

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

**ERİTME, BÜYÜTME, YÖNLENDİRME
YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
SÜPERİLETKENLERİNİN İNCELENMESİ**

Ulaş Sabahattin GÖKAY

Fizik Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu : 404.01.01.

Sunuş Tarihi : 11/09/2009

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mustafa TEPE

Bornova-İzmir

Ulaş Sabahattin GÖKAY tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak sunulan “**Eritme, büyütme, yönlendirme yöntemiyle hazırlanan $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkenlerinin incelenmesi**” başlıklı bu çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi'nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve/...../2009 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:**İmza**

Jüri Başkanı :

Raportör Üye :

Üye :

ÖZET**ERİTME, BÜYÜTME, YÖNLENDİRME YÖNTEMİYLE
HAZIRLANAN $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ SÜPERİLETKENLERİNİN
İNCELENMESİ****GÖKAY, Ulaş Sabahattin****Yüksek Lisans Tezi, Fizik Bölümü****Tez Yöneticisi: Doç. Dr. Mustafa Tepe****2009, 94 sayfa**

Bu tezde, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletken tabletleri “Eritme, Büyütme, Yönlendirme” metodu kullanılarak üretilmiştir. Üretilen örnekler iki ayrı gruba ayrılmış ve bir grup örnek üzerinde üretim metodunun iyileştirilmesi durumu araştırılırken ve diğer grupta ise Y211 toz fazının süperiletken özellikleri nasıl etkilediği incelenmiştir. İki gruptaki örnekler üzerinde X-ışını kırınımı, AC magnetik alınganlık, magnetizasyon ve optik fotoğraf ölçümleri alınırken, ikinci gruptaki Y211 toz fazı eklenmiş örnekler üzerinde kritik akım yoğunluğu hesaplamaları yapılmıştır. Elde edilen verilerde c -ekseni yönelimi, kritik geçiş sıcaklığı (T_c) ve kritik akım yoğunluğu (J_c) gibi parametreler göz önüne alınmıştır. İlk grup örneklerin peritektik karışım sıcaklığı (T_p) gibi ısı işlem değerleri üzerinde elde edilen iyileştirme, ikinci grup örnekler için temel alınmış ve bu değerler ikinci grup örneklerin üretiminde

VI

kullanılarak Y211 toz fazının süperiletken özellikleri üzerindeki etkisi gözlemlenmiştir. Yapılan ölçüm ve gözlemlere göre eritme-yönlendirme ile büyütme metodunda en iyi örneklerin $T_p = 1070^\circ\text{C}$ sıcaklığında üretildiği ve en yüksek performanslı örneklerin $n = 0,125$ mol Y211 fazı katkısı ile elde edildiği görülmüştür. En iyi örneklerin 95K kritik geçiş sıcaklığı ve $1,25 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ kritik akım yoğunluğu değerleri gösterdiği görülmüştür.

Anahtar sözcükler: Süperiletken, YBCO, tablet, MTG, Y211

ABSTRACT**STUDIES ON THE PROPERTIES OF MELT-TEXTURED
GROWTH $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ SUPERCONDUCTORS****GÖKAY, Ulaş Sabahattin****MSc in Physics****Supervisor: Doc. Dr. Mustafa TEPE****2009, 94 pages**

In this thesis, electrical and magnetic properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bulk superconductors have been studied. Superconducting bulk samples were produced by using “Melt-Textured Growth” method. Samples were divided in two groups at which the first group was used to optimize the production conditions and second group was used for studying the effects of Y211 powder phase on the superconducting properties. Samples were subjected to XRD, AC magnetic susceptibility, optical photography and magnetization measurements and also critical current density values of the second group of the samples were calculated. Results for both groups were analyzed by using the parameters of *c*-axis growth, critical temperature (T_c) and critical current density (J_c). The optimization values over peritectic decomposition temperature (T_p) of the heat cycle of first group were used for the production of second group and effects of Y211 powder phase addition was also studied. Analysis show that the manufacturing temperature should be $T_p = 1070^\circ\text{C}$ whereas the best

VIII

performans with Y211 phase addition is with $n = 0,125$ mol. Optimised YBCO samples with Y211 phase addition show 95K critical temperature with $1,25 \times 10^5 \text{A/cm}^2$ critical current density.

Keywords: Superconductivity, MTG, bulk, Y211

IX

TEŞEKKÜR

Tezimin her aŐamasında beni destekleyen, bilgi ve tecrübeleri ile bana yol gösteren değerli hocam sayın Doç. Dr. Mustafa Tepe'ye, deneysel çalıŐmalarımnda yardımlarını esirgemeyen doktora öğrencisi sayın AyŐe Belkıs Karcı'ya, X-ışını kırınım ölçümlerinin gerçekleştirildiği İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü fizik bölümü yüksek lisans öğrencisi BarıŐ Pekerten'e, manyetizasyon ölçümlerinin gerçekleştirildiği Hollanda Leiden Üniversitesi Kammerlingh-Onnes Laboratuvarı'ndan Prof. Dr. Jan Aarts'a ve hayatımın her aŐamasında beni her zaman destekleyen aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER**Sayfa No**

ÖZET.....	V
ABSTRACT.....	VII
TEŞEKKÜR.....	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	XIII
ÇİZELGELER DİZİNİ	XVI
KISALTMALAR DİZİNİ.....	XVII
1. GİRİŞ	1
2. SÜPERİLETKENLERİN GENEL ÖZELLİKLERİ.....	5
2.1. Süperiletkenliğin Tarihçesi	5
2.2. Süperiletkenliğin Teorisi.....	14
2.3. London Modeli.....	17
2.4. Ginzburg-Landau Teorisi.....	21
2.5. I. Tip Süperiletkenler	26
2.6. II. Tip Süperiletkenler.....	27
2.7. II. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri.....	28
2.7.1. Manyetizasyon	28
2.7.2. Karışık Hal Durumu ve Akı Girdapları.....	29
2.7.3. Akı Çivilenmesi, Akı Sürüklenmesi ve Akı Akışı	32
2.7.4. II. Tip Süperiletkenlerde Kritik Manyetik Alan Değerleri	33
2.7.5. II. Tip Süperiletkenlerde Kritik Akım Değerleri.....	36
2.8. Yüksek Sıcaklık Süperiletken Malzemeleri.....	38
2.9. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO – Y123)	41

XII

2.9.1. YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} Faz Diagramı	43
2.9.2. YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} (Y123) Bileşimine Y ₂ BaCuO ₅ (Y211) Toz Fazı Katkısı.....	45
3. MATERYAL ve METOD	47
3.1. Örneklerin Hazırlanması.....	47
3.1.1. Toz Örneklerin Hazırlanması.....	47
3.1.2. Kalsinasyon İşlemi.....	48
3.1.3. Sinterleme İşlemi	49
3.1.4. Eritme, Büyütme, Yönlendirme İşlemi	50
3.1.5. Oksijen Verme İşlemi	52
3.2. X-Işını Kırınım Ölçümleri	52
3.3. Optik Fotoğraflar	53
3.4. AC Manyetik Duygunluk Ölçümleri	53
3.5. Manyetizasyon Ölçümleri.....	60
3.6. Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplanması	62
4. SONUÇLAR	64
4.1. X-ışını Kırınım Ölçümleri	65
4.2. Optik Fotoğraf Analizleri.....	66
4.3. AC Manyetik Duygunluk Ölçümleri	69
4.4. Manyetizasyon Ölçümleri.....	73
4.5. Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplanması	79
5. TARTIŞMA.....	86
KAYNAKLAR	88
ÖZGEÇMİŞ.....	94

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa No</u>
2.1. I. tip süperiletkenlerde H-T eğrisine göre süperiletkenlik durumunun değişimi.....	12
2.2. I. ve II. tip süperiletkenlerde (M-H) eğrileri.....	12
2.3. 1 boyutlu süperiletken bölge üzerinde London Girginlik Derinliği'nin (λ_L) ifadesi.....	20
2.4. II. tip süperiletkenlerde görülen manyetizasyon histerisis eğrisi. a) H_{c1} ve H_{c2} kritik manyetik alanları arasında manyetizasyon histerisis eğrisi; b) belirli bir $+H_{max}$ ve $-H_{max}$ uygulanan manyetik alanları arasında manyetizasyon eğrisi görülmektedir (Soltan, 2005).	29
2.5. İzole bir manyetik akı girdabının temsili gösterimi. Akı girdabı, uygulanan manyetik alan H'a göre süperiletken bölgeye λ kadar nüfuz edebilir. Aynı zamanda bu akı girdabı içerisindeki süperiletken elektronlarının dağılımı koharens uzunluğuna bağlı olarak 2ξ kadar bir uzunluk üzerindedir (Soltan, 2005).....	31
2.6. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkenlerinin kristal yapısının gösterimi. YBCO kristal yapısı içeriğindeki oksijen atomu sayısına göre tetragonal a) ve ortorombik b) fazlarından birine geçebilir. Süperiletken özellik gösteren faz ortorombiktir.....	42
2.7. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkenlerinin üretim sıcaklığına bağlı olarak değişen faz diagramı. YBCO sistemi üretim	

XIV

koşullarına göre Y123 ve Y211 fazları arasında katı, sıvı ve katı-sıvı bir hal alabilir (Murakami et al., 1991).....	45
3.1. I. ve II. seri örneklerin hazırlanılmasında kullanılan kalsinasyon işleminin şematik gösterimi.	49
3.2. I. ve II. seri örneklerin üretiminde kullanılan sinterleme işleminin şematik gösterimi.....	50
3.3. I. tip süperiletkenlere uygulanan eritme, büyütme, yönlendirme ısı işlem şeması. Bu grup örneklerde peritektik karışım sıcaklığı (T_p) değiştirilerek optimizasyon elde edilmiştir.	51
3.4. I. ve II. seri örneklerde uygulanan oksijen verme işleminin şematik gösterimi.....	52
3.5. AC manyetik uygunluk ölçüm sisteminin diagramı. a) kısmında karşılıklı indüktans yönteminin uygulandığı bobinlerin gösterimi ve b) bobin sistemi ile birlikte diğer ölçüm aletlerinin ilişkisi.....	57
3.6. MPMS Dc-SQUID magnetometre cihazının şematik görünümü.....	62
4.1. I. seri örnekler üzerinde yapılan XRD ölçüm sonuçları.	66
4.2. Örnek 1'in 10X büyütme ile mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.	67
4.3. Örnek 2'nin 10X büyütme ile mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.	68
4.4. Örnek 3'ün 4X büyütme ile mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.	68

4.5. I. seri örnekler üzerinde uygulanan AC manyetik duyguluk ölçüm sonuçları.....	70
4.6. II. seri örnekler üzerinde uygulanan AC magnetik duyguluk ölçüm sonuçları.....	71
4.7. II. seri örnekler üzerinde T=10K (M-H) ölçüm sonuçları.....	76
4.8. II. seri örnekler üzerinde T=50K (M-H) ölçüm sonuçları.....	76
4.9. II. seri örnekler üzerinde T=77K (M-H) ölçüm sonuçları.....	77
4.10. Farklı sıcaklıklarda örnek 4'ün (M-H) ölçüm sonuçları.	77
4.11. Farklı sıcaklıklarda örnek 5'in (M-H) ölçüm sonuçları.	78
4.12. Farklı sıcaklıklarda örnek 6'nın (M-H) ölçüm sonuçları.	78
4.13. Farklı sıcaklıklarda örnek 7'nin (M-H) ölçüm sonuçları.	79
4.14. II. seri örnekler üzerinde T = 10K için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	82
4.15. II. seri örnekler üzerinde T = 50K için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	82
4.16. II. seri örnekler üzerinde T = 77K için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	83
4.17. Örnek 4'ün üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	83
4.18. Örnek 5'in üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	84
4.19. Örnek 6'nın üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	84
4.20. Örnek 7'nin üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.....	85

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa No</u>
2.1. Çeşitli II. tip süperiletken bileşik ve alaşımların kritik sıcaklık T_c , kritik manyetik alan H_{c2} ve B_{c2} değerleri.....	36
2.2. Kritik faz dönüşüm sıcaklıkları (T_c) ile birlikte çeşitli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin listesi.....	39
2.3. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkenlerinin çeşitli parametreleri.....	43
3.1. Başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan bileşikler ve molekül ağırlıkları.....	48

KISALTMALAR DİZİNİ

SQUID	Süperiletken Kuvantum Girişim Cihazı
MPMS	Manyetik Özellikler Ölçüm Sistemi
YBCO	İtriyum-Baryum-Bakır-Oksit ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)

1. GİRİŞ

Süperiletkenlik olgusu malzemelerin alışılmadık bir özelliğini içerir. Bu özellik soğutulan bir ‘süperiletkenin’ belirli bir sıcaklık değerinden sonra elektrik akımına karşı hiç direnç göstermemesi durumudur. Elektrik akımına karşı sıfır direnç, malzeme içerisindeki elektronların ‘cooper çiftleri’ denilen kuantum mekaniksel bir elektron çifti oluşturarak malzeme içerisinde hareket etmesinden ibarettir. Süperiletkenlik özelliği konunun keşfedilmesini sağlayan civa gibi saf metallerde görüldüğü gibi aynı zamanda bileşikler ve alaşımlarda da görülmektedir. Süperiletken alaşımlar arasında seramik kristal özelliği gösteren $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) ailesi özel bir yer tutar. Bu seramik ailesi süperiletkenliğin görüldüğü kritik faz geçiş sıcaklığı değerini 90K gibi oldukça yüksek bir sıcaklığa getirmiştir. Bu noktada, o zamana değin keşfedilmiş ve süperiletken özellik gösterdiği belirlenmiş malzemelerden en yüksek kritik geçiş sıcaklığına sahip olan materyalin 23K sıcaklığında süperiletken özellik göstermeye başladığı belirtilmelidir.

YBCO seramik süperiletken ailesi perovskite yapılı kristallerden oluşur. Birim hücre içerisinde merkezde bir yitrium atomu, onun üstünde ve altında c -ekseni yönelimi boyunca uzanan baryum atomları ve Ba ile Y atomları arasında $a-b$ eksenleri boyunca uzanan CuO düzlemlerinden oluşur. Kristal yapı içerisinde süperiletken elektronlarının akmasını sağlayan kısım da işte bu CuO düzlemleridir. YBCO yapısı içerdiği oksijen miktarına göre tetragonal ve ortorombik fazlardan birine geçebilir. YBCO kristal yapısı ancak içerdiği oksijen konsantrasyonu 7

ila 6.6 arasında olduğunda tetragonal yapıya sahip olarak süperiletken özellik göstermeye başlar. Bu konsantrasyonda CuO düzlemleri oksijene doymuş hale gelmiştir ve bu düzlemler cooper elektron çiftlerinin dirençle karşılaşmadan akacağı yerleri oluştururlar.

YBCO birim hücreleri uygun koşullarda çeşitli kristal büyütme metodlarından biri ile büyütüldüklerinde oldukça büyük boyutlara sahip saf kristal tanecikleri (grain) oluşturabilirler. Bu tanecikler malzemenin daha iyi performansla sahip süperiletken özellikler göstermesini, yüksek miktarlarda elektrik akımı taşıyabilmesini ve yüksek değerlikli manyetik alanlara karşı koyabilmesini sağlar. Fakat bu tanecikler aynı zamanda zayıf-bağ (weak-link) etkisi de göstererek, birbirleri ile etkileşime girer ve süperiletken özellikleri baskılayıcı özellikler gösterirler. Tanecikler arasında az miktarda normal iletken bölgeler de bulunabilir. Bu bölgeler malzeme içerisinde elektriksel ve manyetik özellikleri büyük oranda etkiler. Öte yandan süperiletken tanecikler ve onların arasındaki normal iletken bölgeler yapı içerisinde uygun şekilde konumlandırılabilirse, malzemeyi manyetik alana karşı daha dirençli kılabilir. Bu durum süperiletkenin üretimi sırasında, malzemenin içerisinde amaçlı olarak normal iletken noktalar veya bölgeler (pinning center) yaratılması ve bu bölgelerin malzemeye uygulanan manyetik alanı tutarak alanın süperiletken tanecik bölgelerine girmesine engel olmasından ibarettir.

Daha önceki birçok çalışmada YBCO tablet üretimi için çeşitli üretim teknikleri denenmiştir. Bunların arasından en bilinenleri ‘katı-hal tepkime’ ve ‘toz-eritme’ metodlarıdır. Katı-hal tepkime metodunda

YBCO tabletler kalsinasyon ve sinterleme ısıl işlemlerinden sonra oksijen ortamında peritektik sıcaklığa dek tekrar ısıtılmasından ibaretken, toz-eritme metodunda ise tablet erime sıcaklığına dek ısıtıldıktan sonra, katılaşma için belirli bir termal gradyant uygulanır. Bu metodlar yoluyla üretilen örnekler çoğunlukla polikristal özelliğine sahiptir, fakat yüksek sıcaklıklarda iyi bir kritik akım yoğunluğu değeri göstermezler. Yapılan çalışmalarda 77K sıcaklığında ve 1T uygulanan manyetik alan değeri altında kritik akım yoğunlukları $10.000-20.000 \text{ A/cm}^2$ (Lian et al., 1990) mertebesindedir. Bu üretim metodunun bir diğer benzeri ise eritme, büyütme, yönlendirme metodudur. Bu metod, uygun değerlerde çeşitli sıcaklık dereceleri ve süreleri kullanılarak yapılan ısıl işlemler sonucunda tablet YBCO içerisinde süperiletken taneciklerin (grain) büyütülmesini amaçlar. Bu yöntemle üretilen süperiletkenlerde 77K sıcaklığında ve 1T uygulanan manyetik alan değeri altında kritik akım yoğunluğu değerleri 15.000 A/cm^2 (Hong et al., 2003) veya 30.000 A/cm^2 (Mei et al., 2006) mertebesine varmaktadır. Eritme, büyütme, yönlendirme metodu başka birçok değişime de açıktır. Bu metod ile, başlangıç kompozisyonuna Na, Lu, CeO_2 veya SnO_2 gibi eklemeler yapıldığı gibi aynı zamanda ısıl işlem öncesinde tabletlerin üzerine yönelimi belirli kristal tohumları (seed) yerleştirilerek YBCO taneciklerinin düzgün ve büyük boyutlu üretilmesi de sağlanmaktadır (Mei et al., 2006, Zhang et al., 2003).

Bu çalışmada , YBCO süperiletken tabletleri 'eritme, büyütme, yönlendirme' metodu ile üretilmiştir. Bu metod, çeşitli ısıl basamaklar sayesinde, preslenmiş ve ısı ile homojenleştirilmiş süperiletken tabletlerin hızlıca belirli bir sıcaklığa (peritektik karışım sıcaklığı - T_p)

tekrar ısıtılması, bu sıcaklıkta belirli bir süre tutularak örnek içinde YBCO kristal fazlarının eriyik halinde oluşturulması ile birlikte süperiletken özellik gösterecek Y123 kristal tohumlarının oluşturulması, sonrasında örneğin yavaşça soğutulması ile bu kristal tohumlarının büyütülmesi, sağlamlaştırılması ve yavaş soğuma basamağı ile örneğin hazır hale getirilmesinden ibarettir. Daha sonra, örneğin oksijence zenginleştirilmesi de gerçekleştirilebilir. Bu çalışmada üretilen ilk grup örnekler, bahsedilen ısıl basamaklar ve peritektik karışım sıcaklığından hangisinin daha iyi performansa sahip süperiletken tabletler oluşturacağını görmek amacıyla üretilmiştir. Üretilen örnekler X-ışını kırınım deseni (XRD), AC manyetik duygunluk, manyetizasyon ölçümleri ve kritik akım yoğunluğu (J_c) hesaplamaları kullanılarak karakterize edilmiştir. Elde edilen sonuçlara göre, eritme, büyütme, yönlendirme metodunun uygulanabileceği en iyi ısıl işlem basamakları bulunmuş ve bu ısıl işlemin peritektik karışım sıcaklığı (T_p) 1070°C olarak bulunmuştur. II. grup örneklerde ise Y123 karışımına $n = 0, 0.125, 0.250$ ve 0.500 mol şeklinde Y211 katkısı yapılmış ve bu katkının kritik akım yoğunluğuna etkisi araştırılmıştır. Elde edilen verilere göre $n = 0,125$ mol Y211 katkısı en iyi performansa sahip süperiletken tabletler vermektedir. Sonuçlar literatürdeki çalışmalar ile karşılaştırılarak gelecekte ne gibi çalışmaların yapılabileceği irdelenmiştir.

2. SÜPERİLETKENLERİN GENEL ÖZELLİKLERİ

2.1.Süperiletkenliğin Tarihçesi

Belirli bir geçiş sıcaklığından sonra elektriksel direnci sıfıra düşen metal ve alaşımlar üzerindeki çalışmalar helyum gazının sıvılaştırılmasından sonra başladı. 1911 yılında Leiden üniversitesinden Kamerlingh Onnes (Onnes, 1911) civa üzerinde yaptığı deneylerde 4.3K civarında civanın elektriksel direncinin neredeyse sıfır olduğunu gördü. Daha sonraki çalışmaların ışığı altında karşılaşılan bu olaya *süperiletkenlik* adı verildi; buna göre süperiletkenlik belirli bir kritik sıcaklıktan sonra malzemenin elektriksel direncinin yok olması olarak kabaca tanımlandı.

Onnes'in bu olay üzerinde devam eden deneyleri süperiletkenlik hakkındaki bazı temel noktaları aydınlattı. İlk keşfi olan belirli bir kritik sıcaklık (T_c)'den sonra süperiletkenlik özelliğinin ortaya çıkması ve bu sıcaklığın üstünde ($T > T_c$) süperiletkenlik özelliğinin kaybolması durumundan farklı olarak Onnes, 1913 yılında süperiletken maddelerin yüksek miktarlarda elektrik akımı yoğunluğu taşıyabildiğini de ifade etti (Onnes, 1922). Fakat bu özellik yine belirli bir kritik akım yoğunluğu (J_c) miktarına dek geçerli oluyor ve malzeme bu değer üstündeki akımlarda süperiletkenlik özelliğini kaybederek tekrar normal iletken haline geri dönüyordu. Buna nazaran aynı zamanda Onnes, süperiletkenlik durumunun uygulanan manyetik alan vasıtasıyla da ortadan kaldırılabileceğini gösterdi. Buna göre süperiletkenlik özelliğinin

yitirilmesi için gerekli olan minimum manyetik alan değerine kritik alan miktarı (H_c) denilmektedir.

İlerleyen yıllarda cıva metalinden farklı birçok maddenin düşük sıcaklıklarda süperiletkenlik özelliği gösterdiği keşfedildi. Bu maddelerin çoğu metal elementler ve geçiş metallere ait bileşikler idi. Bunların arasında Nb_3Ge , $T_c \approx 23K$ ile en yüksek kritik geçiş sıcaklığı olan materyaldi. Fakat yinede, deneylerin sürmesi ve muhtemel teknolojik uygulamaların ortaya çıkabilmesi için bu sıcaklıklar hala oldukça düşük kalıyordu.

