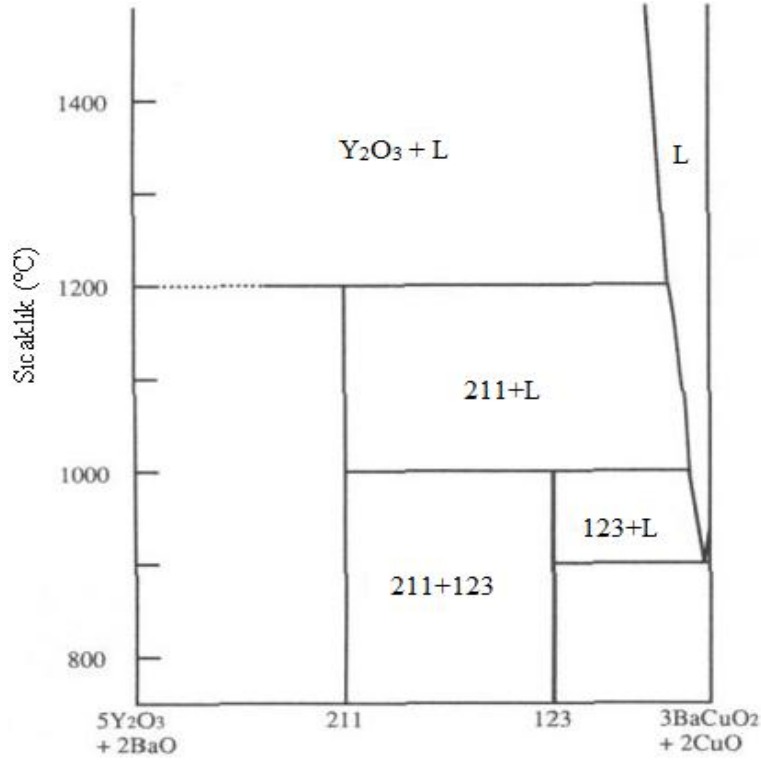
Yüksek sıcaklık süperiletkenleri “perovskite” denilen örgüden türetilen oldukça kompleks olan oksit bileşiklerdir. Bu bileşiklerde süperiletkenlik genellikle çift  $\text{CuO}_2$  düzlemlerine hapsolmuştur. Araştırmacılar bakır tabanlı oksitlerde süperiletkenlik keşfettikten sonra bu alanda yapılan çalışmalar artmış ve  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) seramiğinin sıvı azot sıcaklığının üzerinde süperiletkenlik gösterdiği bulunmuştur. (Wu vd., 1998). Ayrıca kritik sıcaklığının yüksek olmasının yanı sıra 100T’ yı aşan kritik alanıyla da oldukça dikkat çekmiş. Bu nedenle YBCO sistemi üzerine yapılan çalışmalar yoğunlaşmıştır.

Bu sisteme ait kararlı bileşiklerden en çok çalışılanı  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  genel formülü ile verilmektedir. Bu süperiletken bileşikler oksijen stokiyometresine çok hassastır ve buna bağlı olarak farklı fiziksel ve yapısal özellikler göstermektedirler. Bu farklılıklar  $x$  ’in iki farklı değerinde belirgin olarak görülmektedir.  $x = 0$  için  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ’nin geçiş sıcaklığı 92 K olup ortorombik yapıya sahip olmaktadır. Fakat  $x = 1$  için  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  bileşiğinin geçiş sıcaklığı yaklaşık olarak 60 K olmakta ve tetragonal bir kristal yapıya sahip olmaktadır.

#### 1.3.1. Y-Ba-Cu-O Bileşiğinin Faz Diyagramı

YBCO sisteminde iki tür peritektik reaksiyon bulunmaktadır:  $1200^\circ\text{C}$  ’nin üzerinde YBCO bileşiği yüksek sıcaklıklarda ayrışarak  $\text{Y}_2\text{O}_3 + \text{L}$  (L:sıvı faz) bölgesini oluşturur ve sıcaklık azaltıldığında bu iki faz peritektik olarak yeniden birleşerek  $\text{Y}_2\text{BaCuO}_5$  (211) fazını oluşturur. Sıcaklık  $1000^\circ\text{C}$  dolaylarına geldiğinde 211 fazı sıvıyla tekrar reaksiyona girerek 123 fazını oluşturur. Diğer bir deyişle 211 fazı peritektik reaksiyon sonucunda 123 fazı içine tuzaklanır (Şekil 1.16).





Şekil 1.16. YBaCuO bileşiğinin ikili faz diyagramı (Cakır, 2010).

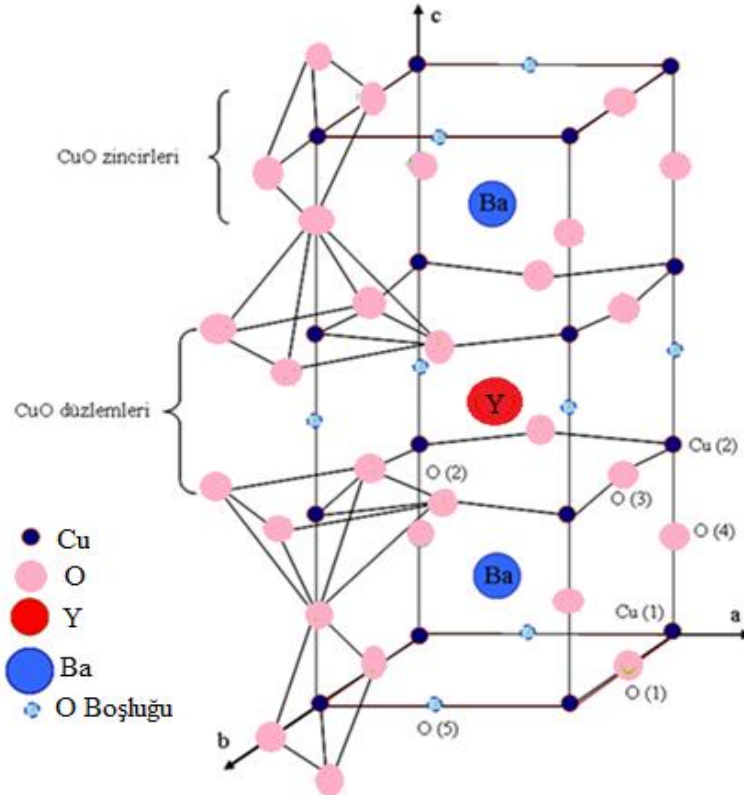
YBCO süperiletkeni oluştuktan sonra fiziksel ve süperiletkenlik özelliklerinin iyi olması için 123 fazı içinde tuzaklanan sıvı fazın yapı içerisine homojen bir şekilde dağılması gerekir. Bu durumun gerçekleşmesi için küçük boyutlu 211 parçacıkları yapı içerisinde homojen olarak dağılmalıdır.

Eritme-Yönlendirme-Büyütme yönteminde örnek peritektik sıcaklığına doğru yavaşça soğutulur ve bunun sonucunda oldukça yoğun kıvamlı bir örnek elde edilir. Bununla beraber birçok durumda süperiletken fazın teması çok zayıftır. 123 fazının büyümesi için hem 211 hem de sıvı bölge oluşturulmalıdır. Bu nedenle 211 dağılımı düzgün olmadığı zaman tepkime 211'in yoğunluğunun az olduğu bölgede sürekli ilerleyemez. 211+L bölgesindeki örnek yavaşça soğutulursa 211 daha büyük ve süperiletken fazın zayıf temasıyla sonuçlanacak düzgün olmayan bir dağılımla büyür. Eğer örnek nispeten yüksek bir sıcaklıkta belli bir zaman periyodunda eritilir ve yavaş soğutulmadan sonraki peritektik sıcaklığı hızlı bir şekilde geçerse, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> parçacıkları katılaştırılmış sıvı ve amorf fazdan oluşur. O zaman hızlı soğutulan plakalar 211 fazını oluşturan sıvıyla Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>'ün tepkimeye girdiği 211+L bölgesi yeniden ısıtılır. 211 fazı Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> çekirdekleri olduğu için Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dağılımı kontrol edilirse 211 fazının kontrol edilmesi

mümkündür. Son yapıdaki küçük boyutlu 211 'in homojen olarak dağılması için plakalar iyice öğütülmelidir [Eritme-Toz-Eritme-Büyütme, (Melt-Powder-Melt-Growth)] (Cardwell ve Ginley 2003; Çakır, 2010).

### 1.3.2. Y-Ba-Cu-O Bileşiğinin Kristal Yapısı

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$  bileşiğinin kristal yapısı Şekil 1.17 'de görülmektedir. Birim hücresi ortorombiktir ve temel yapısı üç kübik yapının birbirine istiflenmesinden oluşur. Ortorombik birim hücrenin yapısı *c*-ekseni boyunca Y, Cu(2), BaO, Cu(1), BaO ve Cu(2) düzlemlerinin oluşturduğu bir paket gibidir. Kübik yapının merkezinde Y atomu ve diğer iki kübik yapının merkezinde ise Ba atomu bulunur. Bu küplerin her köşesinde Cu atomları, kenar ortalarında ise oksijen atomları yer almaktadır. Y'nin en yakın 8 oksijen komşusu, baryumun ise en yakın 10 oksijen komşusu vardır. Ayrıca, 2 tane perovskite yapıya sahip bakır (Cu) düzlemleri vardır. Oksijen boşluğu ise Y düzleminde 4 tane, Cu(1) düzlemlerinde ikişer tane olmak üzere toplam sekiz tanedir (Cardwell vd., 2002).



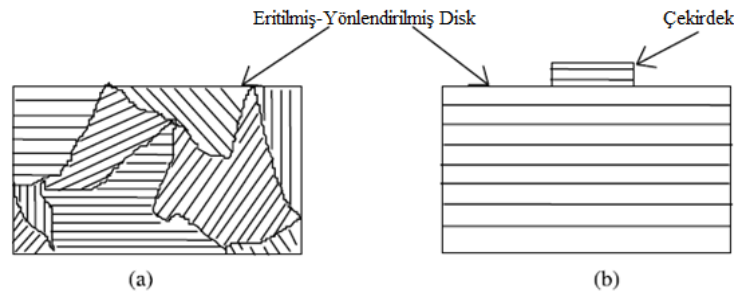
Şekil 1.17.  $YBa_2Cu_3O_7$  bileşiğinin kristal yapısı (Çakır, 2010).

#### 1.4. Üstten Aşılama-Eritme-Büyütme Yöntemi [Top Seed-Melt-Growth(TSMG)]

Kritik akım yoğunluğu, uygulamalar için süperiletkenlerin en önemli karakteristik özelliğidir ve örneğin üretilme işlemi ile belirlenen makro ve mikro yapıya güçlü bir şekilde bağlıdır. Yüksek kritik akım yoğunluğu değerleri elde edebilmek için yüksek yoğunluklu, taneler arası zayıf bağları ortadan kalkmış, iyi yönlenmiş yapıya ve etkin çivileme merkezlerine sahip örnekler üretilmelidir. Etkin çivileme merkezleri süperiletken olmayan RE211 fazlarının ince ve homojen dağılması için Pt veya Ce gibi farklı elementlerin katılanması ile elde edilebilirken, diğer üç özellik ise eritme işlemleri ile elde edilebilmektedir. Sonuç olarak eritme işlemleri yüksek kalitede külçe oksit süperiletkenleri üretmek için en önemli ve en etkin yöntemdir (Cardwell vd.,2002).

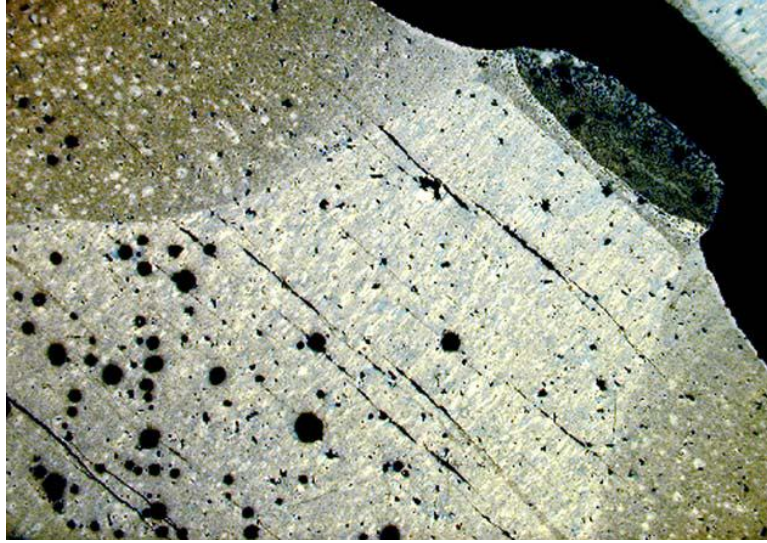
Eritme-toz-eritme-yönlendirme (MPMG), eritme-yönlendirme (MG), ani soğutma-eritme-yönlendirme (QMG), üstten-aşılama-eritme-büyütme (TSMG) şeklinde farklı türlerde eritme yöntemleri vardır. Fakat uygulamalar için büyük boyutta üretilen örneklere ihtiyaç olabilmektedir. Bu yüzden örneğin üretim aşaması mümkün olduğu kadar basit olmalı, maliyeti düşük olmalı ve yüksek verime sahip olmalıdır. Bu özellikler göz önüne alındığında eritme işlemleri arasında en uygun olan yöntem üstten-aşılama-eritme-büyütme yöntemidir.

Bütün eritme yöntemlerinde olduğu gibi üstten-eritme-aşılama-büyütme yöntemi de “bir sıcaklık gradyanı boyunca yavaş soğuma” ve “bir çekirdekten epitaksiyal (eksen üstü) büyüme (seeding, aşılama)” olmak üzere iki temel kategoriye dayanmaktadır. Şekil 1.18’de çekirdekli ve çekirdeksiz eritme işlenmiş iki örneğin mikro yapısal tabakaları karşılaştırılmaktadır (Cardwell vd., 2002).



Şekil 1.18. İzotermal eritme işlemi boyunca tane oluşumunun şematik gösterimi a) çekirdeksiz b) çekirdekli (Cardwell vd., 2002).

TSMG yönteminde çekirdek örneğin üzerine yerleştirilir ve sistem çekirdeğin erime sıcaklığının altındaki sıcaklıklara kadar ısıtılır. Çekirdek büyüme için aşılama görevi yapar ve bu sayede kristal doğrultuları kontrol altına alınır (Şekil 1.19). Böylece kısıtlı çekirdeklenme koşulları altındaki kristal, çekirdeğin yönelimiyle aynı olacak şekilde büyür (Jee vd., 1998). Çekirdeğin örnek ile aynı kristal yapıya sahip ve erime sıcaklığından daha yüksek erime sıcaklığına ya da peritektik yeniden birleşim sıcaklığına sahip olması gerekmektedir. Bu yüzden çekirdek olarak RE123 ailesi arasında en yüksek erime sıcaklığına sahip olan Nd123 tek kristalleri yaygınca kullanılmaktadır (Hinai vd., 2002). Nd123 süperiletkenini üretmek için de daha yüksek erime sıcaklıklı MgO çekirdeği kullanılır. Eğer kullanılan çekirdeğin erime sıcaklığı süperiletken malzemenin sıcaklığından fazla değilse TSMG yöntemi süresince çekirdek erir ve örnek büyüme boyunca çekirdeklenemez (Cardwell vd., 2003).



Şekil 1.19. TSMG YBCO örneğin a/c ara kesiti. Parlak bölge düşük Y211 konsantrasyonlu c-yönü büyüme bölgesi. Daha koyu olan bölgeler a-yönü büyüme bölgeleri, makro çatlaklar buralarda daha az (Diko, 2004).

Çekirdek bir başlangıç külçe diskinin üst ve alt yüzey merkezine paralel olarak yerleştirilerek başlanılmasına rağmen, TSMG yöntemiyle üretilen standart REBCO örneğinin en üst yüzeyinde çekirdek kristali çevresinde en üst noktada bir sivrilme meydana geldiği gözlenir (Şekil 1.20).





Şekil 1.20. TSMG yöntemiyle üretilen standart YBCO örneğinin a/c düzlemlerine paralel bir kesitinin optik içyapı resmi. En yüksek nokta çekirdeğin konumu (Diko, 2004).

Üstten aşılama-eritme-büyütme yöntemi çekirdeğin örneğin üzerine konulduğu zamana göre ikiye ayrılır;

#### 1.4.1. Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method)

Çekirdek kristalinin malzeme erimeden önce malzeme yüzeyine yerleştirildiği TSMG yöntemi soğuk aşılama yöntemidir. Bu yöntemde oda sıcaklığında örneğin üst yüzeyine çekirdek yerleştirilerek fırına konulur ve fırın örnek üzerine yerleştirilen çekirdeğin erime sıcaklığının hemen altında bir sıcaklığa kadar çıkarılır. Kısa bir süre bu sıcaklıkta bekletildikten sonra 0.5-1°C/saat gibi çok yavaş bir soğuma oranıyla peritektik sıcaklığının altında bir sıcaklığa soğutulur ve sonrasında daha hızlı bir soğuma oranıyla oda sıcaklığına soğutulur.

