

DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Pb, Ag ve Sb KATKI ATOMLARIYLA
HAZIRLANMIŞ YBaCuO SÜPERİLETKEN
SİSTEMLERİN ELEKTRİKSEL
PARAMETRELERİNİN SAPTANMASI

A. Gönül ÖZTÜRK

Ekim, 2010

İZMİR

**Pb, Ag ve Sb KATKI ATOMLARIYLA
HAZIRLANMIŞ YBaCuO SÜPERİLETKEN
SİSTEMLERİN ELEKTRİKSEL
PARAMETRELERİNİN SAPTANMASI**

Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

A. Gönül ÖZTÜRK

Ekim, 2010

İZMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

AYŞE GÖNÜL ÖZTÜRK tarafından PROF. DR. KEMAL KOCABAŞ yönetiminde hazırlanan “Pb, Ag ve Sb KATKI ATOMLARIYLA HAZIRLANMIŞ YBaCuO SÜPERİLETKEN SİSTEMLERİN ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİNİN SAPTANMASI” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Kemal KOCABAŞ

Danışman

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Prof.Dr. Mustafa SABUNCU

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam süresince yardımlarını esirgemeyen herkese teşekkürü bir borç bilirim. Öncelikle değerli hocam Prof. Dr. Kemal KOCABAŞ' a desteğiyle her zaman yanımda olduğu için en derin saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünden Prof. Dr. Filiz ERCAN' a XRD ölçümlerinin yapılmasındaki katkılarından dolayı, Dokuz Eylül Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Maden Mühendisliği Bölümünden Hatice YILMAZ' a XRD ölçümlerini yorumlamalarından dolayı çok teşekkür ederim.

SEM ölçümlerinin yapılması sırasında bilgilerini bizimle paylaşan ve her türlü kolaylığı sağlayan İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik bölümünden Yrd. Doç. Dr. Lutfü ÖZYÜZER' e teşekkür ederim.

Ayrıca; yakın arkadaşlıkları ve destekleri için değerli arkadaşlarım Mete ŞEN, Damla ÖZDEMİR, Hasan DURMUŞ' a;

Son olarak da manevi desteğini hiç eksik etmeyen değerli aileme, özelliklede kardeşim Adil ÖZTÜRK' e;

En içten teşekkürlerimi sunarım.

A. Gönül ÖZTÜRK

Pb, Ag ve Sb KATKI ATOMLARIYLA HAZIRLANMIŞ YBaCuO SÜPERİLETKEN SİSTEMLERİN ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİNİN SAPTANMASI

ÖZ

Bu çalışmada $YBa_2Cu_{3-x}A_xO_y$ yüksek sıcaklık süperiletken bileşiğine Ag, Pb ve Sb katkısının etkileri incelenmiştir. Örnekler bakır (Cu) yerine ($x=0.01$) gümüş (Ag), kurşun (Pb), antimon (Sb) katkısı yapılarak katı hal tepkime yöntemi ile hazırlanmıştır.

YBCO süperiletken bileşiğine Ag, Pb, Sb etkisi, örneklerin içerdiği süperiletken ve safsızlık fazları, x-ışını toz kırınım (XRD) desenleri incelenerek saptanmıştır. Taramalı elektron mikroskobu (SEM) yardımıyla da örneklerin tanecik boyutları incelenmiştir.

Anahtar sözcükler: YBCO, Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri, Ag, Pb ve Sb katkısı

**THE DETERMINATION OF ELECTRICAL PARAMETERS OF YBaCuO
SUPERCONDUCTIVE SYSTEMS FORMED WITH ADDITIVE ATOMS Pb,
Ag & Sb**

ABSTRACT

In this study, the effects of Ag, Pb and Sb doping on the properties of high temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{A}_x\text{O}_y$ was investigated. The samples were prepared by substituting silver (Ag), lead (Pb) and antimon Sb ($x= 0.01$) for Cu with solid state reaction method.

The effect of Ag, Pb and Sb doping on the YBCO superconductor composite superconducting and impurity phases which the samples involve were determined by X-Ray diffraction patterns (XRD). The microstructure of the samples was analyzed with the help of scanning electron microscope (SEM).

Key Words: YBCO, High Temperature Superconductors, Ag, Pb and Sb Doping

İÇİNDEKİLER

Sayfa

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU	ii
TEŞEKKÜR	iii
ÖZ	iv
ABSTRACT	v

BÖLÜM BİR - GİRİŞ..... 1

1.1 Süperiletkenliğin Keşfi	1
1.2 Tarihsel Gelişim	2
1.3 Süperiletkenliğin Temel Kavramları	8
1.3.1 Sıfır Direnç	8
1.3.2 Kritik Sıcaklık	11
1.3.3 Kritik Manyetik Alan	12
1.3.4 Meissner Etkisi	14
1.3.5 Nüfuz Derinliği	17
1.3.6 Eşuyum (Koherens) Uzunluğu	19
1.3.7 I. ve II. Tip Süperiletkenler	19
1.4 Süperiletkenlik Teorileri	22
1.4.1 London Denklemi	22
1.4.2 Ginzburg-Landau Teorisi	25
1.4.3 BCS Teorisi	27

BÖLÜM İKİ – YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ.....30

2.1 Perovskit Yapı	30
2.2 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (Y-123) Süperiletkeninin Yapısal Özellikleri	31
2.3 Literatürde YBCO Süperiletken Sistemi	36

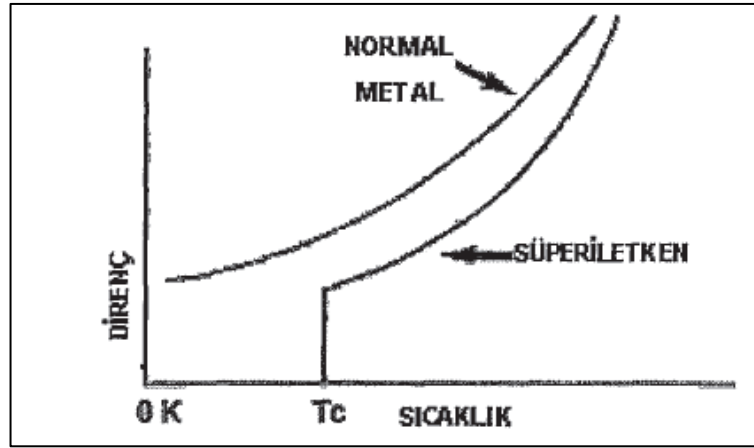
BÖLÜM ÜÇ – DENEYSEL YÖNTEMLER	39
3.1 Örnek Hazırlama Basamakları	39
3.1.1 Örnek Hazırlama	39
3.1.2 Kalsinasyon	40
3.1.3 Presleme	41
3.1.4 Sinterleme	41
3.2 Örneklerin Karakterizasyonu	42
3.2.1 X-Işını Kırınım Çalışmaları	42
3.2.2 Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)	43
BÖLÜM DÖRT – DENEYSEL BULGULAR VE SONUÇLAR	46
4.1 XRD Sonuçları	46
4.2 SEM Sonuçları	49
BÖLÜM BEŞ – TARTIŞMA	52
KAYNAKLAR	53

BÖLÜM BİR

GİRİŞ

1.1 Süperiletkenliğin Keşfi

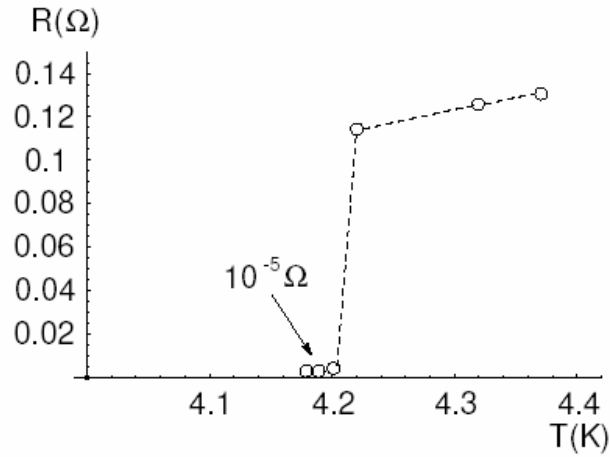
Elektrik akımı, kristal yapılı iletkenler içinde ilerleyen elektronların hareketi demektir. İletken içindeki atomların titreşimleri sıcaklıkla birlikte doğru orantılı olarak değişmektedir. İletkenlerdeki elektrik direncinin sıcaklığın azalmasıyla tamamen sıfıra düşmesi 1911 yılında Leiden Üniversitesinde Heike Kamerlingh Onnes tarafından gösterilmiştir. Onnes deneyinde helyum gazını sıvılaştırarak sıcaklık derecesini 4 K ($-269^{\circ}C$)' ne kadar düşürmüştü ve saf cıvanın (Hg) bu sıcaklıklardaki direncinin sıfıra düştüğünü ölçmüştü (Onnes, 1911). Metal ve alaşımların birçoğunda sıcaklık iyice düşürüldüğünde öz direnç birden sıfıra gider. Süperiletkenlik denilen bu olayda kritik bir T_C civarında örnek normal elektrik direncine sahip bir fazdan sıfır direnç durumunu gösteren süperiletkenlik faza geçiş yapmaktadır (Şekil 1.1).



Şekil 1.1 Normal metal ve süperiletkenin düşük sıcaklıklarda davranışı

(WEB_1, 2009)

Onnes, süperiletkenliği farklı açılardan incelemiş ve süperiletkenlerin davranışlarının elektrik akımlarından, manyetik alanlardan ve sıcaklıktan etkilenebileceğini bulmuştur. 1913 yılında bu çalışmalarından dolayı Nobel ödülü almıştır.



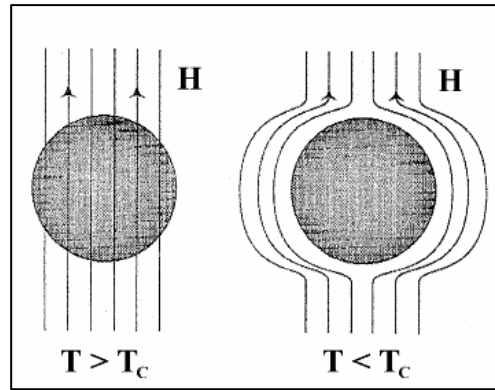
Şekil 1.2 Civanın süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı

(Ginzburg ve Andryushin, 1994)

1.2 Tarihsel Gelişim

Süperiletken malzemelerin geçmişi, 19.yüzyılda Michael Faraday'ın keşiflerine kadar uzanmaktadır. Çok düşük sıcaklıklara gereksinim duyulan bu işlemi ilk kez, 1823 yılında Michael Faraday kloru sıvılaştırarak gerçekleştirdi. Faraday, bunun için kloru 77 Kelvin'e (K) kadar soğutmuştur. Sonradan, değişik sıcaklıklarda başka gazları da sıvılaştırmayı başarmıştır. Daha sonraki yıllarda bilim adamları birçok gazı mutlak sıfır yakınlarında sıvılaştırabilmiş ve sıvılaştıran gazları kullanarak, diğer malzemelerin davranışlarını araştırmışlardır (Bağ, 2006).

Maddelerin, düşük sıcaklıklardaki manyetik özelliklerinin değişikliğini anlamak için 1933 yılında Walter H. Meissner ve doktora öğrencisi Robert Oschenfeld (Meissner ve Ochsenfeld, 1933) yaptıkları deneyde, geçiş sıcaklığının altında soğutulan bir kürenin manyetik alanı dışladığını gözlemlemişlerdir. Süperiletkenliğin başlangıcından bu olayın gözlenmesine kadar geçen süre içinde süperiletken malzemelerin, belli bir sıcaklığın altında sıfır direnç göstermelerinin haricinde, normal metallerle aynı fiziksel özellikleri taşıdıkları düşünülüyordu. Bu sıra dışı özellik Meissner Etkisi olarak adlandırılmıştır (Şekil 1.3).



Şekil 1.3 Normal ve süperiletken durumu
(Meissner Etkisi) için akı çizgilerinin dağılımı.

1935 yılında Fritz ve Heinz London kardeşler, Maxwell denklemlerini baz alarak bir teori geliştirmişlerdir. Durgun manyetik alanın süperiletken içerisine ne kadar sızabileceğini gösteren bu teoriye London Teorisi adını vermişler ve süperiletkenliğin ilk karakteristik uzunluğu olan (λ_L) London Nüfuz Derinliğini bulmuşlardır (Seeber, 1998). Sezgiye dayanan (fenomenolojik) bu teoride, Maxwell denklemlerine ek olarak, süperiletkendeki elektromanyetik alanı etkileyen iki denklem daha tanımlanmaktadır. Bu denklemler süperiletkenliğin iki temel özelliğinin doğru tanımlanmasını verir; mükemmel diamanyetizma ve sıfır direnç. Aynı zamanda teori, süperiletkenlikteki makroskopik etkileri iyi kuantum tahminleri ile olanaklı kılan bir buluştur. Bu buluş 2003 yılında Nobel Fizik Ödülü ile onurlandırılmıştır (Ginzburg ve diğer. 1994). Fakat London Teorisi kuantum etkilerini hesaba katmamaktadır.

İlerleyen yıllarda kritik sıcaklığı yükseltmek için yapılan çalışmalar devam etti. 1941'de Niyobyum-Nitrat bileşiminin 16 K'de ve 1953'de Vanadyum-Silikon bileşiminin 17,5 K'de süperiletken faza geçtiği belirlenmiştir. Bununla birlikte 1962'de süperiletkenliğin ilk teknolojik uygulaması yapılmış ve Niyobyum ve Titanyum alaşımı olan ilk ticari süperiletken tel üretilmiştir (Bilgeç, 2004).

1950 yılında Ginzburg ve Landau tarafından ortaya konulan GL Teorisi; temeli kuantum mekaniğine dayanan ve normal hal ile süperiletken hal arasında bir düzen

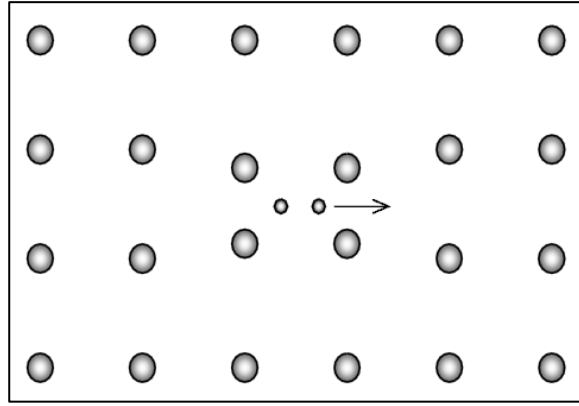
parametresinin varlığını kabul eden bir teoridir (Ginzburg ve Kirznits, 1982). Süperiletken, kendi içindeki hareketlilikten ötürü, (süperiletkenliği bozulmadan), normal halle süperiletken hal arasında hafif dalgalanmalar yaşayan bir sistemdir. Bu termodinamik dalgalanmaların ölçeği olarak ifade edilen ikinci karakteristik uzunluk olan bu düzen parametresine eşuyum uzunluğu denir ve “ ξ ” ile gösterilir.

London Modeli ve GL teorisi; klasik fizik yaklaşımı ile ortaya konulan, maddenin mikroskobik yapısının dikkate alınmadığı teorilerdir. 1957 yılında J. Bardeen, L. Cooper ve J. R. Schrieffer maddenin mikroskobik yapısı üzerinde çalışarak BCS teorisini ortaya koymuşlardır. Bu teoriye göre süperiletken akımın, bağlı elektron çiftleri tarafından taşındığı ve normal durum ile süperiletken durum arasında bir yasak enerji aralığı olduğu kabul edilmektedir (Bardeen, Cooper ve Schrieffer, 1957).

Coulomb yasasına göre, elektronlar sahip oldukları negatif elektrik yükleri nedeniyle, birbirlerini iterler. Cooper, elektron çiftlerinin Coulomb itmesinden daha güçlü bir kuvvet yardımıyla birbirlerini çekebileceğinden söz etmektedir. Elektronların birbirlerini nasıl çekecekleri sorusunun yanıtı kristal örgüdeki iyonlarla elektronlar arasındaki etkileşimde gizlidir.

Kurama göre, eksi yüklü bir elektron örgü içerisinde ilerlerken, artı yüklü iyonları kendine doğru saptırır. Örgüde oluşan bu hareketlilik bir fonon yayımına neden olur, bu da elektronun etrafında bir artı yük katmanı oluşturur. Sekil 1.4’de görüldüğü gibi, iyonları saptıran elektron, örgüyü terketmeden, yani örgü eski haline geri dönmeden, ikinci bir elektron pozitif iyon varlığı nedeniyle buraya doğru çekilir. Böylece “Cooper çifti” adı verilen bir elektron çifti meydana getirir. Bir süperiletkendeki süperakımlar milyonlarca Cooper çifti tarafından taşınır. Eğer bir Cooper çifti bir fononla çarpışırsa, süperiletken özellikte kaybolabilir, ancak bunun için fononun enerjisinin elektronların karşılıklı etkileşimlerini aşabilecek derecede yeterli enerjiye sahip olması gerekir. Mutlak sıcaklığın yakınlarında, Cooper çiftlerini kırmaya yetecek enerjiye sahip fonon bulunmaz. Ancak sıcaklık kritik sıcaklığa doğru yükseldikçe, fononların kristal örgü içindeki titreşimleri artar. Kritik

sıcaklığa ulaşıldığında da Cooper çiftleri kırılır ve malzeme süperiletken özelliğini kaybeder. Bu teoriye önemli bir katkıda 1958 yılında şimdilerde süperiletkenlik çalışmalarında geniş çapta kullanılan matematiksel bir metod geliştiren N.N.Bogolyubov tarafından gelmiştir (Serway,1996).