1933 yılında Meissner ve Oschenfeld'in (Meissner and Oschenfeld, 1933) manyetik alan altında süperiletken malzemelerin davranışını incelemesi ile fiziğin bu konusu yine ilgi odağı haline geldi. Meissner olayı olarak adlandırılan bu duruma göre malzeme süperiletken halde iken üzerine uygulanan manyetik alanı dışlıyordu. Öyle ki, süperiletken durumda bulunan bir malzemenin üzerine bırakılan bir mıknatıs yerçekimine yenilmeden havada asılı durabiliyordu. Daha sonra ise fizikçiler bu durumu açıklamak üzerine çalışmalarını sürdürdüler. 1935 yılında F. ve H. London (London and London, 1935), Meissner olayına açıklama getirirken, girginlik derinliği (λ) denilen ve manyetik alanın süperiletken malzemeye ne kadar nüfuz edebildiğini anlatan bir parametre olduğunu gösterdi. 1950 yılında Ginzburg ve Landau (Ginzburg and Landau, 1950) ise süperiletken ve normal iletken durumlar arasında, bir düzen parametresi olması gerektiğini ve süperiletken durumun termodinamik olarak daha düzenli bir hal

olduğunu açıkladılar. Frolich ve Maxwell'in (Frolich, 1950) çalışmaları ise, malzemenin izotropik kütesinin artışı ile süperiletken hal geçiş sıcaklığının azaldığını, yani bu durumun malzeme içerisinde bir elektron-fonon etkileşimi olduğunu ortaya çıkardılar. A. Abrikosov ise aynı yıl süperiletkenlerin manyetik alan altındaki davranışlarına göre iki değişik tip olarak ele alınabileceğini gösterdi. Tip I süperiletkenleri sadece bir tek kritik manyetik alan değerine sahipken, tip II olarak adlandırılan bazı süperiletkenler iki değişik kritik manyetik alan değerine sahiptiler.

1957 yılına gelindiğinde ise Bardeen, Cooper ve Schrieffer BCS (Bardeen et al., 1957) teorisi olarak adlandırılan ve süperiletkenliğin makroskopik açıklamasını yapan bir teori yayınladılar. Teorilerinde, süperiletken durum içerisindeyken elektronların, fonon etkileşimi sayesinde çiftler halinde etkinlik gösterdiklerini söylediler. Buna göre elektronlar fononlar vasıtası ile çiftlendiklerinde ortaya taban hal durumundan farklı bir enerji aralığı çıkıyor ve kritik alan değeri, termal özellikler ve süperiletkenlerde görülen birçok elektromanyetik özellik buradan kaynaklanıyordu. Aynı zamanda girginlik derinliği ve elektron koharens uzunluğu gibi özellikler de, London eşitliklerinin yavaşça değişen manyetik alanlar için modifiye edilmesi ile kendiliğinden ortaya çıkıyordu. Bunun yanında BCS teorisi, süperiletken kritik sıcaklığı için malzemenin oda sıcaklığındaki elektriksel direncine göre değişen bir eşitlik de içerir;

$$T_c = 1.14\theta \exp\left[\frac{-1}{UD(\mathcal{E}_F)}\right] \quad (2.1)$$

burada θ Debye sıcaklığı, U elektron çiftleri arasındaki çekici potansiyel ve $D(\epsilon_F)$ ise Fermi seviyesindeki orbitallerin elektron yoğunluğudur. U potansiyeli aynı zamanda elektron ve kristal örgüsü etkileşimi olarak da bilinir. BCS teorisi burada, elektronların fonon etkileşimi ile çiftlendiklerini kabul eder, bu da malzemenin oda sıcaklığındaki elektriksel direnci ile bağlantılıdır. $UD(\epsilon_F) \ll 1$ için BCS teorisi T_c kritik sıcaklığının üst limitinin 30K olması gerektiğini söyler.

BCS teorisi oldukça başarılı açıklamalara sahip bir teori olmasına rağmen yine de çeşitli noktalarda zayıf kalıyordu. Bu hususlar arasında, 30K sıcaklığından yüksek kritik sıcaklık değerine sahip süperiletkenlerin varolması en önemlisidir. 1959 yılında Gorkov, Ginzburg ve Landau'nun BCS teorisine düzeltme yayınlayarak, Cooper çiftleri olarak anılan elektron çiftlerinin birer bozon gibi davrandığı ve süperiletken halin bu bozonların bir yoğunlaşması olarak ele alınabileceğini öne sürdü. 1986 yılında ise yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin bulunmasıyla da BCS teorisinin açıklayamadığı daha birçok noktanın olduğu da ortaya çıkmış oldu.

Landau'nun düzeltmesinden sonra süperiletkenlik araştırmaları, bu özelliğin çeşitli şekillerde kullanılması üzerine devam etti. Bunlardan en önemlisi 1962 yılında Brian Josephson'nun aralarında çok ince yalıtkan bir tabaka bulunan iki süperiletken malzeme arasında elektron tünellemesi olacağını teorik olarak öne sürmesidir. Daha sonra Josephson etkisi (Josephson, 1962) olarak anılacak bu olay, elektronik alanında oldukça küçük manyetik alanları ölçebilen SQUID (Superconductive

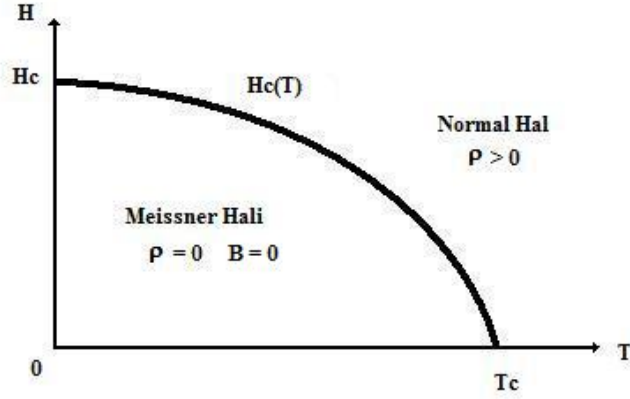
Quantum Interference Device) cihazlarının yapılmasını sağlamıştır. 1973 yılında bu öngörünün kanıtlanması ise Josephson'a Nobel ödülünü getirmiştir.

1986 yılı ise süperiletkenlik tarihinin dönüm noktasıdır. İsviçre'deki IBM araştırma laboratuvarlarında çalışan araştırmacılar Georg Bednorz ve Alexander Müller (Bednorz and Müller, 1986), seramik tabanlı bir süperiletkenin o zamana dek bilinen düşük sıcaklık süperiletkenlerinden çok daha yüksek bir sıcaklıkta geçiş yaptığını göstermiştir. Lantanyum, baryum, bakır ve oksijen atomları taşıyan bu seramik bileşik ($\text{La}_{1.85}\text{Ba}_{0.15}\text{CuO}_4$), $T_c = 35\text{K}$ sıcaklığında geçiş yaparken, daha önceleri oda sıcaklığında yalıtkan oldukları için dikkatleri pek çekmeyen seramik tabanlı bileşikleri göz önüne getirmiştir. Bu keşif sayesinde ise süperiletkenlik alanına bakır-oksit malzemeleri üzerinden yeni bir soluk gelmiştir. 1987 yılında ise Alabama-Huntsville üniversitesinden araştırmacılar Paul Chu ve grubu, lantanyum yerine yitrium kullanarak bugün YBCO sistemi olarak bilinen yeni bir bakır-oksit grubu keşfettiler (Chu et al., 1987). Bu yapı kritik geçiş sıcaklığını azot gazının sıvılaşma derecesinin de üstüne çekerek 90K gibi o zamana dek görülmemiş bir sıcaklık değerine varmalarını sağlıyordu. Helyum yerine azot gazının kullanılması ise, süperiletkenlik alanının çok daha fazla sayıda laboratuvar tarafından araştırılabilmesini ve aynı zamanda da süperiletken malzemelerin sanayi alanında da uygulamalar bulmasını sağlamış oldu.

Bugünlere gelindiğinde ise organik süperiletkenler, ağır fermion sistemleri, katkılandırılmış seramik sistemler, rutanyum sistemleri, magnezyum diborid (MgB_2) ve ferromanyetik süperiletken malzemeler süperiletkenliğin 100 yıllık düşü olan oda sıcaklığında bir süperiletken yapma hedefini daha da yakına getirmiştir. 90'lı yıllarda keşfedilen ve yakın zamanda basınç altındaki davranışları incelenen $Hg_{12}Tl_3Ba_{30}Ca_{30}Cu_{45}O_{125}$ bileşiği 164K sıcaklığında süperiletken olması ile süperiletkenlik camiasında büyük şaşkınlık yaratmıştır (Gao et al., 1994). Yeni gelişmelerin ışığında ise, BCS teorisinde ön görülenden daha farklı olarak, elektron çiftlenmesi durumunun daha karmaşık mekanizmalar içerdiği görülmüştür. Yeni keşfedilen ferromanyetik süperiletkenlerde, spinleri aynı yönlü iki elektronun çiftlenmesi ile, sıfırdan farklı bir spin değerine sahip cooper çiftlerinin var olduğunun ortaya çıkması süperiletkenliğin yeni bir açıklamasının, üçlü-süperiletkenlik (triplet superconductivity) durumunun dikkate alınmasını sağlamıştır. Bu bilgiler ışığında ise daha önceden bilinen ve zıt yönlü spinlere sahip iki elektronun çiftlenmesi ile oluşan cooper çiftlerine sahip süperiletkenler s-dalgası süperiletkenleri olarak anılmaya başlanmıştır. Aynı zamanda uygun materyallerin kullanılması ile in-situ olarak ince film halinde üretilmeye başlanan süperiletken yapıları, cooper çiftlerinin beklenmedik davranışları nedeniyle d-dalgası süperiletkenliği konusunu da ortaya koymuştur.

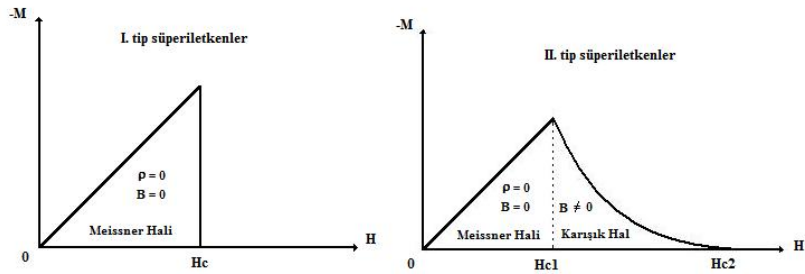
Ginzburg ve Landau'nun gösterdiği üzere süperiletkenler manyetik alan etkisi altındaki davranışlarına göre iki sınıfta incelenebilir. Bunlar I. tip ve II. tip süperiletkenlerdir. I. tip süperiletkenler H_c kritik alan

değerine kadar uygulanan manyetik alanı dışlarlar, bu alan değerinden sonra ise normal iletken hale geri dönerler. II. tip süperiletkenler ise iki ayrı kritik alan değerine sahiptir. H_{c1} kritik alan değerinin altındaki alanları dışlayan II. tip süperiletkenler, ikinci kritik alan değeri olan H_{c2} alanına dek normal-iletken ve süperiletken hal arasında karışık durumda (mixed state) bulunurlar. Bu karışık hal durumu, 1957 yılında Abrikosov'un Meissner etkisinin açıklanmasına yaptığı düzeltme ile, manyetik alanın bu tip süperiletkenlerde akı girdapları şeklinde malzemenin içine girmesi olarak açıklanmıştır. II. tip süperiletkenler H_{c2} kritik alan değerinden sonra ise normal iletken durumuna geri dönerler. I. tip süperiletkenlerin hal durumlarının sıcaklık ve uygulanan manyetik alana göre değişimi (H-T) Şekil 2.1'de verilmektedir. Şekilde görülebildiği gibi, I. tip süperiletkenlerde sıcaklığa göre süperiletken Meissner hal durumunda iken içinde indüklenen B manyetik alan sıfırdır. I. tip ve II. tip süperiletkenlerin, uygulanan manyetik alana karşılık manyetizasyon eğrileri (M-H) Şekil 2.2'de verilmektedir. Burada da, I. tip süperiletkenlerin sadece bir tane kritik manyetik alan değeri H_c 'ye sahip olduğu ve bu alandan daha büyük bir manyetik alan uygulandığında süperiletkenliğin kaybolduğu görülmektedir. II. tip süperiletkenlerde ise iki tane kritik alan değeri (H_{c1} ve H_{c2}) bulunmaktadır, bu sayede malzeme uygulanan alana göre karışık hal durumunda bulunabilir.



Şekil 2.1. I. tip süperiletkenlerde H-T eğrisine göre süperiletkenlik durumunun değişimi.

Süperiletken malzemelerin üretilmesi ve teknolojik uygulamalarına gelindiğinde ise sıvı azot gazının kullanılmasının bu alana büyük kolaylıklar getirdiği görülmektedir. Gaz halindeki azotun sıvılaşma derecesinin $77.3K$ olması, yüksek sıcaklık süperiletkenleri ile çalışma kolaylığını sağlamış ve teknolojik uygulamaların yaygınlaşmasına olanak vermiştir. Azotun oldukça kolay bir şekilde eldesi, soğutma ve saklamanın kolaylığı ile yüksek sıcaklık süperiletkenliği fiziğin gelecek vaadeden bir alanıdır.



Şekil 2.2. I. ve II. tip süperiletkenlerde (M-H) eğrileri.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin özellikleri ve bu özelliklerin optimizasyonu son 30 yılın üzerinde en çok uğraşılan konudur. Özellikle bir süperiletkenin manyetik alan altında taşıyabileceği en yüksek elektrik akım değeri olan kritik akım yoğunluğu J_c bu araştırmaların başında gelir. Tek kristal halinde üretilen YBCO sisteminin kritik akım yoğunluğu 77K'de yaklaşık 10^8 A/cm^2 'dir (Poole, 2000). Fakat tek kristal olmayan, tablet halindeki süperiletkenlerde durum hayli farklıdır. Tablet halindeki YBCO süperiletkenlerde kritik akım yoğunluğu J_c malzemenin içsel yapısına, saflığı bozan atomlara ve özellikle de manyetik akıyı tuzaklayan akı çivilemesi (flux pinning) merkezlerine bağlıdır. Milimetre boyutlarında tek kristallerin üretilmesi (Gonzalez, 2003) ve bu kristallerin tablet olacak şekilde sinterlenmesi ile yüksek performanslı süperiletkenler üretilebilir. Fakat bu tip örneklerde kristaller arasında kalan bölgelerin amorf özellik göstererek normal iletken halinde kalması kaçınılmazdır. Aynı zamanda, kristal taneler arasında zayıf bağ (weak-link) özelliği gösteren tanelerin bulunması da, malzemenin kritik akım yoğunluğunun düşmesine sebep olacaktır. Tabletlerdeki tek kristal taneler büyütme sırasında gelişigüzel yönlendirilerek, akım yoğunluğunun 10^2 - 10^3 A/cm^2 değerlerine düşmesine neden olacaktır (Prester, 1998). Bunun yanında üretilen malzemenin dış etkenlere karşı hassasiyeti, malzemenin kırılabilirliği veya oksitlenmeye karşı tepkisi de tablet halindeki süperiletkenlerin teknolojik uygulamalarını etkileyen bir diğer etmendir.

Kritik akım yoğunluğu değeri yüksek ve teknolojik uygulamalarda kullanılacak RE-Ba-Cu-O süperiletken tabletlerinin üretilmesi için

değişik birçok yöntem bulunmaktadır. Tablet örneklerin üretiminde daha önceden örgü parametreleri bilinen bir kristal tohumunun tabletin *a-b* düzlemi ve *c*-ekseni boyunca büyütülmesine yardımcı olarak kullanılması oldukça bilinen bir yöntemdir. Kristal tohumlu büyütme (top seeded directional growth) denilen bu teknik ile elde edilen tabletlerin yaklaşık 1 cm'ye kadar büyütüldüğü ve 77K sıcaklık ve 1T manyetik alan altında yaklaşık $J_c = 10^4$ A/cm² değerine sahip olduğu bilinen bir gerçektir (Meslin and Noudem, 2004). Bunun yanında, tek kristal olmayan tablet halindeki örneklerin üretilmesi için eritme teknikleri de bulunmaktadır. Bunların arasında en bilineni bu çalışmada da kullanılan eritme, büyütme, yönlendirme (Melt-textured Growth) yöntemidir. Diğer eritme yöntemleri ise hızlı eritme ile büyütme yöntemi (Quenched melt-growth) ve eritme-dökme büyütme (Melt-cast Process) olarak sayılabilir.

2.2.Süperiletkenliğin Teorisi

Süperiletkenliğin en önemli özelliği ilk kez keşfedilmesini de sağlayan elektriksel direncin kaybolması, yada *sıfır elektriksel direnç* durumudur. Bu durumun açıklanabilmesi için; bir süperiletkenin sonsuz iletkenliğe (σ) sahip mükemmel bir iletken olduğu söylenebilir. Bu durumda bu mükemmel iletkenin taşıyabileceği elektrik akımı yoğunluğu (\vec{J}), Ohm yasası kullanıldığında elektrik alan (\vec{E})'ye bağlı olarak;

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu durumdayken akım yoğunluğu, süperiletkenin içinde elektrik alan olmadığına sabit kalacaktır. Maxwell yasaları aşağıdaki gibi kullanılırsa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

süperiletkenin içinde ortaya çıkacak \vec{B} manyetik alanının zamandan bağımsız olduğu görülür. Çünkü, süperiletkenin içindeki \vec{E} elektrik alanı sıfırdır. Bu durum, \vec{B} manyetik alanın süperiletkenin manyetizasyon geçmişine bağlı olduğunu gösterir. Mükemmel bir iletken T_c kritik sıcaklığının altına dek soğutulup üzerine manyetik alan uygulandığında, yukarıdaki durum manyetik indüklenmenin sıfır olacağını göstermektedir. Fakat, bu iletken; üzerinde bir manyetik alan etki ederken kritik sıcaklığın altına dek soğutulduğunda, malzemenin içerisinde beklenildiği gibi $B \neq 0$ manyetik alanın ortaya çıkmaz. Meissner ve Ochsenfeld'in 1933 yılında keşfettiği gibi süperiletken durumdayken malzeme içerisindeki manyetik akıyı dışlamaktadır (Meissner and Ochsenfeld, 1933). Buna göre bir süperiletkenin içerisindeki manyetik indüklenme; uygulanacak alanın kritik manyetik alan değerinin altında olması koşuluyla, malzemenin manyetizasyon geçmişinden bağımsız olarak her zaman sıfırdır. Yani bir süperiletken aynı zamanda mükemmel bir diamanyetiktir.

Meissner etkisi olarak adlandırılan bu özellikle birlikte süperiletkenliğin iki önemli özelliği ortaya çıkmaktadır. Sıfır direnç ve

meissner etkisi her türlü süperiletkende aranması gereken temel özelliklerdir. Daha sonra ortaya atılan London modeli, Ginzburg Landau teorisi ve BCS teorisi ile birlikte bu iki temel özellik aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- **Sıfır Elektriksel Direnç ($T < T_c$ iken $\rho = 0$):** Kritik bir sıcaklık değerinin altında tüm süperiletkenler elektrik akımına karşı direnç göstermeyerek mükemmel bir iletken haline gelirler. Bu durum, T_c kritik sıcaklığının altına soğutulan bir malzemedeki elektronların, birbiriyle yüksek oranda uyumlu kuantum mekaniksel bir sıvı halini alması ile ortaya çıkar. Malzemenin iletim bandındaki bir elektron, kendisi ile zıt momentum yönüne sahip bir başka elektron ile etkileşerek *Cooper çiftleri*'ni oluşturur. Bu etkileşimin enerjisini ise malzemenin elastik kristal örgüsü titreşimleri olan fonon'lar sağlar. Böyle bir durumdayken elektronlar çiftler halinde ve koharent bir ilişki içerisinde hep birlikte hareket ederler. Malzemenin kristal örgüsündeki yerel bir bozukluk veya safsızlık atomu, normal bir elektronun yolu üzerinde bulunduğu normal bir iletkende elektrik akımına karşı bir direnç ortaya çıkaracağına, elektron çiftleri ile etkileşimi sırasında koharent haldeki elektronları tamamen etkileyemedikten sonra ortaya elektriksel bir direnç çıkaramaz. Bunun sonucunda elektron çiftleri herhangi bir kayıba ve saçılmaya uğramadan malzeme içerisinde oldukça uzun mesafeleri kat edebilirler (Kittel, 1996). Neticede, kritik akım değeri J_c 'den daha büyük olmayan elektrik akımları

süperiletken bir malzeme içerisinde herhangi bir elektriksel dirençle karşılaşmadan akabilecektir.

- **Süperiletken içerisindeki manyetik alanın sıfır oluşu ($\vec{B} = 0$):** Süperiletken bir malzeme bir manyetik alan içerisindeyken soğutulduğunda; T_c kritik sıcaklığından sonra süperiletken malzemenin içerisindeki manyetik akıyı dışarıya ittiği görülür ve bu duruma *Meissner etkisi* denir (Meissner and Oschenfeld, 1933). Meissner etkisi, süperiletken bir malzemenin elektriksel direncinin sıfır olması ile beraber, malzemenin içerisinde bir manyetik akının indüklenememesi durumlarının ortak bir sonucudur. Gerçekten de, kritik sıcaklık değerinin altına kadar soğutulmuş bir malzemenin süperiletken olup olmadığı hem direncinin sıfır olduğunun görülmesi ($\rho = 0$) hem de içerisindeki manyetik akının sıfır olduğunun ölçülmesi ($B = 0$) ile belirlenir.

2.3.London Modeli

Süperiletkenliğin en basit modeli olan London modeli, 1935 yılında London kardeşler tarafından ortaya atılmıştır (London and London, 1935). Bu modele göre; süperiletken durumda bulunan bir malzemede iki tip yük taşıyıcısı bulunmaktadır; normal elektronlar ve sıfır elektriksel dirence sahip ‘süperelektronlar’. Normal elektronlar süperiletken içerisinde belirli bir iletkenlik σ değeri ile ohm yasasına uyarken, süperelektronlar ise saçılmaya uğramadıkları için direnç göstermezler. Elektrik akımı malzeme içerisinde süperelektronlar tarafından taşınır; bu sayede tüm sistem sıfır elektriksel direnç gösterir. Malzeme içerisinde bulunan süperelektronların yükü e^* , efektif kütle m^* ve süperelektronların

yoğunluğu n_s ile gösterilirse süperiletken içinde bulunan süperelektron yoğunluğu;

$$\vec{j}_s = n_s e^* \vec{v} \quad (2.4)$$

olarak söylenebilir. Burada \vec{v} , süperelektronların hızıdır. \vec{E} gibi bir elektrik alan altındaki süperelektronların hareket denklemi ise;

$$\frac{m^* dv}{dt} = e^* \vec{E} \quad (2.5)$$

şeklinde verilir. Bu iki denklem birleştirilip denklem (2.3) Maxwell eşitliğine yerleştirilirse, $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ vektör potansiyeli için temel London eşitliği elde edilir;

$$\vec{j}_s = -\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right)\vec{A} \quad (2.6)$$

burada $\Lambda^2 = \frac{m^*}{n_s e^{*2}}$ şeklindedir. (2.6) eşitliği bir süperiletkenin elektrodinamiğini tarif eden ilk eşitlik sayılabilir. Bu eşitlikten yola çıkarak manyetik indüksiyon \vec{B} ;

$$\nabla^2 \vec{B} = \left(\frac{1}{\lambda_L^2}\right)\vec{B} \quad (2.7)$$

“olarak elde edilir. Bu noktada ise λ_L ;

$$\lambda_L = \frac{\Lambda}{\mu_0^2} = \left(\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

şeklindedir ve London girginlik derinliği (London penetration depth) adını alır. London girginlik derinliği (λ_L) en iyi şekilde bir boyutlu bir süperiletken sisteminde anlaşılabilir. Şekil 2.3'de de görülebildiği gibi, $x > 0$ bölgesi homojen bir süperiletken bölgesi olarak kabul edilirse, H_0 şeklinde bir manyetik alan süperiletken bölgeye dik olarak uygulandığında (2.7) denkleminin sayesinde;

$$\frac{d^2 B_y(x)}{dx^2} = \frac{B_y(x)}{\lambda_L^2} \quad (2.9)$$

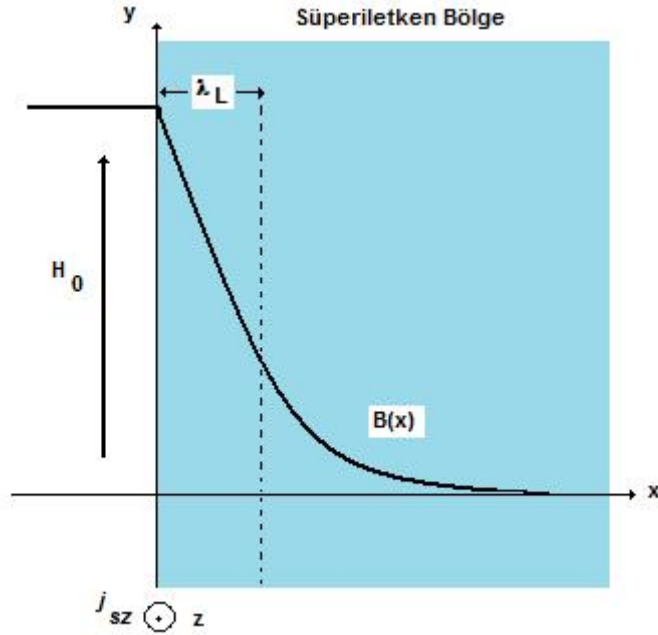
diferansiyel eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin çözümü ise süperiletken içindeki manyetik indüksiyonu verir;

$$B_y(x) = \mu_0 H_0 \exp\left[\frac{-x}{\lambda_L} \right] \quad (2.10)$$

Yukarıdaki eşitliğe göre manyetik indüksiyon $x \gg \lambda_L$ erişiminde sıfıra inmektedir. Aynı zamanda manyetik indüksiyon $0 < x < \lambda_L$ aralığında süperiletken bölgeye girebilir. Süperiletken akım yoğunluğu için Maxwell eşitliği kullanıldığında ise;

$$j_{sz} = \frac{1}{\mu_0 (\vec{\nabla} \times \vec{B})_z} = \frac{-H_0}{\lambda_L \exp\left(\frac{-x}{\lambda_L}\right)} \quad (2.11)$$

elde edilir. Açıkça görülebildiği gibi süperiletken elektronlarından oluşan bir yüzey akımı süperiletken bölgenin z eksenine boyunca akarken bu akım x eksenine boyunca eksponansiyel olarak azalmaktadır. j_{sz} akım yoğunluğu aynı zamanda $-y$ eksenine boyunca bir manyetik alan yaratarak uygulanan manyetik alanın $x > \lambda_L$ erişiminde ortadan kalkmasına neden olur. Buna göre gerçekte bir süperiletkenin içindeki manyetik indüksiyon, Meissner ve Ochsensfeld'in de söylediği gibi sıfırdır.