Bu yöntem basit olduğu için kullanımı avantajlıdır, çekirdek yerleştirilmesi için özel bir fırın kullanımına gereksinim duyulmaz. Çekirdek olarak RE123 ailesinde en yüksek erime sıcaklığına sahip olduğu için genellikle  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (Nd123) tek kristali kullanılmaktadır. Soğuk aşılama yönteminde malzeme tamamen ayrışacağından, çekirdeğin erimemesi önemlidir (Diko, 2004).

### 1.4.2. Sıcak Aşılama Yöntemi (Hot Seeding Method)

Kaliteli yüksek sıcaklık süperiletken üretiminde çekirdek kullanımı etkili bir yöntemdir. Fakat ısı işlem sırasında çekirdek olarak kullanılan malzemelerin erime sıcaklıklarının üzerinde bir sıcaklığa çıkılamamaktadır çünkü çekirdeğin erimemesi gerekmektedir. MgO'nun erime sıcaklığı çok yüksektir fakat kristal yapısının RE123 ailesine göre uyumsuzlukları vardır. Bu gibi kullanılan çekirdekte kaynaklanan problemleri ortadan kaldırmak için sıcak aşılama olarak adlandırılan bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemde bir REBCO örneği peritektik ayrışım sıcaklığının oldukça üzerinde bir sıcaklıkta eritilir ve örneğin yüzeyine küçük bir REBCO çekirdeği yerleştirilmeden önce 123 fazı oluşum sıcaklığının hemen üstünde bir sıcaklığa kadar soğutulur (Jee vd., 1998).

### 1.5. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı

1986'da yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin keşfinden hemen sonra bunların, kablosuz enerji depolama sistemleri, maglev treni, süperiletken motorlar, jeneratörler, güç kabloları ve külçe mıknatıslar gibi teknolojik uygulamaları için birçok çalışma yapılmıştır. Külçe yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin bu teknolojik uygulamaları için iki önemli özellikleri vardır (Hull, 2000). Bunlardan birisi külçenin taşıyabildiği ağırlığı belirleyen kaldırma kuvvetidir. Diğeri ise, külçe süperiletkenlerin üretebildiği maksimum manyetik alanı belirleyen tuzaklanan alandır. Bunlar da;

$$F = M \frac{dH}{dz}, \quad M = VAJ_c d \quad (1.25)$$

eşitlikleri ile açıklanır. Burada  $M$  mıknatıslanma,  $V$  süperiletkenin hacmi,  $A$  geometrik sabit ve  $d$  perdeleme akım halkasının uzunluğudur. Bu nedenle bu özellikleri iyileştirebilmek için süperiletkenlerde *kaybolmayan maksimum akım yoğunluğu* olan kritik akım yoğunluğu artırılmalıdır (Matsushita vd., 1985).

II. tür süperiletkenlerde karışık durumda akım süperiletkenden geçerken akıya Lorentz kuvveti ( $F_L$ ) etki eder. Eğer kristal mükemmel ise akı hareket eder ve biraz direnç meydana gelmesine neden olur. Bu da II. tür süperiletkenlerin karışık bölgede dirençsiz akım taşıyamadığını gösterir. Fakat kristal normal çökelti gibi kusurlar içerirse akı

hareketi önlenir (akı çivilemesi). Çivileme kuvveti ( $F_p$ ) Lorentz kuvvetinden büyük olduğu sürece dirençsiz akım akmaya devam eder, fakat Lorentz kuvveti büyük olduğunda akı çizgileri (vortisler) hareket eder ve yine bir direnç oluşturur. Sonuç olarak  $F_L = F_p$  olduğunda (akı çizgileri hareket etmeye başladığında) kritik akım yoğunluğu  $J_c$ , aşağıdaki bağıntıyla verilir.

$$F_L = F_p = J_c \cdot B \quad (1.26)$$

Dolayısıyla yukarıda da bahsedildiği gibi süperiletkeni uygulamalar için daha ideal hale getirmek, yani kritik akım yoğunluğunu artırmak için çivileme kuvveti  $F_p$ 'yi artırmaya ihtiyaç vardır. Bu da süperiletken içinde etkin çivileme merkezleri ile sağlanır (Murakami, vd., 1991). Bu yüzden çivileme mekanizmasını anlamaya ve çivileme merkezlerinin sayısını yeterince artırmaya yönelik çalışmalar oldukça fazladır (Matsushita, vd.,1985).

II. tür süperiletkenlerde termal dalgalanmalar vorteks örgünün erimesini önlemekte ve iki ayrı vorteks fazın (katı vorteks, sıvı vorteks) oluşmasına sebep olmaktadır. Örneğin süperiletkenin ısı işlemleri esnasında yapılan hızlı (ani) soğutmanın neden olduğu termal dalgalanma örneğin çok daha kompleks bir faz diyagramının ve Y211 ikincil fazının oluşmasına yol açar (Vinokur vd., 1998). Literatürden (Varanasi, vd., 2007; Feng vd., 1998) YBCO sistemlerinde süperiletken olmayan Y211 merkezlerinin sebep olduğu akı çivilemesinin  $J_c$  'yi önemli ölçüde artırdığı ve Y123 ile Y211 ara yüzeyinin koherens uzunluğu mertebesinde olması gerektiği bilinmektedir. Fakat buna rağmen Y211 merkezlerinin oluşturduğu çivileme akısı hala tam olarak anlaşılammıştır. Bu nedenle bu çalışmanın amacı; şu ana kadar çivileme mekanizmasını belirlemede oldukça yararlı olan Dew-Huges akı çivileme mekanizmasının sınıflandırılması [flux pinning force density scaling (FPFDS)] modelini kullanarak  $Y_2O_3$  tabakalı YBCO tek kristalinin çivileme mekanizmasını ve temel etkilerini analiz etmektir.

## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

### 2.1. Deneysel Çalışma

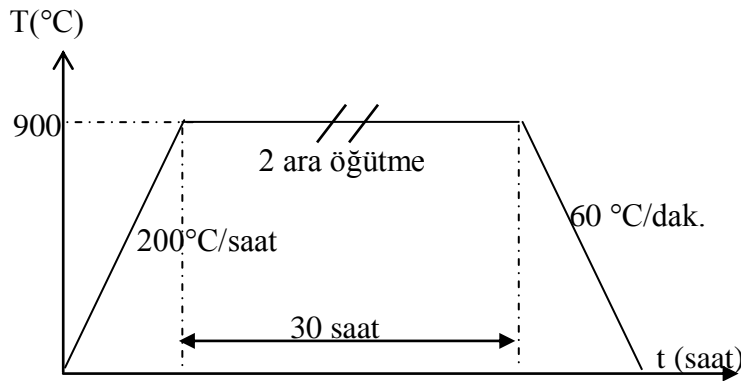
#### 2.1.1. Süperiletken Külçe Örneklerin Tanımı

Bu çalışmada, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda 107T751 nolu TÜBİTAK (1001) projesi kapsamında Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method) kullanılarak üretilen YBaCuO örneği hazır olarak alındı. Fakat örneğin üretim şeklinin kısaca anlatılması yararlı olacaktır.

YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> bileşiğinin hazırlanması için Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BaCO<sub>3</sub> ve CuO tozları aşağıdaki tepkime yardımıyla hesaplandı.

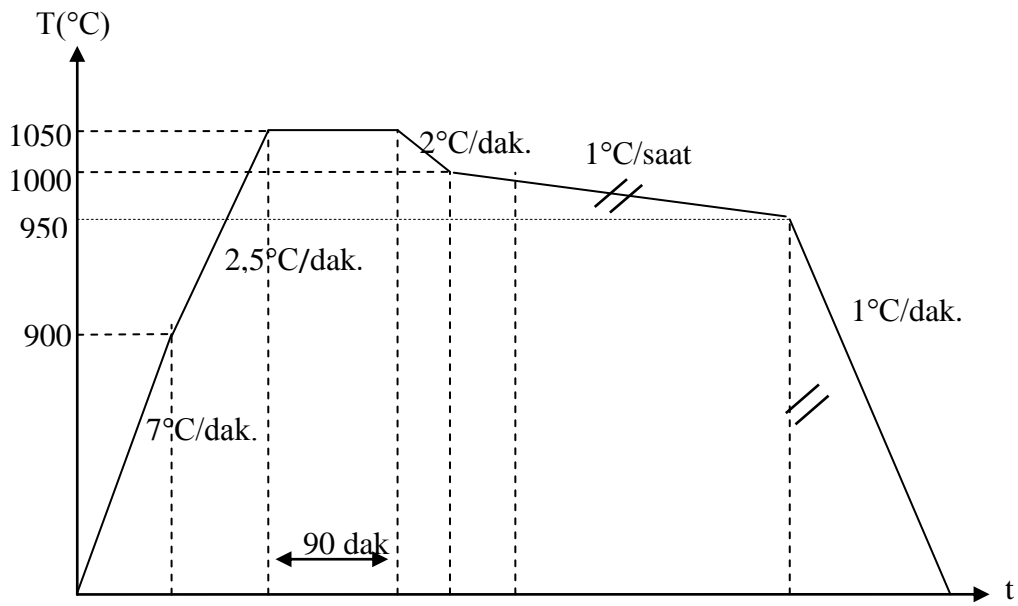


Uygun miktarlardaki tozlar öğütme makinesinde 1 saat süreyle öğütüldü. Alümina pota içerisinde kalsinasyon işlemi için fırına konan malzeme 200°C/saat hızla 900°C'ye ısıtıldı ve Şekil 2.1 'de görüldüğü gibi bu sıcaklıkta 48 saat bekletildi. Bu 48 saatlik beklemede 30 dakikalık 2 ara öğütme yapıldı, sonra fırın 1,6°C/saat hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Kalsinasyon işlemi sonrasında külçeleşen karışım tekrar 1 saat süreyle öğütüldü.



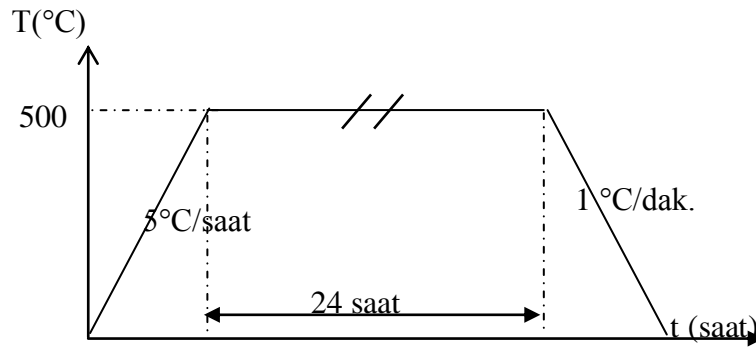
Şekil 2.1. YBaCuO toz karışımının kalsinasyon işlemi ısıl şeması

Elde edilen tozlara eritme işleminde  $20^{\circ}\text{C}/\text{dak.}$  hızla  $1200^{\circ}\text{C}$  'ye  $10^{\circ}\text{C}/\text{dak.}$  hızla  $1450^{\circ}\text{C}$  'ye çıkarıldı ve 5 dakika bekletildi. Daha sonra eriyik toz fırından çıkarılarak bakır bir levhaya dökülüp, erime esnasındaki faz durumunu korumak için üzerine bakır bir levha ile vurularak hızlı bir şekilde soğutuldu. Bu işlem sonunda küçük plakalar haline gelen tozlar elle ezilerek toz haline getirildi ve tekrar 1 saat süreyle öğütüldü. Elde edilen tozlar  $300\text{ MPa}$  basınç altında 1 dakika bekletilerek  $20\text{ mm}$  çapında tablet üretildi. Basılan tabletin altına  $\text{Y}_2\text{O}_3$  tozu serpilerek potaya yerleştirildi.  $\text{YBaCuO}$  tabletinin üst merkezine  $\text{Nd-123}$  tek kristali yerleştirildi ve Şekil 2.2 'deki ısıl işlem uygulandı.



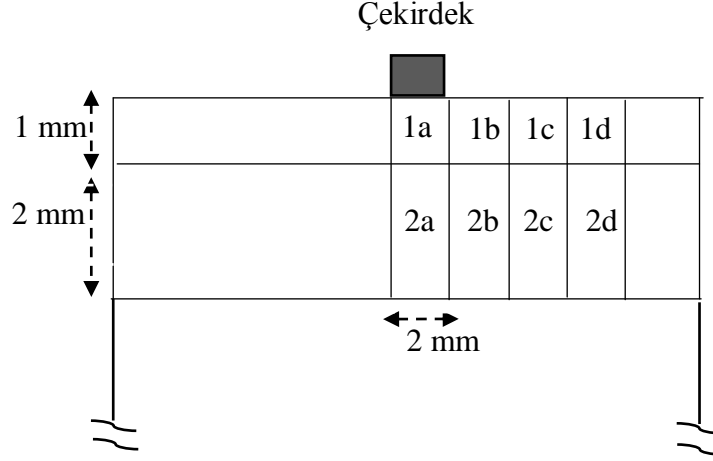
Şekil 2.2. YBaCuO örneğinin üretim ısıl işlem şeması

Isıl işlem sonrası örnekler  $300\text{ ml/saat}$  hızla akan oksijen ortamında Şekil 2.3 'deki işlem şemasındaki gibi kademeli olarak yaklaşık 24 saat süreyle tavlandı.



Şekil 2.3. YBaCuO örneğin tavlanma ısıl işlem şeması

Üretilen YBaCuO örneği bölgesel süperiletkenlik ve manyetizasyon özelliklerinin incelenmesi için Şekil 2.4 'te görüldüğü gibi kesildi.



Şekil 2.4. Manyetizasyon ölçümleri için külçe süperiletkenin kesim şeması

## 2.1.2. Yapısal Analiz

### 2.1.2.1. X-Işınları Kırınım Analizi

Karakteristik piklerin belirlenmesi için örneklerin, Rigaku D/Max III difraktometresinde  $\text{CuK}\alpha$  ( $\lambda=1,5418 \text{ \AA}$ , 40 kV, 30 mA) ışınımı kullanılarak, X-ışınımı kırınım desenleri elde edildi. Ölçümler atmosfer ortamında ve oda sıcaklığında  $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$  aralığında,  $3^\circ/\text{dak}$ . tarama hızında ve  $0,02^\circ$  adımlarla yapıldı.

## 2.1.3. Fiziksel Analiz

### 2.1.3.1. Titreşen Örnek Manyetometresi (VSM)

Manyetizasyon ölçümlerinde "Quantum Design PPMS" sistemi kullanıldı. Bu sistem, ilgili modülü değiştirilerek çeşitli ölçüm sistemlerine dönüştürülebilir. Bu modüllerden manyetizasyon ölçümünde kullanılan, VSM modülüdür (Model P525). Fiziksel ölçüm sistemi, manyetik alan akım kaynağı, sıvı azot ceketli helyum tankı ve tüm bu bileşenleri hassas bir şekilde kontrol edebilen Quantum Design Model 6000 ana kontrolcüsünden meydana gelmektedir. Bu kontrolcüde ise sıcaklık kontrolcüsü (1,9 K-400

K) ve manyetik alan kontrolcüsü ((-7 T)-(+7 T)) bulunmaktadır. Ana kontrolcü bilgisayar tarafından kontrol edilebilmekte ve veriler bilgisayar ortamına aktarılmaktadır.

Örneklerin manyetizasyon ölçümleri, 30, 40, 50, 60 ve 77 K 'lik sabit sıcaklıklarda, 150 Oe/s 'lik süpürme hızında ve -5 T ile +5 T arasında manyetik alan uygulanarak yapıldı. Ölçüm süresince manyetik alan, örneklerin *c*-eksenine paralel olarak uygulandı.

### 2.1.3.2. Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümü

Örneklerin 77 K'de soğutulmasının ardından 1 mm yukarıdaki alan şiddeti 0,451 T olan bir Fe–Nd–B sürekli mıknatısı kullanılarak durgun bir manyetik alan 15 dakika boyunca uygulandı ve kaldırıldı. Mıknatıs uzaklaştırıldıktan sonra örneklerin 1 mm yukarıdaki tuzaklanan manyetik alan taramalı Hall sensörü kullanılarak ölçüldü.

## 2.2. Sayısal Çalışma<sup>1</sup>

### 2.2.1. Süperiletken Örneklerin Çivileme Mekanizmalarını Belirlemede Kullanılan Modellemeler

#### 2.2.1.1. Dew-Huges Modeli

Birim hacim başına çivileme kuvveti;

$$F_p = \eta L f_p = -\eta L \Delta W / x \quad (2.2)$$

şeklindedir. Burada  $f_p$  birim uzunluk başına akı çizgisinin çivileme kuvvetidir ve çivilenmemiş en yakın noktaya gelen birim uzunluktaki akı çizgisinin harcadığı enerjinin ( $\Delta W$ ), çivileme etkileşiminin etkin aralığı olan  $x$  mesafesine bölümüne eşittir.  $L$  akı çizgilerinin toplam uzunluğu ve  $\eta$  akı örgüsündeki tek bir akının maksimum çivileme noktasına doğru sürüklenmesinin büyüklüğü olan "etkin faktör" dür. Bu terimler aşağıda bahsedilen üç durumdan etkilenirler.

<sup>1</sup> Alt başlıklarıyla birlikte bu başlık altındaki bilgiler (Dew-Hughes, 1974) kaynağı kullanılarak hazırlandı.