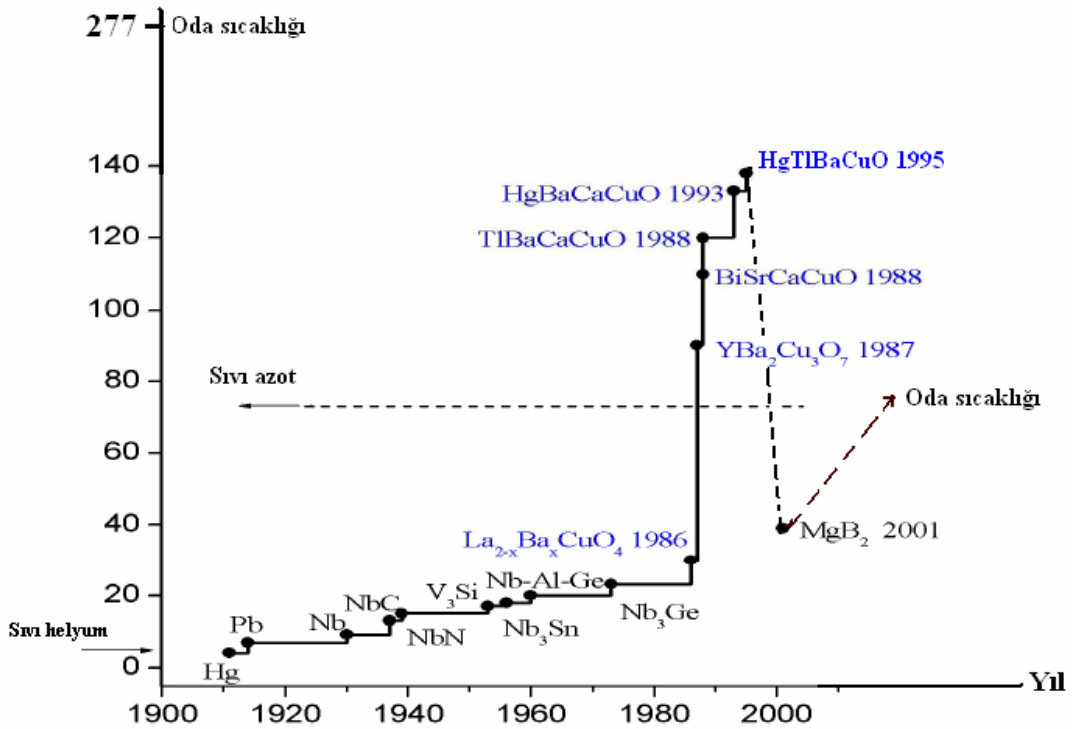
Şekil 1.4 İki elektron arasında örgü bozulmasından ortaya çıkan çekici etkileşmenin şematik gösterimi

Yine 1958 yılında süperiletkenliğin mikroskopik teorisi, Green Fonksiyonlarını kullanarak BCS problemini çözmek için model geliştiren L.P.Gorkov tarafından ayrıca detaylandırılmıştır. Gorkov'un çalışması Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gorkov Teorisinin (GLAG Teorisi) geliştirilmesi ile tamamlanmıştır (Owens, 1996).

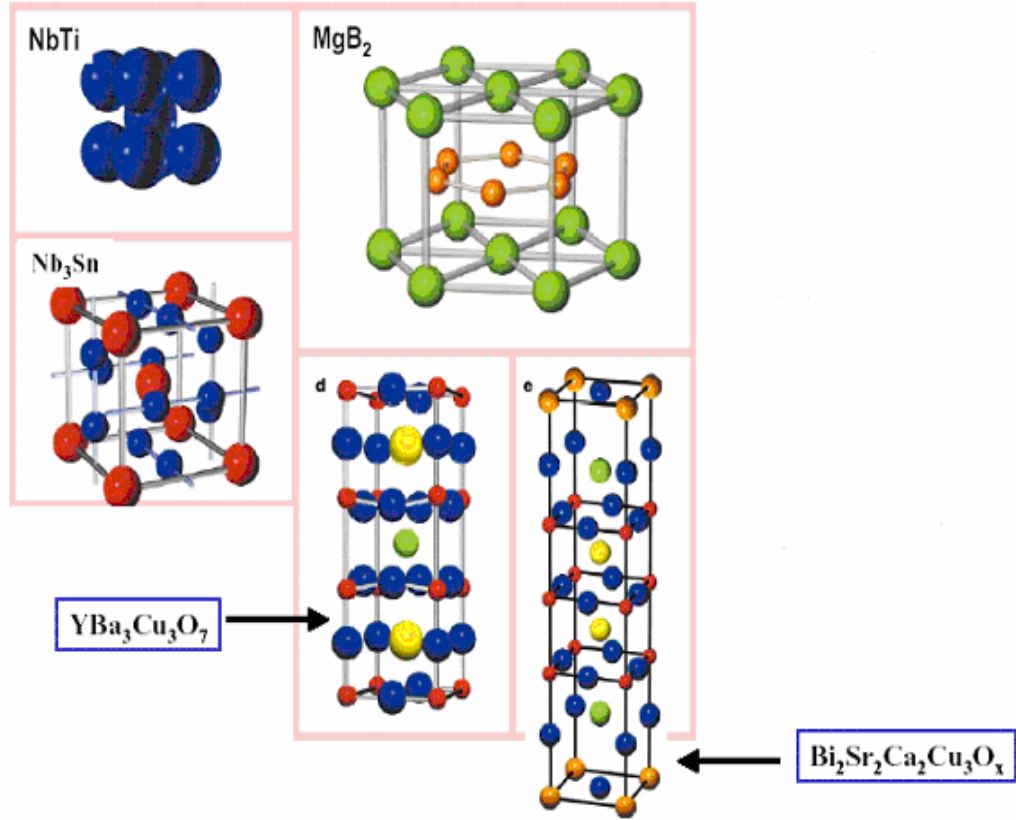
1962 yılında, Brian D.Josephson 2 mm kalınlığındaki yalıtkan bir engel ile ayrılmış iki süperiletken arasında elektron çiftleri tarafından taşınan tünelleme akımının varolacağını öngörmüş, bu öngörü kısa bir süre içerisinde ispatlanmıştır. Bugün pek çok cihazın fiziksel anlamda anlaşılması Josephson olayına dayanmaktadır.

Süperiletkenler üzerindeki çalışmaların daha az maliyetli olması için 1980'lerde iki önemli buluş yapılmıştır. 1983'te IBM'in Zürih Araştırma Laboratuvarı fizikçilerinden Karl Alex Müller metal alaşımlarının yanı sıra, seramikler olarak bilinen metal oksitleri incelemeye başlamıştır. K. A. Müller ve arkadaşı Johannes George Bednorz, üç yıl boyunca içindeki elementlerin çeşitlerini ve miktarlarını değiştirerek birçok metalin oksitlerini incelemişler, ancak kritik sıcaklığı yükseltememişlerdir. Sonunda 1986'da Baryum- Lantan-Bakır-Oksijen (Ba-La-Cu-

O) bileşiminde 35 K'de süperiletkenlik gözlemiştir (Bednorz ve Müller, 1986). Bunu takiben Bell laboratuvarlarında Bertam Botlogg ve Robert Cava 38 K'de süperiletken olan benzer bir bileşik elde etmişlerdir. Bu arada Houston Laboratuvarı araştırma grubu başkanı olan Paul C.W. Chu ve grubu malzemeler üzerinde yüksek basınç denemeyi düşünmüşlerdir. Bu yolla atmosfer basıncını 10.000 defa yerine 12.000 defa artırıldığında 52 K'e kadar süperiletken olan benzer bir bileşik buldular. Daha sonra Chu ve grubu IBM bileşiminin nadir toprak elementi olarak lantanı incelemişlerdir. Chu'nun eski öğrencisi olan Maw-Kuen lantanı, diğer bir nadir toprak elementi olan yitriyum ile değiştirmiştir. Bunun sonucunda da Wu ve arkadaşları (Y-Ba-Cu-O) bileşiminin 93 K'de süperiletken olduğunu gözlemiştir (Wu ve diğer. 1987). Tekrar yapılan deneylerde kritik sıcaklığın 98 K olduğunu görmüşlerdir. 1988 yılında Maeda, Bi-Sr-Ca-Cu-O bileşiminde 110 K'de süperiletkenliği gözlemiştir (Maeda, Tanaka, Fukutomi ve Asono, 1988). Aynı yıl kritik geçiş sıcaklığı 125 K olan Tl-Ba- Ca-Cu-O bileşiği üretildi. Şu anda en yüksek kritik sıcaklık Hg-bazlı süperiletkenlerde olup, 164 K (31 GPa basınç altında) civarındadır (Gatt ve diğer. 1998).



Şekil 1.5 1911 süperiletkenliğin keşfinden bu yana kritik sıcaklığın gelişimi (Doğan, 2005).



Şekil 1.6 Bazı süperiletkenlerin yapıları. Kübik ya da hegzagonal düşük sıcaklık süperiletkenler ve oldukça yüksek anizotropili tabakalı yüksek sıcaklık süperiletkenleri.

Tablo 1.1 Bazı süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları (*yüksek basınç). LTS: Alçak sıcaklık süperiletkenleri. HTS: Yüksek sıcaklık süperiletkenleri (Kış, 2005).

Basit Metaller	T_C , K	LTS Bileşikler	T_C , K	HTS Bileşikleri	T_C , K
Al	1.2	Nb-47%Ti	9	$La_{1.85}Ba_{0.15}CuO$	35
In	3.4	NbN	15	$YBa_2Cu_3O_7$	92
Sn	3.7	Nb_3Sn	18	$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$	85
Pb	7.2	Nb_3Ge	23	$Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$	108
Nb	9.2	MgB_2	39	$Ta_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$	125
				$HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$	150*

2001' de Jun Akimitsu ve ekibi MgB_2 ' nin 39 K' de süperiletken olduğunu keşfettiler. Böylece ilk defa metalik bir süperiletkenin 39 K gibi yüksek bir kritik sıcaklığa sahip olduğu bulunmuştur.

Süperiletkenlik keşfinden kısa bir süre sonra, sadece teorik uğraşısı için değil, pratik uygulamalara imkân verebilmesi yönünden de büyük ilgi odağı olmuştur. Düşük sıcaklık süperiletkenleri parçacık hızlandırıcılarında ve tıpla ilgili cihazlarda yaygın olarak kullanılmaktadır. Fakat bu malzemelerin en büyük dezavantajı, kritik sıcaklığın altında tutulması için sıvı helyuma ihtiyaç duyulmasıdır. Sıvı helyumun kaynama sıcaklığı çok düşüktür ve doğada çok az bulunur. Bu nedenle elde etmesi zor ve pahalıdır.

Bunun yanında, azot havada en bol bulunan gazdır. Kaynama noktası 77,3 K olduğu için elde edilmesi kolaydır. Bu nedenlerden dolayı, 77,3 K üzerinde süperiletkenlik kritik geçiş sıcaklığına (T_c) sahip yüksek sıcaklık süperiletkenlerin keşfi, süperiletkenleri daha yaygın kullanan başka cihazların geliştirilmesi için çok büyük gelişmedir (Murakami, 1992a; Murakami, 1994).

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 'da Cu ile metal iyonları yer değiştirmesi külçe, sinterlenmiş (Tarascon, Barboux, Miceli, Greene ve Hull, 1988; Asokan ve Rao, 1999), ince film (Fiebert, Gao, McCall, Sheaperd ve Crow, 1996; Vedawyas ve Bhagvat, 1998) ve tek kristaller (Neiman, Giapintzakis, Ginsberg ve Mochel, 1995; Tomimoto, Terasaki, Rykov, Mimura ve Tajima, 1999; Yao, Oka, Izumi ve Shiohara, 2000; Segawa ve Ando, 2001) çalışılmıştır. $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ 'da ($M=Zn, Ni, Fe, Co \dots$) yer değiştirmesi genelde katkısız YBCO'ya göre T_c 'yi düşürmektedir.

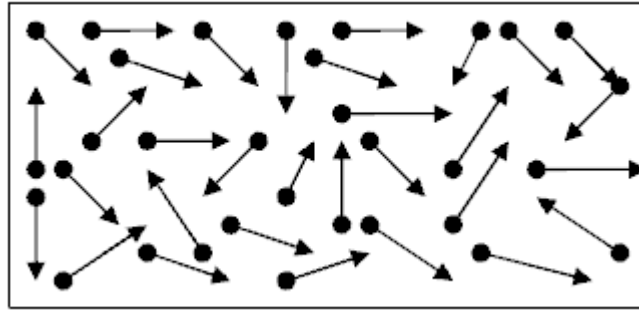
1.3 Süperiletkenliğin Temel Kavramları

1.3.1 Sıfır Direnç

Yüklü parçacıkların hareketi elektrik akımı demektir. Katıdaki elektrik akımı da elektronların akışıdır. Elektronlar negatif yüklü olup, materyali oluşturan atomlardan çok daha hafiflerdir.

Atomlar birer birer pozitif yüklü çekirdekten meydana gelir. Çekirdekler ve birbirleriyle etkileşimde olan elektronlar Coulomb Yasası ile uyumludur. Her atomik elektron belirli bir yörünge işgal etmektedir. En kuvvetli elektron çekirdeğe en yakın

yörünge tarafından çekilir ve çekirdekten elektronu ayırmak için gerekli enerji çok büyüktür. En uzaktaki elektronlar ise, ayrılmaya hazır durumdadır. Ancak bu süreç için de bir miktar enerji gerekmektedir. En dıştaki bu elektronlar valans (değerlik) elektronları olarak adlandırılmaktadır. Diğer elektronlar katıyı oluşturmak için birleşirken, valans elektronları atomlardan ayrılarak hemen hemen serbest elektron gazı formunu alırlar. Yani materyalin bir bölümü elektron gazı ile doldurulmuş bir kap şeklinde düşünülebilir.



Şekil 1.7 Elektron gazı.Parçacıkların düzensiz Hareketi tanımlanmaktadır (Davarcıoğlu, 2005).

Elektron gazındaki dolanım elektrik akımı adını almaktadır. Tüm materyallerin elektrik akımını iletmediği bilinmektedir Bazı materyallerin dielektrik bazılarının ise metal olması, bu materyalleri oluşturan atomlar ve bu atomların düzenine bağlı olarak değişmektedir. Dielektriklerde, valans elektronları atomlarına bağlı kalır ve örnek içerisinde bu elektronların dolanması kolay olmamaktadır.

Dielektrikler akımı iletmezler. Metallerde ise elektrik akımını sağlayan elektronlar, ayrılmış oldukları atomik yapılarla (örgü, kusurlar, gibi) çarpışarak bunlar tarafından saçılırlar. Bu durum sürtünmeyi oluşturur. Yani bilinen fiziksel anlamıyla elektrik akımı, direnç ile karşılaşır.

Süperiletken durumda ise direnç yoktur; yani sıfır olur. Bu da elektronların sürtünmesiz hareket etmeleri demektir. Böyle bir hareket normalde mümkün gözükmemektedir ve fizikçiler, bu çelişkili durum hakkında karara varabilmek için uzun yıllar araştırmalar yapmışlardır.

Metallerde termal titreşimler sonucu fononlar oluşmaktadır. Termal titreşim sonucu oluşan bu fononların iletim elektronları ile etkileşmeleri, elektronların saçılmasını arttırmaktadır. Metal boyunca hareket eden iletim elektronları, sadece fononlardan etkilenmez, aynı zamanda metal içindeki safsızlık atomlarından ve örgü kusurlarından da etkilenir. Fonon dışındaki diğer etkiler, metallerin iletkenliğine sıcaklıktan bağımsız bir üst limit getirir. Matthiessen kuralı'na göre metallerin özdirençleri sıcaklığa bağlı olarak;

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_i(T) \quad (1.3.1.1)$$

denklemleri ile verilmektedir. Buradaki ρ_0 özdirenci, metal içindeki safsızlık atomlarından ve örgü kusurlarından kaynaklanmaktadır ve sıcaklıktan bağımsızdır. Öte yandan $\rho_i(T)$ ifadesi, termal etki sonucu oluşan örgü titreşimlerinden kaynaklanmaktadır. Bloch yasası'na göre örgü titreşimlerinden kaynaklanan $\rho_i(T)$ özdirenci, yüksek sıcaklıklarda T ile, düşük sıcaklıklarda ise T^5 doğru orantılı olarak değişmektedir. Oda sıcaklığının üstünde özdirence safsızlıklardan ve örgü kusurlarından olan katkı, örgü titreşimlerinden kaynaklanan katkının yanında ihmal edilebilir ve böylece denklem 1.3.1.1 deki ifade,

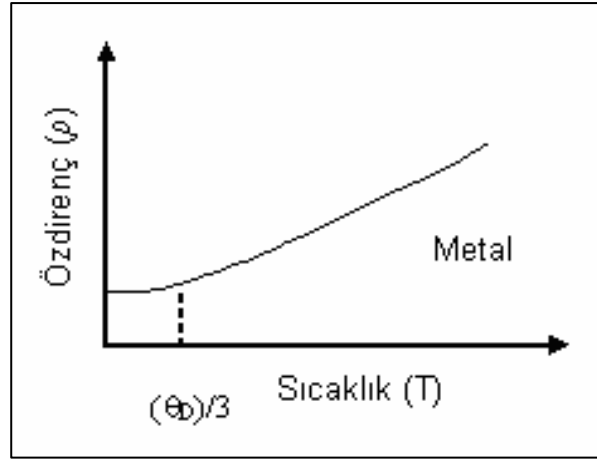
$$\rho(T) \approx \rho_i(T) \approx \rho(3000K) [T/300], \quad T > 300K \quad (1.3.1.2)$$

şeklini alır. Öte yandan özdirenç, düşük sıcaklıklarda ise;

$$\rho(T) \approx \rho_0 + AT^5, \quad T \ll \theta_D \quad (1.3.1.3)$$

olur.

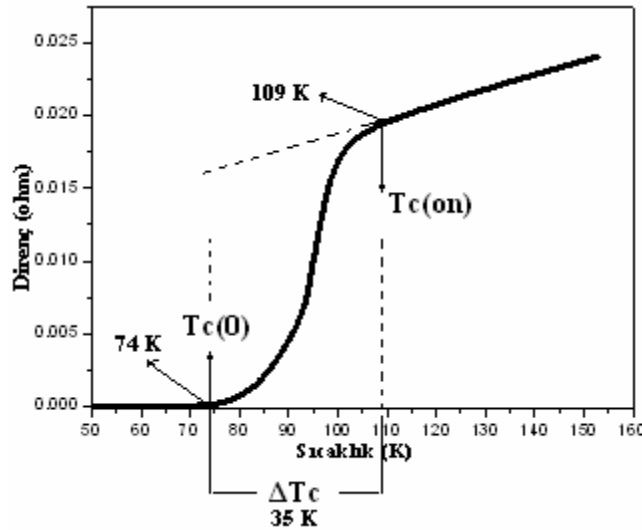
Şimdi bir metalin soğutulduğunda direncinin neden azaldığını görebiliriz. Sıcaklık azaldıkça atomların termal titreşimleri de azalacaktır. Bu da elektronların hareketleri doğrultusunda atomlarla daha az çarpışacağını gösterir. Direncin sıcaklıkla azalması Debye sıcaklığının (θ_D) üçte birine kadar doğrusal olarak değişir. Bu sıcaklığın altında ise direnç çok az değişim gösterir ve bir noktadan sonra sabit kalır (Şekil 1.8).