Şekil 2.3. 1 boyutlu süperiletken bölge üzerinde London Girginlik Derinliği'nin (λ_L) ifadesi.

London teorisi görüldüğü gibi Meissner etkisini oldukça başarılı bir biçimde açıklayabilmektedir. Aynı zamanda manyetik alanın bir süperiletkene nüfuz edebilme derinliği olan London girginlik derinliği (λ_L) parametresini ortaya atması ile süperiletkenlerin önemli bir özelliğini daha ortaya koymaktadır. Fakat London teorisi bazı noktalarda zayıf kalmaktadır. Örneğin; süperelektron yoğunluğunun homojen kabul edilmesi, bu yoğunluğun sıcaklıkla değişimine hiç değinilmemesi ve aynı zamanda süperelektron yoğunluğunun süperiletken–normal iletken yüzeyleri arasındaki değişimi gibi noktalar karanlıkta kalmaktadır. Bu hususlar ise süperiletkenliğin Ginzburg–Landau teorisi ile açıklanmaktadır.

2.4.Ginzburg-Landau Teorisi

1950 yılında Ginzburg ve Landau'nun beraber öne sürdükleri, London teorisinin eksik bıraktığı n_s süperelektron sayısının değişmesi ve uygulanan manyetik alan veya elektrik akımından etkilenmesi gibi önemli noktaları tamamlamayı amaçlayan Ginzburg-Landau teorisi, süperiletkenliği farklı bir açıdan ele alıyordu. Bu teoriden önce de süperiletkenliğin makroskopik bir kuantum olayı olduğu bilindiği halde süperiletken elektronların bir dalga fonksiyonu yazılmamıştı. Ginzburg-Landau teorisi ise önce bu dalga fonksiyonunun yazılması ile işe başlamaktadır;

$$\Psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})} \exp[i\phi(\vec{r})] \quad (2.12)$$

Süperiletken elektronların dalga fonksiyonu yazıldıktan sonra akım yoğunluğu da elde edilebilir;

$$j_s(\vec{r}) = \frac{ie^*\hbar}{2m^*} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) - \frac{e^{*2}}{m^* \vec{A}} \psi \psi^* \quad (2.13)$$

yukarıdaki eşitlikte \vec{A} ; $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ şeklindeki manyetik vektör potansiyelidir. Ginzburg-Landau teorisinin en önemli adımı, $\psi(\vec{r})$ dalga fonksiyonunu asıl olarak süperiletkenlik düzen parametresi olarak kabul etmesidir. Bu düzen parametresi, Gibbs serbest enerjisinin minimize edilmesi ile bulunduğu gibi aynı zamanda termodinamik denge durumunu da sağlayan bir parametredir. Bu durumda, ψ parametresinin küçük ve yavaşça değişen bir fonksiyon olduğu kabul edilerek Gibbs serbest enerji yoğunluğu;

$$f = f_{n0} + \alpha(T) |\psi|^2 + \frac{\beta |\psi^4|}{2} + \frac{1}{2m^*} \left| \left(i \vec{\nabla} - e^* \vec{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{h^2}{2\mu_0} \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $f_{n0} + \frac{h^2}{2\mu_0}$ yerel bir manyetik alanın etki ettiği normal durumdaki iletkenin serbest enerji yoğunluğu iken h ise Planck sabitidir. \vec{A} ise bu yerel manyetik alana bağlı vektör potansiyelidir. (2.14) eşitliğindeki en önemli parametreler α ve β 'dir. Bu parametreler Landau'nun ikinci dereceden faz dönüşümü teorisine uygun olarak ortaya atılmıştır;

$$\alpha = \alpha_0(T - T_c) \quad (2.15)$$

$$\beta = \text{sabit} \quad (2.16)$$

Yukarıda verilen parametreler genellikle, süperiletken üzerine yapılan manyetik ölçümlerin sonucunda elde edilen verilerin Ginzburg-Landau teorisine göre uygulanması ile bulunur. Fakat aynı zamanda, süperiletken üzerine dışsal bir manyetik alan uygulanmadığı durumda ve sistem termodinamik denge durumunda bulunurken süperelektronların kuantum mekaniksel yoğunluğunun;

$$|\psi_0|^2 = \frac{-\alpha}{\beta} \quad (2.17)$$

olduğu düşünülürse α ve β parametreleri termodinamik kritik alan H_c cinsinden aşağıdaki gibi verilebilir;

$$\alpha = \frac{-\mu_0 H_c^2}{|\psi_0|^2} \quad (2.18)$$

$$\beta = \frac{-\alpha}{|\psi_0|^2} = \frac{\mu_0 H_c^2}{|\psi_0|^4} \quad (2.19)$$

Dışarıdan uygulanan bir manyetik alanın etkisi hesaba katıldığında; serbest enerji f , düzen parametresi ψ^* ve vektör potansiyeli \vec{A} 'nın bir fonksiyonu olacaktır. Ginzburg-Landau teorisi bu durumda, serbest

enerjiyi bu iki değişkene göre minimize ederek aşağıdaki iki temel denklemleri elde eder;

$$\frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar \vec{\nabla} + e^* \vec{A} \right)^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0 \quad (2.20)$$

$$\vec{j}_s = \frac{ie^* \hbar}{2m^*} \left(\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^* \right) - \frac{e^{*2}}{m^* \vec{A} |\psi|^2} \quad (2.21)$$

Birbirlerine bağlı bu iki eşitlik ile beraber ve uygun sınır koşullarının uygulanması sayesinde; α ve β sabitleri belirlenebilen her süperiletkenin özellikleri tarif edilebilir. Aynı zamanda yukarıdaki eşitliklerde ψ 'nin yerel olarak değişimi göz ardı edildiğinde; London teorisinin belirlediği akım yoğunluğu ve girginlik derinliği parametresi elde edilebilir;

$$\vec{j}_s = \frac{-e^{*2}}{m^* |\psi_0|^2} \vec{A} \quad (2.22)$$

$$\lambda_L = \left(\frac{m^*}{\mu_0 |\psi_0|^2 e^{*2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

Süperiletken elektronların dalga fonksiyonu ψ 'nin yerel olarak sıfır dışsal manyetik alan altında $\psi = \psi_0 + g$ kadar değiştiği düşünöldüğünde ise, g küçük değişimi;

$$g = \psi - \psi_0 = C \exp\left(\frac{-r}{2\xi}\right) \quad (2.24)$$

olarak ortaya çıkar. Burada C bir sabit, ξ ise Ginzburg-Landau teorisinin ortaya koyduğu önemli bir parametre olan koharens uzunluğudur;

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha|} \quad (2.25)$$

Koharens uzunluğu; süperiletken elektronlarının yoğunluğunun değişimini ifade eden bir değişkendir. Ginzburg-Landau teorisinin ortaya koyduğu gibi, λ_L uygulanan manyetik alanı ortadan kaldırmak için ortaya çıkan süperiletken yüzey akımlarının azalma oranı iken, koharens uzunluğu ξ , süperiletkenlik düzen parametresinin azalma oranıdır. (2.25) eşitliğinde görüldüğü gibi koharens uzunluğu, α parametresine ve bu parametrede kritik sıcaklık T_c 'ye bağlıdır; buna göre yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin koharens uzunluğu daha kısa olmalıdır. Gerçektende, düşük sıcaklık süperiletkenlerinin koharens uzunluğu birkaç bin angström kadarken, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin koharens uzunluğu sadece birkaç angström kadardır.

Koharens uzunluğunun bir başka anlamı da yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin yapısal özellikleri ile ilgilidir. Koharens uzunluğu, süperelektronların dalga fonksiyonlarının 'dalga uzunluğu' olarak düşünülürse, bir süperiletkenin içsel yapısında bulunan koharens uzunluğundan daha küçük boyutlardaki bozukluklar süperelektronlar

tarafından ‘hissedilemez’ demektir. Böylelikle boyutları büyük olmayan noktasal bozukluklar (point defects) veya yerdeşiştirmeler (dislocations) süperelektronların koharens uzunluğu parametresini etkilemediği için, süperiletken özellikleri de fazla etkilemez.

2.5.I. Tip Süperiletkenler

Sadece bir tane kritik alan değeri H_c 'ye sahip süperiletken malzemelerdir. Bu tip süperiletkenler, termodinamik kritik alan da denilen H_c 'ye dek uygulanan manyetik alanları dışlarlar ve bu noktaya kadar mükemmel diamanyetizm özelliği gösterirler. Termodinamik kritik alan değerinden sonra ise malzeme süperiletken durumundan tamamen çıkarak normal iletken haline dönecektir. Sıcaklığa bağlı olarak manyetik alanın değişimi ise aşağıdaki formülle verilir;

$$H_c = T_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.26)$$

Bu tip süperiletkenlerin yapıları, BCS teorisi ile açıklandığı üzere genel olarak düzgün yapılı kristal örgüler şeklindedir. Bu nedenle I. tip süperiletkenlik durumu alaşımlarda pek rastlanmaz. I. tip süperiletken malzemelere verilebilecek en iyi örnek metal özelliği gösteren kurşun ve civadır.

2.6.II. Tip Süperiletkenler

İki tane kritik alan değeri H_{c1} ve H_{c2} 'ye sahip olan süperiletken malzemelerdir. II. tip süperiletkenler, birinci kritik alan değerleri H_{c1} 'e kadar uygulanan manyetik alanları, I. tip süperiletkenler gibi dışlarlar. Fakat bu alan değerinden sonra uygulanan manyetik alanlar malzemenin içerisine nüfuz etmeye başlar. 1957 yılında Abrikosov (Abrikosov, 1957) tarafından ifade edilen bu davranışta, uygulanan manyetik alan süperiletken malzemenin içerisine akı şeritleri veya girdapları halinde girer ve ortaya karışık durum (mixed state) denilen bir hal çıkar. Karışık durumdayken malzeme, süperiletken ve normal iletken bölgelerden oluşmaktadır; ve hala Meissner etkisi gösterir. H_{c2} kritik alanından sonra ise uygulanan manyetik alan malzemeye tamamen nüfuz etmiştir ve bu noktada normal iletken hale geri dönlür.

Karışık durumda bulunan II. tip bir süperiletkene nüfuz eden manyetik alan girdapları kuantumlanmıştır. Her bir girdap;

$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{2e} = 2.0678 \times 10^{-15} \text{ tesla m}^2 \quad (2.27)$$

kadar manyetik akı taşır. Burada \hbar planck sabitinin 2π 'ye bölümü ve e ise elektron birim yüküdür. Akı girdapları, süperiletkenin içerisine nüfuz ettiğinde; merkezi normal iletken ve çapı da -girginlik derinliğine bağlı olarak- ortalama 100nm olan küçük silindirler halinde girdaplar oluşturur. Bu girdapların etrafı ise süperiletken halde bulunan bölgelerle çevrilidir. Karışık durumda iken süperiletken malzeme oldukça yüksek

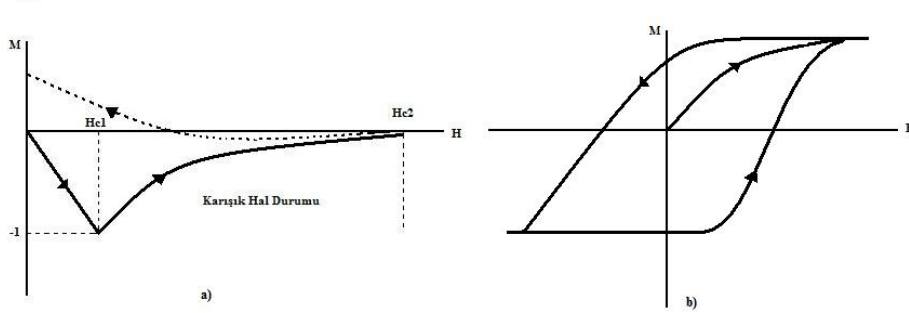
miktarlarda manyetik alanı içinde barındırabilir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, malzemenin taşıyabileceği üst sınır manyetik alanı olan H_{c2} 'nin yaklaşık 150 teslaya dek ulaştığı görülmüştür.

2.7.II. Tip Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

2.7.1. Manyetizasyon

II. tip süperiletkenlerde manyetizasyon eğrisi histerisis özelliği gösterir. Mükemmel diyamanyetizma durumu birincil kritik alan değeri H_{c1} 'den önce meydana gelmekteyken, uygulanan manyetik alana bağlı olarak manyetizasyon $\vec{M} = -\vec{H}$ 'dir ve malzemenin içindeki toplam manyetik alan $\vec{B} = \mu_0 (\vec{M} + \vec{H}) = 0$ 'dır. Manyetizasyona bağlı olarak malzemeyi mükemmel diamanyetik yapan manyetik duygunluk sabiti $\chi = -1$ 'dir ve manyetik akı malzemedan tamamen dışlanarak tam bir Meissner etkisi görülür. Birincil kritik alan değerinden sonra manyetik alan uygulandığında malzeme karışık duruma geçer. Bu durumdayken uygulanan manyetik alan malzemenin içine nüfuz etmeye başlamıştır. Uygulanan alan miktarını arttırıp ikincil kritik alan değeri H_{c2} 'ye erişildiğinde malzeme içerisindeki normal bölgeler birleşir, yani uygulanan alan malzeme içerisine tam olarak nüfuz etmiştir. Bu noktada malzeme normal iletken haline dönmüştür. İdeal bir durumda uygulanan manyetik alan H_{c2} kritik alanından düşürüldüğünde, manyetizasyon eğrisinin kendi üzerinden bir fark olmaksızın başlangıç durumuna döneceği düşünülebilir. Fakat gerçek malzemelerde durum bu değildir. Sadece manyetik alan vasıtasıyla normal duruma döndürülmüş bir II. tip süperiletken malzemedde, alan azaltılıp tekrar karışık duruma

dönüldüğünde bu sefer malzemenin yapısında bulunan bozukluklar ve safsızlık atomları nedeniyle manyetik alanın daha önceki karışık durumdan farklı bir biçimde tuzaklandığı ve alan azaltılmaya devam ettiği halde bu tuzaklanmış akıların malzeme içerisinde kalmaya direndiği görülür. Geri dönüş esnasında malzemenin içerisinde kalan bu akılar nedeniyle alan tamamen kaldırıldığı halde malzemenin içerisinde $\vec{B} \neq 0$ bir manyetik alanın oluştuğu görülür. Neticede uygulanan alan sıfıra düştüğü halde geri dönüşten sonra malzemenin manyetizasyonu sıfırdan farklı bir değer alır.



Şekil 2.4. II. tip süperiletkenlerde görülen manyetizasyon histerisis eğrisi. a) H_{c1} ve H_{c2} kritik manyetik alanları arasında manyetizasyon histerisis eğrisi; b) belirli bir $+H_{max}$ ve $-H_{max}$ uygulanan manyetik alanları arasında manyetizasyon eğrisi görülmektedir (Soltan, 2005).

2.7.2. Karışık Hal Durumu ve Akı Girdapları

II. tip süperiletken malzemelerde görülen karışık hal durumu; malzeme iki kritik alan değeri arasında bulunduğu sırada ve manyetik alan malzemenin içerisine nüfuz ettiği halde yinede süperiletken özelliği göstermesi durumudur. Karışık hal durumunda manyetik alan akı

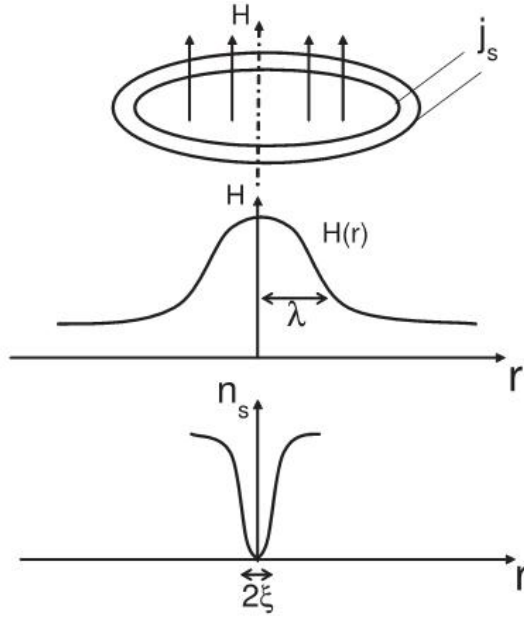
girdapları halinde malzemenin içerisine nüfuz eder ve ortaya girdaplar boyunca normal iletken halinde bulunan, girdapların etrafında ise süperiletken halin bulunduğu bir yapı çıkar. Normal iletken bölgelerle süperiletken bölgeler arasında oluşan yüzeylerin enerjisi negatiftir; yani bu geçiş yüzeylerinin oluşması için enerji gerekmektedir. Bu sayede malzeme termodinamik olarak daha düşük enerjili bir duruma geçecektir (Rose-innes and Rhoderick, 1978).

Akı girdapları ise manyetik akının süperiletkene nüfuz ettiği silindirik bölgeler halindedir. Bu bölgelerde akı $\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{2e}$ olarak kuantumlanmıştır. Uygulanan manyetik alan ise malzeme içerisindeki akı kuantumlarının sayısına bağlıdır. Buna göre; üst kritik alan değeri H_{c2} , silindirik akı girdaplarının birbirine degecek şekilde paketlenmesi ile bu silindirik bölgenin yarıçapının girdabın içindeki normal bölgenin yarıçapına eşit olduğu durumdur. Alt kritik alan değeri H_{c1} ise akı girdaplarının manyetik kuvvet aracılığı ile birbirlerini iterek malzeme içerisinde dağılmalarını sağladığı bir noktadadır. Her iki kritik alan değeri arasında malzeme içerisinde indüklenen \vec{B} manyetik alanına göre birim n yüzey alanına dağılmış akı girdabı miktarı $\vec{B} = n \Phi_0$ kadardır.

Bir akı girdabının iç dinamiği ise Abrikosov ve Bean tarafından tanımlanmıştır. Özellikle Bean'nin sunduğu ve hâlâ kullanılmakta olan makroskopik modele göre akı girdabı tam bir silindir biçiminde değildir. Girdap içerisinde homojen bir manyetik akı girginliği olmadığı gibi akı yoğunluğu merkezden çevreye doğru yayılan ve bir gauss eğrisi

şeklindeki bir gradyana sahiptir (Şekil 2.5). Bean kritik modeli olarak anılan bu modellemede, akı girdabının dağılımı malzemenin girginlik derinliği λ ve elektron koharens uzunluğu ζ arasında bir ilişkidir. Bean kritik modeline göre bir akı girdabı içerisindeki manyetik akının dağılımı yüksek sıcaklık süperiletkenleri için aşağıdaki gibi verilmiştir;

$$H(r) = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0} \right) \left(\frac{r}{\lambda_L} \right) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_L} \right) \quad (2.28)$$



Şekil 2.5. İzole bir manyetik akı girdabının temsili gösterimi. Akı girdabı, uygulanan manyetik alan H 'a göre süperiletken bölgeye λ kadar nüfuz edebilir. Aynı zamanda bu akı girdabı içerisindeki süperiletken elektronlarının dağılımı koharens uzunluğuna bağlı olarak 2ξ kadar bir uzunluk üzerindedir (Soltan, 2005).

2.7.3. Akı Çivilenmesi, Akı Sürüklenmesi ve Akı Akışı

Karışık durumda bulunan II. tip bir süperiletken malzemede uygulanan manyetik alanın nüfuz etmesi ile oluşan akı girdapları, uygulanan alanın değişmesi veya malzemedeki bir elektrik akımı geçirilmesi sayesinde malzeme içerisinde hareket edebilir. Herhangi bir akım uygulanmadığında, akı girdapları malzemenin içsel yapısındaki bozukluklar ve saflığı bozan atomlar sayesinde özellikle bu bölgelerde oluşacaktır. Akı çivilenmesi (flux pinning) denilen bu durumda malzeme içerisindeki akı girdapları belirli bir potansiyel enerji ile çivilendikleri yere bağlı kalacaklardır. Elektrik akımı uygulanan karışık durumdaki bir süperiletkenin içerisinde ise, akım ve akı girdaplarının etkileşmesi sonucu $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$ kadar bir Lorentz kuvveti ortaya çıkacaktır. Lorentz kuvveti, akı girdaplarını çivileyen potansiyel enerjiden büyük olduğunda ise çivilenmiş akı girdapları hareket etmeye başlar. Akı akışı (flux flow) denilen bu durumdayken malzeme içerisindeki akı girdapları Lorentz kuvveti altında hareket ettikleri için ortamda bir enerji yayılımı olacaktır. Bu enerji yayılımı, uygulanan elektrik akımına bağlı olduğundan akımın akışına engel teşkil eden bir direnç özelliği gösterir. II. tip süperiletken malzemelerde, kritik akım değerleri genel olarak düşüktür, bu nedenle akı akışı durumu tercih edilir bir durum değildir. Bu duruma bir çözüm olarak, özellikle yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, akı girdaplarının malzeme içerisinde tutunabileceği ve hareket etmelerine engel olacak çivileme merkezlerinin oluşturulması yaygındır.