## (i) Çivileme Merkezlerinin Süperiletken Doğası

Süperiletkende akı çizgileri çivileme merkezleri ile etkileşir. Çünkü çivileme merkezlerinin süperiletkenlik özellikleri, külçe süperiletkenin süperiletkenlik özelliklerinden farklıdır ve etkileşimin gücü bu farkın büyüklüğünün fonksiyonudur. Fark küçük olabilir; böyle durumlarda bu farklar kritik alandaki, kritik sıcaklıktaki veya Ginzburg-Landau sabiti  $\kappa$ 'daki farklılıklar olarak kendini gösterir. Çivileme merkezleri ile süperiletken arasındaki fark büyük olabilir; çivileme merkezlerinin süperiletken olmadığı durumlar bu duruma örnek olarak gösterilebilir ve çivileme merkezleri ferromanyetik olunca bu fark en büyüktür. Böylece akı çivilemesinden sorumlu olan iki durumun olduğu söylenebilir;

1)  $\kappa$ 'daki küçük farklılıklar; normal durum direncindeki değişimlerden, dislokasyonlardaki düzgün olmayan dağılımlardan ve kompozisyondaki dalgalanmalardan kaynaklanan “ $\Delta\kappa$  çivilemesi”;

2) Süperiletken olmayan parçacıklardan kaynaklanan “ $\delta l$  çivilemesi”.

## (ii) Mikro Yapı Boyutları

Eğer çivileme merkezlerinin boyutu  $a$  ve aralarındaki mesafe  $l$ ,  $\lambda$  girme derinliğinden büyük olursa  $B$  indüksiyon alanı çivileme merkezlerinde ve örneğin süperiletken külçesinde farklı değerlerde fakat denge halindedir.  $B$  'nin çivileme merkezlerinde ve süperiletken külçede farklı değerlere sahip olması çivileme merkezlerinin ve süperiletken külçenin ara yüzeyinde akı hareketine karşı Bean-Livington bariyerinin oluşmasına neden olur ve bu etkileşim “manyetik etkileşim” olarak bilinir.  $a$  veya  $l$ ,  $\lambda$  'dan küçük olduğunda  $B$  denge değerine gelemmez, ortalama bir değer alır. Çivileme merkezlerindeki akı çizgilerinin serbest enerjisi, süperiletken özelliklerindeki farklılıklardan dolayı örneğin içindeki akı çizgilerinin serbest enerjisinden farklıdır ve bu da “göbek etkileşimi (core interaction)” olarak bilinir.

## (iii) Çivileme Merkezlerinin Boyut Sayıları

Çivileme merkezleri boyut sayılarıyla sınıflandırılabilir, nokta çivileme merkezleri dışında, çivileme merkezlerinin boyutları akı çizgileri arasındaki  $d$  ( $d = 1,07 * (\frac{\Phi_0}{B})^{1/2}$ ) mesafesinden büyüklerdir ve bir nokta çivileme merkezi sadece bir akı çizgisiyle etkileşebilir. Çizgisel çivileme merkezleri tek boyutlulardır ( $d$ 'den büyük) ve dislokasyonlardan veya iğne şekilli çökeltilerden oluşurlar.  $B$  'ye paralel oldukları durumlarda yine bir tek akı çizgisiyle etkileşebilirlerken,  $B$  ile açı yaptıklarında daha fazla



akı çizgisi ile etkileşebilirler. İkiz düzlemler, tane sınırları, düzlem benzeri çökeltiler iki boyutlu olabilirler ve bunlar da yüzey çivilemeleridir. Hacimsel çivileme merkezleri de büyük çökeltiler ve soğuk işlemlerden kalma kalın dislokasyonlardan oluşur.

### 2.2.1.2. Çivileme Fonksiyonu

Denklem (2.2) ile verilen birim hacim başına çivileme kuvvetindeki  $\Delta W$ ,  $x$ ,  $L$  ve  $\eta$  terimleri incelenecek olursa;

(i) Çivilenmiş Akı Çizgisinin Birim Uzunluğu Başına Yapılan İş,  $\Delta W$

$\Delta W$ ; çivileme etkileşiminin türüne (manyetik veya göbek etkileşimleri) bağlıdır.  $\phi_0$  akısının bir tanesinin çivileme merkezleri ve süperiletken bölge sınırı boyunca hareketinden kaynaklanan iş  $\phi_0 \Delta M(B)_{rev}$  'dir. Burada  $\Delta M(B)_{rev}$  her iki bölge için tersinir manyetizasyondaki farktır. Çivileme merkezlerinin süperiletken olmadığı durumlarda  $M(B)$  normal durum paramanyetizması ihmal edilerek sıfır kabul edilir ve  $\Delta M(B)_{rev}$  süperiletken bölgenin tersinir manyetizmasına eşit olur. Bu durumda Abrikosov teorisine göre  $\Delta W$ ;

$$\Delta W(man., normal) = \frac{-\phi_0(H_{c2}-H)}{1,16(2\kappa^2-1)} \quad (2.3)$$

şeklindedir.  $\Delta\kappa$  türü çivilemeler için bu denklem;

$$\Delta W(man., \Delta\kappa) = \frac{-\Phi_0(H_{c2}-2H)\Delta\kappa}{2,32\kappa^3} \quad (2.4)$$

şeklinde olur.

Çivilemenin göbek etkileşiminden kaynaklandığı durumlarda  $\Delta W$ ; birim uzunluktaki akı çizgisinin çivileme merkezinden süperiletken bölgeye hareketinden dolayı, Gibbs fonksiyonundaki değişime ( $\Delta g$ ) eşit olur. Karışık durumdaki bir süperiletkenin birim hacim başına Gibbs fonksiyonu;

$$G(H, T) = G_N(H, T) - \frac{\mu_0(H_{c2} - H)^2}{2,32(2\kappa^2 - 1)} \quad (2.5)$$

şeklindedir. Burada  $G_N$ , normal durumdaki Gibbs fonksiyonudur. Sağ taraftaki ikinci terim ise süperiletkendeki akı örgüsünün serbest enerjisidir. Akı çizgileri örgüsünün birim hacim başına toplam uzunluğu  $B/\phi_0$  ve akı çizgileri örgüsünün birim uzunluk başına Gibbs fonksiyonu;

$$g = -\frac{\mu_0\phi_0(H_{c2} - H)^2}{2,32(2\kappa^2 - 1)B} \quad (2.6)$$

şeklindedir. Bu terim manyetik ve göbek etkileşiminin her ikisini ve akı çizgilerinin birbirleriyle etkileşimini içermektedir. Sadece göbek enerjisi için bir yaklaşıklık yapılırsa; birim hacim başına Gibbs fonksiyonu ile akı çizgilerinin oluşturduğu göbeğin (yarıçapı  $\xi$ ) hacmi ile çarpılarak;

$$g_c = \frac{-\pi\xi^2\mu_0(H_{c2} - H)^2}{2,32(2\kappa^2 - 1)} \quad (2.7)$$

elde edilir. Çivileme merkezlerinde  $a>d$  (hacimsel çivileme) olduğu durumlarda akı çizgileri örgüsü çivileme merkezlerinin içine yerleşecek ve  $\Delta W$ , Denklem (2.7)'daki  $g_c$ 'nin değişimine eşit olacaktır.  $a<d$  (nokta ve yüzeysel çivileme) olduğu durumlarda  $\Delta W$ , Denklem (2.6)'daki  $g$ 'nin değişimine eşit olur. Süperiletken olmayan çivileme merkezleri için  $\Delta g=g$  ve  $\Delta g_c=g_c$ 'dir. Olası çivileme merkezleri için  $\Delta W$  değerleri Tablo 2.1 'de görülmektedir.

Tablo 2.1. Olası çivileme fonksiyonları

Etkileşim Türü	Çivileme Merkezlerinin Geometrisi	L	x	Çivileme Merkezlerinin Türü	$\Delta W$	Çivileme Fonksiyonu, $F_p(h)$	Maksimum Konum
Manyetik Etkileşim	Hacimsel	$\frac{S_v}{d}$	$\lambda$	Normal	$-\frac{\phi_0(H_{c2} - H)}{2,32\kappa^2}$	$\frac{\mu_0 S_v H_{c2} h^{1/2}(1-h)}{\kappa^3}$	h=0,33
				$\Delta\kappa$	$-\frac{\phi_0(H_{c2} - 2H)\Delta\kappa}{2,32\kappa^3}$	$\frac{\mu_0 S_v H_{c2} h^{1/2}(1-2h)}{\kappa^4}$	h=0,17
Göbek (Core) Etkileşimi	Hacimsel	$\frac{S_v}{d}$	d	Normal	$-\frac{\mu_0 \phi_0(H_{c2} - H)\Delta\kappa}{4,64\kappa^2 B}$	$\frac{\mu_0 S_v H_{c2}^2 (1-h)^2}{5,34\kappa^2}$	-----
				$\Delta\kappa$	$-\frac{\phi_0(H_{c2} - H)\Delta\kappa}{2,32\kappa^3}$	$\frac{\mu_0 S_v H_{c2}^2 h(1-h)\Delta\kappa}{2,67\kappa^3}$	h=0,5
	Yüzeysel	$\frac{S_v}{d}$	$\xi$	Normal	$-\frac{\pi\xi^2 \mu_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64\kappa^2}$	$\frac{\mu_0 S_v H_{c2}^2 h^{1/2}(1-h)^2}{4\kappa^2}$	h=0,2
				$\Delta\kappa$	$-\frac{\pi\xi^2 \mu_0 H(H_{c2} - H)\Delta\kappa}{2,32\kappa^3}$	$\frac{\mu_0 S_v H_{c2}^2 h^{3/2}(1-h)\Delta\kappa}{2\kappa^3}$	h=0,6
	Nokta	$\frac{BV_f}{\phi_0}$	$\frac{a}{2}$	Normal	$-\frac{\pi\xi^2 \mu_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64\kappa^2}$	$\frac{\mu_0 V_f H_{c2}^2 h(1-h)^2}{4,64a\kappa^2}$	h=0,33
				$\Delta\kappa$	$-\frac{\pi\xi^2 \mu_0 H(H_{c2} - H)\Delta\kappa}{2,32\kappa^3}$	$\frac{\mu_0 V_f H_{c2}^2 h^2(1-h)\Delta\kappa}{2,32a\kappa^3}$	h=0,67

(ii) Etkileşim Mesafesi,  $x$ 

Manyetik etkileşimler için etkileşim mesafesi, manyetik alan çizgilerinin süperiletkenin içerisindeki yer değiştirme mesafesidir ve bu  $\lambda$  girme derinliğine eşittir. Göbek etkileşimleri için hacimsel çivileme merkezlerinde yaklaşık olarak  $x=d$  olarak alınır. Nokta ve yüzey çivilemeleri ( $a < d$ ) için  $x$ ,  $\zeta$  mertebesinde olur.

(iii) Etkileşen Akı Çizgisi Uzunluğu,  $L$ 

$L$ , çivileme etkileşiminin olduğu birim hacim başına akı çizgilerinin uzunluğu olup, çivileme merkezlerinin geometrisine bağlıdır. Eğer akı çizgileri ideal derecede esnemezliğe sahipse her birinin çivileme merkezleri içindeki uzunluklarının kesirleri  $V_f$  olur. Burada  $V_f$  süperiletkenin hacimsel kesri olup  $(a/l)^3$  değeri ile orantılıdır. Akı çizgileri ideal derecede esnek olduğu durumlarda ise  $V_f$ ,  $(a/l)$  değeri ile orantılı olur. Gerçekte akı çizgileri bu iki mükemmel durumun arasında bir değerde olacak ve  $V_f$  bu iki limit değer arasında değerler alacaktır.

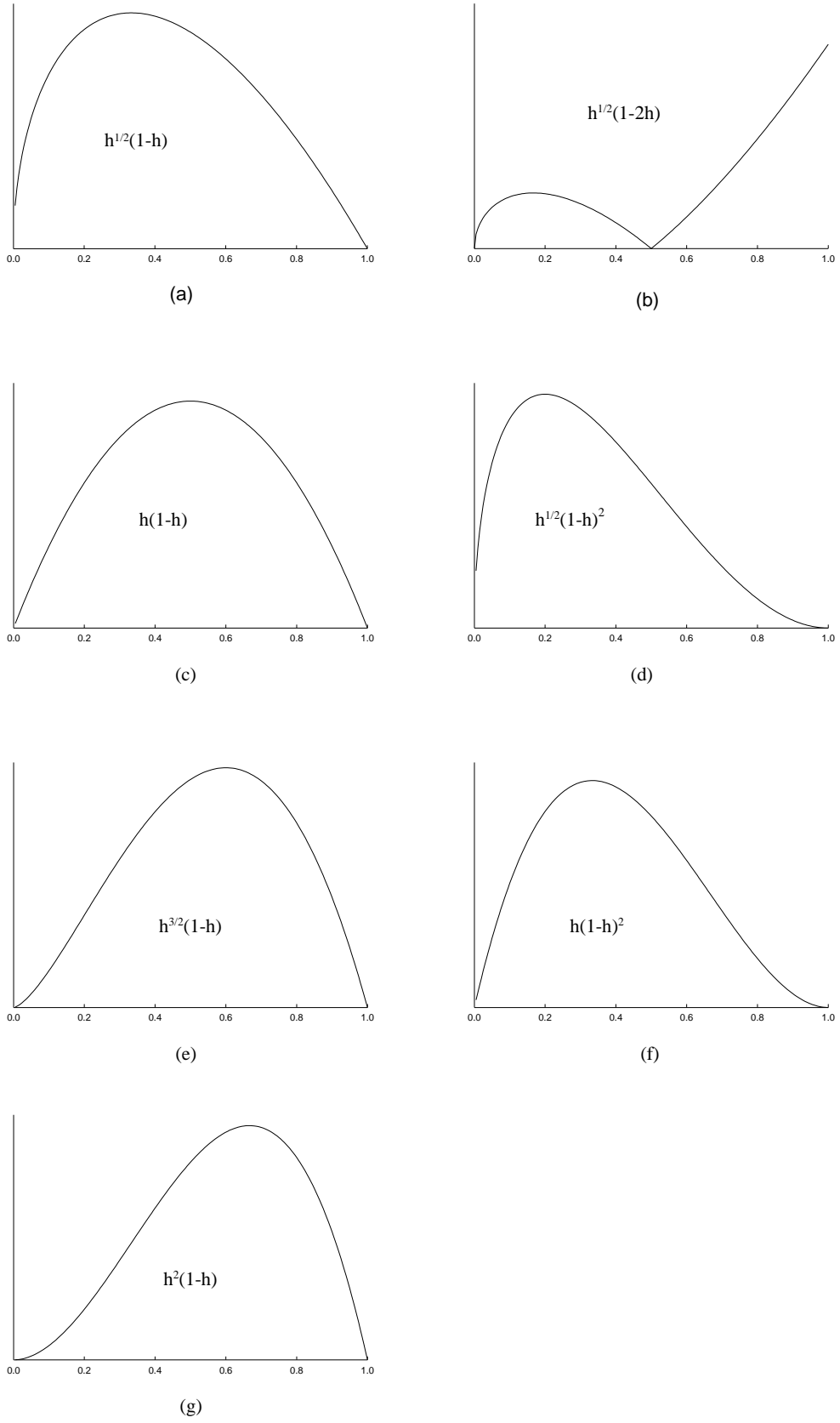
Akı çizgilerinin birim hacim başına uzunluğu  $B/\phi_0$  ve nokta çivileme merkezleri için  $L=V_f B/\phi_0$  olur. Çivilemenin yüzey etkileşiminden kaynaklandığı durumlarda, yüzey çivileme merkezlerinde veya hacimsel çivileme merkezlerinin ara yüzeylerinin çivilemelerinde,  $L=S_v/d$  olur. Burada  $S_v$  çivileme merkezinin birim hacminin Lorentz kuvvetine zıt yöndeki yüzeyinin alanıdır.

(iv) Etkin Faktör,  $\eta$ 

Çivileme fonksiyonunda hesaplar akı çizgileri arasındaki kuvvetin çivileme kuvvetinden büyük ya da küçük olması durumu dikkate alınarak yapılmalıdır. Zayıf çivileme merkezlerinin oluşturduğu etkileşim akı çizgileri arasındaki etkileşimden küçük olur. Düzgün dağılmış güçlü çivileme merkezleri akı çizgilerinin minimum enerjiye (maksimum çivilemeye) sahip konumları almasına izin vereceğinden akı çizgileri arasındaki etkileşim ihmal edilecek kadar küçük olur ve  $\eta = 1$  alınır.

(v) Özel Çivileme Fonksiyonları,  $F_p$ 

Dew-Huges modeline göre manyetik ve göbek etkileşimleri veya normal ve  $\Delta\kappa$  çivilemeleri gibi özel durumlar için  $L$ ,  $\Delta W$ ,  $x$ 'in uygun değerlerine göre belirlenen çivileme fonksiyonunun genel hali;  $F_p = Kh^p(1-h)^q$  şeklindedir. Burada  $h=H/H_{c2}$ ,  $p$  ve  $q$  çivileme mekanizmasına bağlı parametreler ve  $K$ , çivileme etkileşiminin türüne,  $\Delta W$  enerjisine ve çivileme merkezlerinin geometrisine bağlı sabittir. Olası çivileme fonksiyonları Tablo 2.1 'de ve normalize edilmiş alana karşı olası çivileme fonksiyonları Şekil 2.5 'te görülmektedir.