Şekil 1.8 Metallerde özdirenç sıcaklıkla değişimi

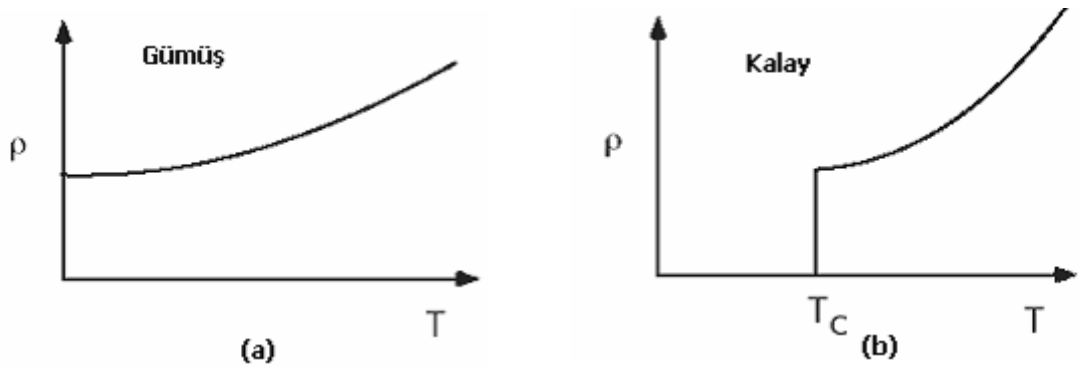
1.3.2 Kritik Sıcaklık

Süperiletken maddenin direncinin sıfır olduğu sıcaklığa süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı ya da *kritik sıcaklık* denir. Kritik sıcaklık T_C ile gösterilir ve her süperiletken madde için farklı değerdedir. Metallerdeki çok küçük safsızlıklar nedeniyle geçiş sıcaklığı çok duyarlıdır yani keskin değildir. Süperiletkenler onset sıcaklığı ($T_{C(on)}$) ve ofset sıcaklığı ($T_{C(off)}$) olmak üzere iki farklı karakteristik sıcaklıktan oluşur. Onset sıcaklığı, direnç sıcaklık eğrisinde lineerliğin bozulduğu sıcaklık, offset sıcaklığı da (ya da yalnızca kritik sıcaklık), direncin yaklaşık sıfır olduğu sıcaklığıdır. ΔT_C ise geçiş sıcaklık aralığıdır ve $\Delta T_C = T_{C(on)} - T_{C(off)}$ olarak tanımlanır. İyi bir süperiletken örnekte bu aralığın küçük olması beklenir (Şekil 1.9) (K1ş, 2005).



Şekil 1.9 Bir süperiletken örnekte ΔT_C , $T_{C(on)}$, $T_{C(off)}$ niceliklerinin gösterimi (K1ş, 2005)

Metallerin saf katkısız durumda çok düşük geçiş sıcaklığına sahip olan süperiletkenliği, çok küçük miktarda manyetik safsızlıklar tarafından bozulabilir. Böyle elementler ancak saf olduklarında süperiletkenlik durum gösterir ve bu metallerin normal safsızlıkları olan örnekleri süperiletken olmazlar. Tüm katkısız metaller çok düşük sıcaklıklara kadar soğutulsa bile süperiletkenlik özelliği göstermezler. Örneğin gümüşün öz direncinin sıcaklıkla değişimi Şekil 1.10 a' da görüldüğü gibidir. 10 K'in altındaki sıcaklıklarda, öz direnç sıcaklıktan hemen hemen bağımsız ve sabittir. Fakat, örneğin süperiletken özellik gösteren kalayda, öz direncin $T_c = 3,73K$ ' da aniden sıfıra düştüğü (Şekil 1.10 b) dolayısıyla elektriksel iletkenliğin de sonsuz büyük değerler aldığı görülür. Oda sıcaklığında iyi birer iletken olarak bilinen bakır, altın, gümüş gibi metallerin soğutulduklarında süperiletken özellik göstermedikleri, süperiletken olan kalay, kurşun, çinko gibi metallerin oda sıcaklığında iyi bir iletken olmadıkları gözlenmiştir. Çok sayıda metalik element süperiletken özellik göstermektedir. Ayrıca birçok alaşımda süperiletken olabilmektedir. İki metal, süperiletken olmasa bile bunların oluşturduğu alaşımların süperiletken olması mümkündür (Bi-Pd gibi) (Rose ve Rhoderick,1978).



Şekil 1.10 Oda sıcaklığında (a) gümüş ve (b) kalay'ın öz dirençlerinde düşük sıcaklıklarda gözlenen değişimler.

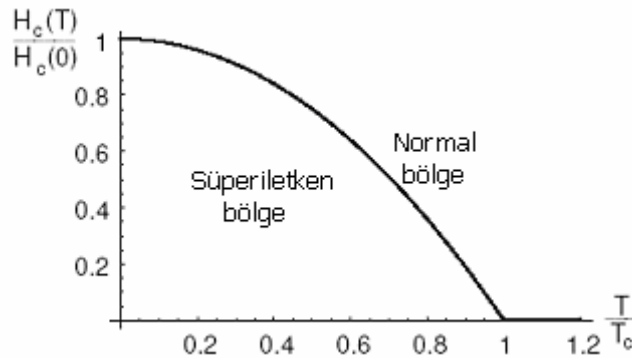
1.3.3 Kritik Manyetik Alan

Süperiletkenlik ile ilgili çalışmalar devam ederken, süperiletkenliğin yalnızca sıcaklıkla değil zayıf bir manyetik alanla da yok olduğu görülmüştür. Maddenin süperiletkenliğinin bozulup normal iletken durumuna geçtiği bu manyetik alan *kritik*

manyetik alan (H_c) olarak adlandırılır (Balbağ Z, 2001). Kritik manyetik alanın sıcaklık bağımlılığı,

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.3.3.1)$$

ile tanımlanır. Burada $H_c(0)$ değeri mutlak sıfır için kabul edilen kritik manyetik alan değeridir. Bu sıcaklık bağımlılığı şekil 1.11'de gösterilmiştir. Bu grafikte eğrinin altındaki bölge süperiletken hale, üstündeki bölgede normal hale karşılık gelir. 1.3.3.1 eşitliğine ve şekil 1.11' e göre kritik alanın değeri $T=0$ K' de maksimumdur. Bazı denklemlerde H yerine B kullanılabilir. **B** manyetik indüksiyon ya da manyetik akı yoğunluğu olarak tanımlanır. Manyetik alan birimi SI sisteminde, metrekare başına weber (Wb/m^2) ya da tesla (T) dır. Manyetik alan birimi olarak cgs sisteminde gauss (G) da kullanılmaktadır ($1T=10^4$ G).



Şekil 1.11 $H_c(T)$ 'nin sıcaklık bağımlılığı

Bir süperiletken zayıf bir manyetik alanda ideal bir diyamanyet gibi davrandığı deneysel bir gerçektir. Bir örnek manyetik alan içine konulup kritik sıcaklığına kadar soğutulduğunda, başlangıçta örnek içindeki manyetik alan dışarı atılır. Buna Meissner etkisi denilir (Meissner ve diğer., 1933).

Tablo 1.2 Süperiletken elementlerin kritik sıcaklık değerleri (Müller ve Ustinov, 1997).

Element	T_C (K)
Al	1.175 ± 0.002
Pb	7.196 ± 0.006
Sn	3.722 ± 0.001
Ga	1.083 ± 0.001
Ta	4.47 ± 0.04
Hg	4.154 ± 0.001
Th	1.38 ± 0.02
La	6.0 ± 0.1
Nb	9.25 ± 0.02

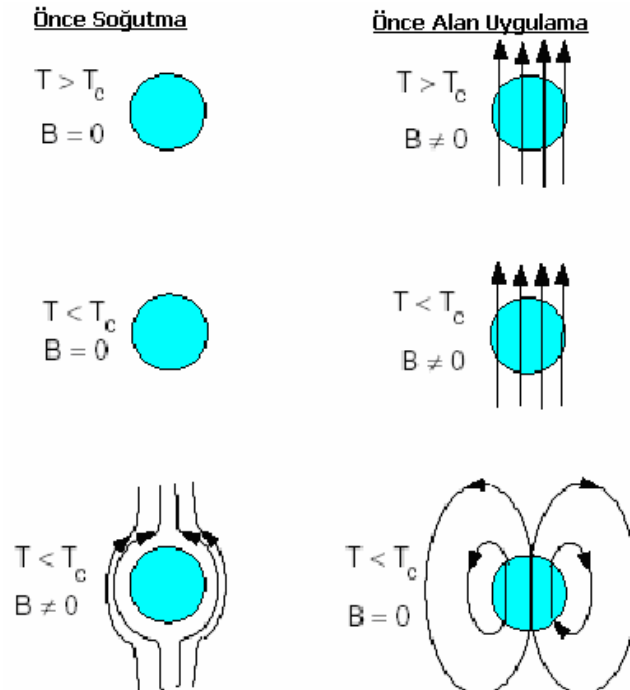
1.3.4 Meissner Etkisi

Süperiletkenliğin keşfinden sonra devam eden yıllarda bilim adamları süperiletkenlerin, sıfır dirençli bir metal yani ideal bir iletken olduğuna inanmışlardır.

Şekil 1.12 de gösterilen gibi mükemmel bir iletkenin manyetik davranışını inceleyelim. Manyetik alan yokluğunda direncini kaybediyor ve sonradan manyetik alan uygulanıyor. Çünkü metalde akı yoğunluğu değişmez, manyetik alan uygulanmasından sonra bile sıfır kalmalıdır. Manyetik alanın uygulanması durumunda örneğin yüzeyinde dolanan dirençsiz akımlar indüklenir. Bu akımlar düşmez, madde içerisinde net akı yoğunluğu sıfırda kalır. Akı yoğunluğu örnek sınırında yok olmayan kararlı yüzey akımları tarafından oluşturulur. Fakat akı çizgileri dışarıdan dolanan kapalı eğrilerde sürekli şekildedir. Örnek uygulanan manyetik alanın akısının örnek içine girmesine engel oluyormuş gibidir. Manyetik alan uygulandığında, örnek içinde net akı olmaması halinde “mükemmel diyamanyetizma” özelliği gösterdiği söylenir. Yani örneğin manyetik akıyı tamamen dışlaması olayına mükemmel diyamanyetizma denir.

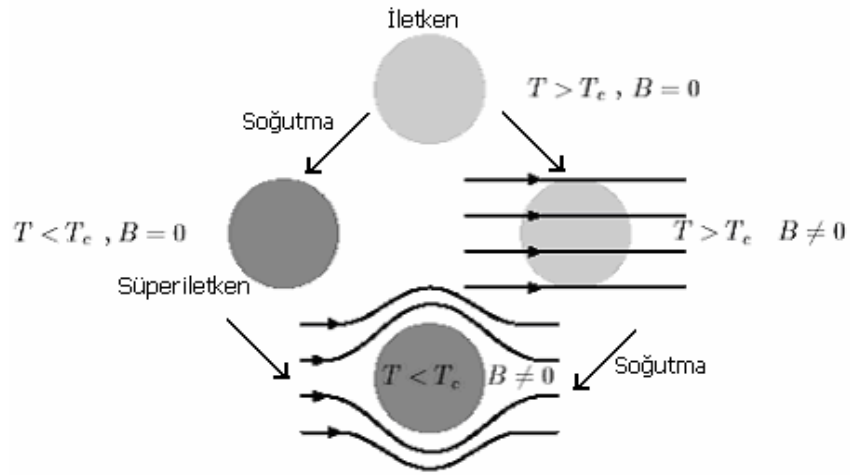
Şimdi sıralamayı değiştirelim. Örnek kritik sıcaklığın üzerinde iken manyetik alanın uygulanıyor. Örneği düşük sıcaklıklara soğutmak elektriksel direncini kaybetmesini sağlar. Direncin sıfır oluşu manyetizasyon üzerinde etkiye sahip değildir ve akı dağılımı değişmez kalır. Daha sonra uygulanan alanı sıfıra düşürülür. Mükemmel iletken metal içindeki akı yoğunluğu değişmez ve içinde akı devam eden örnek üzerinde kararlı akımlar indüklenir. Sonuç olarak sürekli manyetizasyon terk edilir (Şekil 1.12).

Şekil 1.12 de örneğin aynı sıcaklık ve manyetik alan koşulları altında olduğunu fakat iki durumda manyetizasyonun çok farklı olduğu görülmektedir. Keşfedildiğinden beri süperiletkenliğin doğası, maddenin yeni bir hali olarak fizikçilerin, malzeme bilimcilerinin ve elektrik mühendislerinin ilgisini çekmektedir. Bu malzemeler, doğru akımın geçmesi halinde, elektriksel direncini kaybetmesinin yanı sıra gerçek diyamanyetik malzemelerde görülen T_c ' nin aşağısındaki sıcaklık bölgelerinde manyetik alanı içerisindeki bölgeden dışarıya atma eğilimi gibi alışılmadık bir davranış da göstermektedir.



Şekil 1.12 İdeal bir iletkenin manyetik alandaki davranışı

Şekil 1.13’de bir malzeme soğutulup süperiletken hale getirildikten sonra manyetik alan uygulandığında, daha sonrada manyetik alan uygulanan bir örnek soğutulurak süperiletken hale getirildiğinde örneğin davranışı gösterilmiştir. Şekilden de anlaşıldığı gibi bu iki durum arasında bir fark yoktur. Her iki durumda da manyetik akı dışlanır. Ayrıca ideal normal bir iletkenle, bir süperiletkenin ac manyetik alandaki davranışları birbirine benzerdir.



Şekil 1.13 Manyetik alanda soğutulan bir süperiletkenin davranışı.

1933’de Walter Hans Meissner ve Robert Ochsenfeld kalay ve kurşun örneklerinin, manyetik alanda kritik sıcaklıklarının altına soğutulduğunda akı dağılımını incelediler. Manyetik alanda soğutulan bir süperiletkenin (şekil 1.13) kritik sıcaklığın altında, manyetik akıyı dışladığını buldular. Bu durum, yukarıdaki şekilde görüldüğü gibi Maxwell’in denklemlerinde tanımlanan teorik mükemmel iletkenle (Şekil 1.13), bir süperiletkenin çok farklı olduğu sonucunu ortaya koymuştur. Süperiletkenler zayıf bir manyetik alana konduğu zaman T_c ’nin üstündeki sıcaklıklarda alan çizgileri süperiletkenin içine nüfuz eder. Süperiletken T_c ’nin altına kadar soğutulduğunda yani metal süperiletken durumda iken manyetik akının içeri girmesine izin vermez. Yani manyetik akıyı tamamen dışarlar. Süperiletkene manyetik alan uygulandığında bile içinde akı çizgileri olmaması etkisine **Meissner etkisi** denir.

Bu olay Maxwell denklemleri kullanılarak şu şekilde açıklanabilir:

$$\text{curl}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (1.3.4.1)$$

Bu denklemde c , boşluktaki ışık hızıdır. ρ , öz direnç (süperiletken durumda $\rho = 0$ olduğu bilinmektedir) ve j 'de meydana gelen akımın yoğunluğu olmak üzere $E = \rho j$ olduğundan ideal iletken için, $E = 0$ sonucuna ulaşılır. Eşitlik (1.3.4.1)'den $B = \text{sabit}$ olmaktadır. Dış alan uygulanmadan önce $B = 0$ olarak dikkate alınır, alan uygulandıktan sonra da $B = 0$ olduğu görülür. Ya da farklı bir bakış açısıyla $\rho = 0$ olduğundan, ideal iletken içerisine manyetik alan nüfusu için söz konusu zaman oldukça uzundur.

1.3.5 Nüfuz Derinliği

Yüzey akımları süperiletken örnek içindeki mükemmel diamanyetik özelliği oluşturur. Fakat akım sadece yüzeyde oluşur diye düşünemeyiz. Akımın sadece yüzeyde olması, akım tabakasının belli bir kalınlığa sahip olmaması ve akım yoğunluğunun sonsuz olması demektir ki bu durum fiziksel olarak mümkün değildir. Akım, farklı metallerde değişik değerler almasına karşın yaklaşık 10-100 nm kalınlığa sahip ince bir yüzey tabakasında akar. Bu durumda akı yoğunluğu metalin sınırında aniden sıfıra düşmez, bunun yerine akı perdeleyici yüzey akımlarının aktığı bölgede yavaş yavaş ortadan kalkar. Süper akımların (perdeleyici akımlar) örnekte aktığı kalınlık manyetik alanın nüfuz derinliği (λ) olarak adlandırılır. Örnek yüzeyine paralel uygulanan akı yoğunluğunun yarı-sonsuz dikdörtgenler prizması şeklindeki bir süperiletken içinde, örnek yüzeyinden olan x uzaklığı ile değişimi şekil 11.4 de verilmektedir. Metal içindeki akı yoğunluğu x mesafesinde $B(x)$ değerine düşerse bu durumda λ nüfuz derinliği,

$$B(x)dx = \lambda B(0) \quad (1.3.5.1)$$

ile belirlenir. Burada $B(0)$ metalin yüzeyindeki akı yoğunluğudur.

Dış alanın akı yoğunluğu metalin içindeki bir λ mesafesinde sabit kalırsa, süperiletken içinde de aynı miktarda akı olur.

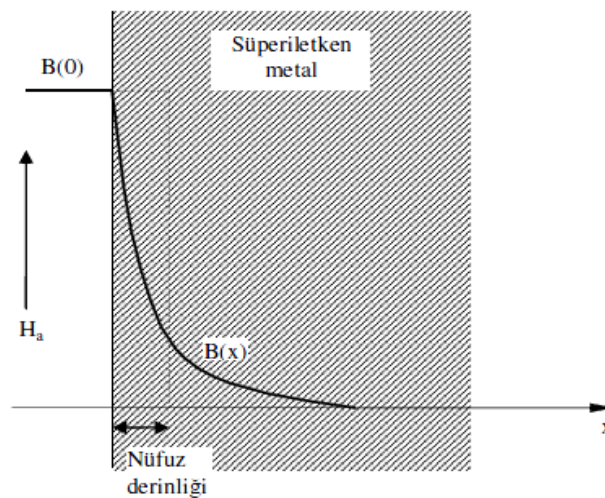
London teorisi, nüfuz derinliğinden daha kalın bir örnekteki manyetik akı yoğunluğunun metale nüfuzunun, konumla üstel olarak azaldığını öngörür ve bu matematiksel olarak;

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.3.5.2)$$

şeklinde ifade edilir. Ancak basit hesaplamalarda, uygulanan alanın $B(0)$ akı yoğunluğunun metalin içine doğru belli bir λ mesafesinde sabit kalması ve aniden sifıra düşmesi yaklaşımının kullanılması genellikle yeterli olmaktadır. Alanın nüfuz etmesi olayı, özellikle ince film ya da ince toz süperiletkenlerle çalışırken önem kazanır. Örneğin, film kalınlığı λ mertebesinde veya bu değerden küçükse, uygulanan alan örneğin tamamına kolaylıkla nüfuz eder ve böylece akı dışarlanması tam olmaz. Nüfuz derinliği sabit bir değere sahip değildir ve sıcaklıkla,

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 \right]^{-1/2} \quad (1.3.5.3)$$

ifadesiyle değişir. Düşük sıcaklıklarda nüfuz derinliği sıcaklıktan hemen hemen bağımsızdır ve metallerin karakteristik değeri olan $\lambda(0)$ (0 K'de λ değeri) değerine sahiptir. Sıcaklık, süperiletkenin kritik sıcaklığına yaklaştıkça, uygulanan bir alan madde içinde daha derin noktalara nüfuz eder ve sonuçta alan tüm örneği kapsayarak onun normal hale gelmesini sağlar (Müller ve diğer. 1997).