Bunun yanında, özellikle yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde çivilenmiş akı girdaplarının termal etkileşimlerden dolayı hareket ettiği de görülmektedir. Fakat bu hareket, Lorentz kuvveti altındaki bir akı hareketinden farklı olarak, yavaş ve düzensiz bir biçimde aktif olması şeklindedir. Akı girdaplarının bu durumuna ise akı sürüklenmesi (flux creep) denir.

2.7.4.II. Tip Süperiletkenlerde Kritik Manyetik Alan Değerleri

I. tip süperiletkenlerin aksine, 2 değişik kritik manyetik alan değerine sahip olan ve Abrikosov tarafından tanımlanan II. tip süperiletkenlerin kritik manyetik alan değerleri H_{c1} ve H_{c2} , daha önce Ginzburg-Landau teorisi ile ortaya konulan parametrelere dayanır. Bu alan değerleri, herhangi bir II. tip süperiletken malzeme için, termodinamik kritik alan değeri H_c ile bağlantılı bir şekilde aşağıdaki gibidir;

$$H_{c1} \approx \frac{H_c}{\kappa} \quad (2.29)$$

$$H_{c2} \approx \sqrt{2\kappa H_c} \quad (2.30)$$

Yukarıdaki eşitliklerde κ II. tip süperiletken malzemenin Ginzburg-Landau sabiti iken, bu sabit malzemenin manyetik akıya karşı girginlik derinliği λ ve elektron koharens uzunluğu ξ 'ye göre $\frac{\lambda}{\xi}$ olarak tanımlanır (Ginzburg and Landau, 1950). Karışık hal durumunda bulunan II. tip bir

süperiletken malzemenin bünyesinde akı girdapları taşıdığını daha önce belirtmiştik. Abrikosov tarafından tanımlanan bu girdaplar merkezlerinde normal iletken haldeki bir bölge taşıyan ve içerisinde minimum H_{c1} kritik alanı kadar manyetik alan bulunduran bir yerdir. Bu bölgelerde manyetik alan girginlik derinliği λ kadar süperiletken bölgeye uzanır. Sadece bir tek girdap bölgesinde varolan manyetik akı miktarı daha önce tanımlandığı üzere akı kuantumu Φ_0 'a bağlıdır. Bu noktada H_{c1} kritik alan değeri akı kuantumu ve girginlik derinliğine bağlı olarak aşağıdaki gibi de tanımlanabilir;

$$H_{c1} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\lambda^2} \quad (2.31)$$

Uygulanan manyetik alanın artması ile malzemenin içine nüfuz etmiş olan akı girdapları giderek birbirlerine daha yakın ve sık bir biçimde dizilmeye başlar. Bu durum H_{c2} kritik alan değerinde maksimum bir hal alır. Bu alan değerinde akı girdapları en yoğun bir biçimde istiflenmiş ve birbirlerine elektron koharens uzunluğu ξ kadar yaklaşmışlardır. Herbir girabın içindeki akı kuantumlanmıştır ve elektron koharens uzunluğuna bağlı olarak H_{c2} kritik alan değeri aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$H_{c2} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\xi^2} \quad (2.32)$$

Buna nazaran, termodinamik kritik alan değeri denilen H_c , süperiletken durumdaki bir malzemenin kararlı enerji yoğunluğu'nu

ölçer. Bu sayede termodinamik kritik alan değeri kullanılarak mutlak sıfır noktasında bir akı girdabının stabilitesi ölçülebilir. Bu durumdayken II. tip bir süperiletken için $\xi < \lambda$ ve $\kappa > 1$ kabul edilir ve normal iletken haldeki küçük bir silindir olarak farz edilen akı girdabının içerisinde B_a kadar manyetik alan taşıdığı ve bu alanın etrafındaki süperiletken bölge nedeniyle enerji kaybına uğradığı düşünülürse; bir akı girdabının kararlı enerji yoğunluğu eşitliği;

$$f = f_{\text{girdap}} + f_{\text{manyetik}} \approx \frac{1}{8(H_c^2 \xi^2 - B_a^2 \lambda^2)} \quad (2.33)$$

şekilde yazılabilir. Akı girdabının sabit bir durumda olduğu kabul edilirse ($f < 0$) ve stabilizasyon enerjisinin eşik değerinin sıfır olduğu ($f = 0$) hatırlanırsa bu durumda uygulanan alan B_a 'nin H_{c1} cinsinden yazılımı;

$$\frac{H_{c1}}{H_c} \approx \frac{\xi}{\lambda} \quad (2.34)$$

ortaya çıkar. Bu durumda (2.31) ve (2.32) eşitliği (2.34) eşitliği ile bir arada kullanıldığında H_c termodinamik alan değeri için;

$$(H_{c1} H_{c2})^{\frac{1}{2}} \approx H_c \quad (2.35)$$

ve aynı zamanda Abrikosov'un da belirttiği gibi H_{c2} alan değeri için κ cinsinden;

$$H_{c2} \approx \left(\frac{\lambda}{\xi}\right)H_c = \kappa H_c \quad (2.36)$$

gibi bir ifade elde edilir (Kittel, 1996).

Çizelge 2.1. Çeşitli II. tip süperiletken bileşik ve alaşımların kritik sıcaklık T_c , kritik manyetik alan H_{c2} ve B_{c2} değerleri (Larbalastier, 2000 ve Çelik, 2006).

Bileşen	T_c (K)	H_{c2} (A/cm)	B_{c2} (T)
Nb-Ti alaşımı	10,2	$\sim 0,9 \times 10^8$	~ 12
Nb ₃ Sn	18,3	$\sim 1,6 \times 10^8$	~ 22
Nb ₃ Ge	23,0	$\sim 2,2 \times 10^8$	~ 30
Nb ₃ Al	18,9	$\sim 2,3 \times 10^8$	~ 32
PbMo ₆ S ₈	14,0	$\sim 3,3 \times 10^8$	~ 45

2.7.5. II. Tip Süperiletkenlerde Kritik Akım Değerleri

II. tip bir süperiletkenin, süperiletken özelliği bozulmadan taşıyabileceği maksimum elektrik akımı yoğunluğuna kritik akım yoğunluğu (J_c) denmektedir. Bu tip süperiletkenlerde kritik akım yoğunluğu değerleri, I. tip süperiletkenlere göre oldukça yüksek olabilir. Bunun nedeni; bu tip süperiletkenlerin yüksek değerlikli bir manyetik alan uygulandığında karışık hal durumuna geçerek, uygulanan manyetik alanı girdaplar olarak tuzaklamaları ve bu sayede çok daha yüksek miktarda elektrik akımının malzemedan geçmesine olanak vermeleridir. II. tip süperiletkenlerin kritik akım yoğunluğu değerleri en doğru şekilde

Bean kritik hal modeli kullanılarak hesaplanabilir (Bean, 1964). Bu modelde kritik akım yoğunluğu; malzemenin sabit bir sıcaklık ve uygulanan manyetik alan değerindeki manyetizasyonunun (ΔM) farkına bağlı olarak verilir. Diğer bir deyişle; sabit bir sıcaklıkta malzeme üzerinde manyetizasyona karşılık uygulanan manyetik alan (M-H) ölçümü yapıldığında elde edilen manyetizasyon histerisisi eğrisi kritik akım yoğunluğunun hesaplanmasında kullanılır. Her bir manyetik alan değeri için, histerisis eğrisi üzerinde manyetizasyonun ilerleyen (M_1) ve geri gelen (M_2) manyetizasyon değerleri arasındaki fark kritik akım yoğunluğunu belirleyen etmendir;

$$M_1 - M_2 = \Delta M \quad (T = \text{sabit}; H = \text{sabit}) \quad (2.37)$$

Malzemenin o sıcaklık ve uygulanan manyetik alan değeri altında kritik akım yoğunluğu, malzemenin tüm hacminde akan elektrik akımının toplamıdır;

$$J_c(H, T) = \frac{20\Delta M}{a\left(1 - \frac{a}{3b}\right)} \quad (2.38)$$

Yukarıdaki formülde $\frac{20}{a\left(1 - \frac{a}{3b}\right)}$ katsayısı geometrik faktör

olarak adlandırılır ve malzemenin şeklinde bağlıdır. Buna göre b malzemenin uygulanan manyetik alana paralel uzunluğu iken, a ise manyetik alanın dik olarak etki ettiği uzunluktur ve $b > a$ olarak kabul

edilir. Bu çalışmada diktörge prizması olarak kesilmiş parçalar kullanıldığı için geometrik faktör olarak bu katsayı kullanılmıştır. (2.38) formülüne göre, bir süperiletken malzemenin manyetizasyon eğrisinde; uygulanan manyetik alan arttıkça, manyetizasyon değerleri azalacağı için, ΔM manyetizasyon farkı da azalacak ve kritik akım yoğunluğunun uygulanan manyetik alanın artışı ile azalması gözlenecektir. Aynı zamanda iki farklı sıcaklıktaki manyetizasyon değerleri arasında da fark olması beklenir; buna göre düşük bir sıcaklıktaki manyetizasyon değerleri daha yüksek olacak, dolayısı ile ΔM farkı ile beraber kritik akım yoğunluğu da daha yüksek gözlenecektir. Bu durum malzemenin kritik sıcaklık değerine dek sürecek ve bu sıcaklığın üstünde kritik akım yoğunluğu sıfıra düşecektir.

2.8.Yüksek Sıcaklık Süperiletken Malzemeleri

Yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerinin 1986 yılında bilim dünyasına girişi; daha önce bilinen süperiletken metal alaşımlarının sahip olduğu kritik faz geçiş sıcaklığı 23K'yı çok daha yüksek sıcaklıklara taşımalarını sağlamıştır. Daha önce keşfedilmiş ve üzerinde çalışmış malzemelerin geçiş metallерinin alaşımları olması akla oldukça yatkınken; yine de bu dönemlerde $T_c = 13K$ kritik geçiş sıcaklığına sahip $LiTi_2O_4$ ve $Ba(Pb,Bi)O_3$ oksit bileşikleri de bilinmekteydi. Yine de bu bileşiklerin normal fazlarında gayet kötü iletkenler olmaları ve akım taşıma kapasitelerinin düşüklüğü bu bileşiklerin gözden kaçmalarına neden olmuştu. 1986 yılında ise Georg Bednorz ve Alex Müller'in

(Bednorz and Müller, 1986) sistematik çalışmaları ile keşfettikleri $\text{La}_{1.85}\text{Ba}_{0.15}\text{CuO}_4$ oksit bileşiği $T_c = 35\text{K}$ ve üstü kritik faz geçiş sıcaklığına sahip olması ile süperiletkenlik araştırmalarına yeni bir solğun geldiğini gösteriyordu. Bu keşiften çok kısa bir süre sonra $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ $T_c = 38\text{K}$ oksitinin bulunması ve daha sonra $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ $T_c = 90\text{K}$ ile $\text{TlBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ $T_c = 120\text{K}$ oksitlerinin ortaya çıkışı ile yüksek sıcaklık süperiletkenliği araştırmaları hız kazandı. Kritik sıcaklıkları ile beraber yüksek sıcaklık süperiletken bileşik ve alaşımlarının listesi Çizelge 2.2’de verilmektedir.

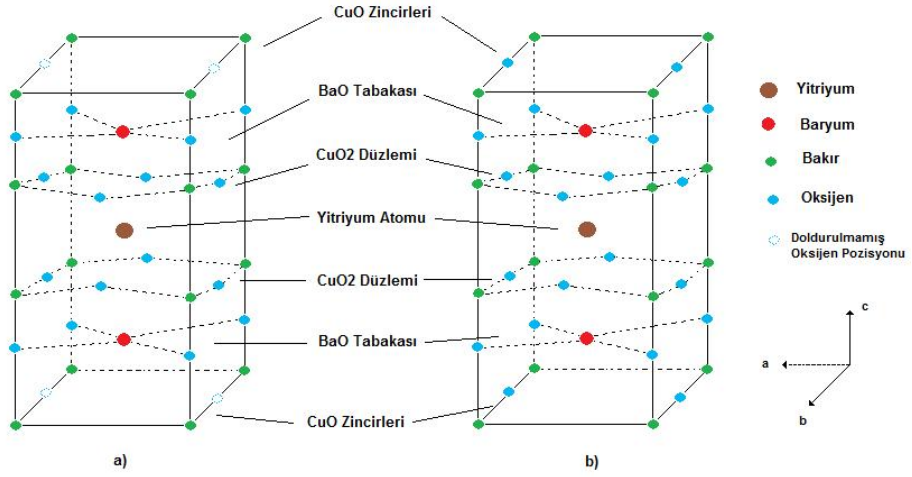
Çizelge 2.2. Kritik faz dönüşüm sıcaklıkları (T_c) ile birlikte çeşitli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin listesi (Cai ve Zhu, 1998).

Bileşik veya Alaşım İsmi	Kritik Faz Dönüşüm Sıcaklığı (T_c)
$\text{Hg}_{12}\text{Tl}_3\text{Ba}_{30}\text{Ca}_{30}\text{Cu}_{45}\text{O}_{127}$	164K (Basınç Altında)
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (BSCCO)	110K
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO)	92K
LnFeAsO_{1-x}	56K
$\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$	43K
$\text{CeFeAs}(\text{O},\text{F})$	41K
MgB_2	39K
Cs_3C_{60} (Fulleride)	38K
$\text{LaFeAs}(\text{O},\text{F})$	26K

Yüksek sıcaklık süperiletken malzemeleri baryum, lantanyum, itrium veya talyum gibi 3 veya daha çok element atomunun birim hücreler halinde dizilmesi ile oluşan seramik tabanlı, perovskite yapılı bileşiklerdir. Her bir birim hücre tetragonal perovskite yapısı ile dizilmiş ve bileşikteki atomların *c*-ekseni yönünde üst üstüste dizilmesi ile meydana gelmiş çok katmanlı bir yapıdan oluşur (Şekil 2.6). Bu birim hücrelerin *a-b* ve *c* yönelimi boyunca sıralanması ile mikroskopik kristal tanelerini oluşturur. Bu taneler ise toplamda büyük ölçekteki süperiletken malzemeyi meydana getirir. Yüksek sıcaklık oksit sistemleri seramik yapıları nedeniyle oldukça kırılğıandır ve normal iletken halindeyken oldukça kötü iletken ve hatta yalıtıcıdır. Süperiletken fazda ise malzemeye göre değişen *a-b* yönelimli bakır oksit veya bizmut oksit düzlemler cooper çiftlerinin iletilmesini sağlayarak malzemenin elektrik akımına karşı dirençsiz olmalarına neden olur, malzeme *c*-ekseni yöneliminde de süperiletken akımı iletse de bu akım genellikle *a-b* düzlemleri boyunca iletilebilen akım miktarından düşüktür. Teknolojik uygulamalar içinse; bulunuşlarından sonra üzerlerinde en çok araştırma yapılan; tablet ve süperiletken kablo yapımında kullanılan $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, İttrium-Baryum-Bakır-Oksit (YBCO veya Y123) ve aynı zamanda $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (Bi-2212)ve $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (Bi-2223) Bizmut-Stronsiyum-Kalsiyum-Bakır-Oksit malzemeleri kullanılmaktadır. Bunların arasından YBCO bir sonraki kısımda ayrıntıları ile incelenecektir.

2.9. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO – Y123)

YBCO; ortorombik perovskite kristal yapısına sahip birim hücrelerden oluşur (Şekil 2.6). Herbir birim hücre c -ekseni boyunca uzanan ve 3 katmanlı bir yapıdan oluşur. Merkezde itriyum atomu bulunurken; bu katmanın etrafını CuO_2 düzlemleri çevreler. Bu düzlemlerin üzerinde ise baryum atomları ve yine onları çevreleyen CuO_2 düzlemleri bulunmaktadır. Bu düzlemler a - b düzlemine paralel uzanır ve elektrik akımının iletiği asıl bölgelerdir. Birim hücredeki iyonlar sırasıyla Y^{+3} , Ba^{+2} , Cu^{+2} olarak +13 pozitif yük ve toplamda 7 tane O^{-2} ile -14 negatif yükten ibarettir. YBCO'nun en önemli özelliği birim hücredeki oksijen iyonu miktarına göre kristal yapının değişebilmesidir. Tetragonal kristal fazında iken YBCO birim hücresinde bulunan CuO_2 düzlemlerinde oksijen azlığı bulunmaktadır ($\delta \geq 6$); bu durumdayken YBCO yalıtkandır. Birim hücredeki oksijen miktarının artırılması ile YBCO ortorombik kristal fazına dönüşür. Oksijen atom sayısı 6 – 6.5 iken kristal manyetik değildir ve metalik bir hale gelir. $\text{O}_{6.64}$ ve üzerinde iken YBCO süperiletken hale dönüşür. Süperiletken olan ortorombik faz durumunda birim hücrenin boyutları $a = 3.88\text{Å}$, $b = 3.84\text{Å}$, $c = 11.63\text{Å}$ şeklindedir.



Şekil 2.6. YBa₂Cu₃O_{7-x} süperiletkenlerinin kristal yapısının gösterimi. YBCO kristal yapısı içeriğindeki oksijen atomu sayısına göre tetragonal a) ve ortorombik b) fazlarından birine geçebilir. Süperiletken özellik gösteren faz ortorombiktir.

Diğer birçok yüksek sıcaklık süperiletkeninde olduğu gibi YBCO'da seramik tabletler halinde üretilir. Üretim şekli basitçe; uygun oranlarda temel tozların homojen bir biçimde karıştırılması; öğütülerek kalsine edilmesi daha sonra ise tablet haline getirilerek sinterlenmesi şeklindedir. Üretilen tabletlerde daha iyi sonuçlar elde edilebilmesi için sinterlemeden sonra ayrı bir ısıl işlem (katı hal tepki metodu veya eritme, büyütme, yönlendirme) ve sabit bir sıcaklıkta oksijenleme işlemleri de uygulanabilir. YBCO tabletleri genel olarak daha önce de sözü edilen tanelerden (grain) oluşur. Bu taneler, malzemenin süperiletken özelliklerini; elektrik akımı taşıma kapasitesini ve manyetik alana karşı direncini sağlar. Fakat YBCO tablet süperiletkenlerinde uygulamalar için en büyük önemi bahsedilen tanelerin birbirleri ile sınırları (grain

boundaries), tanelerin birbirlerine göre konumları (grain orientation) ve tanelerdeki bozukluklar (defects ve imperfections) taşır. Sayılan özellikler malzemenin fiziksel özelliklerini (kırılgenlık, termodinamik durağanlık gibi), malzemenin kaldırabileceği kritik akım ve manyetik alan miktarını da belirler. YBCO tablet üretimi ve taneler üzerindeki araştırmalar bu tezin konusu olduğu kadar teknolojik uygulamaların da ana konusunu oluşturmaktadır. Çeşitli sıcaklıklardaki kritik akım değeri; H_{c1} ve H_{c2} ile birlikte elektron koharens uzunluğu gibi YBCO parametreleri Çizelge 2.3’de verilmektedir.

Çizelge 2.3. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkenlerinin çeşitli parametreleri (Ateş, 1996).

Parametreler	<i>a-b</i> Düzlemi	<i>c</i>-ekseni
$\xi(0)$	1,5 – 4,3 (nm)	0,3 – 0,7 (nm)
$\lambda(0)$	100 – 400 (nm)	500 – 800 (nm)
$H_c(0)$	1-3 (T)	1-3 (T)
$J_c(0)$	$3 – 12 \times 10^8$ (A/cm ²)	$5 – 25 \times 10^7$ (A/cm ²)
$J_c(77)$	10^7 (A/cm ²)	10^6 (A/cm ²)
$H_{c1}(0)$	20 – 230 (Oe)	80 – 90 (Oe)
$H_{c2}(0)$	230 - 624 (T)	70- 122 (T)

2.9.1. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Faz Diagramı

YBCO kristal yapısının oksijen miktarına bağlı olarak değişimi; üretilecek süperiletken tabletin özelliklerini değiştiren bir husustur. Bu sayede bileşik metalik bir iletken ve belirli bir kritik sıcaklık değerinden sonra süperiletken hale gelebilecektir. Kristal yapıdaki değişiklik

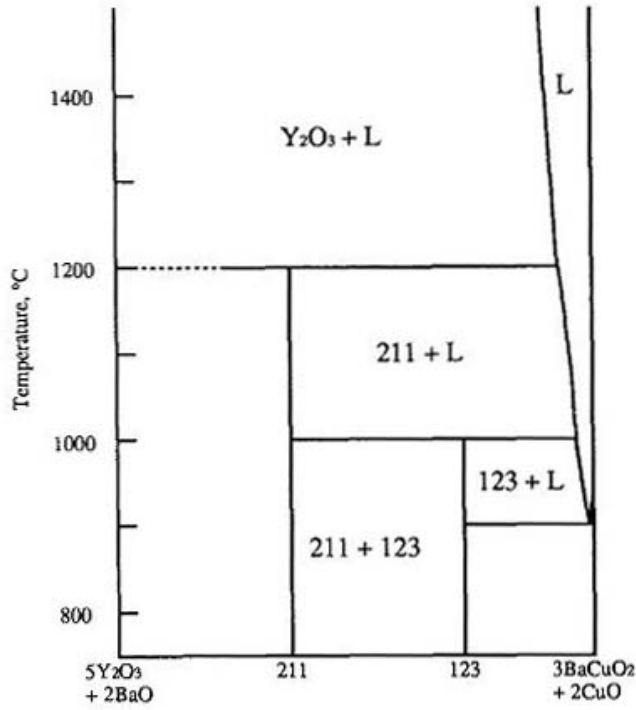
YBCO'nun CuO zincirlerine oksijenin atomu eklenmesi veya çıkarılması ile gerçekleşir. Bu zincirlere eklenen oksijen atomları, CuO₂ düzlemlerindeki elektronları çekecek ve bu sayede düzlemler metalik bir hale gelebilecektir. YBa₂Cu₃O_{7-x} formülünde δ kısmi oksijen miktarı olarak alınırsa aşağıdaki eşitsizlikler yazılabilir;

$1.0 < \delta < 7.0$, YBa₂Cu₃O_{7-x} tetragonal ve yalıtıcıdır

$0.6 < \delta < 1.0$, YBa₂Cu₃O_{7-x} ortorombik ve metaliktir

$0.0 < \delta < 0.6$, YBa₂Cu₃O_{7-x} ortorombik ve süperiletkenidir

YBCO kristal yapısı aynı zamanda başlangıç tozlarının birbirlerine göre oranı ve bu toz karışımının hazırlanış sıcaklığına göre de katı-sıvı fazlar arasında geçiş yapabilir. Şekil 2.7'de görüldüğü gibi YBCO yapısı sıcaklığın etkisi ile 5Y₂O₃+2BaO faz durumu ile 3BaCuO₂+2CuO faz durumu arasında Y211 ve Y123 faz durumunu katı, sıvı veya katı-sıvı bir hal alarak elde edebilir. Bu faz durumları, tablet YBCO'nun içeriğinin ısı işlem sonucunda nasıl değiştiğini göstermektedir.