Şekil 2.5. Tablo 2.1 'de verilen olası çivileme fonksiyonlarının  $h$  'ye göre değişimi

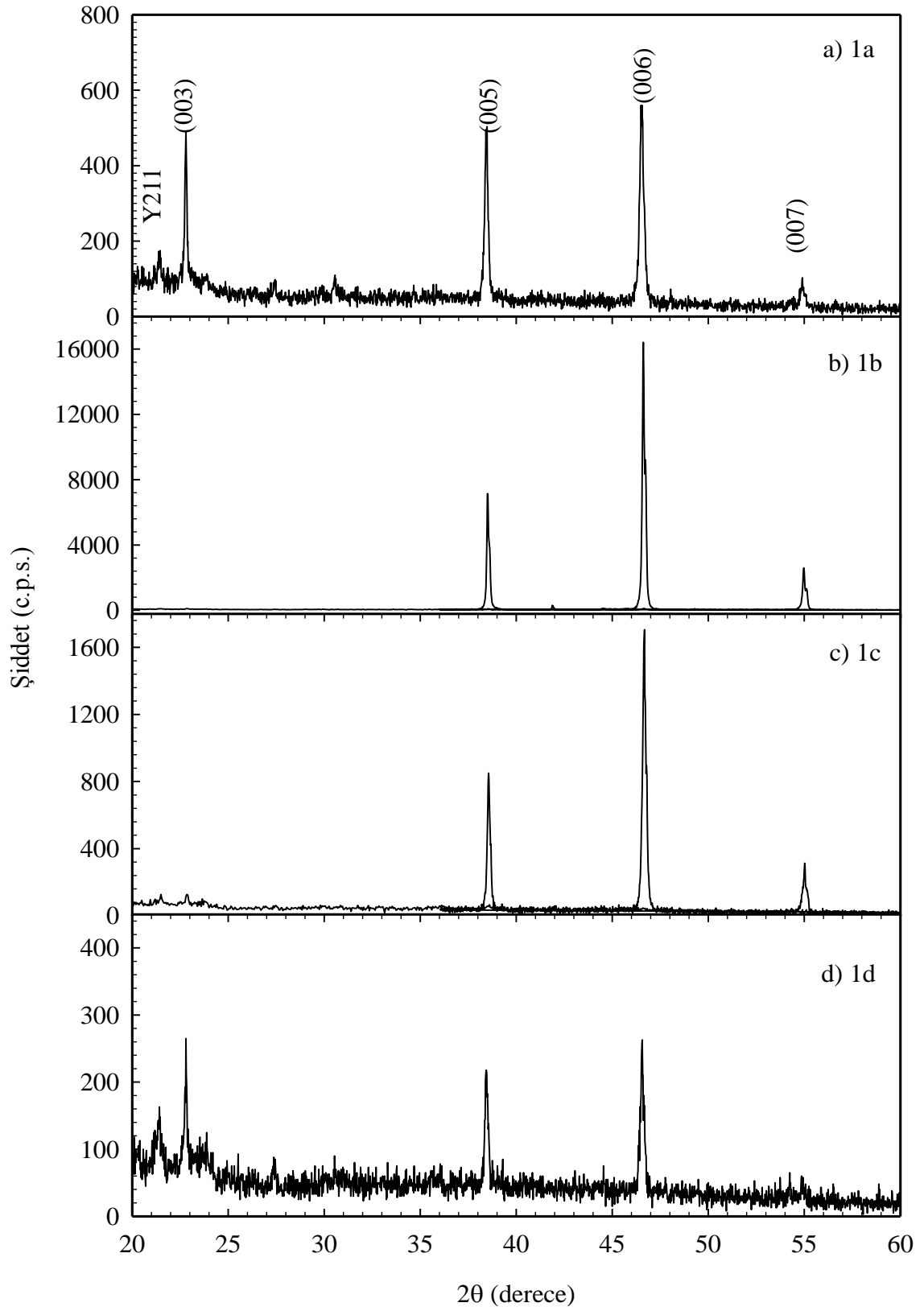
### 3. BULGULAR VE TARTIŞMA

#### 3.1. Deneysel Analiz

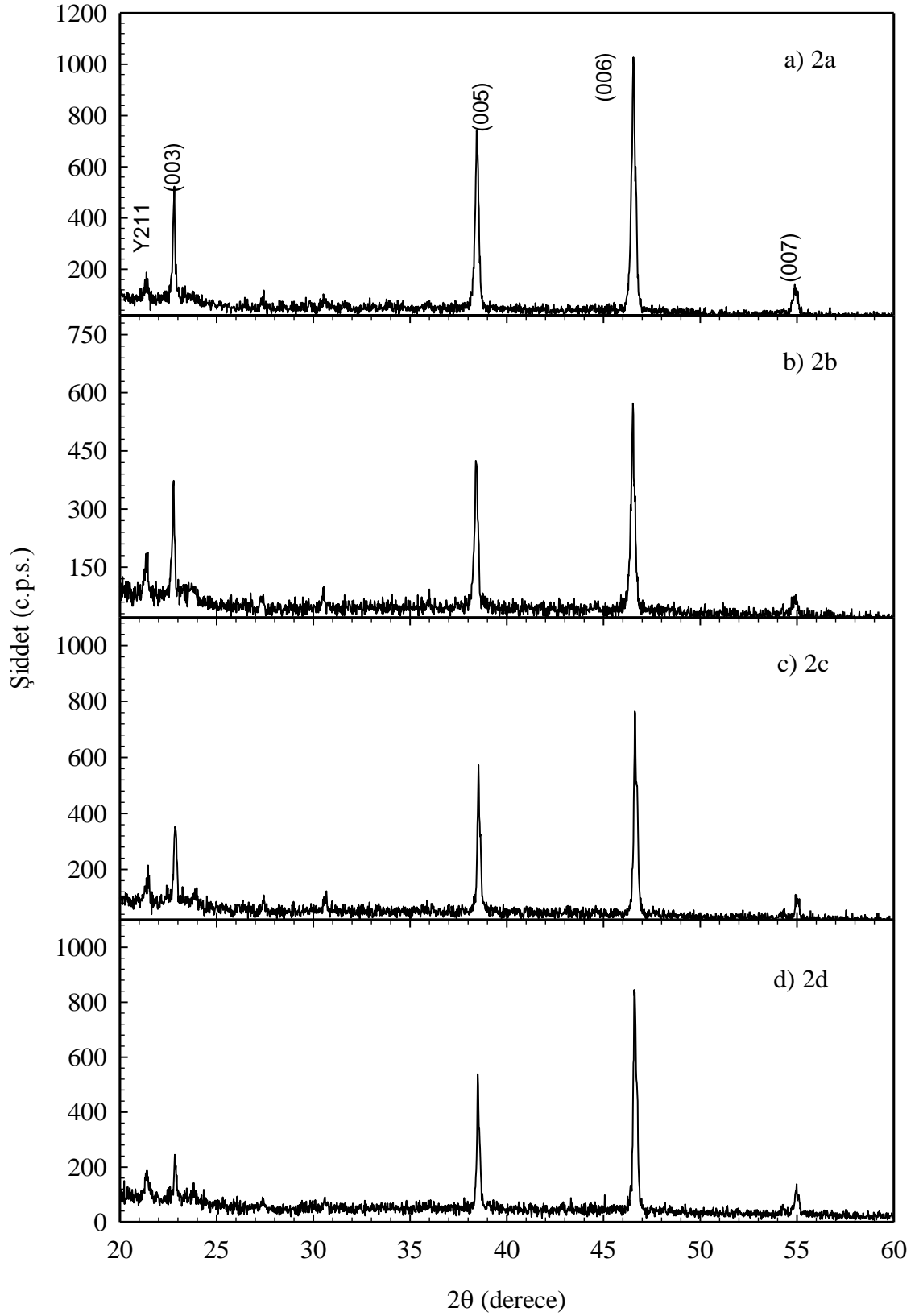
##### 3.1.1. X-Işını Kırınım Deseni

Şekil 3.1 ve Şekil 3.2 'de soğuk aşılama (cold seeding) yöntemiyle hazırlanan  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin (Şekil 2.4 'de kesim şeması görülen) 1a, 1b, 1c, 1d ve 2a, 2b, 2c, 2d küçük parçalarının üst yüzeylerinden alınan  $2\theta = 20 - 60^\circ C$  aralığındaki X-ışını kırınım desenleri görülmektedir. Her iki şekilden de açıkça görüldüğü gibi örneklerde sadece (00l) pikleri gözlenmektedir. Bu örneklerin üst yüzey normallerine paralel olan c-eksenine paralel olarak iyi bir şekilde yönlendikleri anlamına gelmektedir. Üretilen YBaCuO örneğinin içindeki yönelimin her yerde aynı olduğu sonucuna varılmaktadır. Literatürden büyük çekirdeklerin bütün örnek içindeki tane yöneliminin kontrolünün gerekli olduğu bilinmektedir (Wu vd., 1998).

Şekillerden aynı zamanda  $2\theta \sim 21,5$  civarında bir 211 piki gözlenmektedir. Bu, örnekler içinde Y123 fazının yanında Y211 fazının da olduğunu göstermektedir. Buradan süperiletken fazın tam olarak oluştuğu ve örneğin çok iyi bir şekilde kristalleştiği (tek kristal olduğu) bunların yanında örneğin içindeki sıvı faz oranının da tam olduğu açık bir şekilde anlaşılmaktadır. Ayrıca Y211 faz pikinin (00l) piklerine göre oldukça küçük olması bu fazın istenildiği ölçüde oluştuğu ve YBCO bileşiğinin ortorombik yapısını etkilemediği (bozmadığı) anlamına gelir.



Şekil 3.1.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) X-ışını kırınım desenleri



Şekil 3.2.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) x-ışını kırınım desenleri (Aydın vd., 2012).



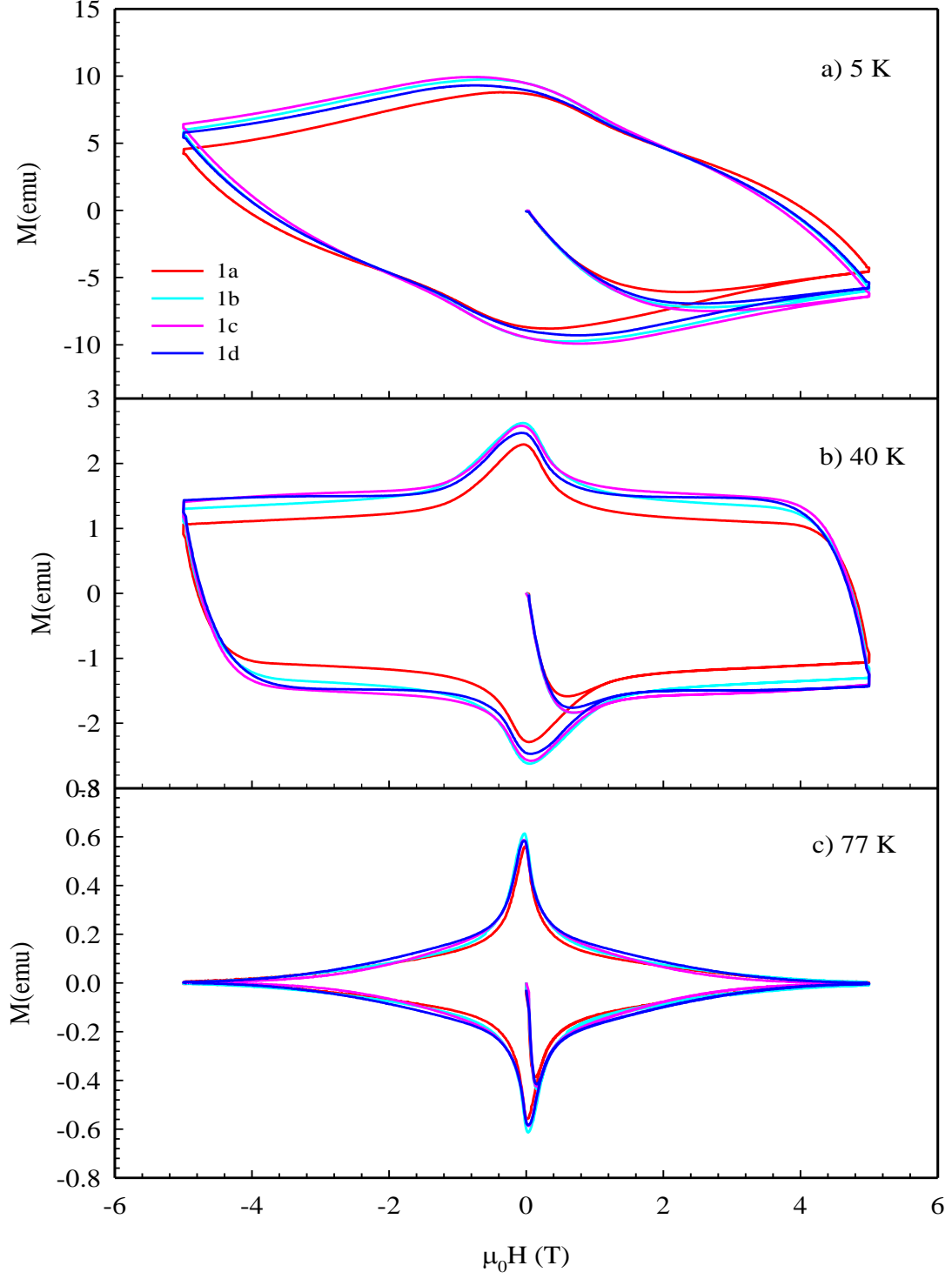
### 3.1.2. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri

Üretilen YBaCuO örneğinin manyetizasyon ( $M-H$ ) ölçümleri 5, 40, 77K sabit sıcaklıklarında, 200 Oe/s süpürme hızında ve -5T ile +5T arasında manyetik alan uygulanarak yapıldı. Her bir ölçüm öncesinde örnek, hapsedilen alanın sıfırlanması için 100K'e kadar ısıtıldıktan sonra alan uygulamaksızın (ZFC), ilgili sıcaklık değerine soğutuldu. Bu sıcaklıklarda, örnek 0,05K hassasiyetinde dengeye getirildikten sonra manyetizasyon ölçümleri yapıldı. Ölçümlerin her aşamasında manyetik alan 5mT/sn hızla değiştirildi. Manyetik alan  $c$ -eksenine paralel olarak uygulandı.

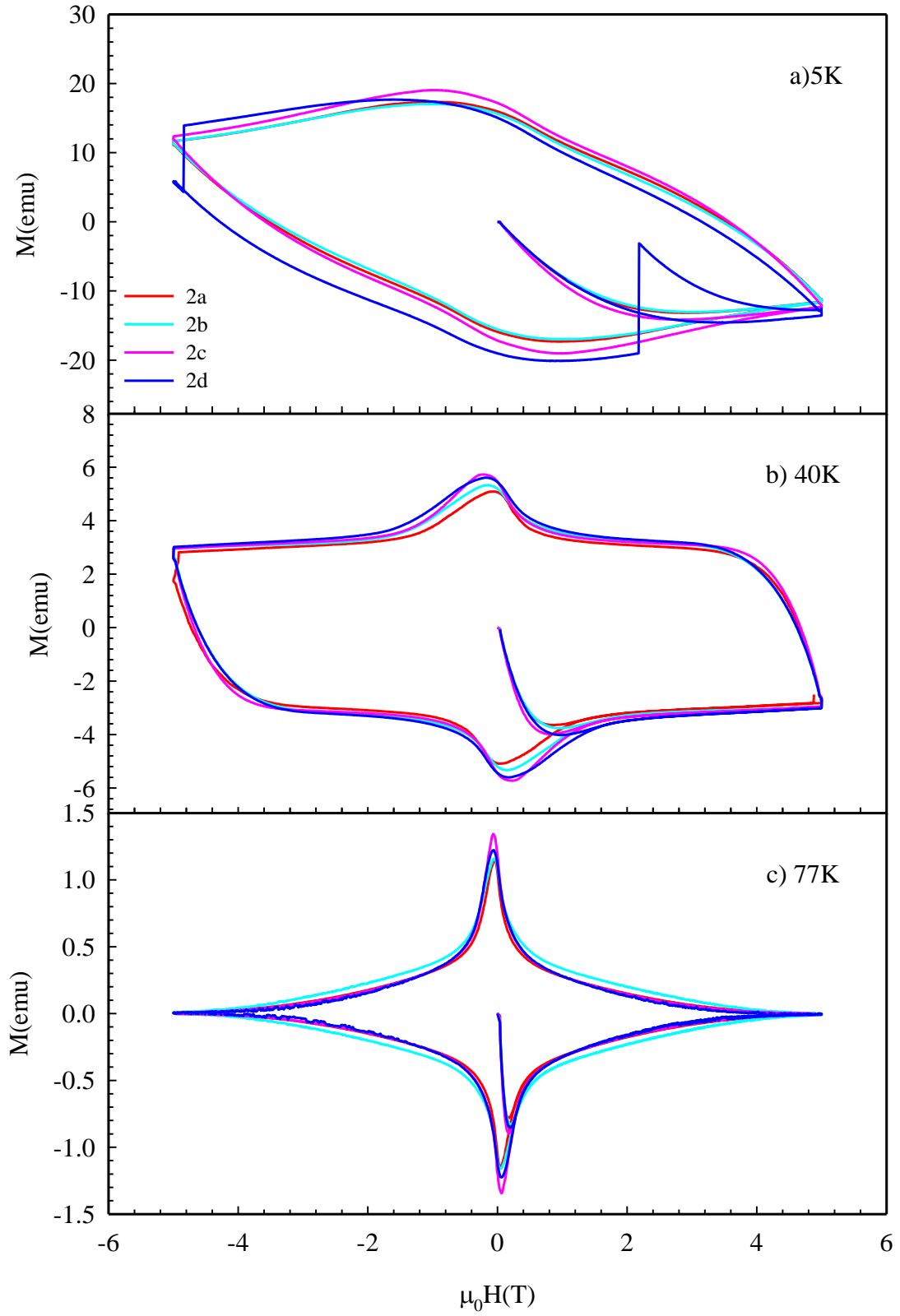
$Y_2O_3$  tabakalı örneğinin kesim şeması Şekil 2.4 'te verilen birinci tabakası (1a, 1b, 1c, 1d) ve ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) değişik sıcaklıklardaki manyetizasyon eğrileri sırasıyla Şekil 3.3 ve Şekil 3.4 'te görülmektedir.  $M-H$  ilmeklerinde belirli bir manyetik alan değerine kadar  $\Delta M$  değerinde artma ve belli bir maksimum değerinden sonra artan manyetik alanla  $\Delta M$  değerinde düşme görülmeyerek, yuvarlak bir davranış göstermiştir. Buradan örneğin tek tane olduğu söylenebilir.  $Y_2O_3$  tabakası üzerinde üretilmiş olan YBaCuO ince filminin  $c$ -yönünde yönlendiği ve tane düzenlenişinin iyi olduğu bilinmektedir (Brown; 2005). Pota içerisindeki  $Y_2O_3$  tabakasının da sıvı fazın fırın içerisine yayılmamasını ve örneğin bu sıvı faz içerisinde büyümesini sağladığı bilinmektedir (Chaud vd., 2000).