Şekil 1.14 Manyetik alanın süperiletkene nüfuz edişi

1.3.6 Eşuyum (Koherens) Uzunluğu

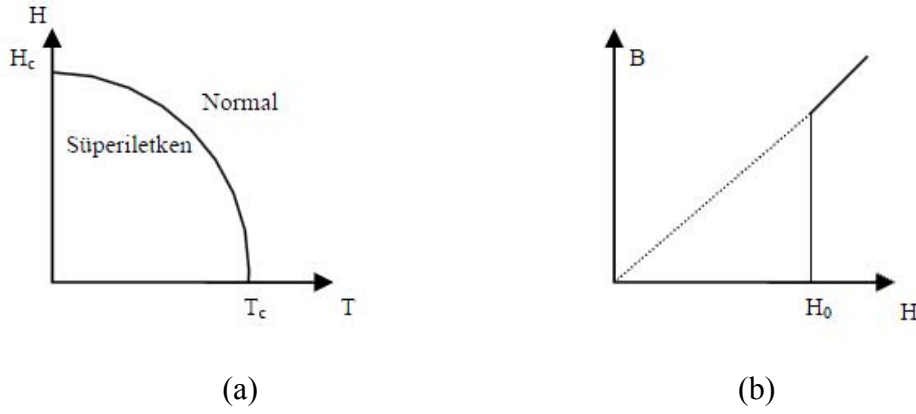
Süperiletkenlerle ilgili önemli parametrelerden birisi de eşuyum (koherens) uzunluğu olarak bilinen ξ dir. Eşuyum uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin oluşturulabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünülebilir. Ayrıca, eşuyum uzunluğuna üzerinde Cooper çiftindeki elektronların birlikte kalabildiği uzunluk olarak da bakılabilir. BCS teorisinde eşuyum uzunluğu, Cooper çiftindeki iki elektronun birbirleri ile bağlı olarak kaldığı mesafe ile doğrudan ilgilidir. Eşuyum uzunluğu, nüfuz derinliğinden büyükse madde I. tip bir süperiletkendir ve pek çok metalik süperiletken bu gruba girmektedir. Diğer taraftan λ/ξ oranındaki bir artma, II. tip süperiletkenliği öne çıkarır. Ayrıntılı analizler, eşuyum uzunluğu ve nüfuz derinliğinin, normal bir metalin elektronlarının ortalama serbest yoluna bağlı olduğunu göstermiştir. Bir metaldeki ortalama serbest yol, metale safsızlıklar katılarak kısaltılabilir. Metale safsızlıklar eklendikçe, nüfuz etme derinliği artar, eşuyum uzunluğu azalır. Bu şekilde, bir metale başka bir metal ekleyerek metalin I. tipten II. tip süperiletkene geçişi sağlanabilir. Saf bir süperiletken içindeki eşuyum uzunluğu ξ_0 olmak üzere eşuyum uzunluğunun sıcaklığa bağlılığı,

$$\xi \approx \frac{\xi_0}{\left(1 - T/T_C\right)^{1/2}} \quad (1.3.6.1)$$

ifadesiyle verilir (Hook ve Hall, 1991).

1.3.7 I. ve II. Tip Süperiletkenler

Manyetik özelliklerine göre, süperiletkenler I. tip ve II. tip olmak üzere iki gruba ayrılmaktadır. I. tip süperiletkenlere niobium hariç tüm süperiletken elementler dahildir. Niobiumlu süperiletken alaşımlar ve kimyasal bileşikler II. Tip süperiletkenler olarak adlandırılan ikinci grubu oluştururlar. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri olarak adlandırılan süperiletkenler de bu gruba dahildir (Abrikosov, 1957).



Şekil 1.15 I. tip süperiletkende (a) kritik alanın kritik sıcaklık ile değişimi (b) mıknatıslanma eğrisi.

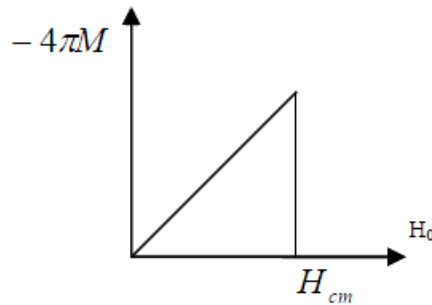
Bir H manyetik alanında bulunan süperiletkenin T_C kritik sıcaklığı, şekil 1.15. (a)' dan da görüldüğü gibi manyetik alan artışıyla azalmaktadır.

Kritik alanın değeri $T = 0K$ ' de maksimumdur. I. tip süperiletkenler manyetik alanı dışarılar ve kritik H_C değerine ulaşıncaya kadar bu durum devam eder. Uygulanan alan kritik alan değerini aştığında örnek normal durumuna döner.

I. tip süperiletkenler için mıknatıslanma eğrisi incelendiğinde (Şekil 1.15 (b)), uygulanan alan H_0 arttırıldığında önce örnek içerisindeki indüksiyon değişmez ve $B = 0$ olarak kalır, sonra H_0, H_C değerine ulaştığında süperiletkenlik yok olur ve alan süperiletken içerisine nüfus eder ve $B = H_0$ olur. B manyetik indüksiyonu ve H_0 manyetik alanının birbirleri ile ilişkisi;

$$B = H_0 + 4\pi M \quad (1.3.8.1)$$

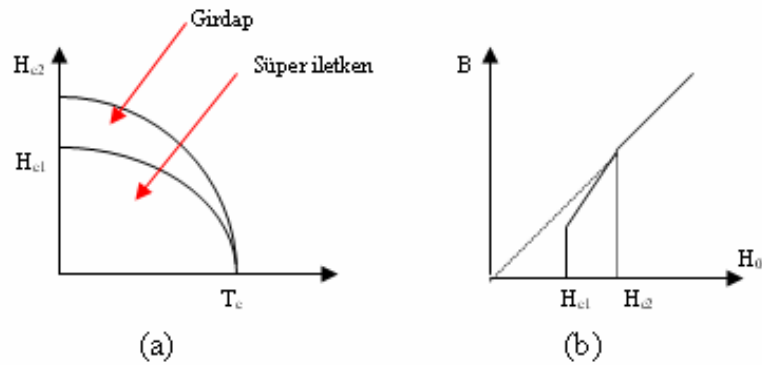
şeklinde verilir. Bu bağıntıda M , birim hacim başına manyetik momenttir. Mıknatıslanma eğrisi şekil 1.16 da gösterildiği gibi belirtilmektedir.



Şekil 1.16 Mıknatıslanma eğrisi

1.tip süperiletkenlerde manyetik alan çizgileri, süperiletken dışında daima süperiletken yüzeyine teğettir, dış manyetik alandaki süperiletkenin yüzeyi yakınında daima elektrik akımı vardır ve bir süperiletkende, süperiletken yalnızca dış manyetik alana konulduğunda yüzey akımları oluşturur.

1950'lerde yapılan çalışmalarda, kritik sıcaklıkla kritik manyetik alan değişiminin daha farklı olduğu bir grup maddenin daha varlığı keşfedilmiştir. II. Tip süperiletkenler tanımlaması; ilk kez Ginzburg-Landau Teorisi'ne dayandırılan, 1950'lerde yapılan çalışmalarda, kritik sıcaklıkla kritik manyetik alan değişiminin daha farklı olduğu bir grup maddenin teorisini öneren ve çalışmasında onların manyetik özelliklerini tanıtan Abrikosov tarafından yapılmıştır. Bu teori de süperiletkenler fiziğinin gelişimi ile birlikte deneysel çalışmalarla doğrulanmıştır (Ginzburg ve diğer. 1994).



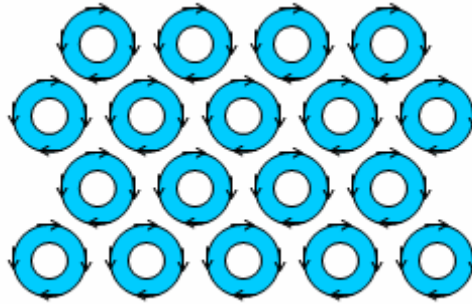
Şekil 1.17 II. tip süperiletkende (a) kritik alanın kritik sıcaklık ile değişimi (b) mıknatıslanma eğrisi

II. tip süperiletkenler, şekil 1.17.(a)' da da görüldüğü gibi, iki kritik alan tarafından belirlenmektedir. II. tip süperiletkenler yalnızca çok zayıf bir manyetik alanı dışarılarlar. Manyetik alan bu materyaller içerisine farklı bir yolla nüfus eder.

II. tip örneğe uygulanan H_0 alanı H_{C1} olarak gösterilen ve alt kritik alan olarak adlandırılan alandan küçük olduğu durumda, I. tip süperiletkenlerde olduğu gibi örneğe hiçbir akı nüfus edemez ve örnek süperiletken durumdadır. Uygulanan alan

H_{C1} ve H_{C2} alan değerleri arasında olduğunda örnek girdap durumdadır. Son olarak da, H_{C2} üst kritik alan değerine ulaşıldığında örnek normal duruma döner.

Manyetik alanın girdap bölgesinde örneğe nüfusu, kuantize girdap filamanları şeklinde olmaktadır. Her bir girdap ekseni dış manyetik alana paralel, uzun, ince silindirler şeklinde normal merkezlere sahiptir. Silindir içerisinde Ψ düzen parametresi sıfırdır. Silindirin yarıçapı da ξ eşuyum uzunluğu mertebesindedir. (Rydh, 2001).



Şekil 1.18 II. tip süperiletkenlerin girdap durumu.
Süperiletken girdaplar düzenli üçgensel örgü formundadır.
Girdap merkezleri normal durumdadır.

Süperiletken içerisine manyetik alanın kısmi nüfusu ile karakterize edilen girdap bölgede bu nüfus, $H_0 > H_{C1}$ ' de termodinamik açıdan uygun olmaktadır. Dış alanın artmasıyla, $H_0 = H_{C2}$ alanında komsu girdaplar arasındaki uzaklık, yani, örgü periyodu ξ mertebesine gelir. Bu girdaplardaki normal coreların, birbirleri ile temasa geçtiği anlamına gelir ve Ψ düzen parametresi süperiletkenin tüm hacmi üzerinde sıfır olur. Başka bir deyişle, ikinci derece faz geçişi meydana gelmektedir.

1.4 Süperiletkenlik Teorileri

1.4.1 London Denklemi

1934'te F. ve H. London Kardeşler tarafından geliştirilen Londom eşitliği ve teorisi süperiletkenlik konusundaki ilk teorik çalışmadır. London kardeşler elektrodinamiğin yapısal denklemlerinden Ohm Yasasını, Meissner olayını da içine alarak genişletme çalışmaları yapmışlardır. Temel çıkış noktası klasik yüklü bir

sıvının sürtünmesiz aktığı ve akımın girdapsız olduğudur. London kardeşler iki sıvı modelini kullanmışlardır. Normal sıvı direnç gösterirken süperiletken sıvı London eşitliklerine uyar. London kardeşler bir süperiletkenin elektrodinamik özelliklerini türetmek için Maxwell denklemlerine aşağıdaki bağıntıyı eklediler.

$$\vec{E} = 4\pi \frac{\lambda_L^2}{c^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (1.4.1.1)$$

Burada m elektronun kütlesi, n_s süperelektronların sayı yoğunluğu olmak üzere

$\lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right)^{1/2}$ London nüfuz derinliği olarak tanımlanır. Nüfuz derinliği dış manyetik alanın süperiletkene nüfuz ettiği uzunluk boyutunda bir parametredir. Özdirenç olmadığı zaman sabit bir Elektrik alanın varlığı durumunda serbest bir elektron için hareket denklemi;

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = -e\vec{E} \quad (1.4.1.2)$$

olarak verilir. Burada V elektronun hızıdır. Klasik $\vec{J} = -n_s e \vec{V}_s$ bağıntısını kullanırsak,

$$\vec{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{d\vec{J}_s}{dt} \quad (1.4.1.3)$$

bağıntısı bulunur. Burada n_s, T_c ' de sıfırdan başlayarak mutlak sıcaklıktaki iletim elektronlarının yoğunluğuna kadar sürekli değişmesi beklenen ve bu şekilde bulunan süperelektronların bir tür sayı yoğunluğudur. Maxwell denklemlerinde denklem 1.4.1.3 kullanılırsa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{m}{n_s e^2} \nabla \times \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4.1.4)$$

bağıntısı bulunur. Eğer zamana göre değişme göz önüne alınmaz ise,

$$\frac{mc}{n_s e^2} \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{B} = 0 \quad (1.4.1.5)$$

denklemini elde edilir. London denklemi olarak bilinen bu ifadede \vec{B} manyetik alanı vektör potansiyeli cinsinden yazılırsa;

$$\vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{A} \quad (1.4.1.6)$$

bağıntısına ulaşılır. Bir noktadaki akım yoğunluğunu aynı noktadaki vektör potansiyeline bağlayan bu denkleme süperiletkenler için Ohm yasası denilebilir.

London denklemlerinin Meissner olayı ile uyum içerisinde olduğu gösterilebilir. Bu amaçla denklem 1.4.1.5' de λ_L ' nin tanımı kullanılarak zamana göre integralini alalım:

$$\lambda_L^2 \nabla^2 (\vec{B} - \vec{B}_0) = \vec{B} - \vec{B}_0 \quad (1.4.1.7)$$

Burada $\vec{B}_0 = \vec{B}(t=0)$ daki manyetik alan, Meissner olayı ile yakın bir benzerlik kurabilmek için sıfır seçilirse;

$$\lambda_L^2 \nabla^2 \vec{B} = \vec{B} \quad (1.4.1.8)$$

ifadesi bulunur. Bu denklem için önerilecek çözümün Meissner olayını sağlaması gerekir. Önerilecek çözüm;

$$\vec{B}(x) = \vec{B}(s) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) \quad (1.4.1.9)$$

şeklindedir.

Açıkça görüleceği gibi $\vec{B}(s)$, $x = 0$ sınırındaki manyetik alandır. Eğer $x = 0$ ' dan $+x$ bölgesini kaplayan bir süperiletkene $-x$ ' den $+x$ ' e yönelmiş bir manyetik alan uygulanırsa (1.4.1.9) bağıntısı manyetik alanın süperiletkene girebileceği bir bölge tanımlar. London nüfuz derinliği λ_L normal durum için sonsuz olacağından $x \leq 0$ için $\vec{B}(x) = \vec{B}(s)$ olmalıdır. $x > 0$ için ise $\vec{B}(x)$ üstel olarak azalacaktır.

London teorisi' ne dayanarak süperiletkenlik konusunda çok önemli şu üç sonuca varılmıştır.

i) Akı süperiletkenden tamamen dışarı çıkmaz, sadece hissedilebilir miktarda yüzeye yakın bir bölgede bulunur. Bu yüzeyden olan uzaklığa "London nüfuz derinliği" denir ve λ_L ile gösterilir.

ii) Nüfuz derinliği sıcaklığa bağlıdır, $\lambda_{(0)}$ mutlak sıfırdaki nüfuz derinliği ise;

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (1.4.1.10)$$

$$\lambda_T = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4} \quad (1.4.1.11)$$

olur. Denklem (1.4.1.11)' de görüldüğü gibi, sıcaklık mutlak sıfırdan itibaren arttırılırsa nüfuz derinliği artar. Sıcaklık kritik sıcaklığa eşit olduğunda nüfuz derinliği sonsuz olur. Çünkü, örnek normale dönerek manyetik akıyı içine kabul eder.

iii) Üçüncü sonuç ise yüzey akımıdır. Yüzey akımı, süperiletkenin yüzeyine yakın yerlerde elektrik akımı akısının var olmasıdır. Bu sonuç önemlidir; çünkü yüzey akımı süperiletken içerisindeki manyetik akıyı yok eder.

1.4.2 Ginzburg-Landau Teorisi

Ginzburg ve Landau 1950' de ortaya koyduğu bu teori London teorisi gibi makroskopik bir teoridir. Bu teori BCS teorisine büyük katkıda bulunmuştur ve bu teori sayesinde II. tip süperiletkenler bulunmuştur. London nüfuz derinliği λ_L süperiletkenin karakteristik bir uzunluğudur. Bundan bağımsız diğer bir büyüklük ise eşuyum uzunluğudur. Bu teori eşuyum (koherens) uzunluğu kavramını içermektedir. Koherens uzunluğu, süperiletken içinde konuma bağlı bir manyetik alan olduğunda elektron yoğunluğunun yaklaşık sabit kaldığı uzunluktur. Ayrıca koherens uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin yaratılabildiği ve yok edilebildiği en küçük boyut olarak da tanımlanabilir. London denklemi yerel bir denklemdir: bir \vec{r} noktasındaki akım yoğunluğunu aynı noktadaki vektör potansiyel cinsinden verir. $\vec{j}(\vec{r})$ büyüklüğü $\vec{A}(\vec{r})$ ile bir sabitin çarpımı olduğu sürece, akım vektör potansiyeldeki değişmeyi izler.

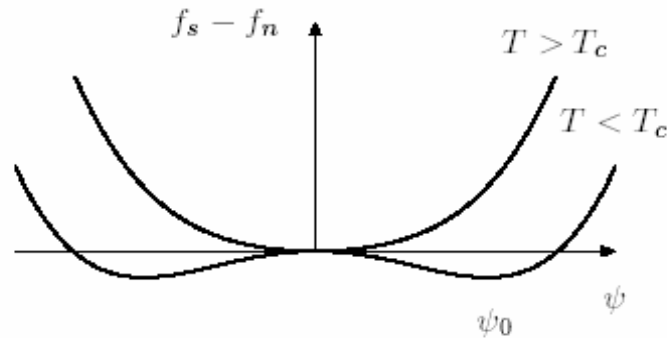
Eşuyum uzunluğu, uzayda normal ve süperiletken bölgeler arasındaki geçiş tabakasının minimum genişliğinin bir ölçüsüdür. Eş uyum uzunluğunun teorik

kaynağı Ginzburg-Landau denklemleridir. Süperiletken durumun ve bu durumda düzen parametresinin bir teorisi Ginzburg ve Landau tarafından verilmiştir.