Şekil 2.7. YBa₂Cu₃O_{7-x} süperiletkenlerinin üretim sıcaklığına bağlı olarak değişen faz diagramı. YBCO sistemi üretim koşullarına göre Y123 ve Y211 fazları arasında katı, sıvı ve katı-sıvı bir hal alabilir (Murakami et al., 1991)

2.9.2. YBa₂Cu₃O_{7-x} (Y123) Bileşiğine Y₂BaCuO₅ (Y211) Toz Fazı Katkısı

Y211 toz fazı eklentisi tablet halinde üretilen YBCO süperiletkenlerinde özellikle kullanılan bir yöntemdir ve yapılan çalışmalar göstermektedir ki uygun oranlarda YBCO başlangıç tozlarına eklenen Y211 fazı süperiletken özellikleri güçlendirmektedir (Murakami

et al., 1991). Y211 toz fazının süperiletken özelliklere en büyük katkısı, malzeme içerisinde akı tuzaklama merkezleri oluşturarak, malzeme içerisinde geçen manyetik akıyı tutma ve bu sayede kritik akım yoğunluğunu arttırmaktır. Bazı yazarlar aynı zamanda Y211 toz fazı eklentisinin kritik geçiş sıcaklığı (T_c)'yi arttırdığını da kaydetmişlerdir (Giovanelli et al., 2002). Y211 toz fazı aynı zamanda eritme, büyütme, yönlendirme metodundaki peritektik karışım sıcaklığı (T_p) üzerinde etkide bulunmakta ve özellikle bu sıcaklıkta katı-sıvı faz durumunda bulunan malzemenin viskozitesini arttırıcı yönde etkide bulunmaktadır. Bu noktada uygun sıcaklık basamakları ve molar Y211 oranları kullanıldığında ortamda bulunan itriyum iyonları malzeme içerisinde difüzyona uğrayarak yeni oluşmaya başlayan kristal tohumlarına katkıda bulunmaktadır (Leblond et al., 1999, Wang et al., 1998). Bu çalışmada da Y211 toz fazı (3.2) denklemi uyarınca uygun miktarlarda $BaCO_3$, Y_2O_3 ve CuO tozları kullanılarak elde edilmiş ve II. seri örneklerin hazırlanması sırasında başlangıç tozlarına uygun molar oranlarda katılmıştır. Bu eklenti sırasında saf haldeki YBCO tablet kütlesi 1 mol olarak alınmış ve buna göre $n = 0,125$, $0,250$ ve $0,500$ mol oranlarında Y211 toz fazı katkısı örneklerde uygulanmıştır.

3. MATERYAL ve METOD

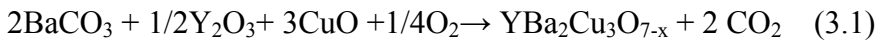
3.1.Örneklerin Hazırlanması

YBa₂Cu₃O_{7-x} saf bileşiği ve YBa₂Cu₃O_{7-x} + nY211 (Y₂BaCuO₅) katkılı karışımı olmak üzere iki seri süperiletken tablet örnek eritme, büyütme, yönlendirme ile hazırlandı. I. seri örnekler peritektik karışım sıcaklıklarının (T_p) birbirlerinden farklı olması nedeniyle örnek 1, örnek 2 ve örnek 3 olarak ayrılırken, II. seri örnekler sabit bir peritektik karışım sıcaklığında Y211 fazı katkılarının farklı olması nedeniyle; örnek 4 (n = 0), örnek 5 (n = 0,125), örnek 6 (n = 0,250), örnek 7 (n = 0,500) olarak ayrılmıştır. Burada n, Y211 faz katkısının mol cinsinden miktarıdır.

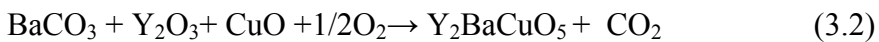
3.1.1.Toz Örneklerin Hazırlanması

Y₂O₃, BaCO₃ ve CuO tozları sitokiyometrik oranlarda hassas terazi ile tartılarak aşağıdaki formüller yardımı ile başlangıç tozları hazırlandı.

Genel Y123 fazı kimyasal reaksiyon formülü:



II. seri için kullanılan Y₂BaCuO₅ (Y211) fazı kimyasal reaksiyon formülü:



Kullanılan başlangıç tozlarının molekül ağırlıkları ve saflık dereceleri Çizelge 3.1’de verilmektedir.

Çizelge 3.1. Başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında kullanılan bileşikler ve molekül ağırlıkları.

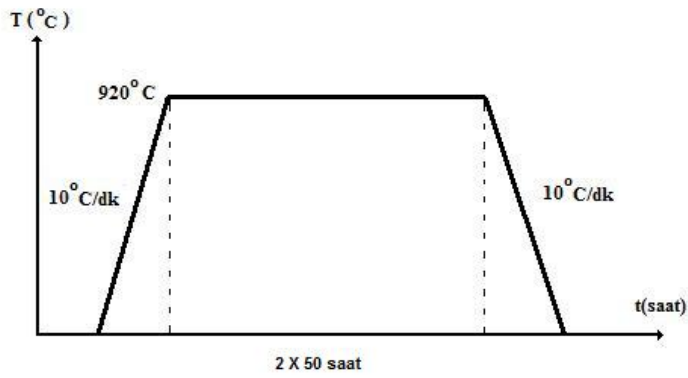
Tozun Adı	Sembolü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (a.u.)
Yitrium Oksit	Y ₂ O ₃	99,99	225,21
Baryum Karbonat	BaCO ₃	99,98	197,35
Bakır Oksit	CuO	99,99	79,54

I.seri örnekler için başlangıç tozları Çizelge 3.1’den yararlanılarak 0.1mg hassasiyete sahip terazide tartıldı. II.seri örnekler için saf Y123 başlangıç tozları ve Y211 faz katkısı başlangıç tozları ayrı ayrı hassas terazide tartıldı. Tartılan tozlar her seri için agat havanda 3 saat öğütülerek homojen hale gelene dek karıştırıldı. Karıştırılan tozlar alümina (Al₂O₃) potaya konularak kalsinasyon işlemine hazır hale getirildi.

3.1.2. Kalsinasyon İşlemi

Öğütülerek homojen hale getirilmiş toz örnekler daha önceden 10°C/dk ısıtma hızı ile 920°C’ye ısıtılmış Euroterm marka tüp fırına yerleştirildi. Bu sıcaklıkta 50 saat kalsine edilen tozlar 10°C/dk hızla oda

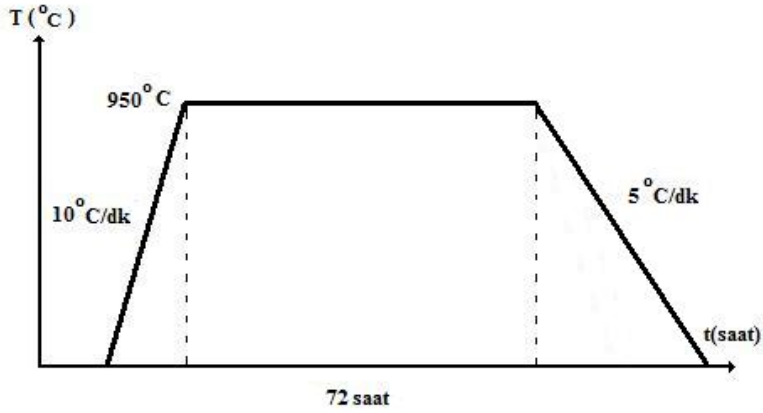
sıcaklığına soğutulup, fırından alınıp öğütülerek tekrar 50 saatlik bir kalsinasyon işlemine tabi tutulmuştur.. Daha sonra fırından alınan toz örnekler agat havanda 2 saat boyunca öğütüldükten sonra sinterleme işlemine hazır hale getirilmiştir. Uygulanan kalsinasyon işleminin şematik gösterimi Şekil 3.1’de görülmektedir.



Şekil 3.1. I. ve II. seri örneklerin hazırlanılmasında kullanılan kalsinasyon işleminin şematik gösterimi.

3.1.3. Sinterleme İşlemi

Kalsinasyon işlemine tabi tutulan toz örnekler; öğütülüp karıştırıldıktan sonra 40Pa basınç altında yaklaşık 1.5g'lık; 13mm çapa sahip tabletler haline getirildi. Oluşturulan tabletler önceden 10°C/dk hızla 950°C'ye ısıtılmış Euroterm tüp fırın içerisine yerleştirildi. Bu sıcaklıkta 72 saat kalan tablet örnekler 5°C/dk hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Uygulanan sinterleme işleminin şematik gösterimi Şekil 3.2’de görülmektedir.

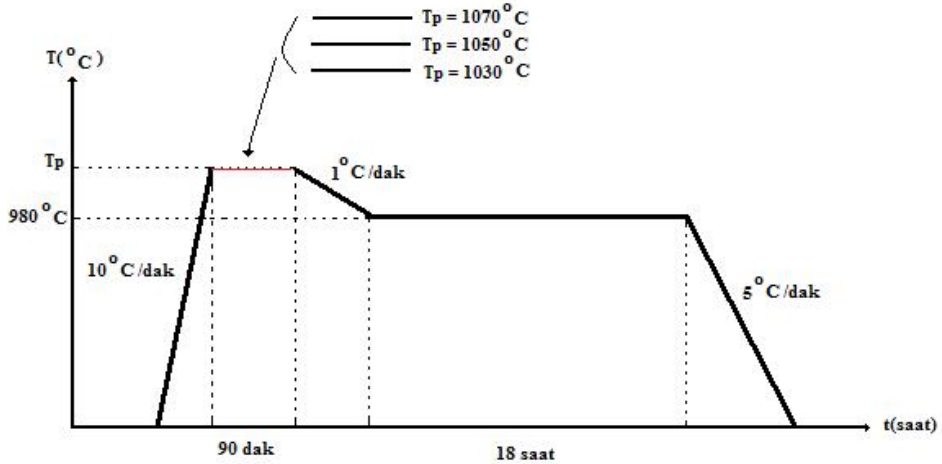


Şekil 3.2. I. ve II. seri örneklerin üretiminde kullanılan sinterleme işleminin şematik gösterimi

3.1.4. Eritme, Büyütme, Yönlendirme İşlemi

Sinterleme işleminden geçen bütün örnekler MTG ısı işlemine tabi tutulsa da, I. seri örnekler MTG metodu kullanılarak değişik peritektik karışım sıcaklıkları denenecek şekilde üretilmiştir. Bu örnekler sayesinde elde edilen karışım sıcaklığı derecesi sonuçları ve aynı zamanda ısı işlem süresi II. seri Y211 fazı katkılı örneklerde kullanılmıştır. II. seri örneklerin üretiminde kullanılan ısı işlemde ise sabit bir peritektik karışım sıcaklığı kullanılmış ve işlem basamakları için daha önceden optimize edilmiş işlem süreleri kullanılmıştır. Buna göre, I. seri örneklerin üretiminde kullanılan eritme, büyütme, yönlendirme işlemi Euroterm tüp fırınının 10°C/dak hızla peritektik karışım sıcaklığına ısıtılması ile başlar. Fırının sıcaklığı üretilecek örneğin peritektik karışım sıcaklığına vardığında, daha önceden sinterlenmiş tablet 3cm/dak hızlı bir sıcaklık gradyanı sağlanacak şekilde fırının tüp merkezine yaklaşık

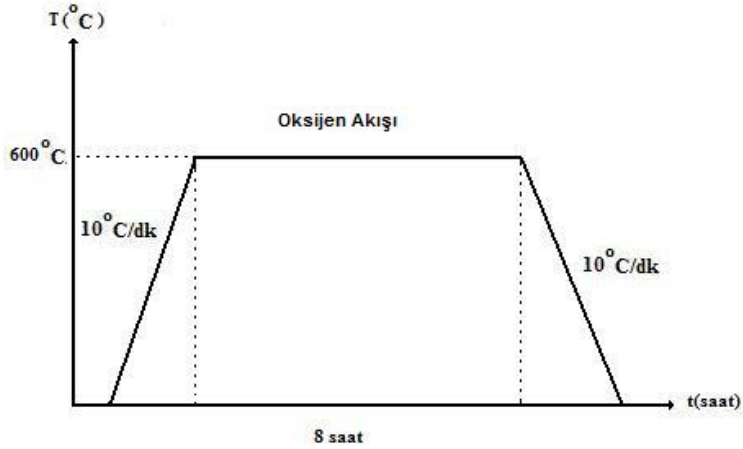
18 dakika süre içerisinde sürülmüştür. Tablet fırının merkezinde peritektik karışım sıcaklığında 90 dakika süre ile kaldıktan sonra $1^{\circ}\text{C}/\text{dak}$ yavaş soğuma hızı ile 980°C sıcaklığına soğutulmuştur. Bu sıcaklıkta örnekler 18 saat süre ile tutulduktan sonra, $5^{\circ}\text{C}/\text{dak}$ hızla oda sıcaklığına soğutulmuştur. Örneklerin tümü için kullanılan ısıl işlemin şeması Şekil 3.3'de görülebilir. Bu ısıl işlemde, örneklerin peritektik karışım sıcaklıkları; örnek 1 için 1030°C , örnek 2 için 1050°C ve örnek 3 için 1070°C 'dir. I. seri örneklerin optimizasyonu sayesinde II. seri örneklerin T_p peritektik sıcaklığı 1070°C olarak seçilmiş ve tüm örnekler için yukarıda bahsedilen ısıl işlem uygulanmıştır.



Şekil 3.3. I. tip süperiletkenlere uygulanan eritme, büyütme, yönlendirme ısıl işlem şeması. Bu grup örneklerde peritektik karışım sıcaklığı (T_p) değiştirilerek optimizasyon elde edilmiştir.

3.1.5. Oksijen Verme İşlemi

Eritme, büyütme, yönlendirme işleminden geçirilen örnekler son aşama için Euroterm tüp fırını içerisine yerleştirildi. Örnekler $10^{\circ}\text{C}/\text{dak}$ hızla 600°C 'ye ısıtılırken, tüpün bir ucu kapatılıp diğer ucundan sabit bir akış sağlanacak şekilde saf oksijen gazı vermeye başlandı. 600°C sıcaklıkta 8 saat boyunca kalan örnekler, tekrar $10^{\circ}\text{C}/\text{dak}$ hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Oksijen verme işleminin şematik gösterimi Şekil 3.4'de görülebilir.



Şekil 3.4. I. ve II. seri örneklerde uygulanan oksijen verme işleminin şematik gösterimi.

3.2.X-Işını Kırınım Ölçümleri

I. seri örnekler üzerinde, X'pert Pro marka X-ışını diffraktometresinde Cu-K_{α} ışınımı ile yapılan ölçümler şekil 4.1'de görülebilir. Bu ölçümler $2\theta = 20^{\circ} - 60^{\circ}$ arasında $2^{\circ}/\text{dak}$ hızla yapıldı.

3.3.Optik Fotoğraflar

Eritme, büyütme, yönlendirme metodu; uygun ayarlanmış ısı basamaklar sayesinde tablet örnekler içerisinde kristal tanelerin büyütülmesini amaçlasa da; başlangıç tozlarının homojen dağılım göstermemesi sonucunda oluşacak safsızlıklar, ısıtma ve soğutma sırasında oluşabilecek yapı bozuklukları, kırıklar ve porlar gibi süperiletkenliği etkileyen problemlere engel olamamaktadır. Bu tip yapı bozuklukları; örneklerin mikrofotoğraflarının çekilmesi ile gözlenebilmektedir.

I. seri örnekler üzerinde örneklerin yüzey mikroyapılarının belirlenmesi için polarize ışık optik mikroskopu kullanarak örneklerin yüzey fotoğrafları çekildi. Bu işlem öncesinde örnekler 10 µm ve 0,25 µm boyutlarında elmas pastalar kullanılarak parlatıldı ve Ege Üniversitesi Makine mühendisliği laboratuvarları bünyesinde bulunan Nikon ECLIPSE ME600 marka polarize optik mikroskop ile 4X ve 10X büyütme ile dijital fotoğraf makinesi ile fotoğrafları çekildi. Elde edilen örnek mikrofotoğrafları Şekil 4.2, 4.3 ve 4.4'de görülmektedir.

3.4.AC Manyetik Duygunluk Ölçümleri

Süperiletken örnekler üzerinde uygulanan sıcaklığın bir fonksiyonu olarak AC manyetik duygunluk ölçümü, örnek karakterizasyonunda yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir (Youssif et al., 2000). Bu yöntem sayesinde örneklerin kritik faz geçiş sıcaklığı T_c ölçülebildiği gibi aynı zamanda tablet örneklerin geçiş sırasındaki manyetizasyon sinyali

değişimleri sayesinde örnek yapısı üzerine de bilgiler edinilir. Buna göre bütün süperiletkenler için manyetik duyguluk (χ), manyetizasyon (M)'nin örnek içerisindeki alana göre türevidir;

$$\chi = \frac{dM}{dH} \quad (39)$$

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri üzerinde AC manyetik duyguluk ölçümlerinde genel olarak karşılıklı indüktans yöntemi kullanılır. Bu yöntemde, eş ekseni birincil bobin ile bu bobin içerisine yerleştirilmiş ve ters yönde sarımlı ikincil bir bobin kullanılır. Birincil bobin alternatif akım ile beslendiğinde, karşılıklı indüktans nedeniyle ikincil bobinde de bir gerilim oluşur. Süperiletken örnek bu ikincil bobinin içerisine yerleştirildiğinde, bu bobindeki voltaj dengesi bozulur ve manyetik akıdaki değişiklikler nedeniyle örneğin manyetizasyonunun zamana göre türevi ile orantılı bir voltaj ikincil bobinden elde edilir (Baytosun, 2005).

AC manyetik duyguluk teorik anlamda incelendiğinde manyetik alınganlığın birden fazla kısımdan oluştuğu ortaya çıkar ve duyguluk ölçümlerinde çoğunlukla AC manyetik alınganlığın reel (χ') ve imajiner (χ'') ölçülür. Genel olarak; uzun levha şeklinde süperiletken bir örnek üzerinde AC manyetik duyguluk ölçümü yapılırsa, bu örneğe \vec{H}_{dc} statik manyetik alanı ve \vec{H}_{ac} alternatif manyetik alanı uygulanmaktadır. Bu alanın frekansı $f = \frac{\omega}{2\pi}$ kadar olacaktır. Örneğe uygulanan toplam manyetik alan ise $\vec{H}_a = \vec{H}_{dc} + \vec{H}_{ac}$ kadardır. H_0 örneğe uygulanan AC

manyetik alanın genliği ise örneğe paralel olarak uygulanan alternatif manyetik alan;

$$\vec{H}_{ac} = \vec{H}_a \cos(\omega t) \quad (40)$$

kadardır. Süperiletken örneğin içinden geçen manyetik akı yoğunluğu Φ , örneğ kesit alanına (A) göre;

$$\Phi = \int_A H da \quad (41)$$

şeklinde ifade edilebilir. Φ zamanla değişen bir fonksiyon olarak örneğin bulunduğu ikincil bobindeki voltajı kontrol eder;

$$V_m(t) = - \frac{\partial \Phi_m(t)}{\partial t} \quad (42)$$

İkincil bobinde bulunan örneğin manyetizasyonu ise akı yoğunluğuna bağlı olarak;

$$M(t) = \frac{\Phi_m(t)}{A} - H_a(t) \quad (43)$$

Bu durumda AC manyetik alınganlığın bileşenleri aşığıdaki gibi hesaplanabilir;

$$\chi' = \frac{1}{\pi H_a} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \cos(\omega t) d(\omega t) \quad (44)$$

$$\chi'' = \frac{1}{\pi H_a} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \sin(\omega t) d(\omega t) \quad (45)$$

Bu bileşenlerden χ'' imajiner AC manyetik duyguluk olarak adlandırılır ve AC alanın her devirinde ortaya çıkan ısı enerjisini tarif eder. Bu enerji;

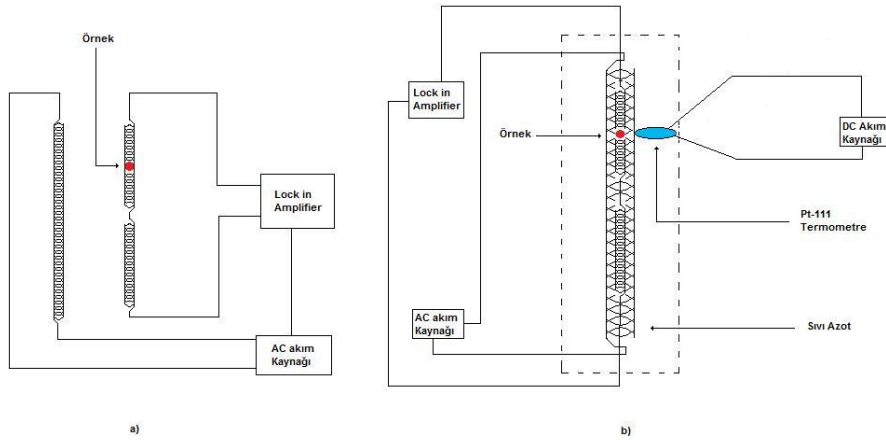
$$W_q = -2\pi\chi'' \frac{H_a^2}{2\mu_0} \quad (46)$$

kadardır. Ortaya çıkan bu enerji, örnek tarafından kritik faz geçişi sırasında manyetik alandan alınarak, daha düzenli bir durum (ordered state) olan süperiletkenliğin cooper elektron çiftlerini oluşturmak üzere harcanır. Kullanılan bu enerjinin zamana göre ortalaması ise χ' reel kısım manyetik alınganlığı tarif eder;

$$W_m = \chi' \frac{H_a^2}{2\mu_0} \quad (47)$$

AC manyetik duyguluk reel ve imajiner kısımları ölçülürken bu fazların birbirlerine göre faz açılarına dikkat edilmelidir (Tepe, 1997). Bu nedenle AC manyetik duyguluk ölçümleri için SR 530 marka, iki kanallı Lock-in amplifier kullanılmıştır. Tüm ölçüm sisteminin şematik

gösterimi Şekil 3.5’de görülebilir. Bu sistem Keithley 224 DC akım kaynağı, bobin tutucu sistemi ve Pt-111 termometresi ile birlikte sıvı azot tankından oluşmaktadır. AC manyetik duygunluk ölçümü için örnek ikincil bobine yerleştirilir ve birincil bobine alternatif akım yüklenir. Locking amplifier, ikincil bobinde indüklenen voltaj sinyalini referans sinyali ile karşılaştırarak, faz farkına duyarlı bir çıkış gerilimi verir. Ölçüm sırasındaki sıcaklık değişimi ise Pt-111 termometre ile tespit edilir (Baytosun, 2005).



Şekil 3.5. AC manyetik duygunluk ölçüm sisteminin diagramı. a) kısmında karşılıklı indüktans yönteminin uygulandığı bobinlerin gösterimi ve b) bobin sistemi ile birlikte diğer ölçüm aletlerinin ilişkisi.

I. ve II. seri örnekler üzerinde çeşitli manyetik alan büyüklükleri ile AC manyetik alıngalık ölçümleri yapılmıştır. I. seri örnekler Ege Üniversitesi, fizik bölümü, süperiletkenlik laboratuvarı'ndaki LakeShore SR530 Lock-in Amplifier ile ölçülürken, II. seri örnekler Hollanda'nın Leiden Üniversitesi, fizik bölümü, MSM (Magnetic and Superconductive

Materials) çalışma grubunun sahip olduğu MPMS (Magnetic Properties Measurement System) Dc-SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) cihazı ile ölçülmüştür. Örneklerin tümü üzerinde, önce sabit bir $H_a = 185$ A/m manyetik alanı $f = 1$ KHz frekans değeri ile oda sıcaklığında (300K) uygulandıktan sonra, örnekler 70K sıcaklığına dek soğutuldu. Normal iletken- süperiletken faz dönüşümü sırasında ortaya çıkan AC manyetik duygunluk reel ve imajiner sinyalleri her örnek için kaydedildi.