Her iki şekilden  $\Delta M$  değerlerinin sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. Bu II. tür süperiletkenlerde çivileme şiddetinin dolayısı ile kritik akım yoğunluğunun sıcaklık ile ters orantılı olmasının bir yansımasıdır ki bu sonuç ilerde  $J_c-H$  ölçümlerinde de doğrulanacaktır.

İkinci tabakadaki 2d parçasının 5K'deki manyetizasyon eğrisinde akı boşalması (flux jumping) olarak adlandırılan bir testere dişi görüntüsü bulunmaktadır. Ölçüm sırasında süpürme hızının yüksek olduğu durumlarda akı boşalması görülür (Yanmaz vd., 2009). Düşük sıcaklıklarda manyetik difüzyon hızı ısısal difüzyon hızından büyük olması ve manyetik akının aniden hareketiyle akı boşalması olur (Dancer vd., 2009).



Şekil 3.3.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) 5, 40 ve 77 K sıcaklıklarındaki manyetizasyon ölçümleri



Şekil 3.4.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) 5, 40 ve 77 K sıcaklıklarındaki manyetizasyon ölçümleri

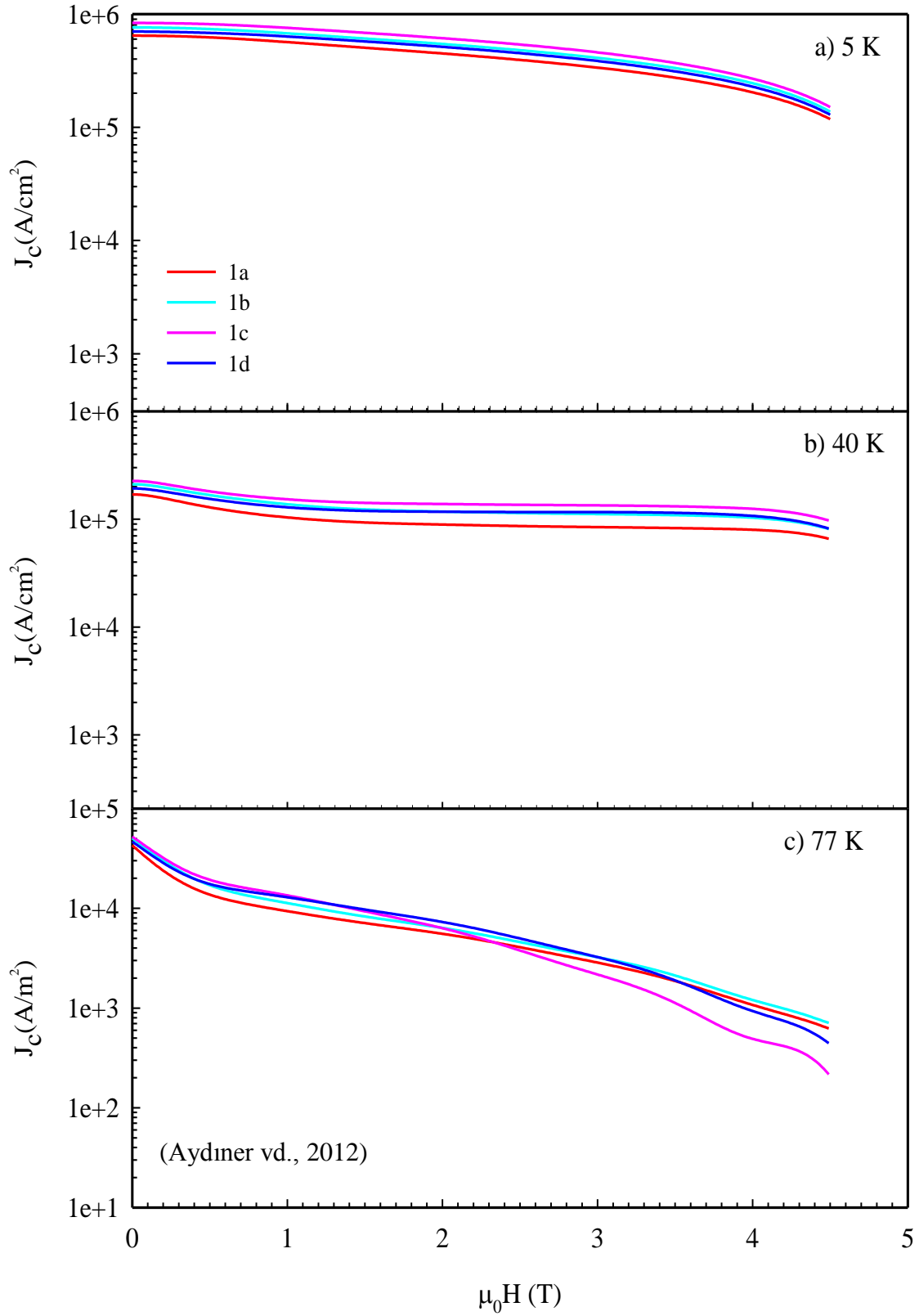
Örneğin birinci ve ikinci tabakasının kritik akım yoğunlukları (Şekil 3.5 ve Şekil 3.6) manyetizasyon ölçüm verilerinden yararlanılarak, düzlem geometri için geliştirilen Bean kritik model kullanılarak hesaplandı. Örnekler dikdörtgenler prizması şeklinde olduğundan hesaplamada aşağıdaki formül kullanıldı.

$$J_c(H) = \frac{\Delta M}{a(1 - a/3b)} \quad (3.1)$$

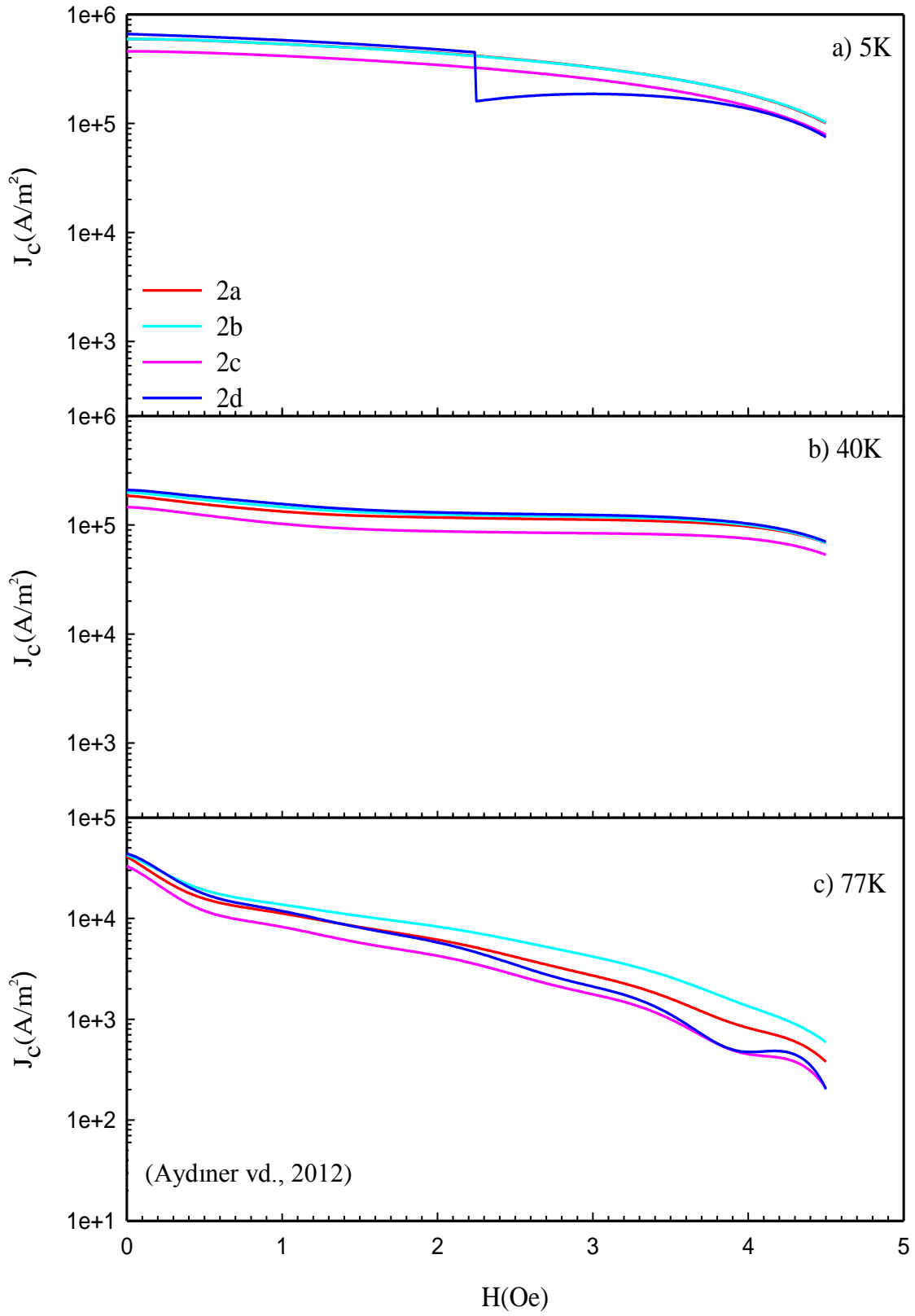
Burada  $a$  ve  $b$  ( $a < b$ )  $cm$  cinsinden örneğin uygulanan alana dik olan ara kesitinin boyutlarıdır (Mohanta ve Behara, 1998).

Şekil 3.5 ve Şekil 3.6 'da görüldüğü gibi kritik akım yoğunluğu sıcaklıkla azalmaktadır. Bu durum, yüksek sıcaklıklarda çivileme merkezlerinin etkinliğinin azalmasından ve bu yüzden de akı sürüklenmesinin artmasından kaynaklanmaktadır (Koblishka vd., 2000). Düşük alan değerlerinde kritik akım yoğunluğu lineer bir şekilde azalırken, yüksek alan değerlerinde kritik akım yoğunluğu neredeyse eksponansiyel olarak azalıyor. Buradan düşük alanlarda çivileme merkezlerinin daha güçlü olduğu açık bir şekilde anlaşılırken yüksek alan değerlerinde vortekslerin (manyetik akı çizgileri) sayısının artık çivileme merkezlerinin (Y211) sayısından fazla olduğu ve bu yüzden akı sürüklenmesinin hızla artacağı ve kritik akım yoğunluğu değerlerini hızlı bir şekilde azaltacağı görülmektedir. Bu kritik akım yoğunluğunun manyetik alana çok güçlü bir şekilde bağlı olduğunun bir göstergesidir.

Şekil 3.6'da, 5K'de 2d parçasının manyetizasyon eğrisinde görülen akı boşalması (flux jump) doğal olarak kritik akım yoğunluğunda da görülmektedir. Süperiletkende akı hareket ederken enerjide bir azalmaya ve bu da sıcaklığın yükselmesine sebep olur. Bu sıcaklık artışı akı hareketini önleyen çivileme kuvvetinin değerini azaltır ve daha çok akımın sürüklenmesine yol açar. Üretilen ısı, uygulanan sıcaklık çok düşük olduğunda (burada 5K) kısa bir süre sonra emilir, çivileme kuvvetinin değeri tekrar yükselir ve ani akı hareketi önlenmiş olur. YBCO örneğinde 5K'de 2d parçasının kritik akım yoğunluğundaki akı boşalması (flux jump), süperiletkende manyetik alanın sürüklenmesi boyunca manyetizasyonun bu şekilde kesikli değişmesinden (Matsushita, 2000) veya süpürme hızının fazla olmasından (Yanmaz vd., 2009) kaynaklanmaktadır. Tablo 3.1 'de örneğin birinci ve ikinci tabakasının 5, 40 ve 77 K için kritik akım yoğunluğu değerleri görülmektedir.



Şekil 3.5.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c,1d) kritik akım yoğunluğu-manyetik alan değerleri



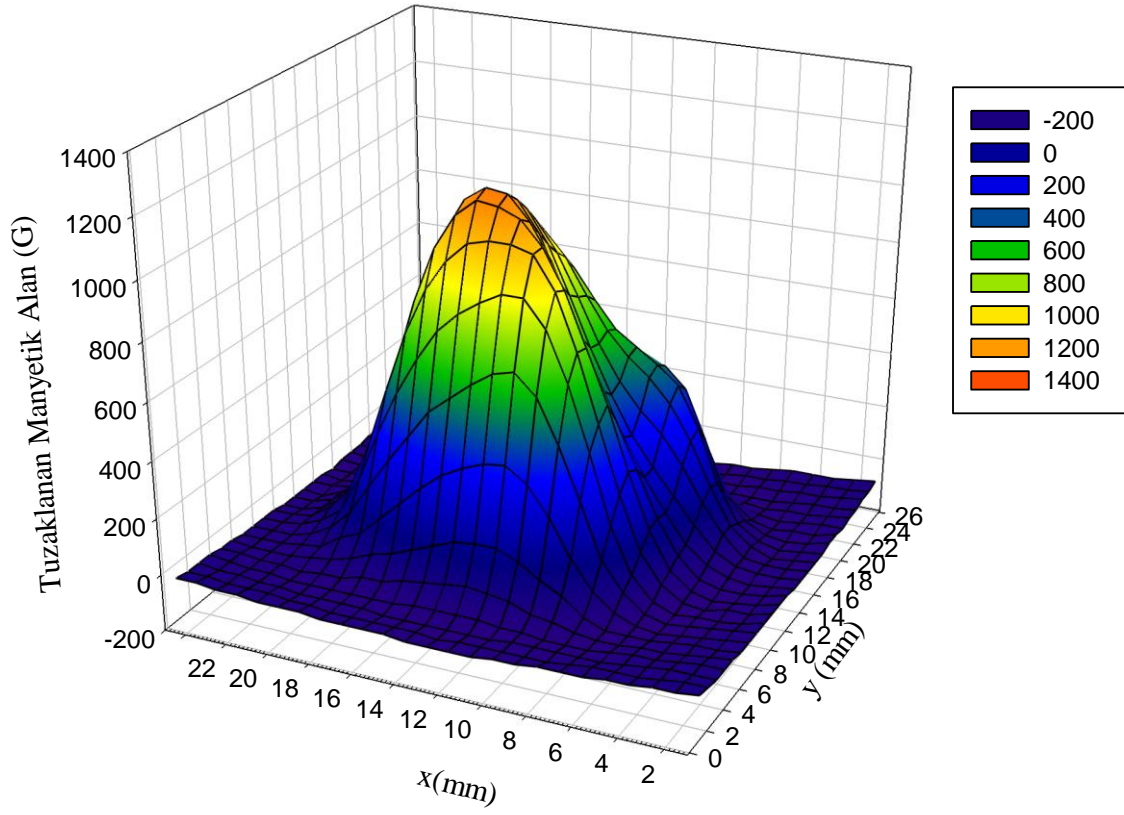
Şekil 3.6.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) kritik akım yoğunluğu-manyetik alan değerleri

Tablo 3.1.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin 0, 1, 2, 3, 4 T manyetik alan altında 5, 40, 77 K sıcaklıklar için kritik akım yoğunluğu değerleri