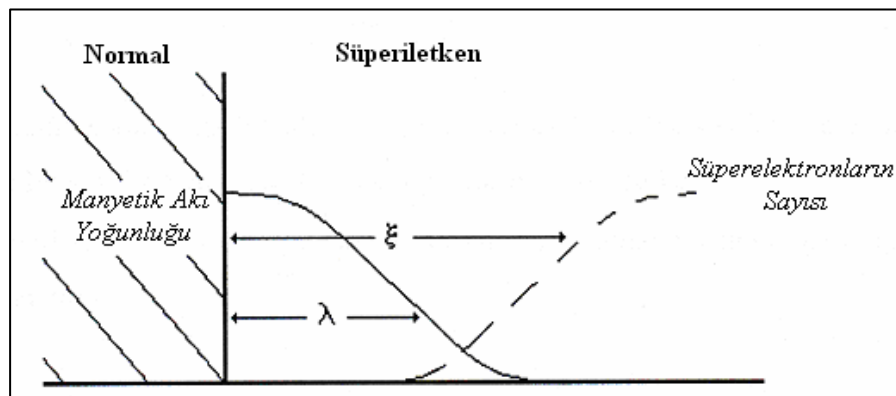
Ginzburg-Landau teorisinin önemi eşuyum uzunluğu ve Josephson etkisi teorisinde kullanılan dalga fonksiyonunu verebilmesidir. Bu teori temelde süperelektronların düzen parametresi olarak verilen ψ dalga fonksiyonuna dayanır. Bu teori London teorisine bir alternatiftir. Ginzburg-Landau teorisi yapılan varsayımları doğrulamaktadır. Klasik teori olan London teorisinin aksine, manyetik alanın etkisini belirlemek için kuantum mekaniği kullanılır.

İki karakteristik uzunluğun (nüfuz derinliği λ ve koherens uzunluğu ξ) $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$

oranı süperiletkenlik teorisinde önemli bir parametredir. Koherens uzunluğu, nüfuz derinliğinden büyükse ($\lambda > \xi$) madde 1. tip süperiletkendir. Eğer ($\xi > \lambda$) ise madde 2. tip süperiletkenlik



Şekil 1.19 Düzen parametresi Ψ 'nin bir fonksiyonu olarak süperiletken durum ile normal durum arasındaki serbest enerji farkı (birim hacim başına). $T < T_c$ için serbest enerji Ψ_0 da bir minimuma sahiptir, $T > T_c$ olduğunda yalnızca $\Psi = 0$ da minimumdur.



Şekil 1.20 Süperiletken ve normal bölge arasındaki sınırda nüfuz derinliği ve koherens uzunluğu.

1.4.3 BCS Teorisi

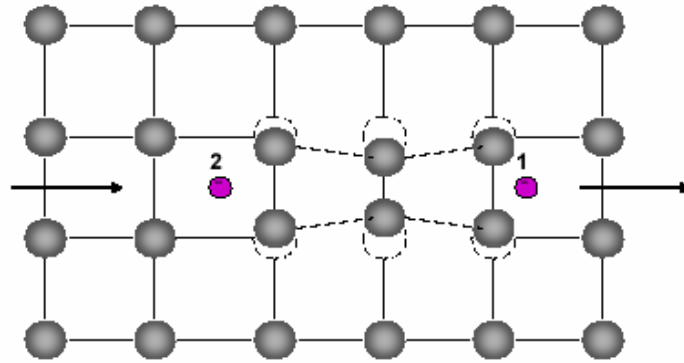
Akım normal bir iletkende akarken, örneğin bakır telde, bir miktar enerji kaybolur. Elektrik lambası veya elektrikli ısıtıcıda, elektriksel direnç ısı ve ışık üretir. Bakır ve nikel-krom gibi metallerde elektrik, en dış enerji seviyesindeki elektronların bir atomdan başka bir atoma geçmesiyle iletilir. Bu atomlar, metal iletken içinde titreşen örgüler oluşturur. Metal ne kadar ısınır o kadar titreşir. Elektronlar rastgele hareket etmeye başlarsa örgü içerisindeki küçük safsızlıklarla ve kusurlarla çarpışmaya başlarlar. Elektronlar bu engellere çarptıkları zaman her yöne hareket ederler ve enerjilerinin bir kısmını ısı enerjisi şeklinde kaybederler.

Süperiletken içerisindeki elektronların davranışı oldukça farklıdır. Safsızlıklar ve örgü hala yapı içerisinde bulunmaktadır, fakat süperiletkenlik elektronlarının engelli yol boyunca yaptıkları hareket tamamen farklıdır. Süperiletkenlik elektronları iletken boyunca hareket ederlerse kompleks örgü boyunca engelle karşılaşmadan geçerler. Çünkü elektronlar hiçbir şeye çarpmazlar ve hiçbir sürtünme meydana gelmez. Enerjide ve akımda sezilebilir kayıp olmaksızın elektriği iletebilirler.

Elektronların süperiletken malzeme boyunca engelle karşılaşmadan geçme kabiliyeti yıllarca bilim adamları tarafından anlaşılamamıştır. Daha önce de bahsedildiği gibi, bir malzeme ne kadar ısınır o kadar çok titreşir. Başka bir ifadeyle, malzeme ne kadar soğursa titreşimi o kadar azalır. Önceki araştırmacılar daha az miktardaki titreşimlerin elektronların daha kolay geçmesine olanak tanıdığını söylediler. Fakat bu direncin sıcaklıkla az değişimine işaret eder. Daha sonra bu basit fikirlerin süperiletkenliği açıklayamadığı görüldü. Durum bundan çok daha karmaşıktı.

Süperiletkenliğin anlaşılması için 1957 yılında J. Bardeen, L. Cooper ve J. R. Schrieffer maddenin mikroskobik yapısı üzerinde çalışarak BCS teorisini ortaya koymuşlardır(Bardeen, ve diğer. 1957). BCS teorisi adı verilen bu teori mutlak sıfıra yakın sıcaklıklardaki süperiletkenliği açıklar. Cooper, atomik örgü titreşimlerinin tüm akımı birleştirmek için doğrudan sorumlu olduğunu göstermiştir. Atomik

titreşimler, iletkendeki direncin sebebi olan engelleri aşabilmesini sağlamak için elektronları ikili takımlar halinde birleşmeye zorlar. Bu elektron çiftleri Cooper çiftleri olarak bilinir. Cooper ve arkadaşları bir diğerini normal olarak iten elektronların süperiletken içinde çok kuvvetli bir çekim hissettirmesi gerektirdiğini göstermişlerdir. İki elektron arasındaki etkileşim şöyle açıklanabilir: Elektron eksi yüklü olduğundan pozitif yüklü iyonların civarından geçerken onları etkileyerek kristal örgüsünün o noktadaki büzülmesine neden olur. Bir diğer elektron o noktadan geçerken o büzülme görür ve o tarafa doğru çekilir. Bu durumda iki elektron birbirini dolaylı bir yoldan çekmiş olur. İşte böyle bir etkileşim sonucu metalin elektronik sistemi tek elektron kuantum halinden çıkıp elektron çiftlerinden oluşan minimum enerji haline yani süperiletken hale geçer. Bu elektron çiftleri “Cooper çiftleri” olarak adlandırılır (Şekil 1.21).



Şekil 1.21 İki elektron arasında örgü bozulmasından ortaya çıkan çekici etkileşimin şematik gösterimi.

Şekil 1.21’de birinci elektronun pozitif örgü iyonları arasındaki hareketinden bir an gösterilmektedir. Elektronun pozitif örgü iyonları arasındaki bu hareketi elektronun yakın çevresindeki iyonların elektrona doğru hareketine neden olur. Bu durum, elektron civarındaki bölgenin pozitif yük kazanmasına yol açar. Pozitif iyon denge konumuna dönme şansını elde etmeden, o civardan geçen başka bir elektron (Cooper çiftinin ikinci elektronu) bozulmaya uğramış pozitif yüklü bölgeye doğru çekilir. Burada söz konusu net etki, pozitif iyon aracılığıyla iki elektron arasında çekici bir kuvvet ortaya çıkmasıdır. Yani Cooper çiftini oluşturan neden iki elektron arasındaki çekici bir elektron-örgü-elektron etkileşmesidir.

Burada süperiletkenliğin anlaşılması için iki kavramla karşılaşmaktayız. Birincisi, elektronlar arası çekici etkileşim; bu etkileşim ne kadar zayıf olursa olsun böyle bir etkileşim her zaman bir elektron çifti oluşmasına yol açmaktadır. İkinci ise, birbiriyle yakından ilişki içinde bulunan bu elektron çiftlerinden oluşmuş durumdur. Bu durumun özelliği her bir Cooper çiftindeki toplam momentum değerinin aynı olması, yani süperiletken halde bütün çiftlerin aynı bir momentum değerine sahip olmalarıdır.

BÖLÜM İKİ

YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ

Bakır-oksit tabakası içeren süperiletkenlere yaygın olarak “*Yüksek Sıcaklık Süperiletken*” (HTS) veya yüksek T_c ’li süperiletken denilmektedir ve teknolojik olarak kullanım potansiyeline sahiptirler. Çünkü, uygulamalarda geleneksel süperiletkenleri aksine, HTS’leri sıvı azot sıcaklığında kullanılabilme imkanı vardır. Teknolojik uygulamalar için, süperiletkenler ince ve kalın filmler, tel ve şerit halinde üretilmektedirler. Mühendislik uygulamaları açısından, bu malzemeler bugün dünyanın birçok ülkesinde geniş pazar payı potansiyeline sahip durumdadırlar.

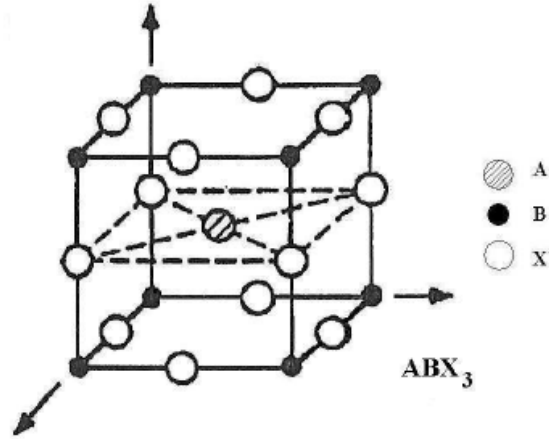
Bu yeni bulunan yüksek sıcaklık bakır oksitlerin sıfır direnç ve kusursuz diamagnetizma özelliklerini sağladıkları bulunmuş ve bunlara ek olarak aşağıdaki özelliklere sahip oldukları bilinmektedir.

- Bu malzemeler, üst magnetik kritik alanları 100 Tesla’ dan daha büyük olan II. Tip Süperiletkenlerdir.
- Aşırı derecede anizotropiktirler. Yani yöne bağımlı özelliklere sahiptirler.
- Bu malzemelerin süperiletkenlik özellikleri ile kristal yapıları arasında doğrudan bir ilişki vardır.
- Bakır-Oksit tabakalarındaki atomların yerine başka atomların yerleştirilmesi süperiletkenliği bozmakta veya yok etmektedir. Başka konumlara yapılan yerleştirmelerin süperiletkenliğe etkisi küçüktür.
- Perovskit yapıda kristalleşirler.

2.1 Perovskit Yapı

İdeal perovskit yapı, Şekil 2.1.’de görüldüğü gibi, kübik olup ABX_3 stokiyometrisine sahiptir. A ve B atomları metalik katyonlar yani pozitif yüklü iyonlar, X atomları ise negatif yüklü metalik olmayan anyonlardır. A katyonu bu iki metal iyonundan büyük olandır. Küçük metalik B katyonları köşeleri işgal ederken, X anyonları da 12 kenarın orta noktalarında bulunurlar. Sıkça oksijen olarak ortaya

çıkan X ise halojen ailesinin bir üyesi olabilir, flor, klor veya brom olabilir. Yukarıda belirtilen elementlerin kombinezonlarının, perovskit yapıda malzemelerin ortaya çıkmasına sebep oldukları kolaylıkla görülebilir. Perovskit malzemelerde görülen çok çeşitli fiziksel özelliklerin çoğu, ABX_3 yapısındaki kusurlara atfedilebilir (Görür, 2001).



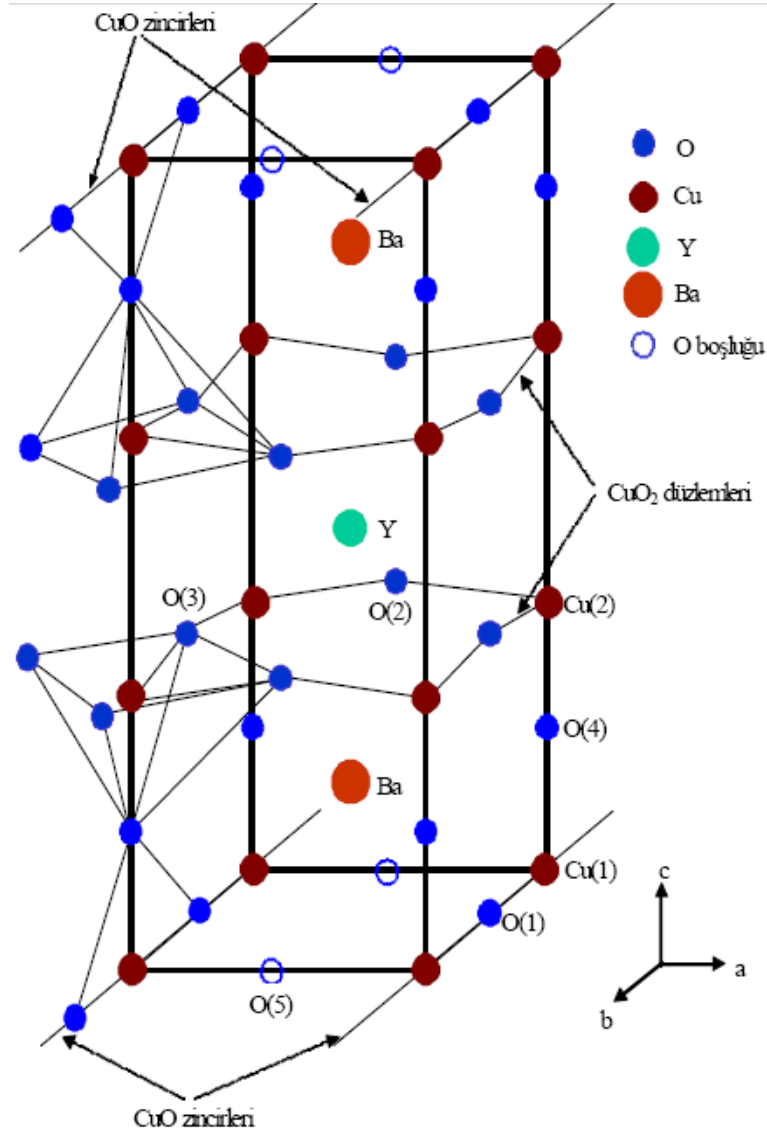
Şekil 2.1 Perovskit birim hücresinin kristal yapısı (Askerzade, 2005)

2.2 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (Y123) Süperiletkeninin Yapısal Özellikleri

Süperiletken oksitler, perovskit kristallerle ilişkili bir yapıya sahiptir. Yüksek kritik sıcaklığa (T_c) sahip oksitlerin hepsi iki veya üç metal oksitle birlikte bakır içermektedir. Bunlardan en çok dikkati çeken materyal, Y-123 bileşiği olarak adlandırılan, $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) bileşiğidir. Bu bileşiğin kristal yapısı ortorombiktir ($a \approx b$ ve $c \approx 3a$); bu durum, süperiletken özelliklerde anizotropiye neden olur.

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 'nin kristal yapısı Şekil 2.2'de gösterilmiştir. İdeal bir perovskit yapının birim hücreinde üç tane anyon (negatif yüklü oksijen) bulunur. Bu da üçlü perovskit hücrede 9 tane oksijen konumunun varlığını belirtir. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ bileşiği ise ideal perovskit yapıya göre oksijen eksikliğine sahiptir. Bu durum Y atomlarının 12 yerine 8 tane oksijen atomu tarafından çevrenmesinin sonucudur. İdeal bir perovskit yapıda oksijen atomları sayısı 12'dir. Ayrıca nötron kırınımı

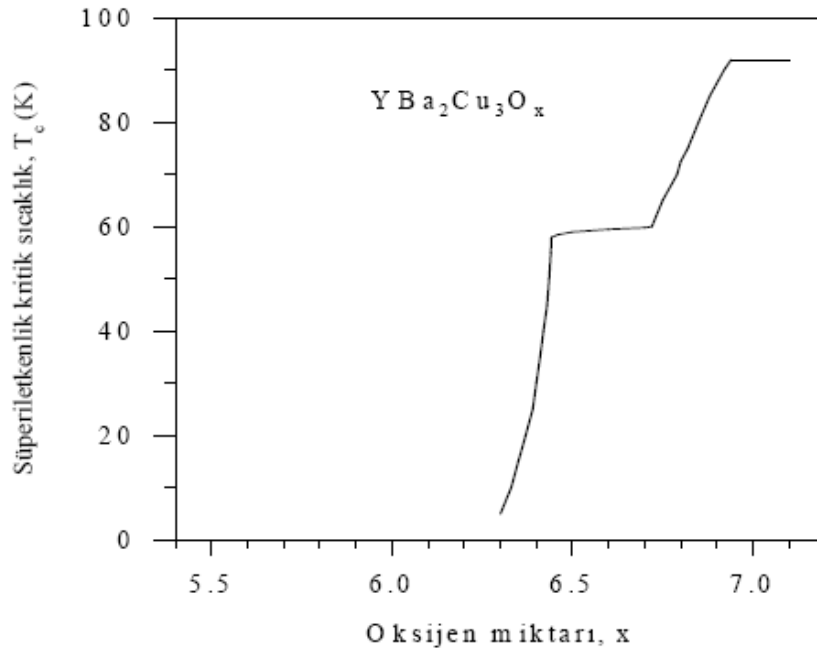
çalışmalarında, Ba atomları arasındaki taban düzleminde, birim hücre kenarındaki oksijen atomlarından birisinin olmadığı gözlenmiştir.



Şekil 2.2 Ortorombik yapıdaki $YBa_2Cu_3O_7$ 'nin birim hücresi (Rothman ve Routbort, 1989).

YBCO süperiletkenleri, kristal yapılarındaki bakır ve oksijenin hem Cu-O zincirlerini ve hem de kare piramitsel CuO_2 düzlemlerini (a-b düzlemi) oluşturmalarından dolayı diğer süperiletken oksit bileşiklerden farklılık gösterirler (Şekil 2.2) (Baetzol ve Islam, 1989; Cyrot, 1992). Bu bileşiğin önemli bir özelliği, bakırın kristalografik olarak bağımsız iki durumunun (CuO_2 düzlemindeki Cu(2) ve Cu-O zincirindeki Cu(1)) varlığıdır. YBCO bileşiğinin tüm elemanları birim hücrede

iki CuO_2 düzlemine sahiptirler. Ayrıca, YBCO bileşimini diğer süperiletkenlerden ayıran özelliklerden biri de tek veya çift Cu-O zincirlerine sahip olmasıdır. $YBa_2Cu_3O_7$ bileşiminde birim hücrede bir zincir, $YBa_2Cu_4O_8$ bileşiminde iki zincir ve $YBa_2Cu_7O_{15}$ bileşiminde de c eksenı boyunca ardışık bir ve iki zincir bulunur (Dzhafarov, Altunbaş, Varilci ve Küçükömeroğlu, 1995; Yvon ve François, 1989).