Tablet haline getirilmiş YBCO süperiletkenler üzerinde yapılan çalışmalarda, örneklerin AC manyetik duygunluk ölçüm değerlerinin; üretim metodu (katı-hal tepkime, eritme, büyütme, yönlendirme vb), koşulları, uygulanan AC manyetik alanın büyüklüğü, frekansı (Lauret et al., 2008) ve malzemenin safsızlığına bağlı olduğu görülmüştür. Özellikle katı-hal tepkime metodu ile üretilmiş dağınık polikristal niteliği taşıyan örneklerde faz geçişi sırasında manyetik duygunluğun reel ve imajiner kısımlarının daha geniş bir sıcaklık aralığında geçiş gösterdiği, reel kısımda tanecik içi ve tanecikler arası diamanyetik geçişin çok daha belirgin olduğu ve imajiner kısmın ise oldukça büyük değerler alarak ikili bir pik yapısı gösterdiği görülmüştür (Murakami et al., 1991). Sayılan bu özellikleri meydana getiren durum ise Bean kritik hal modeli (Bean, 1964) ile açıklanabilen akı girdaplarının örnek içindeki süperiletken taneler (grain) arasında ve taneler içinde hareket etmesidir. Sıcaklık, kritik faz geçişi sıcaklığının üstüneyken uygulanan manyetik alan örneğin her yerine nüfuz etmiştir ve malzeme normal iletken durumundadır. Sıcaklık düştükçe, önce kritik sıcaklık değeri yüksek olan küçük tanecikler (T_{cg1}) ve tanecik öbekleri süperiletken duruma geçmeye

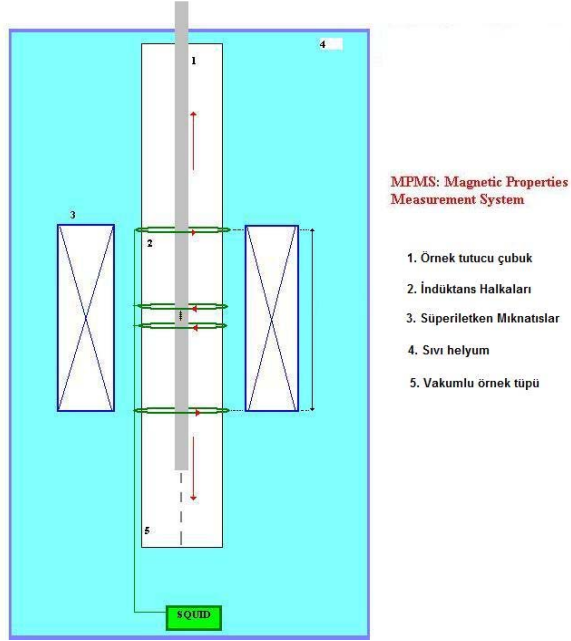
başlar ($T_{cg1} > T_c$). Bu durum kendini χ' eğrisinde hızlı bir düşüş ve onu takip eden düz bir bölge olarak gösterir. Soğutulma devam ettikçe, kritik geçiş sıcaklığı görece olarak daha düşük olan ikincil tanecikler ($T_{cg2} < T_c$) ve tane içi bölgeler süperiletken faz durumuna geçmeye başlar ve böylece AC manyetik duygunluğun reel kısmındaki daha geniş sıcaklık aralığına yayılan faz geçiş eğrisi diamanyetizasyon bakımından doygunluğa ulaşarak kendisini gösterir. AC manyetik duygunluğun enerji kayıp eğrisi olan imajiner kısmında ise taneciklerin kendi kritik manyetik alan değerleri (H_{cg}) önem taşır. Normal iletken durumundayken AC manyetik duygunluk ölçümü için uygulanan H_a manyetik alanı malzemenin her noktasına nüfuz eder. Örnek soğutuldukça H_a manyetik alanının oluşturduğu akı girdapları; süperiletken faza geçen taneler tarafından itilerek tanecikler arasında kalmaya başlar ($H_{cg1} > H_a$). Bu durumda akı girdaplarının taneciklerin içinden tanecikler arasına itilmesi nedeniyle enerji kaybı oluşur ve kayıp kendini imajiner kısımda küçük bir pik olarak gösterir (Sarmado and Singidas, 2004) ve bu duruma tanecik içi enerji kayıp mekanizması (intragranular energy loss) denir. Sıcaklığın daha da düşürülmesi ile süperiletken hale geçen taneciklerin sayısı artarak süperiletken bölgeler birbirleri birleşir, Josephson ortamı olarak bilinen tanecikler arasında kalan bölgeler süperiletken hale geçer ve bu durumda tanecik arası etkileşim (intergrain coupling) ortaya çıkar ($H_{cj1} > H_a$). Bu noktada, malzeme içine nüfuz etmiş olan manyetik akı girdapları tamamen malzeme dışına itilir ve bu durum enerji yönünden kendini χ'' kısmında kendini büyük bir pik olarak gösterir. Faz geçişi sırasında imajiner kısımda ortaya çıkan bu piklerin büyüklükleri üretilen malzemenin kristal özelliklerine ve safsızlığına da bağlıdır. Tablet halindeki malzeme içerisinde bulunan büyük hacimli süperiletken

tanecikler, normal iletken durumundaki daha küçük taneciklerin sayısını azaltacağı gibi, aynı zamanda bu taneciklerin kritik alan değerlerinin (H_{cg}) büyük olması imajiner kısımda ortaya çıkan ilk pikin göreceli olarak daha küçük bir şiddete sahip olmasına neden olacaktır. Bunun yanında büyük hacimli süperiletken taneciklere sahip olan bir malzemede normal iletken – süperiletken faz dönüşümü enerji yönünden daha dengeli ve hızlı olacak ve bu nedenle χ'' kısımdaki ikincil büyük pikin şiddet bakımından daha küçük olmasına sebebiyet verecektir. Aynı zamanda homojen süperiletken taneciklere sahip bir malzemede manyetik duygunluğun reel kısım eğrisi daha keskin, ve sıcaklık aralığı olarak daha dar bir şekilde meydana gelecektir. Buna göre polikristal özelliği gösteren, süperiletken tanecikleri küçük ve dağınık halde olan bir malzemede manyetik duygunluğun reel kısmında tanecik içi ve tanecikler arası diamanyetik tepki belirginleşecek, imajiner kısmı ise çift pikli ve şiddetli bir yapı gösterirken; tanecikleri iyi oluşmuş ve büyük hacimli bir malzemede reel kısım daha dar ve düzgün, imajiner kısım ise daha düşük şiddetli ve çoğunlukla tek bir pikten oluşacaktır.

3.5. Manyetizasyon Ölçümleri

II. seri örnekler üzerinde uygulanan manyetizasyona karşılık uygulanan manyetik alan (M-H) ölçümleri; Hollanda'nın Leiden şehrindeki Leiden üniversitesi, Kammerlingh-Onnes laboratuvarındaki MSM (magnetic and superconductive materials) çalışma grubunun sahip olduğu MPMS-XL5 model Dc-SQUID (superconductive quantum interference device) magnetometre cihazı ile gerçekleştirildi. Kullanılan Dc-SQUID cihazı; çok hassas manyetik alanların tespit edilebildiği

magnetometre cihazlarıdır. Bu cihazlarda halka şeklinde iki süperiletken, Josephson eklentisi oluşturacak şekilde kullanılır ve temel çalışma prensibi Dc Josephson etkisine dayanmaktadır. Josephson'nun 1962 yılında gösterdiği gibi (Josephson, 1962), böyle bir yapıya küçük değerlikli bir manyetik alan ile birlikte uygulanan uygun değerlikli Dc elektrik akımı, süperiletken halka içinde iki ayrı koldan akacak ve halka boyunca oluşan manyetik alan akısı, akı kuantumu (Φ_0)'ın integral katları şeklinde sıralanacaktır. Uygulanan manyetik alan değeri arttırıldıkça, eklenti içindeki elektrik akımı, akı kuantumunun katlarına uygun bir biçimde değişecektir. Bu yöntem sayesinde oldukça küçük manyetik alan değerleri bile Josephson eklentisindeki akım değişikliklerine göre ölçülebilir bir hale gelmektedir. Öyleki, son dönemlerde üretilen SQUID'lerle $5 \times 10^{-18} \text{T}$ 'lık manyetik alan değerleri bile ölçülebilmektedir (Ran, 2004). Bu prensibe dayanarak üretilen Dc-SQUID magnetometre sistemleri de basitçe; SQUID manyetik alan algılama cihazı, yüksek kritik manyetik alan değerine sahip bir süperiletken, sıcaklık kontrol sistemi ve bilgisayar işletim sistemine sahiptir. Şekil 3.6'da da görülebildiği gibi ölçüm yapılacak olan örnek, tutucu çubuğa yerleştirildikten sonra, sıvı helyum ile soğutulan örnek tüpünün içine gönderilir. Örnek tüpü etrafında bulunan yüksek sıcaklık süperiletken mıknatısları 50kOe'ye kadar manyetik alan uygulayabilmektedir. Ölçüm sırasında örnek; tüp boyunca dikine hareket ettirilir ve istenilen miktarda manyetik alan uygulanır. Örnek hareket ettikçe indüktans sayesinde örneğin manyetizasyonu değişir ve bu manyetizasyon çok hassas bir biçimde SQUID algılayıcısı tarafından tespit edilir.



Şekil 3.6. MPMS Dc-SQUID magnetometre cihazının şematik görünümü.

II. seri örnekler üzerinde manyetizasyon ölçümleri 10, 50 ve 77 K sıcaklıklarında 0 – 3 T manyetik alan değerleri arasında ölçüldü. Ölçümler öncesinde II. seri örneklerden 2mm × 8,5mm × 2mm boyutlarında parçalar kesilerek ölçümün yapılacağı SQUID magnetometre cihazına yerleştirildi. Elde edilen ölçüm sonuçları Şekil 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11, 4.12 ve 4.13'te görülebilir.

3.6.Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplanması

II. seri örnekler üzerinde manyetizasyon ölçümleri sonuçları kullanılarak her bir örnek için kritik akım yoğunlukları (J_c) hesaplandı. Bu hesaplamalar için bölüm 2.7.5'de bahsedilen Bean Kritik Akım

Yoğunluğu formülü kullanılarak MATLAB bilimsel hesaplama programında bir bilgisayar programı yazıldı. Bu program vasıtasıyla, her bir manyetik alan değeri H için ΔM manyetizasyon farkı değeri kullanılarak kritik akım yoğunlukları hesaplandı. Elde edilen kritik akım yoğunluğu (J_c) değeri Şekil 4.14, 4.15, 4.16, 4.17, 4.18, 4.19 ve 4.20'de görülebilir.

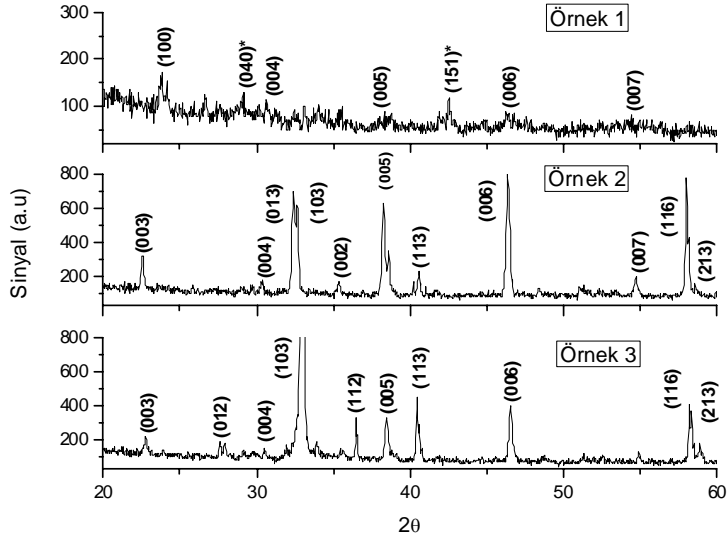
4. SONUÇLAR

Bu çalışmada eritme, büyütme, yönlendirme metodu kullanılarak YBCO tablet süperiletkenleri üretilmiş ve üretilen örnekler üretim özelliklerine göre iki gruba ayrılmıştır. Örneklerin başlangıç tozları kalsinasyon ve sinterleme yöntemleri ile hazırlanmış ve basınç altında tablet haline getirilmiştir. I. seri örnekler eritme, büyütme, yönlendirme ısıl işlemi sırasında, peritektik karışım sıcaklığı T_p 'nin farklı olması ile birbirinden ayrılmaktadır. Peritektik karışım sıcaklıkları örnek 1 için 1030°C , örnek 2 için 1050°C , örnek 3 için 1070°C 'dir. I. seri örnekler üzerinde X-ışını kırınım ölçümü yapılarak içerdikleri diğer fazlar belirlenmiştir. Bu örnekler elmas pasta ile parlatılarak mikroskop altında çeşitli büyütme faktörleri kullanılarak fotoğrafları çekilmiştir. Bu fotoğraflar kullanılarak renk farklılıkları ve taneler arasındaki mesafeler belirlenmiştir. AC manyetik duygunluk ölçümleri ile örneklerin faz dönüşümü sırasındaki manyetik sinyalleri elde edilmiş ve bu sayede peritektik karışım sıcaklıklarının farklı olması ile süperiletken özelliklerin nasıl değiştiği gözlemlenmiştir. Aynı zamanda bu ölçümler ile kritik geçiş sıcaklıklarında tesbit edilmiştir. II. seri örneklerde ise YBCO toz hazırlanması sırasında karışıma uygun molar miktarlarda Y211 toz fazı eklenerek bu fazın süperiletken özellikleri nasıl değiştirdiği gözlemlenmiştir. II. seri örnekler molar miktarlara göre; örnek 4 ($n = 0$ mol Y211 katkısı), örnek 5 ($n = 0,125$ mol Y211 katkısı), örnek 6 ($n = 0,250$ mol Y211 katkısı), örnek 6 ($n = 0,500$ mol Y211 katkısı) şeklinde ayrılır. Bu örnekler, I. seri örneklere uygulanan ısıl işlemin optimizasyonu sonucu elde edilen peritektik karışım sıcaklığına göre

hazırlanmış ve II. seri örnekler için peritektik karışım sıcaklığı T_p , 1070°C olarak seçilmiştir. II. seri örnekler üzerinde AC manyetik duyunluk ölçümleri uygulanarak örneklerin faz geçişi sırasındaki manyetik davranışları incelenmiş ve kritik geçiş sıcaklıkları tespit edilmiştir. Bu gruptaki örnekler üzerinde farklı sıcaklıklarda manyetizasyon ölçümleri yapılmış ve elde edilen sonuçlar sayesinde örneklerin kritik akım yoğunluğu değerleri hesaplanmıştır. II. seri örnekler üzerinde yapılan ölçümlere göre en iyi performanslı YBCO tablet süperiletken $n = 0,125\text{mol}$ Y211 katkılı örnek olarak bulunmuştur.

4.1.X-ışını Kırınım Ölçümleri

I. seri örneklerin X-pert Cu-K_α diffraktometresinde elde edilen x-ışını kırınım desenleri Şekil 4.1'de gösterilmektedir. Yapılan ölçümlere göre örnek 1'in x-ışını kırınım deseninde Y123 fazını ifade eden (003), (013), (103), (113), (200), (116) ve (213) piklerinin yer almadığı açıkça görülmektedir. Bu örneğin yapısında Y123 fazını ifade eden sadece (005) pikinin bulunması istenen tarzda Y123 faz yöneliminin gerçekleşmediğine işaret eder. Aynı zamanda x-ışını kırınım deseninde gözlenen düşük şiddetli (040) ve (151) pikleri, örneğin yapısında BaCuO_2 ikincil fazının da yer aldığını göstermektedir. Örnek 2'nin x-ışını kırınım deseninde ise Y123 fazını gösteren (003), (013), (103), (005), (113), (006), (116) ve (213) pikleri gözlemlenmiştir. Bu örneğin yapısında diğer ikincil fazları işaret edebilecek başka bir pik görülmemiştir. Örnek 3'ün x-ışını kırınım desenine bakıldığında (003), (103), (005), (113), (006), (116) ve (213) pikleri görülmüştür. Kırınım deseninde ikincil bir faza işaret eden başka piklerle karşılaşılmasıdır.

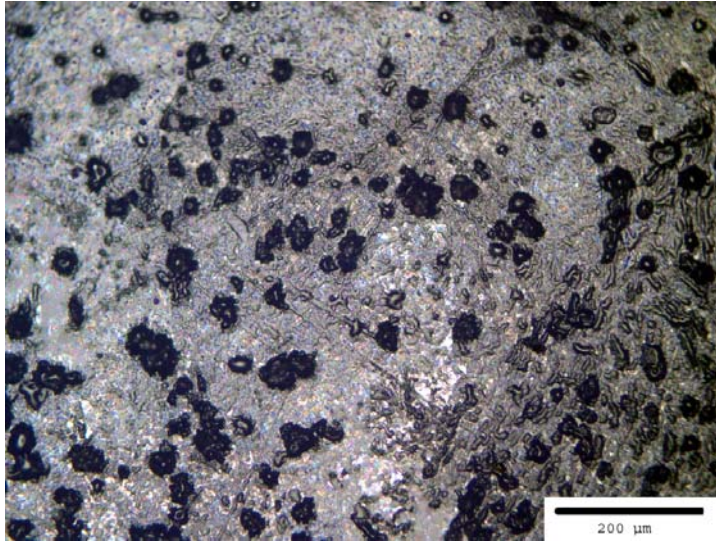


Şekil 4.1. I. seri örnekler üzerinde yapılan XRD ölçüm sonuçları.

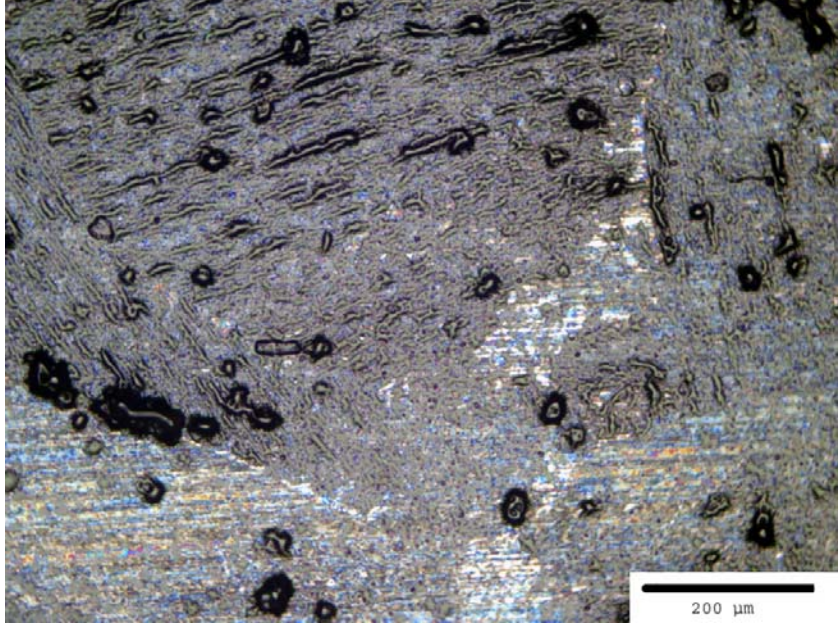
4.2. Optik Fotoğraf Analizleri

I. seri örnekler üzerinde polariza optik mikroskop ile 4X ve 10X büyütme kullanılarak elde edilen mikrofotografılar Şekil 4.2, 4.3 ve 4.4’de görülmektedir. Öncelikli olarak tabletlerin parlatılması konusunda sıkıntı çekilmiştir. YBCO tabletler yüksek sıcaklıklarda üretilmeleri nedeniyle sert bir yapı gösterebilirler de, malzeme içerisinde kristal yapı taşınmaları nedeniyle zımparalama ve parlatma sırasında parçalanma eğilimi gösterirler. Aynı zamanda YBCO örnekleri nem ve suya karşı oldukça hassastır, fakat elmas pasta ve zımparalama sırasında örneklerin ısınmaması için genel olarak su ile soğutma sistemi kullanılmaktadır. Bu nedenle örneklerin bozulmaması için zımparalama ve parlatma işlemleri kısa tutulmuştur, ve bu durum mikroskop altında örneklerin renk

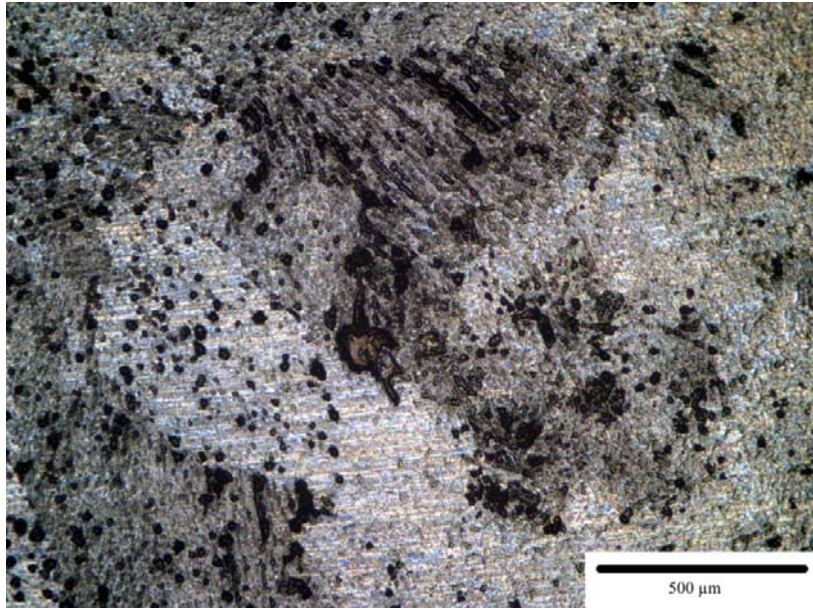
kalitesine de yansımıştır. Örnek 1; Şekil 4.2’de görüldüğü gibi oldukça gözenekli bir yapı göstermektedir. Bu gözenek yapıları; malzeme içerisine dağılmış boşlukları temsil etmektedir. Bu boşlukların azalması ile muhtemel süperiletken taneler birbirlerine daha yakın ve yoğun bir şekilde oluşacak ve örneğin süperiletken özellikleri iyileşecektir. Örnek 1’de ise, XRD ve mikrofotoğrafi ölçümlerinden de görüldüğü gibi, oldukça küçük boyutlu, gözenekli ve kırıklarla ayrılmış tane bölgeleri görülmektedir. Bu bölgelerde ise taneler küçük boyutlu ve dağınık bir haldedir. Öte yandan örnek 2’de ise; gözenekli yapı miktarı görece olarak daha azdır (Şekil 4.3). Bu örnekte daha büyük boyutlu kristal tane bölgeleri görüldüğü gibi, bu taneler birbirlerine daha yakın sıralanmıştır. Örnek 3’te ise gözenekli yapı az da olsa tekrar görülmektedir. Tane bölgeleri bir önceki örneğe yakın bir büyüklük ve yapı sergilemektedir (Şekil 4.4).



Şekil 4.2. Örnek 1’in 10X büyütme ile mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.



Şekil 4.3. Örnek 2'nin 10X büyütme ile mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.

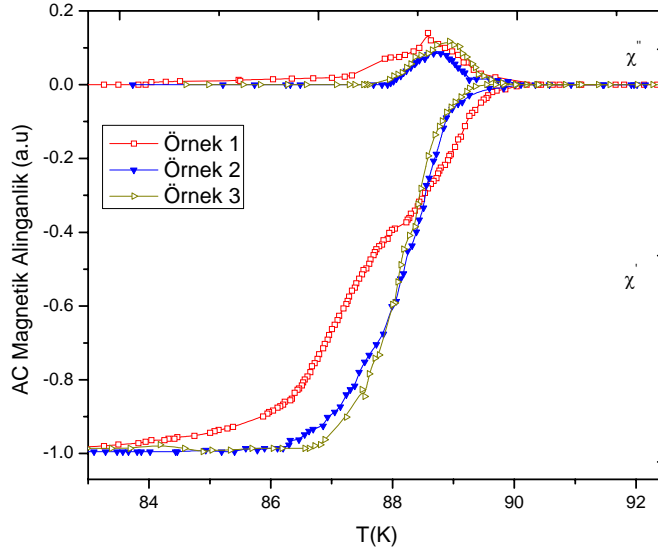


Şekil 4.4. Örnek 3'ün 4X büyütme ile mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.