		0 T	1 T	2 T	3 T	4 T
1a	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$6,5 \times 10^5$	$5,6 \times 10^5$	$4,5 \times 10^5$	$3,3 \times 10^5$	$2,0 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$1,7 \times 10^5$	$1,0 \times 10^5$	$8,9 \times 10^4$	$8,1 \times 10^4$	$7,9 \times 10^4$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$4,3 \times 10^4$	$9,3 \times 10^3$	$5,5 \times 10^3$	$2,8 \times 10^3$	$1,0 \times 10^3$
1b	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$7,6 \times 10^5$	$6,7 \times 10^5$	$6,7 \times 10^5$	$4,1 \times 10^5$	$2,5 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$2,0 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$	$1,1 \times 10^4$	$1,0 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$5,0 \times 10^4$	$1,1 \times 10^4$	$6,3 \times 10^3$	$3,2 \times 10^3$	$1,2 \times 10^3$
1c	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$8,3 \times 10^5$	$7,5 \times 10^5$	$6,1 \times 10^5$	$4,5 \times 10^5$	$2,6 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$2,3 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$1,3 \times 10^5$	$1,3 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$5,2 \times 10^4$	$1,3 \times 10^4$	$6,3 \times 10^3$	$2,1 \times 10^3$	$5,0 \times 10^2$
1d	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$7,0 \times 10^5$	$6,3 \times 10^5$	$5,1 \times 10^5$	$3,9 \times 10^5$	$2,2 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$2,0 \times 10^5$	$1,3 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$1,1 \times 10^5$	$1,0 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$4,6 \times 10^4$	$1,3 \times 10^4$	$7,2 \times 10^3$	$3,2 \times 10^3$	$9,3 \times 10^2$
2a	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$6,0 \times 10^5$	$5,3 \times 10^5$	$4,4 \times 10^5$	$3,2 \times 10^5$	$1,8 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$2,0 \times 10^5$	$1,3 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$1,1 \times 10^5$	$9,8 \times 10^4$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$4,1 \times 10^4$	$1,1 \times 10^4$	$6,1 \times 10^3$	$2,7 \times 10^3$	$8,1 \times 10^2$
2b	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$6,0 \times 10^5$	$5,3 \times 10^5$	$4,4 \times 10^5$	$3,2 \times 10^5$	$1,8 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$2,0 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$9,9 \times 10^4$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$4,2 \times 10^4$	$1,4 \times 10^4$	$8,2 \times 10^3$	$4,1 \times 10^3$	$1,3 \times 10^3$
2c	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$4,5 \times 10^5$	$4,1 \times 10^5$	$3,4 \times 10^5$	$2,5 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$1,5 \times 10^5$	$1,0 \times 10^5$	$8,7 \times 10^4$	$8,3 \times 10^4$	$7,4 \times 10^4$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$3,3 \times 10^4$	$8,2 \times 10^3$	$4,2 \times 10^3$	$1,7 \times 10^3$	$4,5 \times 10^3$
2d	$J_c(A/cm^2)$ (5K)	$6,6 \times 10^5$	$5,8 \times 10^5$	$4,7 \times 10^5$	$1,8 \times 10^5$	$1,3 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (40K)	$2,0 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$1,3 \times 10^4$	$1,2 \times 10^5$	$1,0 \times 10^5$
	$J_c(A/cm^2)$ (77K)	$4,3 \times 10^4$	$1,1 \times 10^4$	$5,7 \times 10^3$	$2,1 \times 10^3$	$4,7 \times 10^2$

### 3.1.3. Tuzaklanan Manyetik Alan Ölçümleri

Külçe örneklerin süperiletkenlik özelliklerinin değerlendirilmesinde bir diğer önemli faktör olan tuzaklanan manyetik alan dağılımları Şekil 3.7 'de görülmektedir. Şekilden  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin tek kristal olduğu görülmektedir. Ayrıca diğer çalışma gruplarının (Sharma vd., 2003) sonuçlarıyla karşılaştırıldığında tuzaklanan manyetik alan değerlerinin oldukça iyi olduğu görülmektedir.



Şekil 3.7.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin yüzeyinin 1 mm üzerinde tuzaklanan manyetik alan değerlerinin üç boyutlu gösterimi (Aydiner vd., 2012)

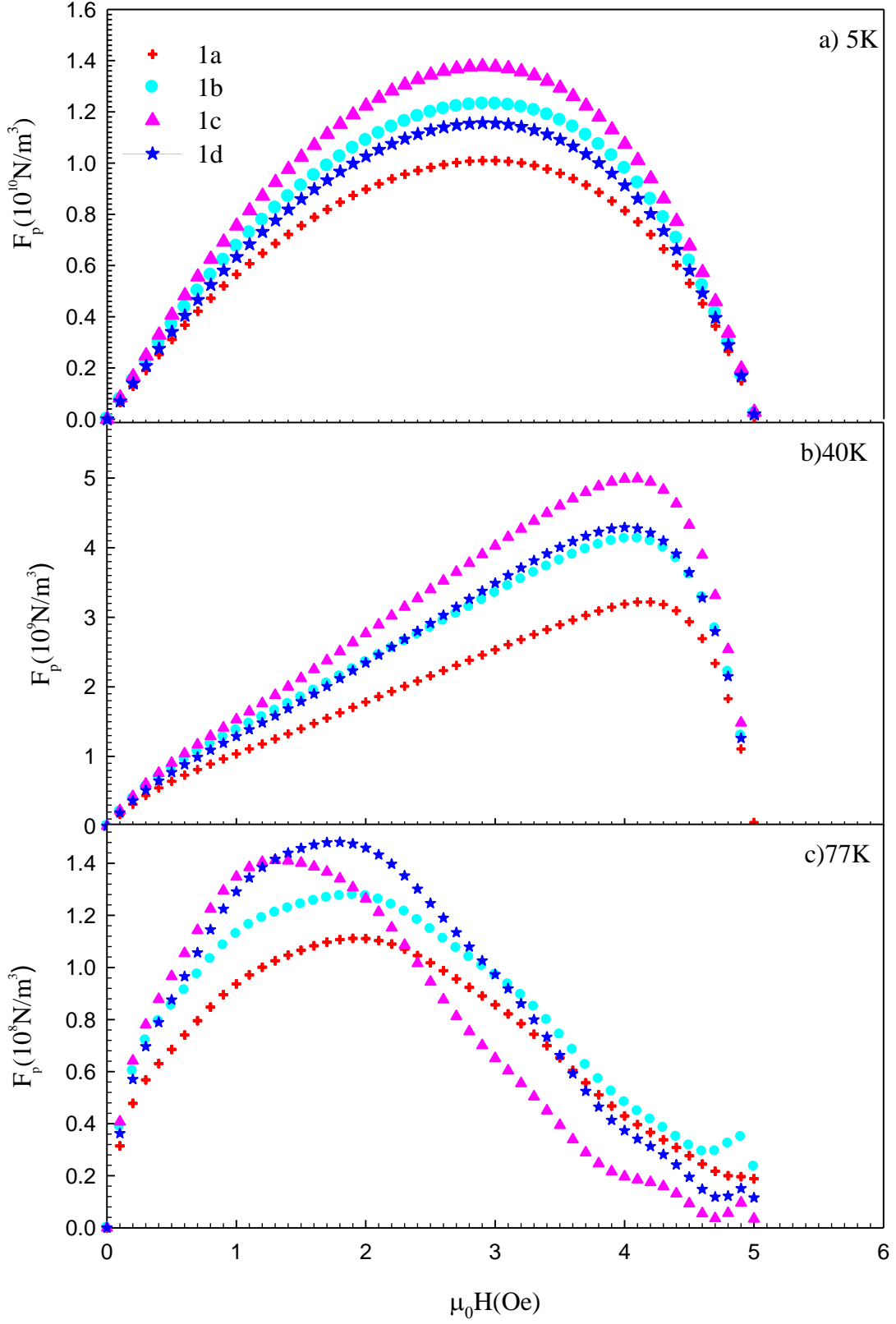


## 3.2. Sayısal Analiz

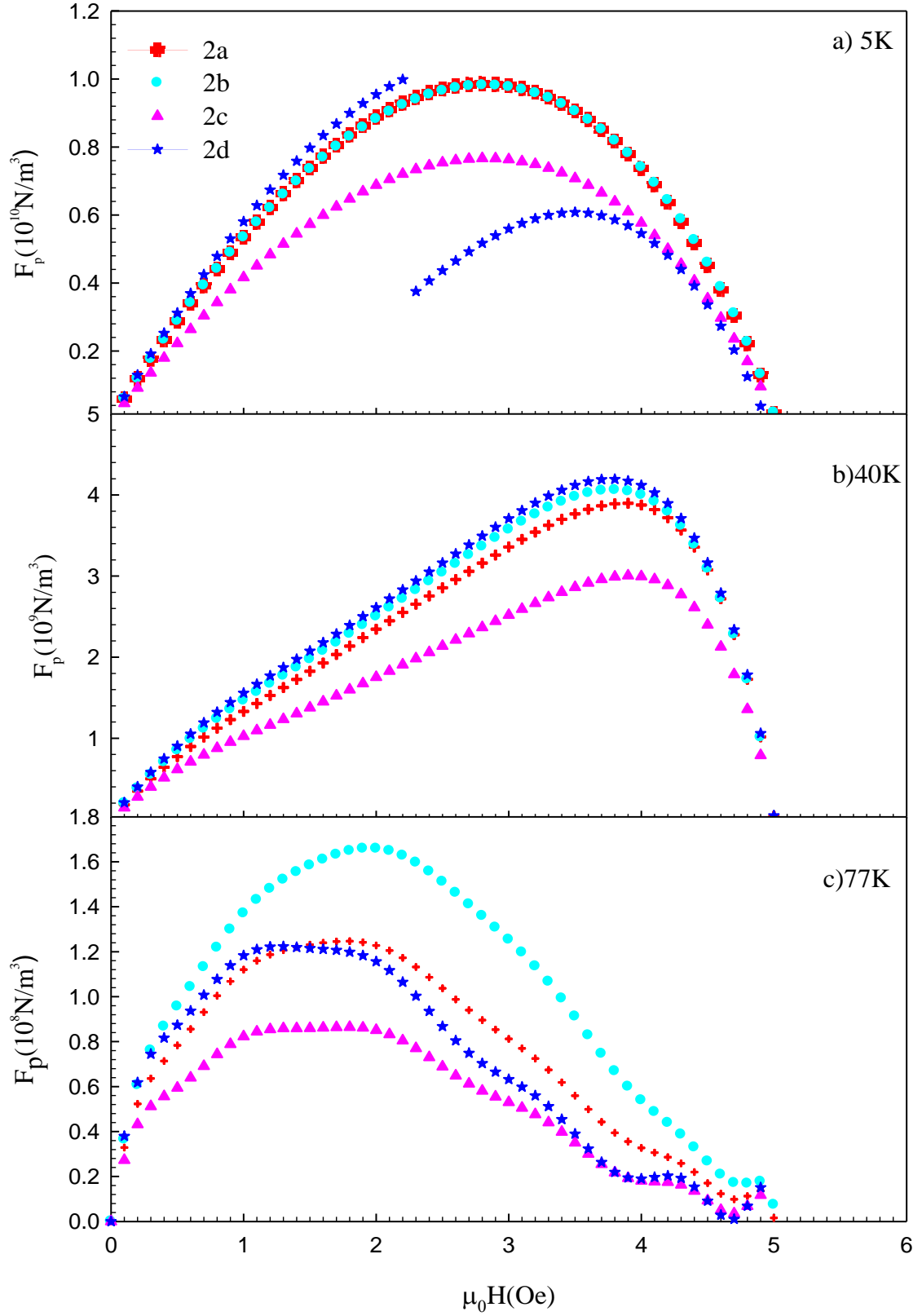
### 3.2.1. YBaCuO Örneğindeki Akı Çivilemesinin Davranışı

Oksit süperiletkenlerin temel uygulamaları için en önemli özellikleri kritik akım yoğunlukları ( $J_c$ )'dır. Bu yüzden yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip süperiletken üretmek için birçok yöntem denenmektedir. Uygulanan manyetik alan,  $H_{c1}$ 'den büyük olduğunda kuantumlanmış akı şeklinde süperiletkene nüfuz eden akı çizgilerini çivileyerek kritik akım yoğunluğu değerlerini artırmak çok önemlidir. Bu da süperiletkenin mikro yapısında yapay veya doğal olarak oluşturulan yapısal kusurlar (çivileme merkezleri) ile süperiletkene giren akı çizgilerinin etkileşimi sonucu meydana gelir. Yapılan deneysel çalışmalardan YBaCuO bileşiklerinin elde edilme sürecinin bir parçası olan hızlı soğutma işlemi ile oluşan ikincil Y211 fazlarının etkin bir şekilde çivileme merkezi olarak çalıştığı bilinmektedir (Murakami vd., 1991).

Şekil 3.8 ve Şekil 3.9 'da kesim şeması Şekil 2.4 'de verilen  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO süperiletkeninin birinci tabakasındaki 1a, 1b, 1c, 1d ve ikinci tabakasındaki 2a, 2b, 2c, 2d küçük parçalarının yukarıda bahsedilen etkileşimden kaynaklanan çivileme kuvveti yoğunluğunun ( $F_p = J_c \times B$ ) uygulanan alana göre değişimi görülmektedir. Şekillerden de görüldüğü gibi her üç sıcaklık için de örneğin birinci ve ikinci tabakasının çivileme kuvveti manyetik alana karşı aynı davranışı sergilemektedir. Her üç sıcaklıkta da uygulanan alan artarken alanın belli bir değerine kadar artan çivileme kuvveti o değerden sonra azalmaya başlıyor ve alanın maksimum değerinde sıfıra düşüyor. Bu beklenen bir değişimdir, çünkü  $J_c$ - $H$  eğrilerinden de (Şekil 3.5 ve Şekil 3.6) görüldüğü gibi kritik akım yoğunluğu alanla azalmakta iken ( $B \sim 5T$ ) değerinde sıfıra düşmektedir. Buradan (şekillerden de görüldüğü üzere) çivileme kuvvet yoğunluğunun bir maksimum değere sahip olduğu ve bu değerlerin her iki tabakada 5K için  $B \sim 3T$  iken 40K için  $B \sim 3T$ , 77K için ise  $B \sim 2,5T$  olduğu görülmektedir. Bu sıcaklık 40K civarındayken, çivileme merkezlerinin daha büyük alanlara karşı dayanabilirliğinin daha iyi olduğu anlamına gelmektedir. Ayrıca her üç sıcaklık için de ikinci tabakanın çivileme kuvvetinin değerleri daha büyüktür. Bunun nedeni Y211 ikincil fazının (çivileme merkezleri) ikinci tabakada daha etkin işlemesi olabilir. Bu da ikinci tabakada Y211 yapısal kusurlarının daha homojen dağılmasından ve daha ince (koharens uzunluğu mertebesinde) olmasından kaynaklanıyor olabilir.