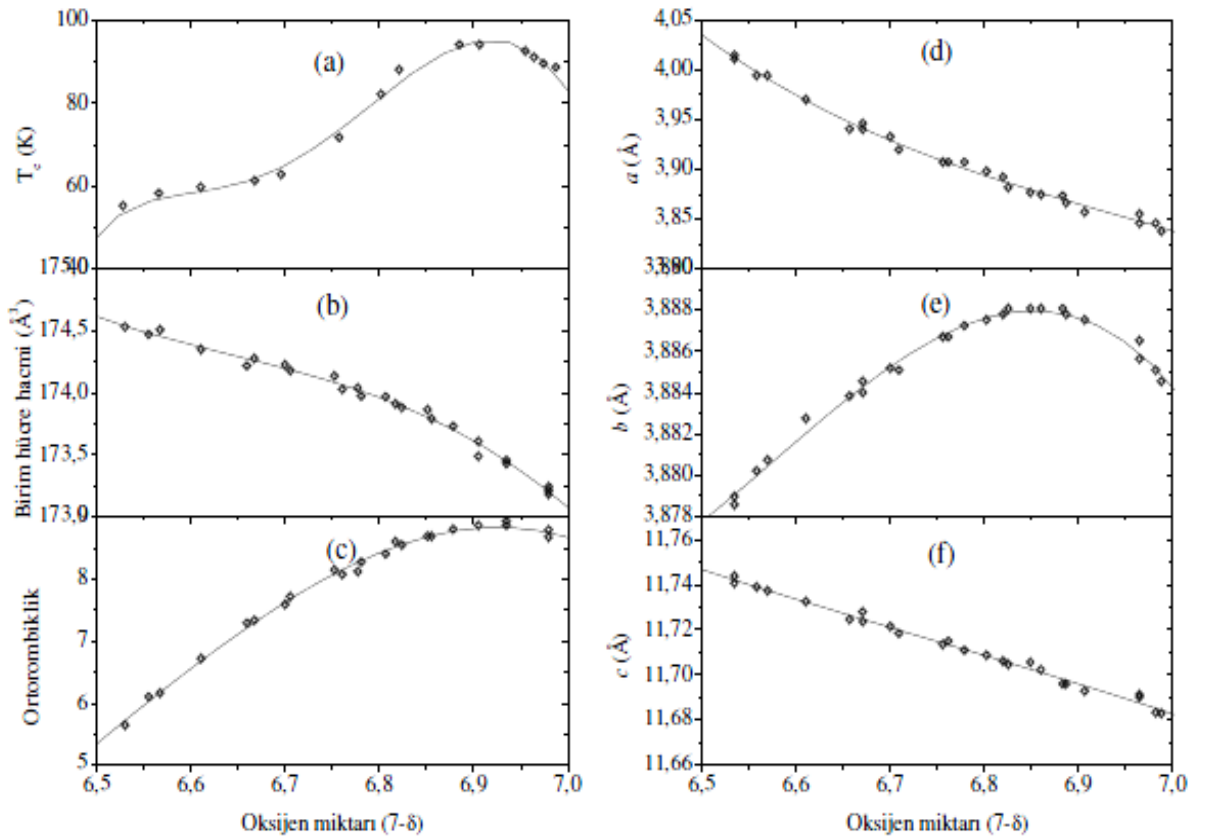


Şekil 2.3 $YBa_2Cu_3O_x$ bileşiminde, oksijen miktarı x 'in fonksiyonu olarak süperiletkenlik kritik sıcaklığının değişimi (Hughes ve diğer., 1988).

Oksijen kaybına duyarlı olan Cu-O zincirleri $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletken bileşiminde ortorombik-tetragonal faz geçişine neden olur. Ortorombik-tetragonal faz geçişi, sıcaklığa ve oksijenin kısmi basıncına bağlı olan, stokiyometrik olmayan oksijen parametresi x tarafından zorlanan, bir düzen - düzensizlik faz geçişidir (LaGraff, Han ve Payne, 1991). Bir boyutlu Cu-O zincirlerindeki O(1) mevkilerine, oksijen atomlarının yerleşmesiyle ($x=0$) tamamen oksijenlenmiş (ortorombik) durum oluşur. x arttıkça, yani oksijen malzemeden ayrılırken normal olarak O(1) yerlerinden boş olan O(5) mevkilerine oksijen geçerek düzensizlik oluşturur.

Ortorombik-tetragonal faz geçişi, oksijeni difüzyon kinetiği tarafından kontrol edilen bir işlemdir (LaGraff ve diğer., 1991).

Oksijen boşluklarının düzenlenmesinin sonucu oluşan zincirler, yalnızca ortorombik fazda görülür. Oksijen konsantrasyonunun değişmesi, maddeyi ısıtma işlemine tabi tutma esnasındaki ısıtma ve soğutma şartlarına bağlıdır. Tek-zincirli $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, oksijen eksikliğine bağlı olarak ($0 < x < 0,6$) 94 K'den 0 K'e kadar değişen süperiletken geçiş sıcaklığına sahiptir. YBCO'nun normal ve süperiletken durumlarının her ikisinin de özellikleri, oksijen konsantrasyonu ve ortorombik fazdaki oksijen düzeninin derecesine kuvvetli bir şekilde bağlıdır.



Şekil 2.4 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ yapısına ait bazı parametrelerin oksijen miktarına göre değişimi. (a) Kritik sıcaklık, (b) birim hücre hacmi, (c) Ortorombiklik, (d) a örgü parametresi, (e) b örgü parametresi (f) c örgü parametresi

Çift zincirli $YBa_2Cu_4O_8$ süperiletkeninin kritik sıcaklığı (80 K civarında) oksijen kaybına hassas değildir. $YBa_2Cu_7O_{15}$ bileşiği de yüksek geçiş sıcaklığına sahiptir (92- 94 K) ve $YBa_2Cu_3O_7$ gibi süperiletkenlerin zincir kısımlarındaki oksijen kaybindan kaynaklanan oksijen değişimine çok hassastır (Tallon, Pooke, Buckley, Presland ve Blunt, 1990). Oksijenin miktarına bağlı olarak YBCO'nun yapısı hem ortorombik hem de tetragonal olabilir. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ yapısının oksijen miktarına göre örgü parametreleri ve bunlara ait bilgiler Sekil 2.4'te verilmektedir (Conder, 2001).

Oksijen konsantrasyonunun değişmesi, maddeyi sinterleme esnasındaki oksijen kısmi basıncına ve ısıtma-soğutma şartlarına bağlıdır. Y123 bileşiğinin hem normal hem de süperiletken durumlarının özellikleri, oksijen konsantrasyonu ve ortorombik fazdaki oksijen düzeninin derecesine kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Yapılan deneysel çalışmalarda Y123 süperiletkeninin, ortamdaki gaz cinsine (hava, oksijen vs.) ve gaz basıncı değerine bağlı olarak $600^{\circ}C$ ' den $750^{\circ}C$ 'ye kadarki ısıtma işlemi boyunca ortorombik-tetragonal faz geçişi yaptığı gözlenmiştir (Specht, Sparks, Dhery, Brynestad, Cavin ve Kroeger, 1988). Bu çalışmalarda ortorombik birim hücrenin boyutları $a=3,818 \text{ \AA}$, $b=3,889 \text{ \AA}$ ve $c=11,668 \text{ \AA}$ olarak belirlenirken, tetragonal birim hücrenin boyutları $a=3,859 \text{ \AA}$ ve $c=11,771 \text{ \AA}$ olarak belirlenmiştir.

Sinterlenmiş hacimsel Y123 örneğindeki kritik akım yoğunluğu tayininde; yoğunluk, ikincil fazlar, oksijen içeriği, kusurlar, homojenlik ve taneler arası etkileşim gibi birçok parametre etkilidir. Bu parametreler özellikle malzeme üretim şartlarına ve malzeme üretim yöntemine kuvvetli bir şekilde bağlıdır (Yanmaz, 1997; Ateş, 1998). Sinterlenmiş örnekler genellikle yüksek saflıktaki Y_2O_3 , $BaCO_3$ ve CuO tozlarından hazırlanır. Yapısal özellikleri iyileştirerek yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip örnek elde etmek için tozlar iyice karıştırılmalı ve $850-950 \text{ }^{\circ}C$ arasında 24 saat civarında kalsinasyon yapılmalı, akabinde öğütülmelidir. Literatürde, sinterleme işleminden önce yapılan kalsinasyon ve öğütme işlemi ikiden fazla tekrarlandığında, sıfır manyetik alan altındaki Y123 örneğinin 77 K 'deki kritik akım yoğunluğunun $5A.cm^{-2}$ 'den $1 \times 10^3 A.cm^{-2}$ 'ye kadar arttığı belirtilmiştir (Murakami, 1992). Y123'de CuO_2 düzlemleri boyunca taşıyıcıların oluşturduğu akı, ab-düzleminde ve c-ekseninde farklı özelliklere sahip

olup bu durum malzemede yüksek anizotropi oluşturur. Oksijen değişimi, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ bileşiğinin süperiletkenlik davranışında oldukça önemli bir rol oynamaktadır. Örneğin oksijen miktarı ve süperiletkenlik için kritik sıcaklıklar, farklı süperiletken örnekler için Tablo 3' de verilmiştir.

Tablo 2.1 Oksijen miktarı ve kritik sıcaklıklar arasındaki ilişki (Vanderah, 1992)

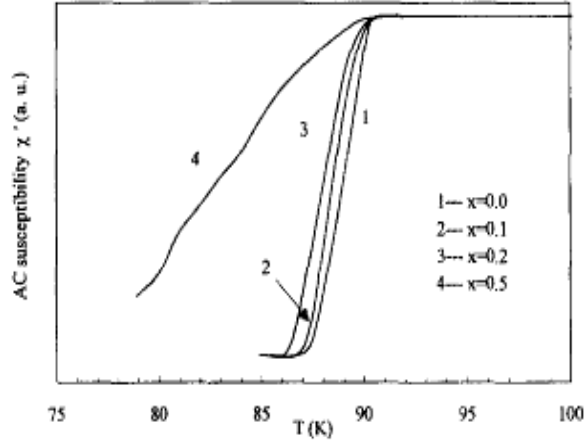
Bileşik	x-değeri	T_c
$YBa_2Cu_3O_7$	0	~92 K
$YBa_2Cu_3O_{6.75}$	0.25	~60 K
$YBa_2Cu_3O_{6.50}$	0.50	~25 K
$YBa_2Cu_3O_6$	1.0	Süperiletken değil

2.3 Literatürde YBCO Süperiletken Sistemi

Süperiletkenliğin keşfinden itibaren bu sistemlere katkılama veya doping yapılarak süperiletkenlik özellik iyileştirilmeye çalışılmıştır. YBCO'ya özellikle alkali toprak metalleri ve geçiş metalleri sırasıyla Y, Ba, Cu yerine katkılanması ile bunların sistem üzerine etkisi incelenmiştir. Genel olarak aşırı katkılama durumunda kristal yapının bozulduğu belirlenmiştir. Oluşan safsızlık fazları tuzaklama merkezleri olarak hareket etmişlerdir. Bazen de katkı maddesinin yapıya giremediği gözlenmiştir. YBCO sistemine yapılan farklı katkılamalar, dopingler veya oksijen içeriğindeki değişimler genel olarak taşıyıcı konsantrasyonunda değişmeye neden olmaktadır. Örneğe yapılan katkılamanın türü ve miktarına göre örneğin simetri grubu değişebilmektedir. YBCO sistemi üzerine yapılan çalışmalara aşağıda değinilmiştir.

X. D. Su ve ark., (1997) Cu ilavesinin $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ süperiletkeninin özelliklerine etkisini araştırmışlardır. AC alınganlığının sıcaklıkla nasıl değiştiğini incelemişler ve kritik sıcaklığın farklı miktarlardaki Cu ilavesi ile değişmediğini ve 91 K civarında

kaldığını bulmuşlardır (şekil 2.5). Y123 süperiletkeni içerisinde dağılmış Cu parçacıkları örnekte etkili pinning merkezi gibi davranmıştır ve Y123 süperiletkeninin taneler içi akım yoğunluğunu arttırmıştır (Su, Yang, Wang, Tang, Zhang, Hua ve Qiao, 1997).



Şekil 2.5 Cu katkılamanın kritik sıcaklığa etkisi (Su ve diğer., 1997).

Gonzalez ve ark., (2002) YBCO ,'ya Zn ekleyerek T_c ve I_c değerlerini incelemiştir. YBCO'ya Zn eklendiğinde, Zn^{+2} , T_c değerinin düştüğü görülmüştür. Düşük Zn katkılarında, I_c değerinde artış olduğu gözlenmiştir. Zn miktarı arttıkça yapıdaki tuzaklama merkezlerinin artması ile I_c değerinde düşme olduğu bulunmuştur (Gonzalez, Babu ve Cardwell, 2002). Kölemen ve ark., Zn katkılmasının malzemenin sertliğine olan etkilerini incelemiştir. 40K'deki sertliğin oda sıcaklığındakine göre iki kat arttığı ve %1 oranında Zn katkısının YBCO'nun sertliğini arttırdığı gözlenmiştir (Kölemen, 2004).

Ausloos ve ark., Li, Na, K, Cs katkılı $YBa_{2-x}A_xCu_3O_{7-x}$ ($x=0,05$) süperiletkenlerinin elektriksel direncinin sıcaklıkla nasıl değiştiğini incelemiştir. Li katkılı örneğin kritik sıcaklığında belirgin bir değişim gözlenirken, diğer örneklerin $R(T)$ eğrilerinde iki kritik sıcaklık gözlenmiştir. Diğer katkılı örneklerin başlangıç kritik sıcaklığı yaklaşık 90 K civarında, Li katkılı örneğin başlangıç kritik sıcaklığını 72 K olarak bulmuşlardır (Ausloos, Laurent, Vanderschueren, Rulmont, Tarke, 1988).

S. Garcia ve ark. manyetik etkileşimin iletim mekanizmasına ve kritik sıcaklık davranışına etkisini belirlemek için, $0.0 \leq x \leq 0.06$ katkı miktarlı durumda $YBa_2(Cu_{1-x}Li_x)_3O_{7-\delta}$ örneklerinin normal hal direncinin ve manyetik alınganlığının sistematik bir çalışmasını yapmışlardır. $YBa_2(Cu_{1-x}Li_x)_3O_{7-\delta}$ 'nun polikristal örneklerinin normal hal direncinin sıcaklıkla nasıl değiştiği üzerine çalışmışlardır. Katkı miktarı ile (x) birlikte normal hal bölgesinin direncinin sistematik artışını gözlemlemişlerdir (Garcia, Cobas, Musa, ve Baggio-Saitovitch, 2000).

Yapıya Ca katkılanması ise birçok grup tarafından çalışılmıştır. Ca genellikle Yitrium yerine katılmıştır. Ca'un Y ile yer değiştirmesi sonucu bir yük geçişi söz konusu olmakta ve süperiletkenlik özellikleri bozulmaktadır(Gaganidze vd., 2004).

YBCO sisteminde Ba yerine Ag katkılanması ile J_c değeri artmış, bununla birlikte T_c sıcaklıkları 50-60 K'ne düşmüştür (Tachikawa vd., 1992). YBCO sisteminde Ba yerine $KClO_3$ katkılanması yapıldığında düşük katkı seviyelerinde c-birim hücre parametresinde azalma olduğu belirlenmiştir. $KClO_3$ katkılı sistemdeki akı tuzaklamalarının katkısız sisteminkine göre daha güçlü olduğu bulunmuştur. Aynı zamanda, katkılanmanın sistemdeki tanecik büyüklüğünü artırdığı görülmüştür (Koblishka vd., 2000). Yapıya Cu yerine Sn katkılanmasında ise $T_c(0)$ değerinin 89.5 K'den büyük olduğu bulunmuştur. SEM fotoğraflarından düzenli bir mikro-yapı elde edildiği görülmüştür. Katkı miktarı $x=0.2$ olduğunda $T_c(0)$ değerinin 94 K olduğu belirlenmiştir (Gruangping vd., 2002).

Harnois, YBCO'ya % 0,5 Cs ve % 5 oranında Ag birlikte katkıladığında gümüşün yapıda YBCO tanecikler arasında lokal olarak kaldığı ve çatlaklar arasında köprü şeklinde davrandığı gözlemlenmiştir. Gümüş miktarını %10 olarak katkıladığında ise gümüşün yapıya homojen olarak dağıldığını gözlemlemişlerdir (Harnois vd., 2002).

BÖLÜM ÜÇ

DENEYSEL YÖNTEMLER

3.1 Örnek Hazırlama Basamakları

3.1.1 Örnek Hazırlama

$YBa_2Cu_{3-x}A_xO_y$ süperiletken malzemesi, yaygın ve kullanışlı olan katıhal reaksiyon yöntemi ile hazırlandı. Örneklere $x=0.01$ oranında A yerine Ag, Pb ve Sb katkılanmıştır. Örnekler A ($YBa_2Cu_3O_y$), B ($YBa_2Cu_{2.99}Ag_{0.01}O_y$), C ($YBa_2Cu_{2.99}Pb_{0.01}O_y$), D ($YBa_2Cu_{2.99}Sb_{0.01}O_y$) olarak adlandırıldı. Bulk örneğin üretiminde başlangıç maddeleri olarak, % 99,99 safsızlıkta Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Ag_2O , PbO ve Sb_2O_3 kullanıldı. Toz bileşiklerin miktarları aşağıdaki gibi hesaplandı.

Tablo 3.1 Örnek hazırlamada kullanılan tozların molekül ağırlıkları

Kullanılan Toz Bileşik	Moleküler Ağırlık (g/mol)
Y_2O_3	225,812
$BaCO_3$	197,353
CuO	79,547
Ag_2O	233,751
PbO	223,202
Sb_2O_3	291,518

Tablo 3.2 Örnek hazırlamada kullanılan toz örneklerin kullanım miktarları

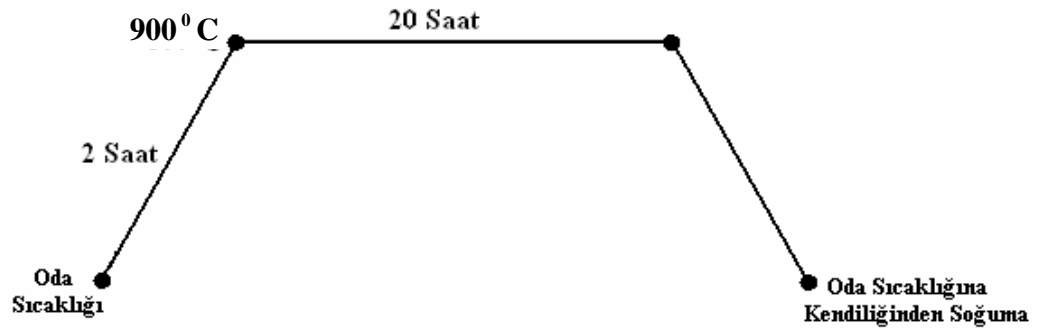
Örnek	Y_2O_3	$BaCO_3$	CuO	Ag_2O	PbO	Sb_2O_3
A	1,1290	3,9472	2,3862	----	----	----
B	1,1290	3,9472	2,3782	0,0116	----	----
C	1,1290	3,9472	2,3782	----	0,022	----
D	1,1290	3,9472	2,3782	----	----	0,0145

Yukarıdaki eşitliklere uygun olacak şekilde Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Ag_2O , PbO ve Sb_2O_3 başlangıç tozları 0,0001 g duyarlılığa sahip dijital terazide tartıldı. Tartılan tozlar, homojenliği sağlamak için bir agat havanda öğütülerek kalsinasyon (ısı) işlemine hazır hale getirildi. Isıl işlemler, alümina potalar kullanılarak Nabertherm L3/SH marka fırın içerisinde ve hava ortamda yapıldı.