4.3.AC Manyetik Duygunluk Ölçümleri

I. ve II. seri örnekler üzerinde AC manyetik duygunluk ölçümleri 300–70K sıcaklıkları arasında, $H_a = 185\text{A/m}$ AC manyetik alanı ve $f = 1\text{kHz}$ frekans değeri altında ölçüldü. I. seri örneklerin AC manyetik duygunluk ölçümleri, SR-530 Lock-in Amplifier aleti ile birlikte Keithley 224 akım kaynağı kullanılarak vakum atmosferinde sıvı azot vasıtasıyla soğutularak gerçekleştirildi. Örnekler, H_a AC manyetik alanı 300K sıcaklığında uygulandıktan sonra soğutulmaya başlandı ve faz dönüşümü sırasında reel ve imajiner duygunluk değerleri kaydedilerek, örneklerin manyetik sinyalleri elde edilmiş oldu. Reel kısım değerleri 70K sıcaklığındaki duygunluk değerine göre normalize edildi. I. seri örnekler üzerinde alınan AC manyetik duygunluk ölçümü Şekil 4.5’de görülmektedir. Kritik geçiş sıcaklıklarına bakıldığında örnek 1, $T_c = 89,4\text{K}$ gösterirken, örnek 2, $T_c = 89,8\text{K}$ ve örnek 3, $T_c = 89,5\text{K}$ kritik geçiş sıcaklığı değeri göstermektedir. AC manyetik duygunluk eğrilerinin reel (χ') ve imajiner (χ'') kısımlarına bakıldığında; örnek 1’in AC manyetik duygunluğunun sıcaklığa göre daha geniş bir aralıkta gerçekleştiği ve χ' eğrisinin belirgin bir biçimde bükülmeye uğradığı görülmektedir. Bu örneğin imajiner kısım eğrisi de diğer örneklerle göre faz geçişi sıcaklık bakımından uzamıştır ve daha büyük değerlere sahiptir. Örnek 2’de ise χ' bakımından faz geçişi göreceli olarak daha dar bir sıcaklık aralığında gerçekleşmiştir ve eğride bir bükülme yoktur. Aynı zamanda imajiner kısım eğrisi (χ'') diğer örneklerle göre oldukça küçüktür. Örnek 3’ün reel ve imajiner manyetik duygunluk eğrileri örnek 2’ye benzemektedir. Fakat örnek 3’ün χ' kısmında hafif bir

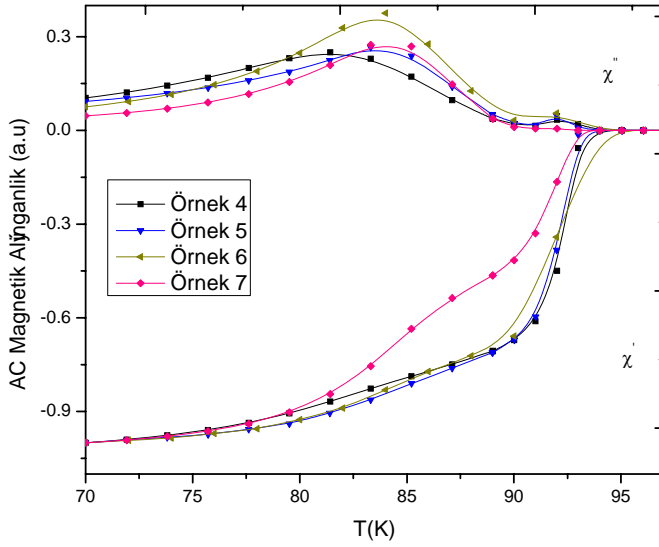
bükülme görülebilir. Bunun yanında χ'' kısmının bir önceki örneğe oranla göreceli olarak daha büyük değerlere sahip olduğu söylenebilir.



Şekil 4.5. I. seri örnekler üzerinde uygulanan AC manyetik duygunluk ölçüm sonuçları.

I. Seri örnekler için elde edilen veriler bu bilgilerin ışığı altında incelendiğinde, kritik geçiş sıcaklığı ve tanecik etkileşimi olarak en iyi örneğin örnek 3 olduğu görülmektedir. Örnek 1, 89,4K sıcaklığında faz geçişi yaparken, iyi büyütülememiş polikristal özelliği göstermektedir; örnek 2 ise görece olarak daha yüksek bir sıcaklıkta ve daha dar bir sıcaklık aralığında geçiş yapmaktadır ve manyetik duygunluk sinyallerine göre iyi bir şekilde büyütülmüş, büyük tanecikli bir tablet yapısı arz eder. Tüm örneklerde tanecik içi enerji kayıp piki (intragranular energy loss peak) görülmediğinden örneklerin daha büyük hacimli ve daha büyük

kritik manyetik alan değerine sahip taneciklerden oluştuğu söylenebilir. Örnek 2 ve örnek 3 birbirlerine yakın manyetik davranış sergilerken, örnek 3'ün reel kısmının daha az bükülmeye uğraması ve daha dar bir aralıkta geçiş göstermesi bu örneğin daha iyi süperiletken özellikler gösterdiğini göstermektedir.



Şekil 4.6. II. seri örnekler üzerinde uygulanan AC magnetik duygunluk ölçüm sonuçları.

II. seri örnekler üzerinde AC manyetik duygunluk ölçümleri MPMS Dc- SQUID manyetometre cihazı kullanılarak ölçüldü. Örnekler üzerine 300K sıcaklığında AC manyetik alanı $H_a = 185\text{A/m}$, $f = 1\text{kHz}$ uygulandıktan sonra örnekler vakum atmosferinde soğutulmaya başlandı. Faz geçişi sırasında reel ve imajiner manyetik duygunluk değerleri

kaydedildi, daha sonra reel kısım değerleri 70K sıcaklığındaki değere göre normalize edildi. II. seri örnekler üzerinde alınan AC manyetik duyunluk ölçümü Şekil 4.6'da görülmektedir. Bu grup örnekler içerisinde örnek 4, Y211 katkısı olmaksızın eritme, büyütme, yönlendirme metodu ile üretilmiştir. Örnek 4, 90,0K sıcaklığında kritik faz geçişi gösterirken, χ'' kısım sinyali diğer örnekler göre zayıftır. Aynı zamanda bu sinyalde 90K civarında ortaya çıkan düşük şiddetli bir pik de gözlemlenmektedir. Bu örneğin χ' sinyali ise diğer örnekler göre daha dar bir aralıkta faz geçişi göstermekte ve diğer örneklerde olduğu gibi bir bükülme gözlenmemektedir. Örnek 5 ise $n = 0,125$ mol Y211 ile katkılandırılmıştır ve 92,2K sıcaklığında kritik faz geçişi göstermektedir. Geçiş aralığı, örnek 4'de olduğu gibi dardır. Bu örnekte de faz geçişinin başlaması sırasında χ'' kısmında küçük bir pik görülmüş ve tanecikler arası enerji kayıp pikinin şiddeti ise daha az olmuştur. AC manyetik duyunluğun reel kısmında ise düşük miktarda bir bükülme gözlenmiştir. $n = 0,250$ mol Y211 katkısı taşıyan örnek 6 ise 94K sıcaklığında kritik faz geçişi göstermektedir. Bu örnek, bir önceki iki örneğe göre nispeten daha geniş bir aralıkta faz geçişi yapmaktadır ve χ'' kısmının sinyali oldukça büyüktür. Faz geçişi başlangıcında ortaya çıkan küçük pik ve tanecikler arası etkileşimi gösteren büyük pik şiddetleri bu gruptaki diğer örnekler göre oldukça büyüktür. Diğer taraftan reel kısım sinyalinde bükülme şiddeti, bir önceki örnekler göre düşüktür. Örnek 7'de ise $n = 0,500$ mol Y211 katkısı bulunmaktadır ve 91,9K sıcaklığında kritik faz geçişine başlamaktadır. Bu örnek en geniş sıcaklık aralığında faz geçişini tamamlarken aynı zamanda χ' kısmında en belirgin şekilde bükülme gösteren örnektir. Bu örnekte aynı zamanda imajiner manyetik

duygunluk kısmında bulunan faz geçişi başlangıcındaki küçük pik, tanecikler arası tepki pikinin içerisinde kaybolmuştur. Yapılan ölçümlere göre Y211 katkısının tanecik içi ve tanecikler arası mekanizmalara açık bir etkisi görülmüştür. Buna göre Y211 katkısı belirli bir katkı oranına ($n = 0,125$) dek süperiletken taneciklerin oluşumuna katkı sağlamakta ve aynı zamanda da tanecikler arası bölgeleri kuvvetlendirmektedir. Bu sayede daha yüksek H_{cg} ve T_{cg} değerlerine sahip tanecikler oluşurken aynı zamanda akı girdaplarının çivileneceği alanlar da oluşturulmaktadır. Katkı oranının artması ile birlikte taneciklerin oluşumuna katkı sağlanırken bu sefer aynı zamanda tanecikler içerisinde akı çivilenmesi için bölgeler de oluşmaktadır. Manyetik alan uygulandığında ise akı girdaplarının sürüklenmesi durumu, çivilenme durumuna baskın gelmekte ve bu nedenle daha büyük bir enerji kaybı meydana gelmektedir. Bu durumda tanecik içi etkileşim sinyalinin örnek 6 ve 7'de olduğu gibi daha büyük gerçekleşmesi beklenecektir. Bu durumun manyetizasyon ölçümlerine ve kritik akım yoğunluğu değerlerine yansımaları da beklenir.

4.4. Manyetizasyon Ölçümleri

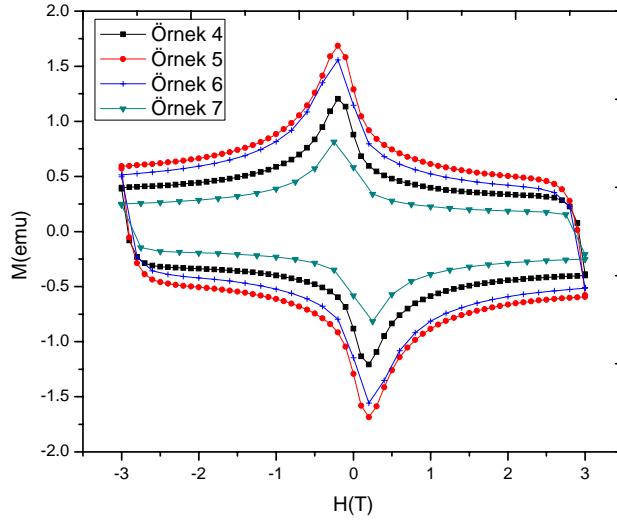
II. seri örnekler üzerinde MPMS SQUID magnetometre cihazı kullanılarak 0 – 3T manyetik alanı arasında ve 10K, 50K ve 77K sıcaklıklarında manyetizasyon (M-H) ölçümleri yapıldı. Örnekler, manyetik alan uygulanmadan ölçüm yapılacak sıcaklığa kadar soğutulduktan sonra, örneklerin termal dengeye ulaşması beklendi. Bu adımdan sonra örnekler manyetik alan uygulanmaya başlanıp elde edilen manyetizasyon değerleri e.m.u cinsinden kaydedildi. Örneklerin

manyetizasyonun histeresis eğrisi niteliği göstermesi beklenildiği için örneklere uygulanan manyetik alan aşamalı olarak arttırıldı. Bu aşamalar; 1.aşama $0 \rightarrow H_{maks}$, 2.aşama $H_{maks} \rightarrow -H_{maks}$, 3.aşama $-H_{maks} \rightarrow H_{maks}$ şeklindedir. Burada H_{maks} uygulanan maksimum manyetik alan değerini göstermektedir. Elde edilen verilerdeki ölçüm cihazından kaynaklanan dalgalanmalar elimine edilerek, her örnek için 3 değişik sıcaklıkta manyetizasyon eğrileri elde edilmiş oldu. Yapılan ölçümler kullanılarak, II.seri örnekler üzerinde; a) sabit bir sıcaklıkta örneklerin Y211 katkısına göre manyetizasyon değişimi ve b) her bir örneğin 3 değişik sıcaklıkta manyetizasyon değişimi verileri değerlendirilmiştir. Bu değerlendirmelere ilişkin grafikler; sabit sıcaklıkta tüm örneklerin eğrileri Şekil 4.7, 4.8 ve 4.9'da, her bir örneğin üç değişik sıcaklıkta M-H eğrileri Şekil 4.10, 4.11, 4.12 ve 4.13'de görülmektedir. Buna göre II. seri örnekler için;

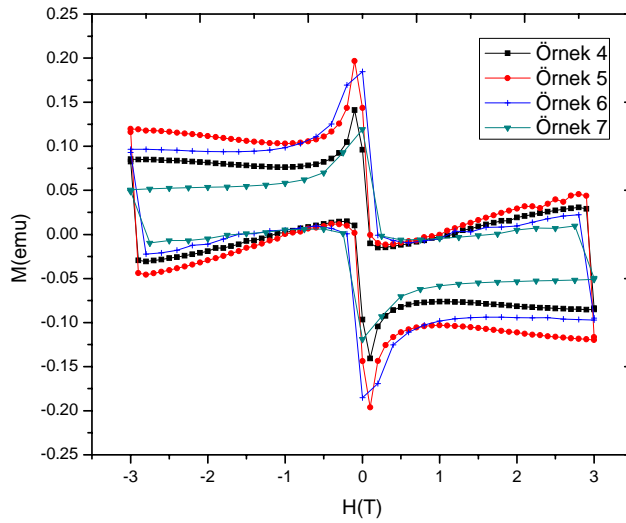
a) Her üç sıcaklıkta da Y211 katkısının artışı ile diamanyetik özelliğin azaldığı gözlenmektedir. Fakat örnekler arasında örnek 5'in katkısız örnek ve diğer katkılı örneklerden daha yüksek manyetizasyon değerlerine sahip olması Y211 katkısı üzerinde bir optimizasyona işaret eder. Bu özellik Y211 fazının belirli bir konsantrasyona kadar malzeme içerisinde dağılarak çivileme merkezleri yaratması ve daha büyük konsantrasyonlarda süperiletken tanecik miktarını baskılayarak diamanyetik özelliği azaltıcı yönde etki göstermesi olarak açıklanabilir. Aynı zamanda uygulanan manyetik alanın artışı ile birlikte malzeme içindeki zayıf-bağ (weak-link) özelliği azalarak ve diamanyetik manyetizasyon sinyali azalarak H_{maks} alanında oldukça düşük değerlere

varmaktadır. Fakat bu durum sayesinde üretim metodu olan eritme, büyüme, yönlendirme yönteminin; diğer üretim metodlarından olan katı-hal tepkime metodu gibi üretim yollarına baskın geldiği görülmektedir. Eritme, büyüme, yönlendirme metodu uygun ayarlanmış ısı işlem basamakları ile malzeme içerisinde süperiletken taneciklerin oluşmasına olanak sağlayarak, malzemenin yüksek manyetik alan değerlerinde de performans gösterebilmesine olanak sağlar. Buna uygun olarak örneklerin H_{maks} uygulanan manyetik alan değerinde tam sıfır olmayan manyetizasyon değerleri, üretilen malzemelerin 0-3T manyetik alan değerleri arasında süperiletken özelliklerini kaybetmediklerini göstermektedir.

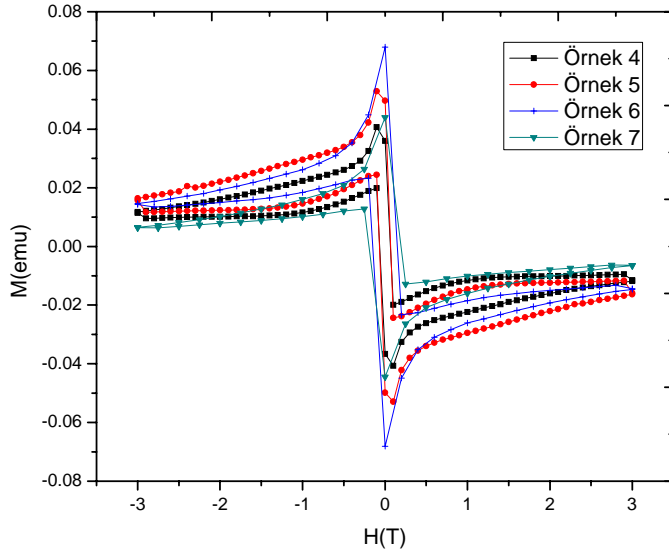
b) Her bir örneğin 3 değişik sıcaklık değerindeki manyetizasyon ölçümlerine bakıldığında sıcaklığın artışı ile diamanyetik özelliğin büyük oranda azaldığı görülmektedir. Aynı zamanda sabit bir manyetik alan değerinde her örnekte sıcaklığın etkisi ile ΔM manyetizasyon değer farkı da küçülmektedir. Bu durumda örnekler 1T'dan büyük manyetik alanlarda yüksek değerlikli ΔM farkına sahip olsalar da, sıcaklığın etkisinin manyetizasyon üzerinde oldukça hissedilir olduğu açıktır. Bu etkinin, daha önce bölüm 2.7.5'de bahsedildiği gibi kritik akım yoğunluklarında belirgin bir azalma şeklinde yansımaları beklenir.



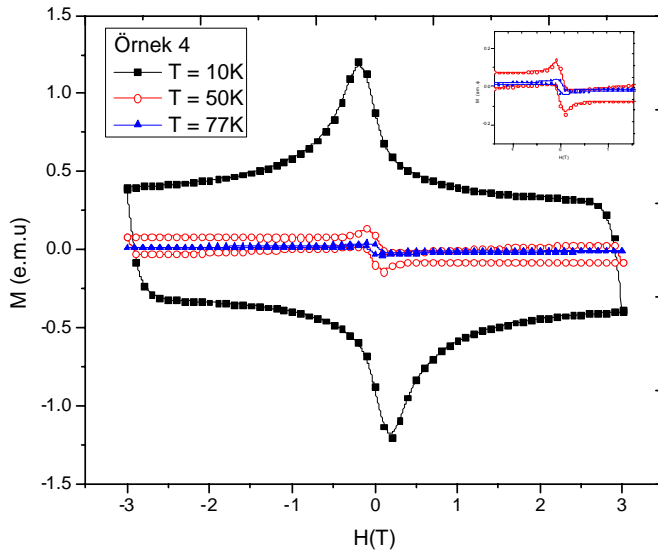
Şekil 4.7. II. seri örnekler üzerinde $T=10K$ (M-H) ölçüm sonuçları.



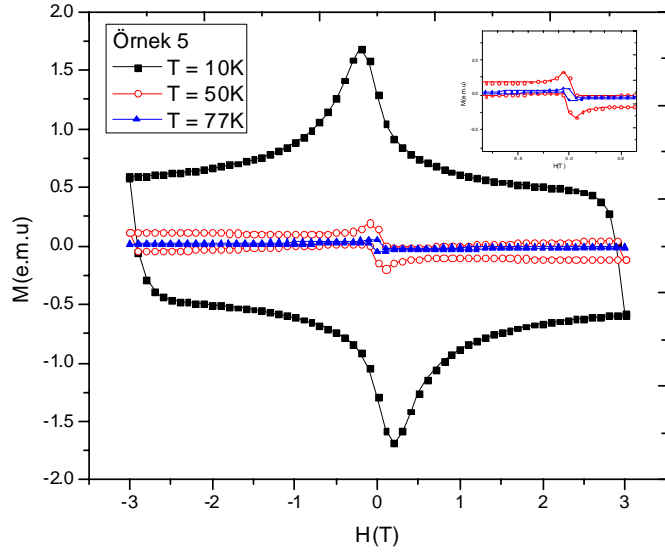
Şekil 4.8. II. seri örnekler üzerinde $T=50K$ (M-H) ölçüm sonuçları.



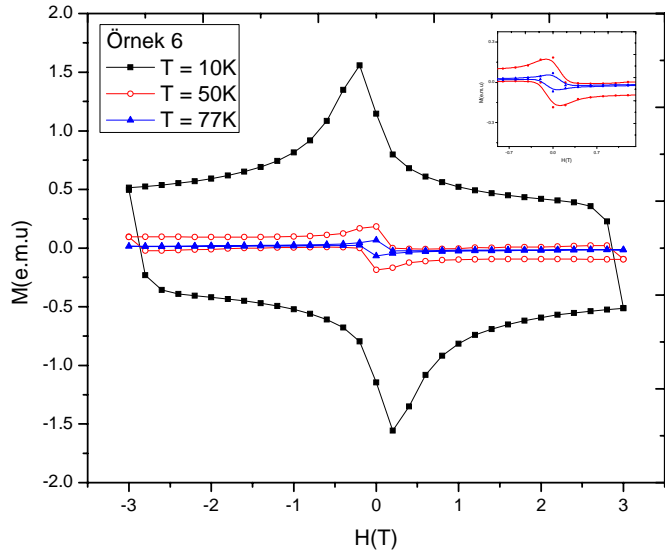
Şekil 4.9. II. seri örnekler üzerinde $T=77K$ (M-H) ölçüm sonuçları.



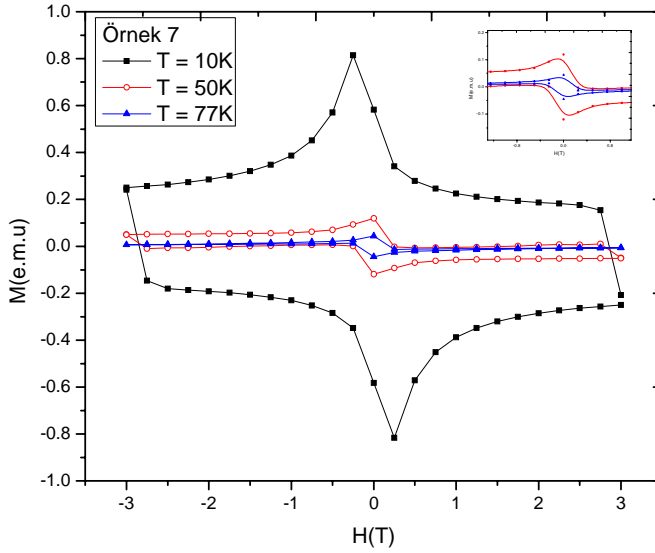
Şekil 4.10. Farklı sıcaklıklarda örnek 4'ün (M-H) ölçüm sonuçları.



Şekil 4.11. Farklı sıcaklıklarda örnek 5'in (M-H) ölçüm sonuçları.



Şekil 4.12. Farklı sıcaklıklarda örnek 6'nın (M-H) ölçüm sonuçları.



Şekil 4.13. Farklı sıcaklıklarda örnek 7'nin (M-H) ölçüm sonuçları.