Şekil 3.8.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının 5, 40 ve 77K’de toplam çivileme kuvveti yoğunluğunun uygulanan alanla değişimi

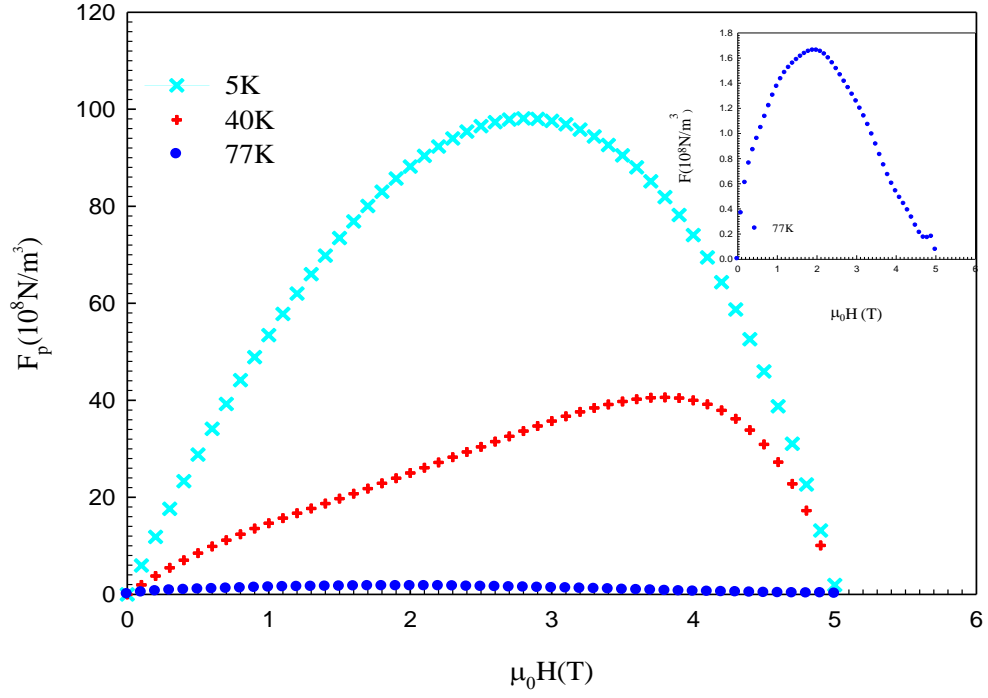


Şekil 3.9.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin ikinci tabakasının 5, 40 ve 77K’de toplam çivileme kuvveti yoğunluğunun uygulanan alanla değişimi

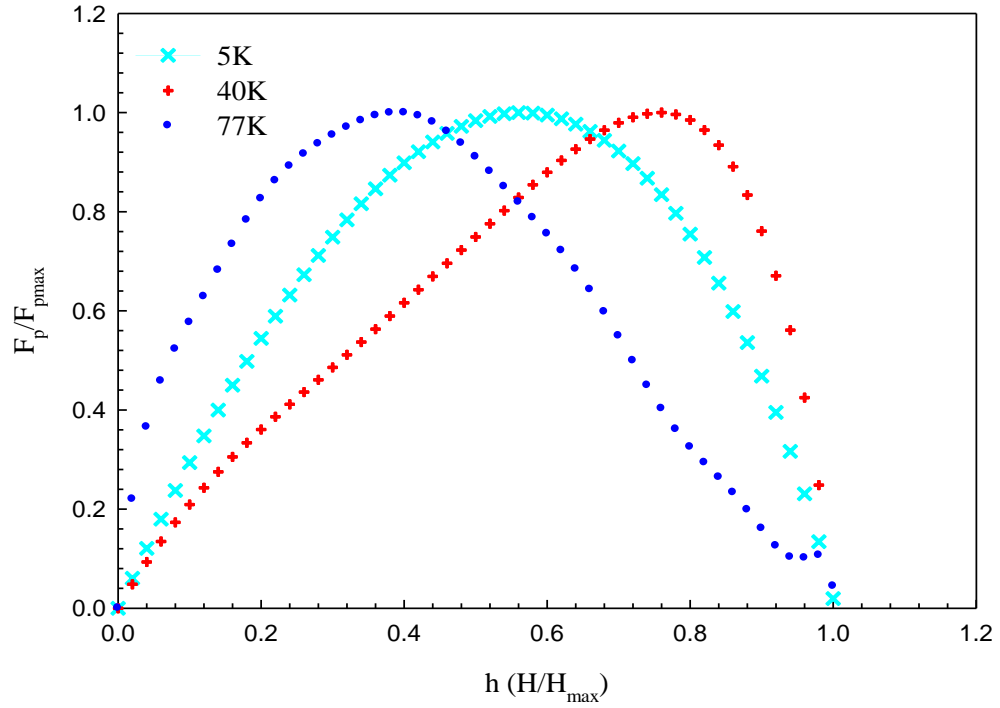
Şekil 3.10'da örneğin çivileme kuvvetinin dolayısıyla da kritik akım yoğunluğunun daha iyi olduğu düşünülen 2b parçasının 5, 40 ve 77K için uygulanan manyetik alana karşı çivileme kuvvetinin değişimi görülmektedir. Şekil 3.11 'de ise yine aynı örnek ve aynı sıcaklıklar için normalize edilmiş çivileme kuvvetinin normalize edilmiş alana karşı değişimi görülmektedir. Şekil 3.10'da sıcaklıkların arasındaki farkın büyük olması, sıcaklık gibi önemli bir parametrenin örneğin çivileme potansiyelini nasıl etkilediğini daha net anlaşılmasını sağlamaktadır. Aynı örneğin farklı sıcaklıklardaki çivileme kuvveti değerleri sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Bu durum, çivileme merkezlerinin düşük sıcaklıklarda daha etkin olmasından böylece kritik akım yoğunluğunun bu sıcaklıklarda daha yüksek olmasından kaynaklanır (Sangjun ve Keeman, 2006).

Ayrıca yine Şekil 3.10 'dan sıcaklıkla çivileme kuvvetinin piklerinin düşük alanlara doğru kaydığı görülmektedir. Pikin yüksek sıcaklıklarda düşük alanlara doğru kayması baskın çivileme mekanizmasını Y211 normal fazlarının oluşturmasından kaynaklanmaktadır (Koblischka vd., 2000). Yukarıda da bahsedildiği gibi YBaCuO örneğinin üretim aşamasında ısı işlemde hızlı (ani) soğutma uygulanmak suretiyle bir termal dalgalanmaya sebep olunmuştur. Termal dalgalanma örneğin çok daha kompleks bir vorteks duruma sahip olmasına ve Y211 gibi bir ikincil fazın oluşmasına sebep olur (Vinokur vd., 1998). Böylece örnekte baskın çivileme mekanizmasının Y211'lerden kaynaklandığı anlaşılmaktadır. Ayrıca 5K'de eğrinin simetrik olması bu sıcaklıkta daha yoğun vorteks fazının (katı vorteks fazı) olmasından kaynaklanır (Sharma vd., 2003).

Şekil 3.11 incelendiğinde 40 K'de pikin konumunun  $h \sim 0.8$  ( $B \sim 4T$ ) olduğu görülmektedir. Böylece pik etrafında akı sürüklenmesi etkisinin çok düşük olduğu anlaşılmaktadır (Vinokur vd., 1998). Bunun yanında pikin konumunun  $h > 0.35$  olduğu durumlarda çivileme mekanizmasının  $\delta l$  (normal) tür çivileme merkezlerinden açıklanamayacağı, bu durumda etkin çivilemenin sadece  $\Delta\kappa$  türü bir çivileme olabileceği bilinmektedir (Koblischka vd., 2000). Normal durum direncindeki değişimler, dislokasyonlar ve oksijen boşlukları gibi kusurlar  $\Delta\kappa$  türü bir çivilemeye neden olur (Kim vd., 2003). Böylece 40 K'de etkin çivileme türünün yüksek alanlarda  $\Delta\kappa$  olduğu ve bunun oksijen boşluklarından kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 3.10.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin 2b kısmının 5, 40 ve 77K için manyetik alana karşı çivileme kuvvetinin değişimi



Şekil 3.11.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin 2b kısmının 5, 40 ve 77 K için normalize edilmiş manyetik alana karşı normalize edilmiş çivileme kuvvetinin değişimi

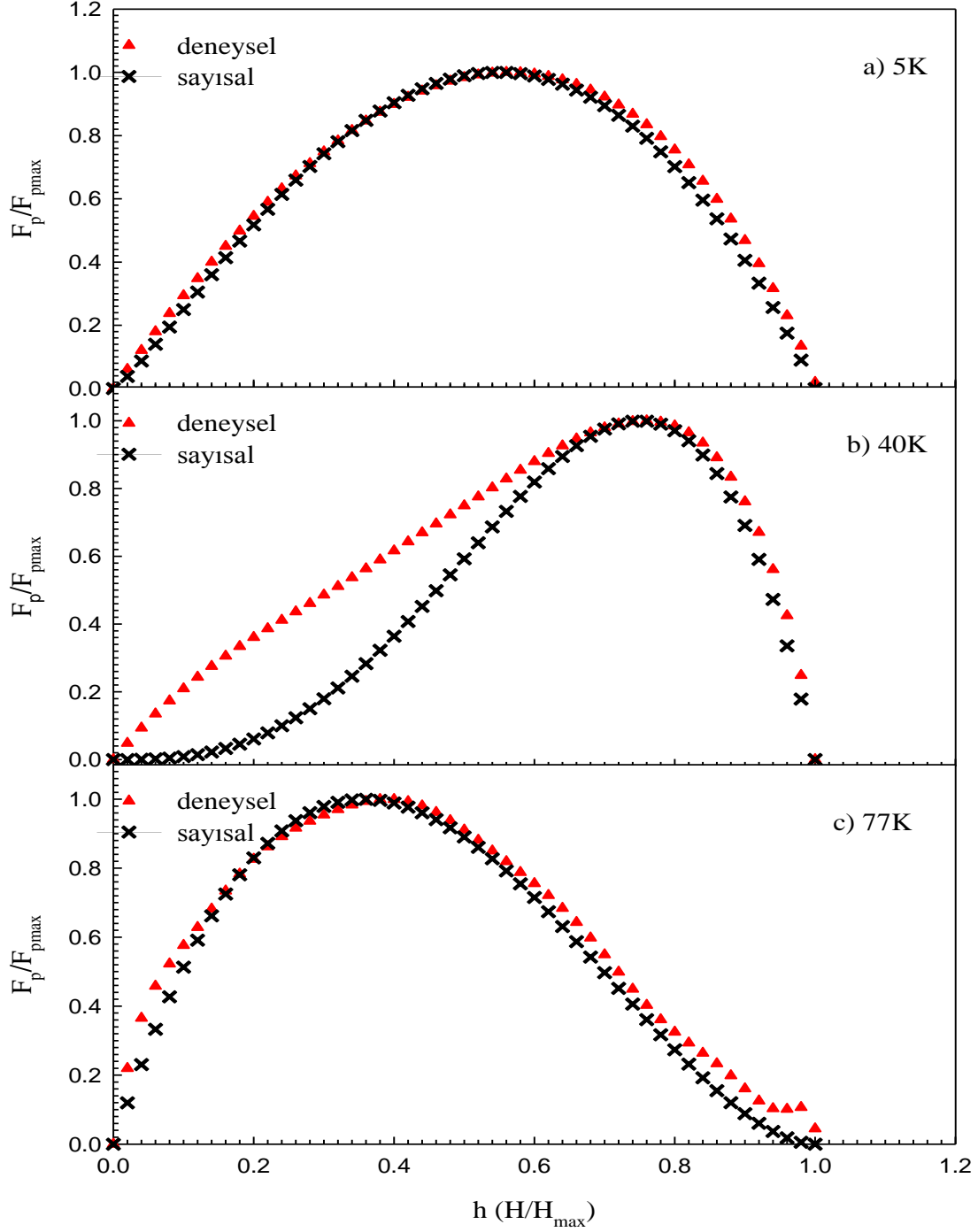
### 3.2.2. YBaCuO Örneğindeki Çivileme Mekanizması

Süperiletkenin performansını belirleyen temel özellikler kritik akım yoğunluğu, tersinmez alanı ve maksimum çivileme kuvvetidir (Varanasi vd., 2007). Bu yüzden süperiletkenin bütün bu özelliklerini belirleyen ve onları iyileştiren çivileme mekanizmasını analiz etmek deneysel ve teorik çalışan süperiletkenler için çok önemlidir. Bütün bunlardan dolayı bu kesimde YBaCuO örneğinin  $Y_2O_3$  tabakasıyla da desteklenen hızlı soğutma işlemiyle doğal olarak oluşturulmuş 211 parçacıklarından meydana gelen çivileme mekanizması incelenecektir. Bir önceki kesimde çivileme kuvvetinin manyetik alana karşı davranışının örneğin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) ve ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) kendi içlerinde uyumlu olduğu görülmüştür. Bu yüzden inceleme sadece kritik akım yoğunluğu değerleri daha iyi olduğu düşünülen 2b küçük parçası için yapılmıştır.

Hızlı (ani) soğutulma işlemiyle oluşturulan Y211 fazının sebep olduğu çivileme türü örneğin mikro yapısına, sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak değişir (Higuchi ve Yoo, 1988). Dolayısıyla YBaCuO örneğinin çivileme mekanizmasının türü Dew-Huges modeline göre bu parametreler doğrultusunda incelendi. Şekil 3.12 'de örneğin deneysel normalize edilmiş çivileme kuvvetinin normalize edilmiş manyetik alana göre değişiminin Dew-Huges modelindeki çivileme türleri ile karşılaştırılması (sayısal eğri) görülmektedir.

Şekil 3.12(a)'da 5 K sıcaklıkta örneğin çivileme mekanizmasının uygulanan alan boyunca sayısal eğriyle uyum içinde olduğu görülmektedir. "2.2.1.2. Çivileme fonksiyonu" kesiminde verildiği gibi verildiği gibi çivileme fonksiyonu  $F_p = Kh^p(1 - h)^q$  şeklindedir ve 5K için  $p$  ve  $q$  parametreleri 1,  $h=0.5$ 'tir. Tablo 2.1'de görüldüğü gibi bu çivileme fonksiyonu  $\Delta\kappa$  türü bir çivilemeye aittir ve çivileme merkezleri hacimsel geometriye sahiptir. Bu tür çivileme merkezinde çivileme merkezleri ile akı çizgileri arasında ise göbek (core) etkileşimi söz konusudur. Literatürden (Sangjun ve Keeman, 2006) Y211 parçacıklarının orta ve yüksek sıcaklıklarda etkin bir şekilde çivileme merkezi olarak çalışırken, düşük sıcaklıklarda etkilerini tamamen kaybettikleri bilinmektedir. Dolayısıyla bu sıcaklık için  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin çivileme mekanizması Y211 ikincil fazından kaynaklanmamaktadır. REBCO külçe malzemelerde kompozisyondaki homojensizlik kritik manyetik alan ve kritik sıcaklıkta dalgalanmalara ve bu da  $\Delta\kappa$  türü çivilemelere neden olur (Varanasi vd., 2007). Böylece 5K sıcaklık için çivileme

etkileşiminin kompozisyondaki dalgalanmalardan, normal durum direncindeki değişimlerden veya dislokasyonlardan kaynaklandığı söylenebilir.



Şekil 3.12.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin 2b kısmının 5, 40 ve 77 K için çivileme fonksiyonunun  $h (H/H_{max})$ 'ye göre değişimi

Şekil 3.12(b)'de 40 K için yüksek alan değerlerinde ( $h > 0.6$ ) çivileme parametrelerinin  $p=2$ ,  $q=1$  ve  $h=0.67$  olan çivileme mekanizması türü ile oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Bu çivileme mekanizmasında çivileme merkezleri noktasal geometriye sahiptir ve yine  $\Delta\kappa$  türü çivileme mevcuttur. Noktasal çivileme merkezleri ile akı çizgilerinin etkileşimi ise çivileme merkezleri ile süperiletken arasındaki enerji farkından kaynaklanan göbek (core) etkileşimidir. Dolayısıyla buradan Y211 parçacıklarının orta sıcaklıklarda ancak yüksek alan bölgesinde etkisini göstermeye başladığı açıkça görülmektedir.

Noktasal çivileme merkezleri (burada Y211 ikincil fazları) göbek (core) etkileşimi yaptığında "2.2.1.2. Çivileme Fonksiyonu" kesiminde tanımlanan boyutları  $a$ 'nın ve aralarındaki mesafe  $l$ 'nin  $\lambda$  girme derinliğinden çok küçük olduğu Tablo 2.1'den bilinmektedir. Dolayısıyla hızlı soğutma ile yapılan termal dalgalanmaların sebep olduğu Y211 parçacıklarının boyutları  $\lambda$ 'dan küçüktür her biri sadece tek bir akı çizgisi ile etkileşebilmektedir (Matsushita, 2000). 40 K'de düşük alanlarda deneysel eğrinin sayısal eğriye göre daha tümsekli olması bu sıcaklıkta iki tür ( $\Delta\kappa$ ,  $\delta l$ ) çivileme mekanizmasının baskın olduğu anlamına gelir (Koblishka ve Sounovski, 2005).

77 K'de çivileme mekanizması analizi için Şekil 3.12(c) incelendiğinde çivileme parametrelerinin bu sıcaklık içinde düşük alanlardaki küçük sapma dışında sayısal eğri ile neredeyse çakışık olduğu görülmektedir. Bu sıcaklıktaki çivileme fonksiyonunun parametreleri ise  $p=1$ ,  $q=2$  ve  $h \sim 0.33$ 'dir. Tablo 2.1 'den bu etkileşim türünün de göbek (core) etkileşimi olduğu, çivileme merkezlerinin nokta geometrisine sahip olduğu ve normal ( $\delta l$ ) türü bir çivileme söz konusu olduğu görülmektedir. Bu özellikler Y211'lerin oluşturduğu çivilemelere aittir. Dolayısıyla 77 K'de YBaCuO örneği için baskın çivileme Y211 ikincil fazdan kaynaklanmaktadır. Bunun dışında Y211 parçacıklarının (özellikle orta ve yüksek alanlarda) sıcaklığın 40 K dolaylarında olması itibariyle etkin bir şekilde çivileme özelliği sergilemeye başladığı ve 77 K 'de örnekteki çivileme etkileşimini tamamen üstlendiği yorumu yapılabilir. Y211 'lerin geometrisinin noktasal olması boyutlarının yukarıda bahsedildiği gibi  $\lambda$ 'dan çok küçük olması demektir. Bu da yaklaşık olarak koharens uzunluğu mertebesinde olduğu anlamına gelir. Yani hızlı soğutma yoluyla doğal bir şekilde oluşturulan 211 parçacıklarının kontrol edilmeksizin boyutlarının istenilen ölçüde olabileceği anlaşılmaktadır. Tablo 3.2 'de  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin birinci ve ikinci tabakasının çivileme fonksiyonları ve çivileme türünü belirleyen parametreler görülmektedir.



Tablo 3.2.  $Y_2O_3$  tabakalı YBaCuO örneğinin birinci tabakasının (1a, 1b, 1c, 1d) ve ikinci tabakasının (2a, 2b, 2c, 2d) çivileme türleri ve çivileme fonksiyonu parametreleri

	Sıcaklık (K)	Çivileme Türü	$p$	$q$	$h$	Çivileme Merkezlerinin Geometrisi	Etkileşim Türü
1a	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	Göbek (Core) Etkileşimi
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.76	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.38	Noktasal	
1b	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.77	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.38	Noktasal	
1c	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.78	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.33	Noktasal	
1d	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.77	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.38	Noktasal	
2a	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.76	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.35	Noktasal	
2b	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.76	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.33	Noktasal	
2c	5	$\Delta\kappa$	1	1	0.5	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.76	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.33	Noktasal	
2d	5	$\Delta\kappa$	1	1	---	Hacimsel	
	40	$\Delta\kappa, \delta l$	2	1	0.76	Noktasal	
	77	$\delta l$	1	2	0.28	Noktasal	

Tablodan örneğin sadece 2b kısmının değil birinci ve ikinci tabakasının tamamında 5K için  $\Delta\kappa$ , 40K için  $\Delta\kappa$ ,  $\delta l$  türlerinin her ikisi ve son olarak 77K için  $\delta l$  türü bir çivilemenin olduğu görülmektedir. Birinci ve ikinci tabakanın çivileme mekanizmasının bu uyumu örneğin mikro yapısının homojenliği ve tek kristal olduğu gerçeği ile açıklanabilir.