3.1.2 Kalsinasyon

Kalsinasyon, toz karışımın ilk termokimyasal işlemidir. Kalsinasyon işlemi yardımı ile toz karışımın içerisindeki karbondioksitlerin, oksitlerin ve yabancı maddelerin sıcaklıkla ayrışması sağlanır. Kalsinasyon işlemi sırasında toz malzeme içerisinde olması muhtemel olan gazların dışarı atılmasını kolaylaştırmak amacıyla malzeme tablet haline getirilmemelidir (Vo ve diğer. 1989).

Uygun oranlara göre tartılıp agat havanda yaklaşık 30 dakika öğütülen tozlar alümina potalara koyularak fırına yerleştirildi. Daha sonra aşağıdaki şekilde gösterilen programa göre ısıl işleme tabi tutuldu.



Şekil 3.1 Kalsinasyon işlemi programı.

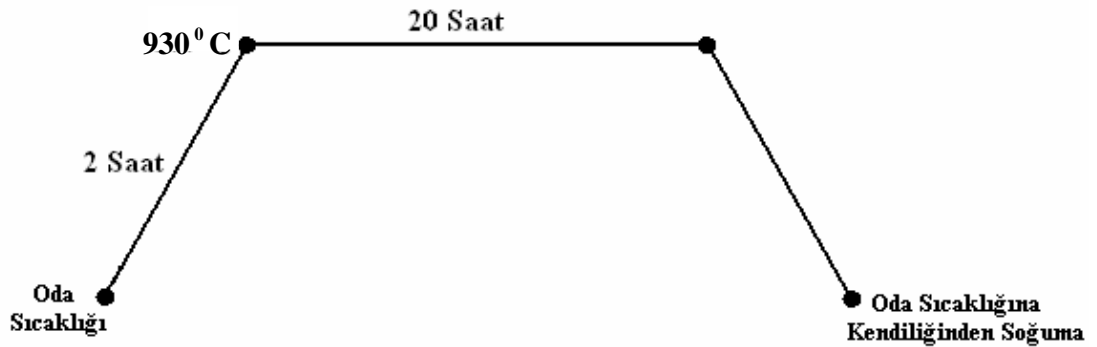
Daha sonra fırından çıkarılan örneklere homojenliği arttırmak için ara öğütme işlemi uygulandı. Örneklere aynı işlemler uygulanarak II. kalsinasyon için tekrar fırına yerleştirildi. II. kalsinasyon sonucunda fırından çıkarılan tozların siyaha yakın bir renk aldığı ve kütle haline geldiği gözlemlendi.

3.1.3 Presleme

II. kalsinasyon işleminden sonra tekrar öğütülerek homojen hale getirilen 4 farklı örneğe ait tozlar Graseby Specac marka presleme aleti kullanılarak 550-600 MPa'lık basınç altında, 13 mm çapında 1,5-2 mm kalınlığında disk şeklinde pelletler haline getirildi.

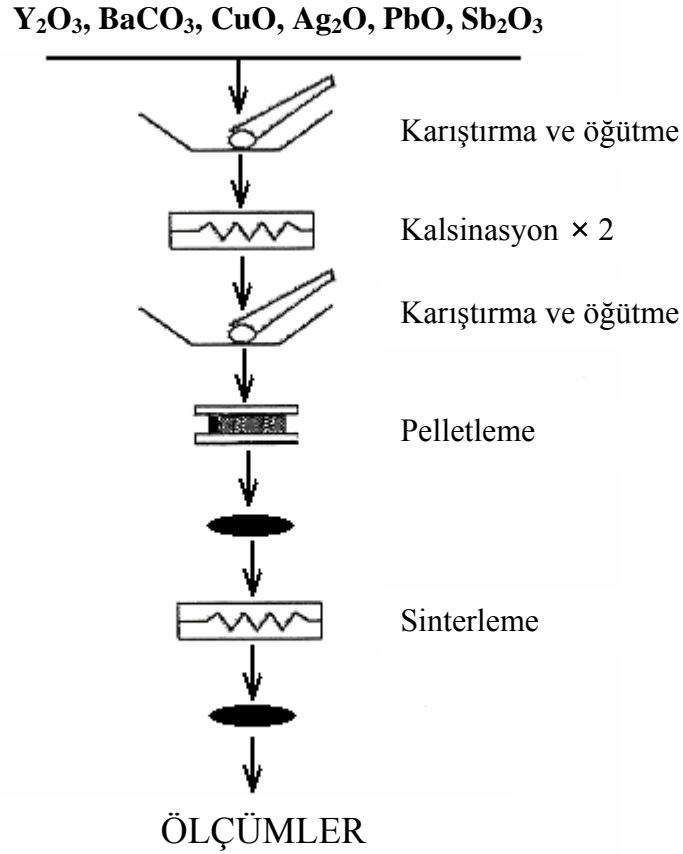
3.1.4 Sinterleme

Pellet haline getirilen örnekler, erime sıcaklığına yakın bir sıcaklıkta uzun süre ısıtma işlemine tabi tutuldu. Sinterleme işlemi için fırına uygulanan program aşağıdaki şekilde gösterilmiştir. Bu işlem, süperiletken fazı elde etmek, bileşiği oluşturan atomlar arasındaki bağları kuvvetlendirmek ve kristal kusurları ortadan kaldırmak için yapılmaktadır. Sinterlemenin bir başka amacı da malzemenin daha yoğun hale gelmesini sağlamaktır.



Şekil 3.2 YBa₂Cu_{3-x}A_xO_y malzemesi için sinterleme işlemi programı.

Malzemelerin üretiminde kullanılan yöntemin işlem sırası aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil 3.3 YBCO malzemesini üretmek için uygulanan katıhal reaksiyon yöntemi basamakları.

3.2 Örneklerin Karakterizasyonu

3.2.1 X-Işını Kırınımı Çalışmaları

Üretilen malzemenin karakterini anlamannın en iyi yollarından birisi x-ışını kırınım desenlerinin incelenmesidir. Bu desenlerden yararlanılarak, malzemenin kristal yapısı, örgü parametreleri, Miller indisleri hakkında bilgi edinilebilir. Dalgaboyu bilinen x-ışınları ile kristallerin yapısı incelenebilir. λ dalgaboylu ışın kullanılarak bir kristalin örgü aralığının belirlenmesi işlemine difraksiyon denir. Bragg kırınım koşulunu sağlayan bir x-ışını demeti kristal yapısı belirlenecek örnek üzerine gönderildiğinde kristal tarafından difraksiyona uğrar (Bragg kırınım koşulu;

$n\lambda=2d\sin\theta$ dır). Oluşan kırınım deseni incelendiğinde kristalin yapısı hakkında bilgi edinilebilir. λ ya da θ ' nın değiştirilmesi ile x-ışını kırınım koşulu sağlanabilir. Bu üç yolla yapılabilir. Bunlar tablo 3.3' de gösterilmiştir.

Tablo 3.3 Gönderilen x-ışını demetinin kırınım koşulunu sağlayabilmesi için λ ya da θ ' nın değişimi (Kış, 2005).

	λ	θ
Laue Yöntemi	Değişken	Sabit
Döner Kristal Yöntemi	Sabit	Değişken (kısmen)
Toz Yöntemi	Değişken	Değişken

Bu tez çalışmasında yapılan analizlerde kullanılan toz yönteminde incelenecek örnek toz haline getirilir. Toz yönteminin üstünlüğü büyük ve kaliteli kristallere ihtiyaç duymamasıdır. Çünkü doğada büyük kristaller çok az bulunur ve böyle bir kristalin elde edilmesi çok zordur. Bu yüzden yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Özellikle katı cisimlerin yapı analizinde bu yöntem kullanılır. Örneklere ait x-ışını kırınım desenleri, $2\theta = 5 - 80^0$ arasında CuK_α radyasyonu ile incelenmiştir.

3.2.2 Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)

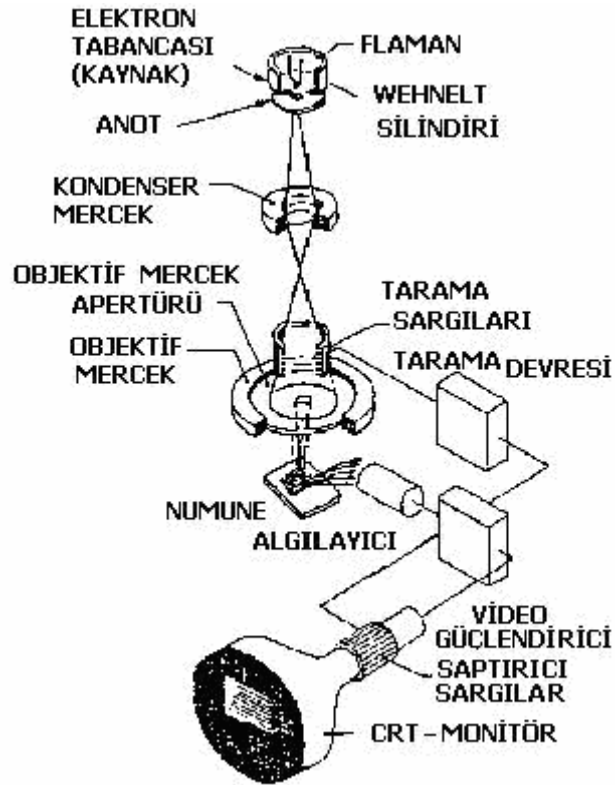
İnsan gözünün çok ince ayrıntıları görebilme olanağı sınırlıdır. Bu nedenle görüntü iletimini sağlayan ışık yollarının mercekle değiştirilerek, daha küçük ayrıntıların görülebilmesine olanak sağlayan optik cihazlar geliştirilmiştir. Ancak bu cihazlar, gerek büyütme miktarlarının sınırlı oluşu gerekse elde edilen görüntü üzerinde işlem yapma imkanının olmayışı nedeniyle araştırmacıları bu temel üzerinde yeni sistemler geliştirmeye itmiştir. Elektronik ve optik sistemlerin birlikte kullanımı ile yüksek büyütme üzerinde işlem ve analizler yapılabilen görüntülerin elde edildiği cihazlar geliştirilmiştir. Elektrooptik prensipler çerçevesinde tasarlanmış taramalı elektron mikroskobu (Scanning Electron Microscope-SEM), bu amaca hizmet eden cihazlardan birisidir. Taramalı Elektron Mikroskobu, birçok dalda araştırma-geliştirme çalışmalarında kullanımı yanında, mikro elektronikte yonga üretiminde, sanayinin değişik kollarında hata analizlerinde,

biyolojik bilimlerde tıp ve kriminal uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadır. İlk ticari taramalı elektron mikroskobu 1965'de kullanılmaya başlanmış, bundan sonra teknik gelişmeler birbirini izlemiştir. Gerek ayırım gücü (resolution), gerek odak derinliği (depth of focus) gerekse görüntü ve analizi birleştirebilme özelliği, taramalı elektron mikroskobunun kullanım alanını genişletmektedir. Örneğin 1000X büyütmede optik mikroskobun odak derinliği yalnızca 0.1 μm iken taramalı elektron mikroskobunun odak derinliği 30 μm dir. Günümüzde modern taramalı elektron mikroskoplarının ayırım gücü 3.5 nm' ye kadar inmiştir. Büyütme miktarı ise 5X-300 000X arasında değişmektedir.

Taramalı elektron mikroskobunda görüntünün oluşumu; Şekil 3.5' de kesiti görülen optik kolonda bulunan elektron tabancasında oluşturulan elektron demetinin, mercekler yardımı ile kolonun alt kısmında örnek odacığında bulunan örnek üzerine düşürülmesi ve elektron demeti-örnek etkileşiminden ortaya çıkan sinyallerin uygun algılayıcılar tarafından algılandıktan sonra çeviriciler yoluyla görüntüye dönüştürülmesi ile oluşur. Elde edilen görüntü, örnek yüzeyinde yaklaşık demet çapı kadar bir noktanın görüntüsü olacağından, daha geniş bir alanın görüntüsü için örnek veya demet hareket ettirilerek tarama yapılır. Demet-örnek etkileşimi sonucu ortaya çıkan karakteristik x-ışını, kolonda bulunan dedektörle algılanarak analiz ünitesine iletilmekte ve burada kimyasal analiz yapılmaktadır. Sistem hafif metaller olarak tanımlanan C, N, O vb. dışında periyodik tabloda bulunan elementlerin büyük çoğunluğunu tanımlamaktadır. Elektron mikroskobunda incelenecek örneklerin vakum altında bozulmayan, katı halde ve iletken yüzeyli olması gerekmektedir. Yüzeyi iletken olmayan örnekler, mikroskoba yerleştirilmeden önce görüntüyü engellemeyen çok ince iletken bir tabaka ile kaplanarak incelenir.

Taramalı Elektron Mikroskobu Optik Kolon, Örnek Hücresi ve Görüntüleme Sistemi olmak üzere üç temel kısımdan oluşmaktadır (Şekil 3.5). Optik kolon kısmında; elektron demetinin kaynağı olan elektron tabancası, elektronları örneğe doğru hızlandırmak için yüksek gerilimin uygulandığı anot plakası, ince elektron demeti elde etmek için kondenser mercekleri, demeti örnek üzerinde odaklamak için objektif merceği, bu merceğe bağlı çeşitli çapta apertürler ve elektron demetinin

örnek yüzeyini taraması için tarama bobinleri yer almaktadır. Mercek sistemleri elektromanyetik alan ile elektron demetini inceltmekte veya örnek üzerine odaklamaktadır. Tüm optik kolon ve örnek 10^{-4} Pa gibi bir vakumda tutulmaktadır. Görüntü sisteminde, elektron demeti ile örnek girişimi sonucunda oluşan çeşitli elektron ve ışınları toplayan dedektörler, bunların sinyal çoğaltıcıları ve örnek yüzeyinde elektron demetini görüntü ekranıyla senkronize tarayan manyetik bobinler bulunmaktadır (Kıış, 2005).



Şekil 3.5 SEM' in şematik yapısı.

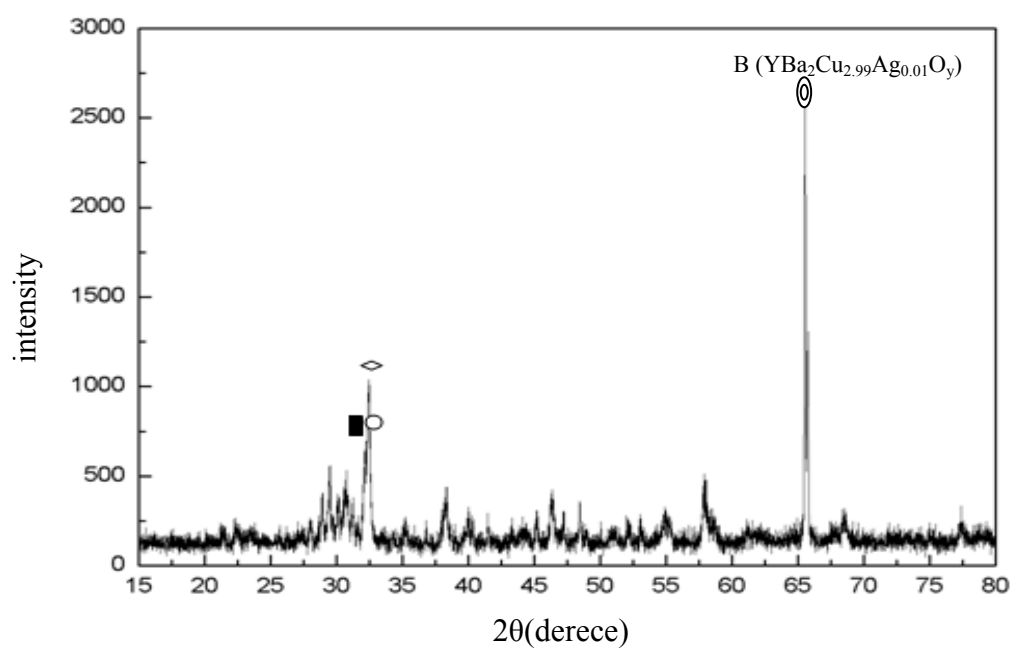
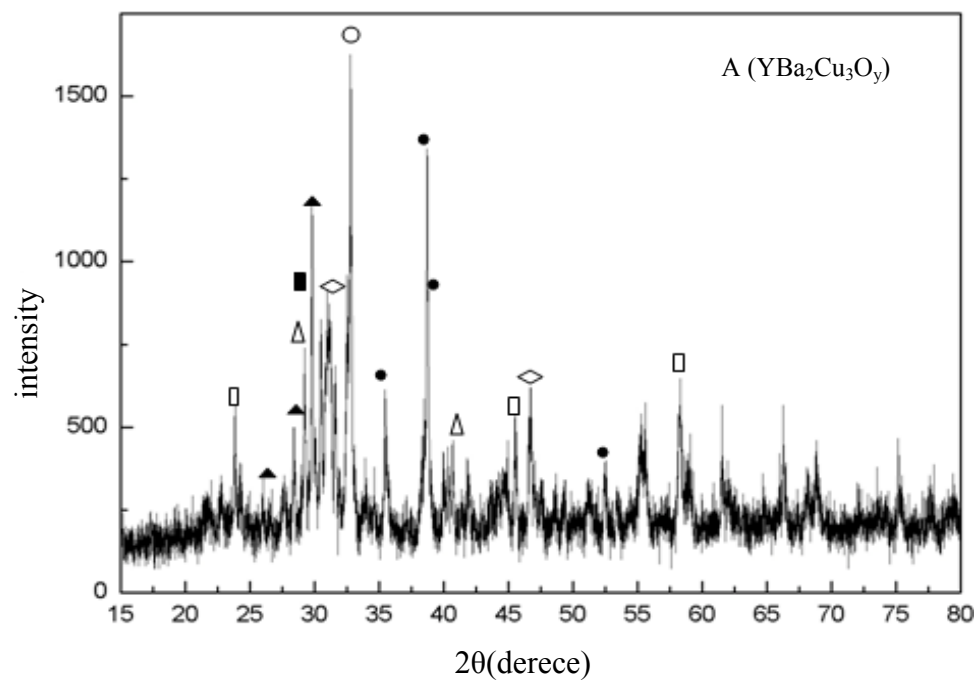
BÖLÜM DÖRT