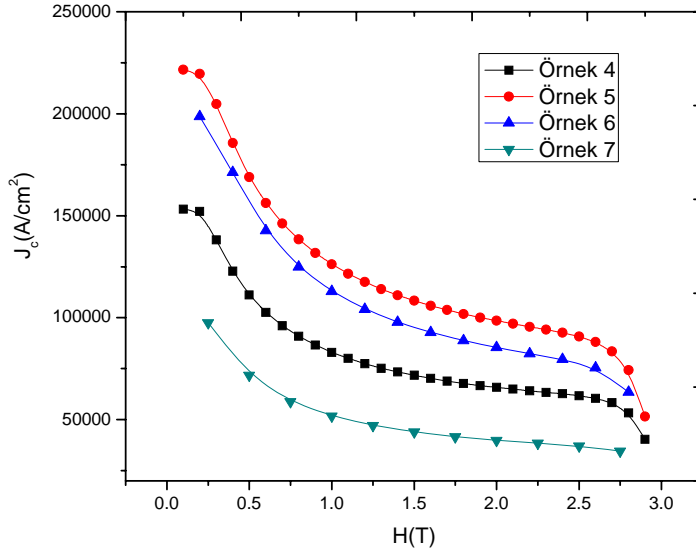
4.5.Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplanması

II. seri örnekler üzerinde manyetizasyon eğrilerinden elde edilen sonuçlar ve bölüm 2.7.5'de bahsedilen Bean Kritik Akım Yoğunluğu formülü kullanılarak her bir örnek için kritik akım yoğunlukları (J_c) hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalar; a) sabit bir sıcaklıkta tüm örneklerin kritik akım yoğunlukları ve b) her bir örneğin üç değişik sıcaklık için kritik akım yoğunlukları olarak değerlendirilmiştir. Elde edilen kritik akım yoğunluğu eğrileri sabit bir sıcaklıkta tüm örneklerin kritik akım yoğunluklarının değerlendirilmesi için Şekil 4.14, 4.15 ve 4.16'da; her bir örneğin üç değişik sıcaklık değerinde kritik akım yoğunluklarının değerlendirilmesi için Şekil 4.17, 4.18, 4.19 ve 4.20'de görülmektedir. Buna göre;

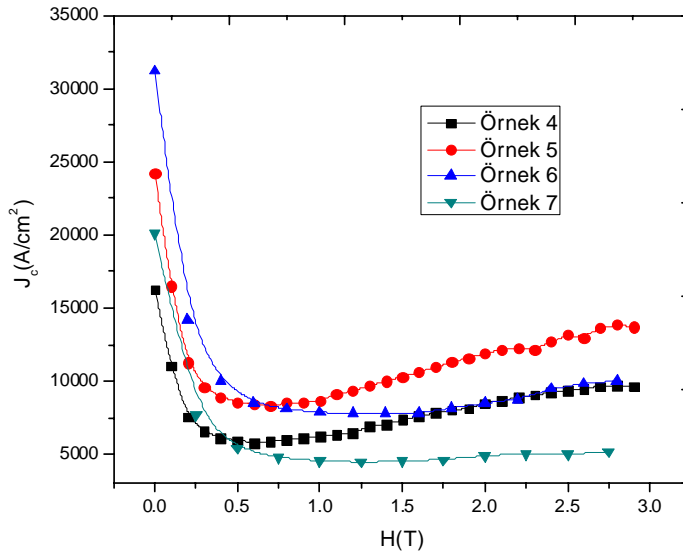
a) Sabit bir sıcaklıkta kritik akım yoğunlukları değerlendirildiğinde manyetizasyon eğrilerine uygun olarak örnek 5'in diğer tüm örneklerle göre tüm sıcaklıklarda daha yüksek kritik akım yoğunluğu değerlerine sahip olduğu görülmektedir. Bu durum, manyetizasyon ölçümlerinde bahsedilen Y211 katkısının örnek içerisinde çivileme merkezleri yaratması ile uyumludur. Buna göre, Y211 faz eklentisi Y123 matrisi içerisine dağılarak daha fazla sayıda süperiletken birim hücre ortaya çıkmasına yol açarken, aynı zamanda matris içerisinde Y atomlarının zengin süperiletken özellik göstermeyen hücreler de yaratarak, uygulanan manyetik alanın yoğunlukla bu yerlerden geçmesini sağlar. Bu durum akı çivilemesi (flux pinning) etkisidir. Örnekler içerisindeki çivileme merkezleri, belirli bir alan değerine kadar uygulanan alanın tutulmasını ve örnek içerisindeki süperiletken bölgelere nüfuz etmesini engeller. Bu sayede örneğin, o alan değerleri arasında taşıyabileceği kritik akım yoğunluğu miktarı yükselir. Fakat belirli bir alan değerinden sonra manyetik alanın örnek içinde sürüklenme kuvveti baskın gelir ve manyetik akı süperiletken bölgelere nüfuz ederek kritik akım yoğunluğunun düşmesine neden olur. Bahsedilen bu duruma tüm örneklerde rastlansa da en büyük etki örnek 6 ve 7'de görülmektedir. Aynı zamanda, dış bir manyetik alan uygulanmadığı 0T durumunda örneklerin belirli bir kritik akım yoğunluğuna sahip olduğu da gözlenmektedir. Bu durum örneklerin tanecikli bir yapıya sahip olması ve bu taneciklerin birbirleri ile zayıf etkileşerek 0T durumunda kritik akım yoğunluğu değeri göstermesi olarak açıklanabilir. Uygulanan manyetik alan değeri arttıkça malzemenin taşıyabileceği kritik akım değerinin düşmesi beklenebilir. Bu durum 50K ve 77K sıcaklığında yapılan ölçümlerde rahatlıkla görülürken, 10K sıcaklığında yapılan

ölçümde kritik akım yoğunluğunun 0-0,5T aralığında hafifçe artması ve daha sonra düşmesi olarak gözlemlenmiştir. Bu sıcaklıkta örneklerin süperiletken özelliklerini daha uzun süre boyunca korumaları (yani H_{c2} kritik alan değerinin daha yüksek olması) ve malzeme içerisinde yaratılan çivileme merkezlerinin yardımı ile kritik akım yoğunluğunun artması olarak açıklanabilir. 50K sıcaklığında yapılan ölçümde ise, genellikle tanecikli örneklerde rastlanılan, uygulanan alanın oldukça artmasına rağmen kritik akım yoğunluğunun da artması durumu ile karşılaşılmıştır. Bu durum literatürde ‘balık-sırtı etkisi’ (fish-tail effect) olarak adlandırılmıştır. Genel olarak eritme, büyütme, yönlendirme metodu ile üretilmiş YBCO tabletlerinde görülen bu davranış çoğunlukla malzeme içerisine homojen bir şekilde dağılmış Y211 fazının güçlü bir biçimde akı tuzaklama merkezleri (strong flux pinning centers) olarak davranması ile açıklanır (Murakami et al., 1991). Kritik akım yoğunluğunun uygulanan manyetik alan değerleri arttığı halde artması durumu farklı araştırmacılar tarafından aynı zamanda malzeme içerisindeki oksijen boşluklarının da akı tuzaklanmasına katkıda bulunması olarak da değerlendirilir (Giovanelli and Monot, 2002).

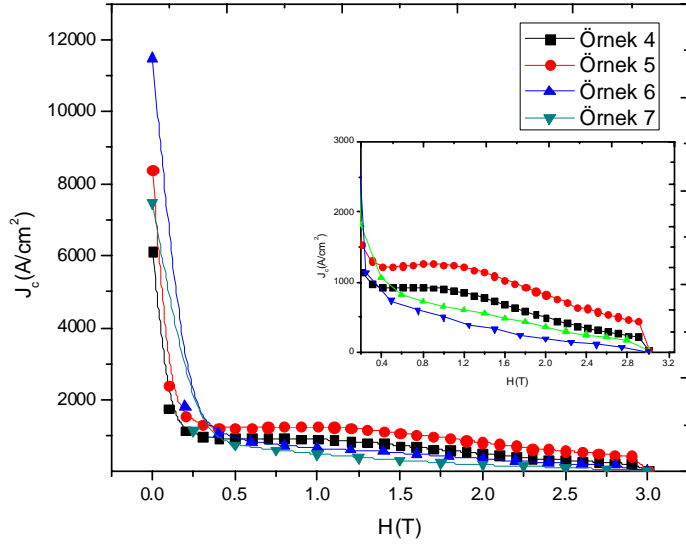
b) Sıcaklığın artışı ile tüm örneklerin kritik akım yoğunluğunun düştüğü açıkça görülmektedir. Bu durum yüksek sıcaklıklarda, taneciklerin H_{c1} ve H_{c2} kritik manyetik alan değerlerinin düşmesi ve sonucunda, örneklerin daha kolay bir biçimde karışık hal durumuna dönmesi ile açıklanabilir. Yüksek sıcaklıklarda manyetizasyon ölçümlerinden de görüldüğü gibi, örneklerin ΔM manyetizasyon farkı azalacak ve bu durumda hesaplanan kritik akım yoğunluklarında da belirgin bir düşme gözlenecektir.



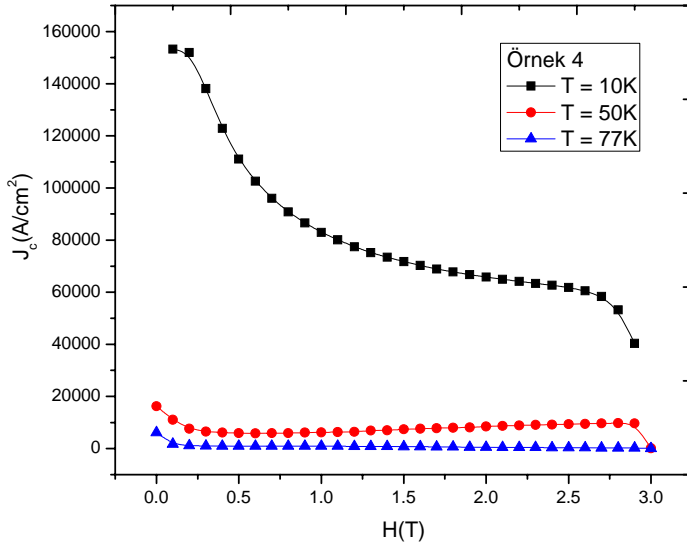
Şekil 4.14. II. seri örnekler üzerinde $T = 10$ K için hesaplanan (J_c - H) grafiği.



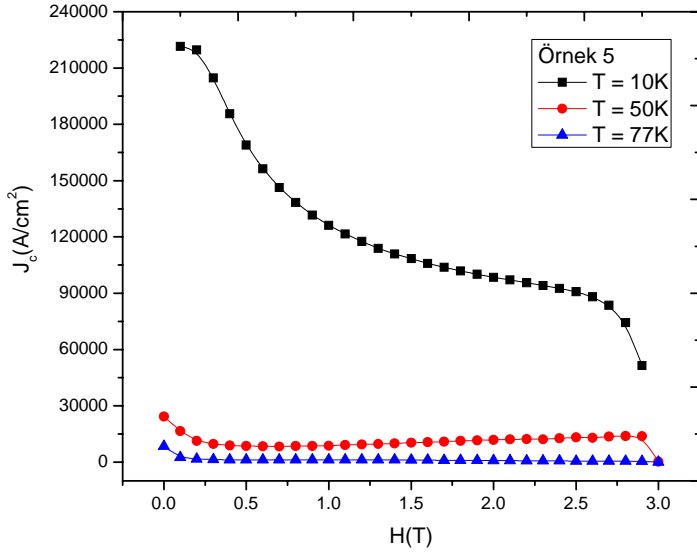
Şekil 4.15. II. seri örnekler üzerinde $T = 50$ K için hesaplanan (J_c - H) grafiği.



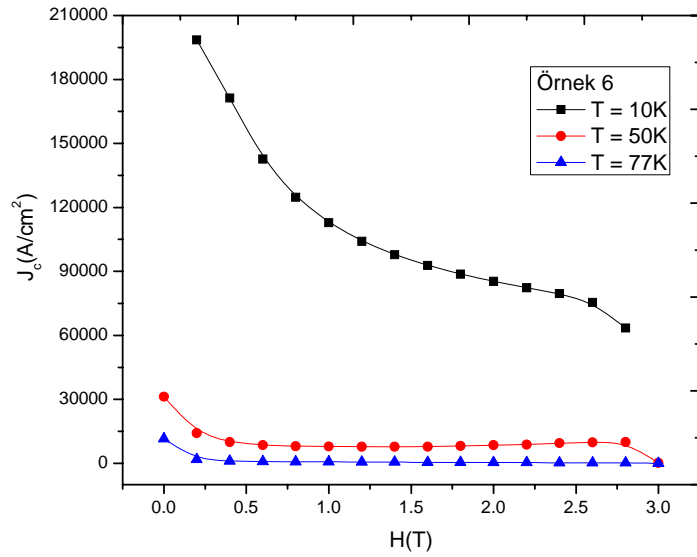
Şekil 4.16. II. seri örnekler üzerinde $T = 77\text{K}$ için hesaplanan (J_c - H) grafiği.



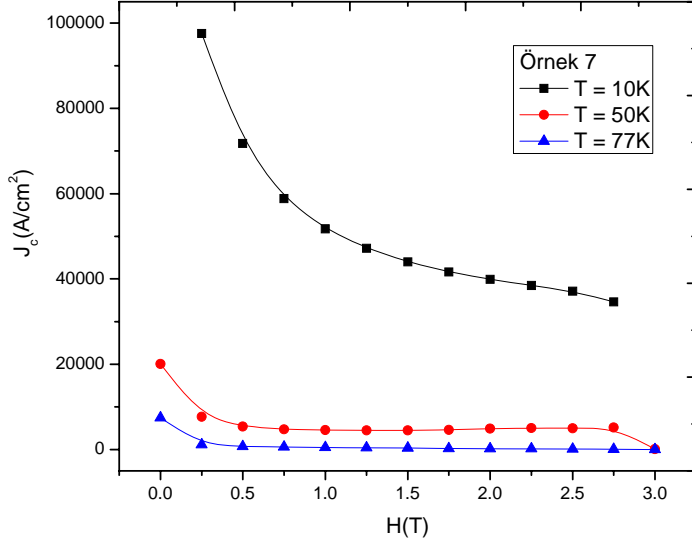
Şekil 4.17. Örnek 4'ün üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c - H) grafiği.



Şekil 4.18. Örnek 5'in üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.



Şekil 4.19. Örnek 6'nın üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.



Şekil 4.20. Örnek 7'nin üç farklı sıcaklık için hesaplanan (J_c -H) grafiği.

5. TARTIŞMA

Süperiletkenlik malzemelerin değişik bir özelliğini içeren ve belirli bir sıcaklığa dek soğutulmuş malzemelerin elektriksel dirençlerini yitirdiğini gösteren fiziğin oldukça ilginç bir konusudur. Bu konuyla bağlantılı olarak YBCO süperiletken seramikleri, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin özelliklerini içeren ve üzerinde sıklıkla çalışılan, önemli bir bileşiktir.

Daha önceki çalışmalarda, YBCO tablet süperiletkenlerinin katı-hal tepkime metodu ve tablet eritme metodları ile üretimi ve üretilen süperiletkenlerin özelliklerinin geliştirilmesi irdelenmiştir. Bu tezde ise, YBCO tablet süperiletkenlerinin eritme, büyütme, yönlendirme metodu ile üretilmesi, elektriksel ve manyetik özelliklerinin incelenmesi ve bu süperiletkenlerin Y211 fazı katkısı ile kritik geçiş sıcaklığı ve kritik akım yoğunluğu özelliklerinin geliştirilmesi üzerinde çalışmalar yapılmıştır. Yapılan çalışmalar sonucunda, eritme, büyütme, yönlendirme metodu ile üretilen YBCO tabletlerinin; manyetik kaldırma (Meissner etkisi) ve kritik sıcaklık değerinden sonra elektriksel direnci yitirme gibi özellikleri göstermesi ile birlikte bu süperiletkenlerin en iyi performanslı üretim sıcaklığının 1070°C olduğu ve Y211 toz fazı katkısının en yüksek performans için $n = 0.125\text{mol}$ olması gerektiği ortaya konulmuştur. Üretilen tabletler üzerinde yapılan ölçümler sonucunda bu süperiletkenlerin 95K gibi yüksek bir sıcaklıkta süperiletken hale geçtikleri ve $1,25 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ gibi yüksek değerlikli elektrik akım yoğunlu taşıyabildikleri gözlemlenmiştir. Yapılan çalışmalar sonucunda

bu üretim yönteminin gelişmelere açık ve gelecek vaad eden bir üretim yöntemi olduğu ve aynı zamanda Y211 toz fazı katkısının çok daha iyi performanslı süperiletkenlerin üretilmesine olanak sağladığı sonucuna varılmıştır.

KAYNAKLAR

- Abrikosov, A.A.**, 1957, *J. Experim. Theoret. Phys.*, 32:1442 (Çeviri: Soviet Phys., JETP, 5, 1174.)
- Ateş, A.**, 1996, Eritme Yöntemiyle Büyütülmüş YBCO Süperiletkenlerinin Yapısal ve Fiziksel Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik üniversitesi, Fen Bilimleri enstitüsü, 80p
- Bardeen, J., Cooper, L.N., Schrieffer, J.**, 1957, Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.*, (108):1175-1204
- Baytosun, F.**, 2005, (Bi,Pb)-Sr-Ca-Cu-O Süperiletken Bilesiginin 110K Fazına Termo-mekaniksel İşlemlerin Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 100p
- Bean, C.P.**, 1964, Magnetization of High-Field Superconductors, *Rev. Mod. Phys.*, (36): 31-39
- Bednorz, J.G., Müller, K.A.**, 1986, Possible High T_C Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System, *Z. Phys. B64* (2): 189–193
- Cai, Z-X., Zhu, Y.**, 1998, Microstructures and Structural Defects in High-Temperature Superconductors, World Scientific, 507s
- Chu, C. W., Hor, P. H., Meng, R.L., Gao, L., Huang, Z.J.**, 1987, Superconductivity at 52.5K in the Lanthanum-Barium-Copper-Oxide System, *Science*, 235 567-569

KAYNAKLAR (devam)

- Çelik, Ş.**, 2006, $(Y_{1-x}Yb_{x/2}Gd_{x/2})Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ve $(Yb_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Süperiletkenlerinin yapısal ve fiziksel özelliklerinin incelenmesi, doktora tezi, Karadeniz Teknik üniversitesi, Fen Bilimleri enstitüsü, 166p
- Frolich, H.**, 1950, Theory of the Superconducting State. I. The Ground State at the Absolute Zero of Temperature, *Physical Review*, 79, 5 845-856
- Gao, L., Xue, Y.Y., Chen, F., Xiong, Q., Meng, R.L., Ramirez, D., Chu, C.W., Eggert, J.H., Mao, H.K.**, 1994, Superconductivity up to 164K in $HgBa_2Ca_{m-1}Cu_mO_{2m+2+\delta}$ ($m=1,2$ and 3) Under Quasihydrostatic Pressures, *Physical Review B*, 50: 4260-4263
- Ginzburg, V.L., Landau, L.D.**, 1950, On the Theory of Superconductivity, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20:1064
- Giovanelli, F., Monot-Laffez, I.**, 2002, YBCO Bulk Material Processed in An Oxygen Controlled Melt-growth Process, *Supercond. Sci. Technol.* (15):1193-1198
- González, M.T.**, 2003, On the Electrical Transport Properties of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Superconductors Textured by Top seeded Melt Growth, Ph.D. Thesis, Física Pola Universidade de Santiago de Compostela

KAYNAKLAR (devam)

- Hong, I., Hwang, H., Han, Y-H., Sung, T-H., No, K.,** 2003, Effects of the Platelet Structures on the Melt Textured Growth YBCO Superconductors, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13(2): 3165-3168
- Josephson, B.D.,** 1962, Possible New Effects in Superconductive Tunnelling, *Phys. Lett*, 1 (7): 251–253
- Kittel, C.,** 1996, Introduction to Solid State Physics, seventh edition, *John Wiley&Sons, Inc.*, United States of America.
- Larbalestier, D.,** 2000, HTS Pauer Applications: Fundamentals to Wires, Short Course, Applied Superconductivity Conference, Virginia Beach
- Lauret, P., Fagnard, J.F., Vanderheyden, B., Babu, N.H., Cardwell, D.A., Ausloos, M.,** 2008, An AC Susceptometer for the Characterization of Large, Bulk Superconducting Samples, *Meas. Sci.Tecnol.* 19 085705 10pp
- Leblond, C., Monot, I., Provost, J., Desgardin, G.,** 1999, Optimization of the Texture Formation and Characterization of Large Size Top-Seeded-Melt-Grown YBCO Pellets, *Physica C*, 311 211-222

KAYNAKLAR (devam)

- Lian, Z., Pinxiang, Z., Ping, J., Keguang, W., Jingrong, W., Xiaozu, W.,** 1990, Properties of YBCO Superconductors Prepared by a New Approach: The ‘Powder Melting Process’, *Supercond. Sci. Technol.* 3 490-492
- London, F., London, H.,** 1935, The Electromagnetic Equations of the Supraconductor, Proc. R. Soc. London A, 149 (866): 71–88
- Mei, L., Boyko, V.S., Chan, S-W.,** 2006, Twin Engineering for High Critical Current Densities in Bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *Physica C* 439 78-84
- Meissner, W., Ochsenfeld, R.,** 1933, Superconductivity, *Nature*, 132, 931-935
- Meslin, S., Noudem, J.G.,** 2004, Infiltration and Top Seeded Grown Mono-domain $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Bulk Superconductor, *Supercond. Sci. Technol.* 17 1324-1328
- Murakami, M., Fujimoto, H., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Koshizuka, N., Tanaka, S.,** 1991, Flux Pinning Due to Nonsuperconducting Particles in Melt Processed YBaCuO Superconductors, *Physica C*, 321 185-189

KAYNAKLAR (devam)

- Onnes, H.K.**, 1911, The Superconductivity of Mercury, *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, Nos, 122-124
- Onnes, H.K.**, 1922, On the Lowest Temperature Yet Obtained, *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, No: 159
- Poole, C. P.**, 2000, Handbook of superconductivity, *Academic Press*, San Diego
- Prester, M.**, 1998, Current Transfer and Initial Dissipation in High- T_c Superconductors, *Supercond. Sci. Technol.*, 11, 333–357
- Ran, S.K.**, 2004, Gravity Probe B: Exploring Einstein’s Universe with Gyroscopes, Nasa, p.26
- Rose-Innes, A.C., Rhoderick, E.H.**, 1978, Introduction to Superconductivity, *Pergamon Press*
- Sarmado, R.V., Singidas, B.G.**, 2004, Low Field AC Susceptibility of YBCO: The Frequency and Field Dependence of Intra-and Intergrain Coupling Losses in the Absence of Vortices, *Supercond.Sci.Technol.* 17 S578-S582
- Soltan, S.**, 2005, Interaction of Superconductivity and Ferromagnetism in YBCO-LCMO Heterostructures, PhD thesis, University of Stuttgart, Faculty of Mathematics and Physics, 155p

KAYNAKLAR (devam)

- Tepe, M.**, 1997, AC Manyetik Süseptibilite Ölçüm Yöntemiyle Yüksek Sıcaklık Süpeiletkenlerine Katkı Maddelerinin Etkisinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 91s.
- Wang, J., Monot, I., Chaud, X., Erraud, A., Marinel, S., Provost, J., Desgardin, G.**, 1998, Fabrication and Characterisation of Large-Grain $YBa_2Cu_3O_7$ Superconductors by Seeded Melt Texturing, *Physica C* 304 191-201
- Youssif, M.I., Bahgat, A.A., Ali, I.A.**, 2000, AC Magnetic Susceptibility Technique for the Characterization of High Temperature Superconductors, *Egypt J. Sol.*, 23: 231-250
- Zhang, H., Zou, X.W., Wang, Z.H.**, 2003, Critical Current Characteristics of MTG-YBCO with Na Substitution, *Physica C*, 386 254-257

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında İzmir’de doğdu. İlkokulu, Kenan Gamsız İlköğretim okulunda, ortaokulu, Evin Lelebicioğlu Ortaokulunda okudu. 1998–2002 yılları arasında, İzmir Atatürk Lisesi’nde lise öğrenimini birincilikle tamamladıktan sonra, 2002 yılında Bilkent Üniversitesi, Fizik bölümünü burslu olarak kazandı. 2006 öğrenim yılı bahar döneminde lisans öğrenimini tamamladıktan sonra; aynı yıl Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Genel Fizik anabilim dalında yüksek lisans eğitimine başladı.