#### 4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda 107T751 nolu TÜBİTAK (1001) projesi kapsamında Soğuk Aşılama Yöntemi (Cold Seeding Method) kullanılarak üretilen YBaCuO örneği hazır olarak alındı. Örneğin x-ışınları kırınım desenleri ölçülerek yapısal özellikleri incelendi. Manyetik özellikleri incelenen örneğin, bu özelliklerden yararlanılarak Dew-Huges Modeli'ne göre çivileme mekanizmasının türü ve özellikleri belirlendi.

- Alınan ölçümler ve yapılan incelemeler sonucunda aşağıdaki sonuçlar elde edildi:
  1. Örneğin XRD desenleri değerlendirildiğinde örnekte sadece (001) ve Y211 piklerinin olduğu buradan ise süperiletken fazın tam olarak oluştuğu ve örneğin çok iyi bir şekilde kristalleştiği (tek kristal olduğu) sonucu çıkarıldı.
  2. Manyetizasyon ölçüm sonuçları neticesinde;  $M-H$  ilmeklerinden örneğin tek tane olduğu sonucuna varıldı.  $\Delta M$  değerlerinin sıcaklıkla azaldığı görüldü. Bunun II. tür süperiletkenlerde çivileme şiddetinin, dolayısı ile kritik akım yoğunluğunun sıcaklık ile ters orantılı olmasından kaynaklandığı değerlendirildi. Y211 ikincil fazının ikinci tabakada daha ince (koharens uzunluğu mertebesinde) olduğu ve tabakaya daha homojen bir şekilde dağıldığı sonucuna varıldı.
  3. Kritik akım yoğunluğu hesabından; sıcaklıkla kritik akım yoğunluğunun azaldığı görüldü. Buradan yüksek sıcaklıklarda akı sürüklenmesinin arttığı sonucuna varıldı. Düşük alan değerlerinde kritik akım yoğunluğu lineer bir şekilde azalırken, yüksek alan değerlerinde neredeyse eksponansiyel şekilde azaldığı görüldü. Dolayısıyla düşük alanlarda çivileme merkezlerinin daha güçlü olduğu, yüksek alan değerlerinde vortekslerin (manyetik akı çizgileri) sayısının çivileme merkezlerinin (Y211) sayısından fazla olduğu ve bu yüzden akı sürüklenmesinin hızla arttığı sonucu çıkarıldı.
  4. Tuzaklanan manyetik alan ölçümlerinden örneğin x-ışınları kırınım desenleri ve  $M-H$  ölçümleri sonucunu destekler şekilde tek kristal olduğu görüldü.
- Sayısal hesaplamalar ve analizleri sonucunda aşağıdaki sonuçlar elde edildi:
  1. Uygulanan alan artarken alanın belli bir değerine kadar artan çivileme kuvveti o değerden sonra azalmaya başlamakta ve alanın maksimum değerinde sifıra düşmektedir. Çivileme kuvvet yoğunluğu bir maksimum değere sahiptir ve bu değer

5K için  $B \sim 3T$  iken 40K için  $B \sim 3T$ , 77K için ise  $B \sim 2,5T$  büyüklüğündedir. Buradan 40 K'deki çivileme mekanizmasının manyetik alana karşı dayanabilirliğinin daha iyi olduğu sonucu çıkarıldı.

## 2.

*a.* 5K için örneğin çivileme merkezlerinin türü  $\Delta\kappa$  ve geometrisi hacimseldir. Çivileme merkezleri ile akı çizgileri arasında ise göbek (core) etkileşimi söz konusudur. Y211 fazının bu sıcaklık için çivileme merkezi olarak çalışmadığı açık bir şekilde anlaşıldı.

*b.* 40 K için alan değerlerine bağlı olmak üzere her iki çivileme türü de baskındır ve  $p=2$ ,  $q=1$  ve  $h=0.67$ 'dir. Bu sıcaklıktaki çivileme mekanizması türünde çivileme merkezleri noktasal geometriye sahiptir ve  $\Delta\kappa$  çivilemesi mevcuttur. Noktasal çivileme merkezleri ile akı çizgilerinin etkileşimi göbek (core) etkileşimidir. Buradan Y211 fazının ancak orta sıcaklıklarda ve yüksek alan bölgesinde etkisini göstermeye başladığı sonucuna varıldı.

*c.* Y211 parçacıklarının boyutlarının  $\lambda$  girme derinliğinden çok küçük olduğu dolayısıyla yaklaşık olarak koharens uzunluğu mertebesinde olduğu anlaşıldı.

*d.* 77 K'de çivileme fonksiyonunun parametreleri ise  $p=1$ ,  $q=2$  ve  $h \sim 0.33$ 'dir. Bu etkileşim türünün de göbek (core) etkileşimi olduğu, çivileme merkezlerinin nokta geometrisine sahip olduğu ve normal ( $\delta l$ ) türü bir çivileme söz konusu olduğu görüldü. Bu özellikler Y211'lerin oluşturduğu çivilemelere merkezlerine aittir. Dolayısıyla 77 K'de YBaCuO örneği için baskın çivileme Y211 ikincil fazından kaynaklandığı sonucuna varıldı.

*e.* Y211 parçacıklarının (özellikle orta ve yüksek alanlarda) sıcaklığın 40 K dolaylarında olması itibariyle etkin bir şekilde çivileme özelliği sergilemeye başladığı ve 77 K'de örnekteki çivileme etkileşimini tamamen üstlendiği sonucuna varıldı.

*f.* Hızlı (ani) soğutma yoluyla doğal bir şekilde oluşturulan Y211 parçacıklarının boyutlarının kontrol edilmeksizin istenilen ölçüde olabileceği anlaşıldı.

3. Sıcaklığın ve manyetik alanın çivileme mekanizmasını belirlemede çok önemli parametreler olduğu sonucuna varıldı.

4. Dew-Huges akı çivileme mekanizmasının sınıflandırılması [flux pinning force density scaling (FPFDS)] modelinin süperiletken örneklerin çivileme mekanizmasını belirlemede çok başarılı olduğu sonucuna varıldı.

## 5. ÖNERİLER

1. Örneğin üst kritik manyetik alanın hesaplanması buradan koharens uzunluğu, girme derinliği, alt kritik manyetik alanı gibi süperiletkenlik parametrelerinin belirlenmesi ve bunlardan yararlanılarak aktivasyon veya serbest çivileme enerjisinin hesaplanması ayrı bir çalışma olarak yapılabilir.

2. Külçe süperiletkenin üretim aşamasında Y211'ler dışarıdan yapay olarak eklenebilir ve bunların boyutlarını ideal hale getirmek için yöntemler denenebilir. Bu yöntemlerden birisi Pt ve CeO<sub>2</sub>'nin uygun oranlarda eklenmesidir

3. Dışarıdan yapay olarak katılan Y211'lerin oluşturduğu çivileme mekanizmaları ile ani soğutma yöntemiyle doğal olarak oluşturulan Y211'lerin çivileme mekanizmaları ve bunların kritik akım yoğunluğu değerlerine nasıl yansıdığı karşılaştırılabilir.

4. Çivileme merkezlerinin süperiletken fazdan uzaklığıyla doğru orantılı olan etkinliğini artırmak için ferromanyetik özelliğe sahip yapılar eklenerek çivilemenin şiddeti ve buna bağlı olarak kritik akım yoğunluğu değerleri artırılabilir.

5. REBCO külçe süperiletkenlerde kompozisyondaki dalgalanmalar  $\Delta\kappa$  türü çivilemelere neden olmaktadır. Bu yüzden yüksek çözünürlüklü elektron mikroskobu veya elektron enerji kaybı spektroskopisi karakterizasyonları ile kompozisyondaki dalgalanmaların nedenleri belirlenebilir.

6. Belirlenen çivileme merkezleri türleri özellikle Kramer modeli gibi basit ve başarılı modellerle analiz edilip farklı bakış açıları ve yönelmeler elde edilebilir.

## 6. KAYNAKLAR

- Abrikosov, A., 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Grup, Soviet Physics JTEP, 5, 6, 1174-1182.
- A., Askerzade., 2005. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, birinci basım, Gazi Kitabevi, Ankara.
- Ayaş, A.,O., 2010. Süperiletken Malzemelerde Manyetik Levitasyon Mekanizması, Yüksek Lisans, Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Aydiner, A., Çakır, B., Başoğlu, B.,Seki, H., Wongsatanavarid, A., Murakami, M. and Yanmaz, E., 2012, Magnetic Properties of YBCO Single-Crystal Grown on  $Y_2O_3$  Layer by a Cold Top-Seeding Method, J Supercond Nov Magn, 011,1325.
- 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.
- Brown, P.,S., 2005. High Field Sans Studies of the Vortex Lattice in YBCO, Doktora, University of Birmingham, Birmingham.
- Cardwell, D.,A., Bradkey, Ad, D., Banu, N. and H., Kambara, W., L., 2002. Microstructure and Growth of Joins in Melt Textured YBaCuO, Supercond. Sci. Tech., 15, 639.
- Cardwell, D.,A. and Ginley, D.,S.,2003. Handbook of superconducting Materials, lop publishing, London, 2003.
- Çakır, B., 2010,  $Y_2O_3$  Tabakalı  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  Bileşiğinin Yapısal ve Fiziksel Özellikleri, Yüksek Lisans, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Trabzon.
- Chaud, X., Isfort, D., Beugnan, E., ve Tournie, R., 2000. Isothermal Growth of Large YBCO Single Domain sup to 93 mm, Physica C, 341, 2413-2416
- Dancer, C., e., Prabhakaran, D., Başoğlu, M., Yanmaz E., Yan H., Reece,M., Todd, R., I., and Grovenarl, C., R., M., 2009, Fabrication and properties of dense ex situ Magnesium Diboride bulk Material Synthesized Using Spark Plasma sintering, Supercond.Sci.Tech., 22, 1-7.
- Dereli, T. ve Verçin, A., 2009. Kuantum Mekaniğinin Temel Kavramları ve Uygulamaları, ikinci basım, Türkiye Bilimler Akademisi, Ankara.
- Demirdiş, S., 2008. Vorteks Mekanizmasının Süperiletkenliğe Etkileri, Yüksek Lisans, Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Dew-Huges, D.,1974. Flux Pinning Mechanism in Type II Superconductors, Philisophical Mgazine, 30, 293-305.
- Diko, P., Fuchs, G. and Krabbes, G., 2001. Influence of Silver Addition on Cracking in Melt Grown YBCO, Physica C , 363, 60-66.

- Diko, P., 2004. Cracking in Melt Grown REBCO Single Grain Bulk Conductors, Supercond. Sci. Tech.,17, 45-48.
- Feng, Y., Zhou, L., Wen, J., G., Koshizuka, N., Sulpice, A., Tholence, J.L. Vallien, J.C. and Manceav, P., 1998. Physica C, 297, 75-84.
- Harnois, C., Desgardin, G., Laffes, I., Chard, X. and Bourgault, D., 2002. High Quality Weld of Melt Textured YBCO Using Ag Doped YBCO junctions, Physica C , 383, 269-278.
- Higuchi, T., ve Yoo, S., I., 1988. 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, Physical Review B, 59, 2.
- Hinai, H., Nariki, S., Sakai, N. and Murakami, M., 2002. Trapped Magnetic Field of Gd-Ba-Cu-O/Ag Bulk Fabricated in air, Physica C, 378, 764-768.
- Hull, J.,R., 2000. Superconducting Bearings, Supercond. Sci. Tech., 13, 1-15.
- İnanır, F., 2006. Farklı Alan Etkileri İçin II.Tür Süperiletkenlerin Manyetik zorlanımının Modellenmesi, Doktora, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Trabzon.
- Jee, Y.A., Hong, G., W., Kim, C., J., Sung, T., H., 1998. Dissolution of  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , Supercond. Sci. Tech.,11, 650-658.
- Karakaya, S., 2006. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Vorteks Bölgesinin Özellikleri, Yüksek Lisans, Osmangazi Üniversitesi, Eskişehir.
- Kılıç, S., 2008. Yüksek Geçiş Sıcaklıklı Süperiletkenlerde Kritik Durum Modellerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans, Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Kim, G., C., Kim, B., J., Cheon, M. and Y., Kim, Y., 2003. Variation of Pinning Mechanism in  $\text{BiPbSrCaCuO}$  Single Crystal, Physica C, 391, 305-308.
- Kittel, C., 1971. Introduction to Solid State Physics, second edition, John Wiley, America.
- Koblischka, M.,R., Murlidhar, and M., Murakami, M., 2000. Temperature Dependent Scaling of Pinning Force data in Bi-based High Tc Superconductors, Physica C, 337, 31-38.
- Koblischka, M.,R., ve Sounovski, İ.,J., 2005. Temperature Dependent Scaling of Pinning Force data in Bi-based High T<sub>c</sub> Superconductors, Eur.Phys.J.B, 44, 277-280.
- Matsushita, T., Itoh, M., Kikits, A., and Miyamota, Y., 1985. Elastic and Plastic Behavior of a Fluxoid Lattice in the Saturation Region of the Global Pinning force in Superconducting Nb-Ta, Phys. Rev B, 33, 5.
- Matsushita T., 2000. Flux Pinning in Superconducting 123 Materials, Supercon.Sci. Tech., 13, 730-737.

- Matsushita, T., 2007. Flux Pinning in Superconductors, Springer, Lizuka,
- Mohanta, A. ve Behara D., Magnetic Field Induced Pinning Effect in YBaCuO+BaZrO<sub>3</sub> superconductors, 1998. International Conference MSM-09 at S.N. Bose National Centre for Basic Sciences Kolkata, 1-11.
- Murakami, M., Oyama, T., Fujimoto, H., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Shiohara, Y., Koshizuaka, N., ve Tanaka, S., 19. Melt Processing of Bulk High T<sub>c</sub> Superconductors and Their Application, IEEE Trans. Mag., 27, 1479-1486.
- Poole, C.P., and Frank, J.P., The New Superconductors, Kluwer Academic Publishers, Newyork, 2002.
- Puig, F.J., Defects and the Vortex Liquid State in Superconducting Textured YBaCuO, Barcelona, 2008.
- Sangjun, O., ve Keeman, K., A Consistent Description of Scaling Law for Pinning in NbSn Strands Based on Kramer Model, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 16, (2006), 1216-1219.
- Sharma, S., Vinod, K., Sundor, C., S., and Bharatsi, A., 2003. Critical Current Density and Magnetic Phase diagrams of BaFeRuAs single Crystals, Supercond. Sci.Technol., 015009 , 26.
- URL1, Discovery of Type II Superconductors, [www.intechopen.com](http://www.intechopen.com), The 11 Kasım 2012-12-24.
- Wu, M.K., Ashburn, J.R., Torng, C., J., Hor, P., MEng, R., L., Gao, L., Huang, Z., J., Wang, Y., Q., Cu and C., W., 1998. Superconductivity at 93 K in New Mixed-Phase YBCO Compound System at Ambient Pressure, Phys. Rev. Lett. 48, 908.
- Yanmaz, E., Savaşkan, B., Başoğlu, M., Taylan, Koparan, E., Dilley, nN, R. and Grevenor, C.,R.,M., 2009. Complete flux Jumping in Nano- structured MgB<sub>2</sub> Superconductors prepared by Mechanical Alloying, Journal of alloys and Compounds, 480, 203-207.
- Tinkham, M., 1996. Introduction to Superconductivity, fourth edition, M-Graw-Hill, Newyork.
- Varanasi, C., V., Bornes, P., N. and Burke, J., 2007. Enhanced Flux Pinning Force and Uniquely Shaped Flux Pinning Force Plots Observed in YBCO Films with BaSnO<sub>3</sub> nanoparticles, Supercond. Sci.Technol., 20, 1071-1075.
- Vinokur, V., Khaykovich, B., Zeldov, and E., Doyle, R., A., 1998. Lindeman Criterion and Vortex Matter phase transitions in High Temperature Superconductors, Physica C, 255, 209-217.



## ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Erzurum 'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzurum 'da tamamladı. Lise öğrenimini de Erzurum 'da tamamladıktan sonra üniversite eğitimi için 2004 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü 'nü kazandı. 2009 yılında mezun olduktan sonra aynı yıl içerisinde Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim dalında yüksek lisans eğitimine başladı. 2010 yılı şubat ayından itibaren 107T751 nolu "Tek ve Çoklu Külçe Süperiletkenlerde Tuzaklanan Manyetik Alanın Hesaplanması ve Külçe Süperiletken Üretimi" isimli TÜBİTAK (1001) projesinde 11 ay çalıştı. Araştırmacı iyi derecede İngilizce bilmektedir.