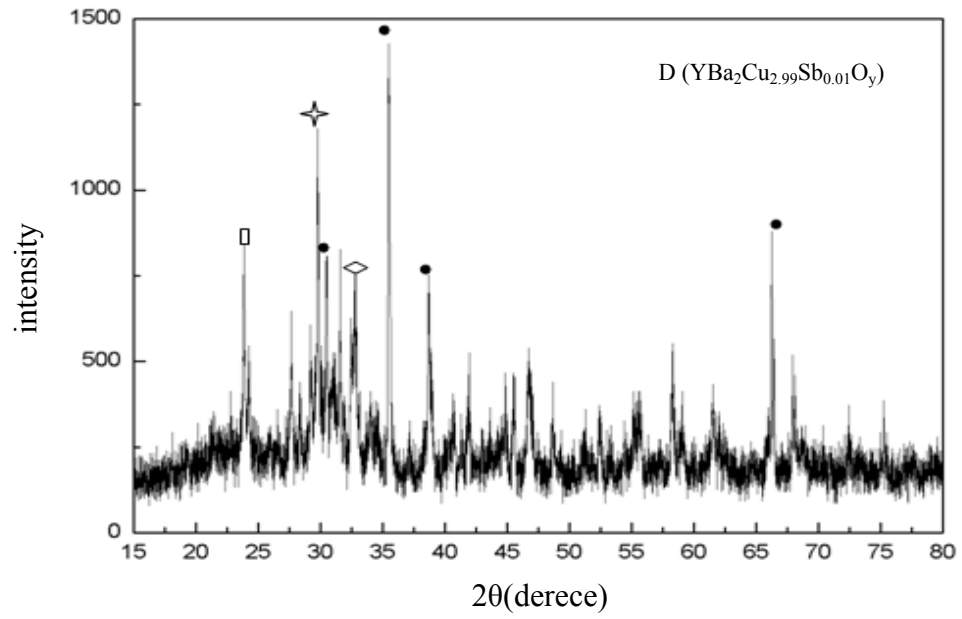
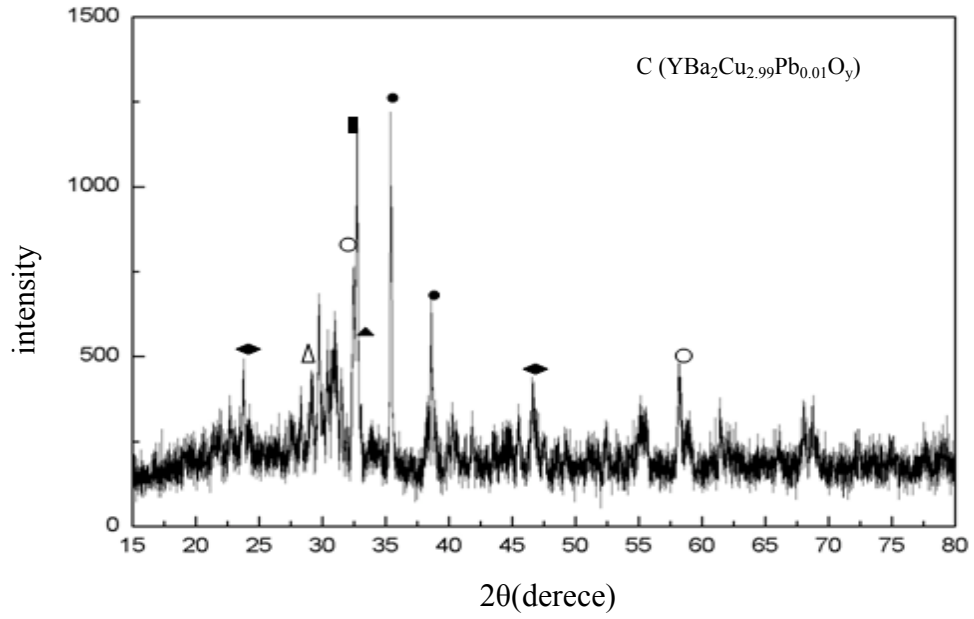
DENEYSEL SONUÇLAR VE BULGULAR

4.1 XRD Ölçüm Sonuçları

Bakır yerine gümüş oksit (Ag_2O), kurşun oksit (PbO) ve antimon oksit (Sb_2O_3) katkılı örneklerin x-ışını kırınım desenleri şekil 4.1 de gösterilmiştir. Bu ölçümün yapılmasındaki temel amaç; hazırlanan yeni malzemenin kristal yapısı hakkında bilgi edinmektir. Saf örnekte olduğu gibi Ag_2O , PbO , Sb_2O_3 katkılarını yapıldığı örneklerde hava ortamında soğutulmuş olmalarına rağmen ortorombik yapının temel fazları oluşmuştur. Ag_2O katkılı örnek dışında XRD desenlerinde Y(123)'e ait piklerde genel olarak büyük bir değişim gözlenmemiştir. Fakat Ag_2O katkılı örnekte $2\theta=65.62$ açısında oldukça belirgin Ag piki ortaya çıkmıştır. Gümüş, kurşun ve antimonun Y(123) yapısındaki bakır atomlarının yerine geçerek yeni bir bileşiğin ortaya çıkmasından dolayı saf örnekte olduğu gibi, yapıdan ayrılan bakır atomları CuO fazlarını oluşturmuşlardır.

Ayrıca katı hal reaksiyon tekniği ile hazırlanmış 123 bileşikleri için genelde bildirilen BaCO_3 ve BaCuO_2 fazları da örneklerde ortaya çıkmıştır. Süperiletkenlik şartı olan oksijen değerinin 6 ile 7 arasında olduğu görülmüştür. Antimon katkılı örnek dışında rastlanan $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ fazı örneklerimizin süperiletkenliğini doğrulamaktadır. Yapıdaki molar oksijen oranı, yalnızca sinterleme sürecindeki oksijen basıncına değil aynı zamanda sinterleme sıcaklığına, kalsinasyon süresine ve ısıtma işlemlerindeki ortamdaki oksijene de oldukça bağlıdır.





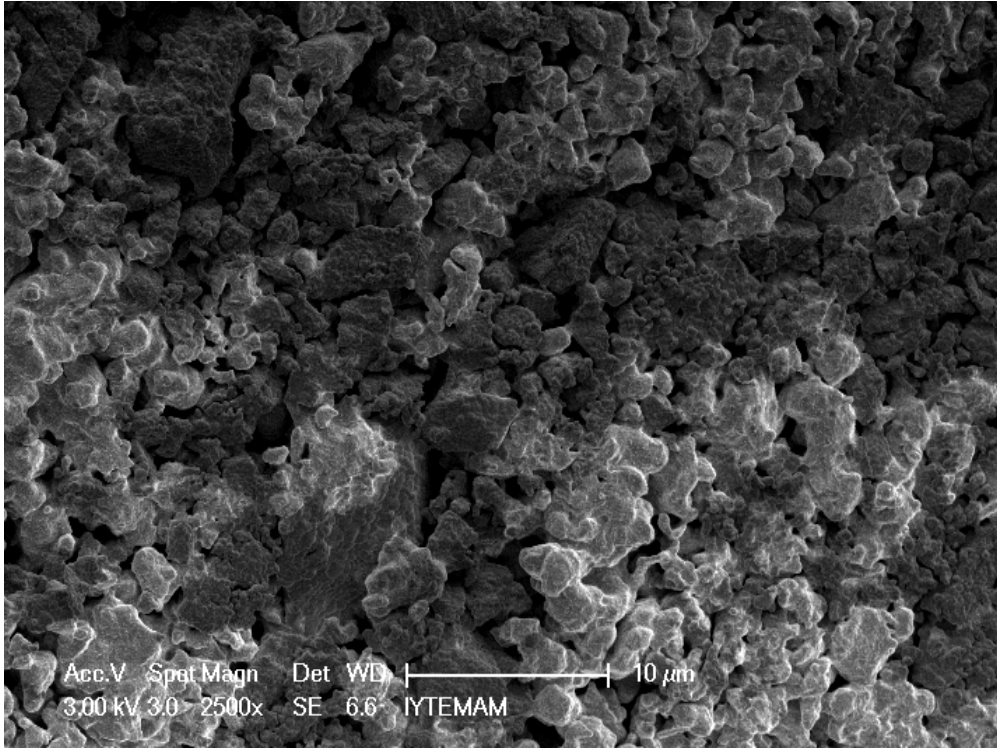
Şekil 4.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{A}_x\text{O}_y$ süperiletken örneklerin X- ışını difraksiyon desenleri. (● - CuO), (○ - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$), (△ - Y_2O_3), (▲ - BaCuO_2), (□ - BaCO_3), (■ - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$), (◇ - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$), (◈ - PbO_2), (⊙ - Ag) (✦ - Sb_2O_3)

4.2 SEM Sonuçları

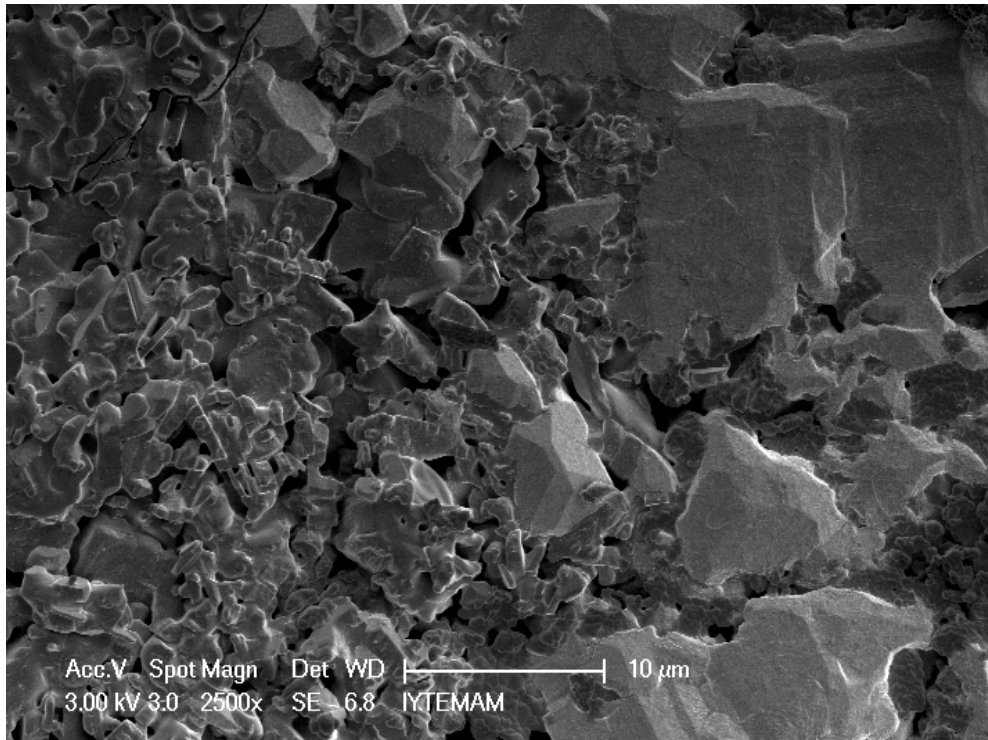
Seramik süperiletkenlerdeki yüksek geçiş sıcaklığı ve düşük kritik akım yoğunluğunun başlıca sebebi tanecikli yapılarıdır. Bu çok küçük tanecikli yapılarda çeşitli büyütmelemlerle alınmış SEM mikrofotografaları ile oldukça açık olarak gözlenebilir. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri tanecikli yapıya sahiptirler. Bu tanecikler birkaç mikron büyüklüğünde olup, birbirlerine zayıf bağlarla bağlanmışlardır. Bu küçük tanecikler arasındaki zayıf bağlar, kırıklar, çatlaklar, tortular, süperiletken olmayan farklı safsızlıklar ve daha düşük geçiş sıcaklığına sahip süperiletken fazlar olabilir. Bu zayıf bağların meydana gelme sebepleri, küçük tanecik sınırlarındaki düzgün olmayan yönelimler, boşluklar, oksijen eksikliği ve bileşimdeki değişimler olabilir (Salamati ve Kameli, 2004).

Örneklerin taramalı elektron mikroskop (SEM) fotoğrafları A, B, C, örnekleri için sırasıyla şekil 4.2, 4.3, 4.4, 4.5' te verilmiştir. Örneklerin SEM fotoğraflarından tanecikler arasında boşluklar bulunduğu tespit edilmiştir. Bu fotoğraflardan da görüldüğü gibi, seramik süperiletkenlerin temel özelliklerinden en belirgin olanı parçacıklı (grain) yapılarıdır. Örnek yapısındaki tüm grainler düzensiz (rastgele) yönelmiş ve grain sınırları birbirleri ile zayıf bağlar oluşturacak şekilde temas halinde gözlenmektedir. Bu da yüksek sıcaklık süperiletkenlerin en belirgin özelliklerinden biridir.

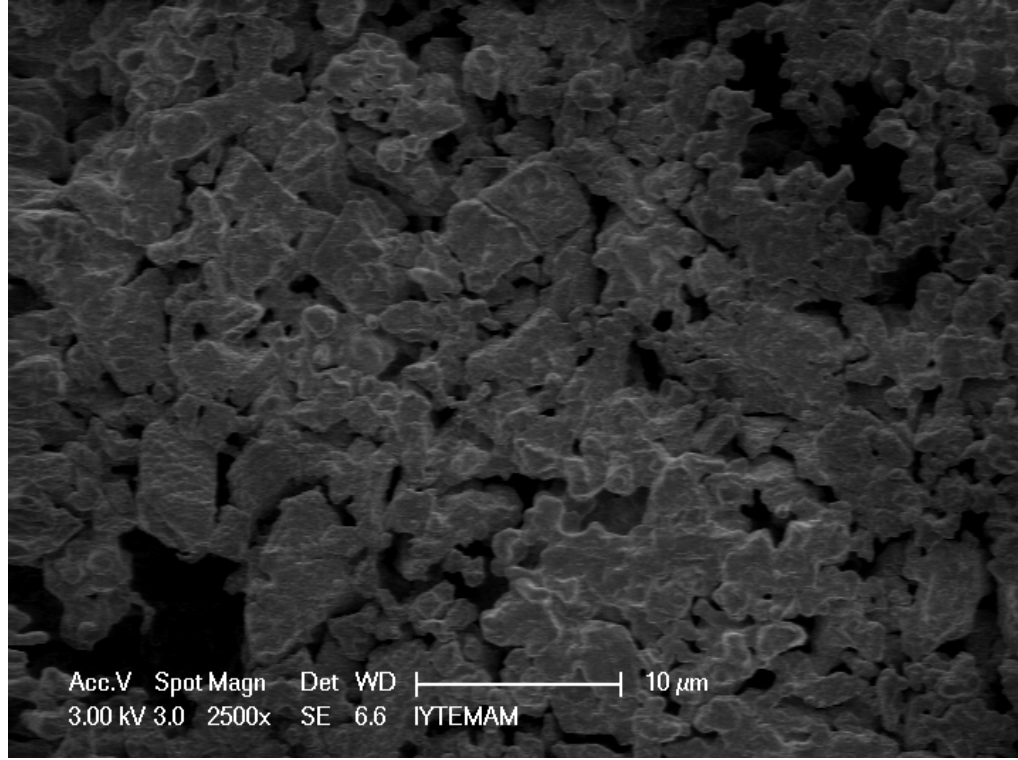
Sem fotoğrafları genel olarak incelendiğinde saf YBCO örneğin homojen yapılarla sahip olduğu görülür. Fakat özellikle gümüş katkılı örneğimizde bu yapının homojenliğinin bozulduğu ve XRD sonuçlarında da ortaya çıkan safsızlık fazlarının neden olduğu çok daha küçük boyutta kümeleşmiş yapılar gözlenir. Kurşun katkılı örnekte tanecikler arası bölgeler bozulmuştu.



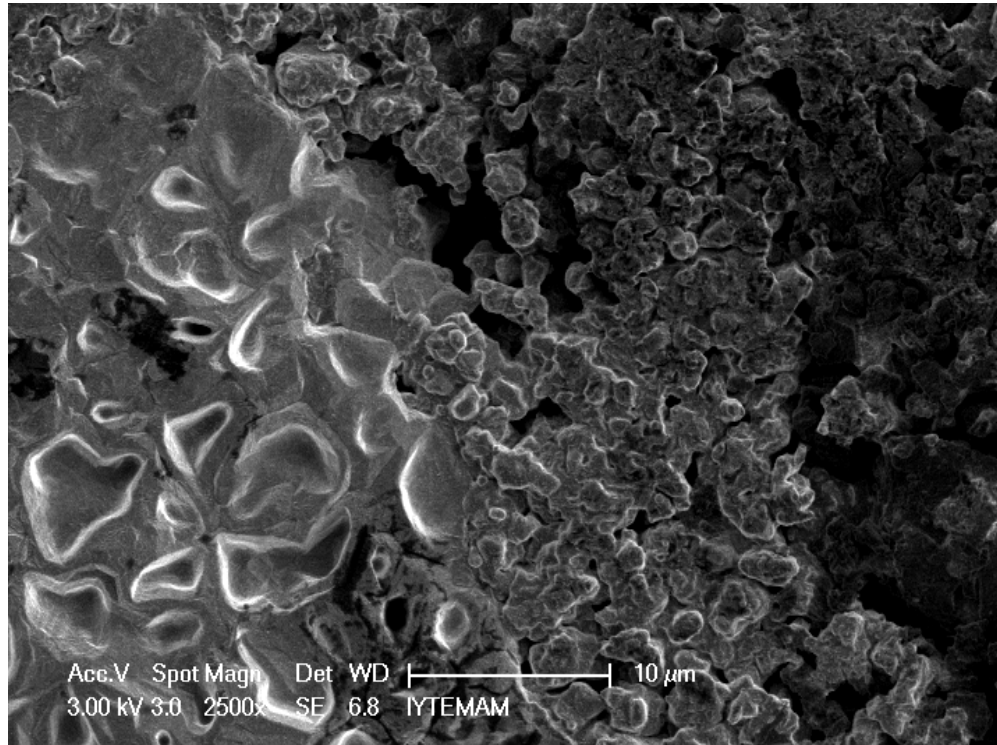
Şekil 4.2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ örneği için SEM görüntüsü



Şekil 4.3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.99}\text{Ag}_{0.01}\text{O}_y$ örneği için SEM görüntüsü



Şekil 4.4 YBa₂Cu_{2.99}Pb_{0.01}O_y örneği için SEM görüntüsü



Şekil 4.5 YBa₂Cu_{2.99}Sb_{0.01}O_y örneği için SEM görüntüsü

BÖLÜM BEŞ

TARTIŞMA

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinden YBCO, ilk sentezlenen ve hala üzerinde yoğun bir şekilde çalışılan bileşiktir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin iletken tabakaları olarak kabul edilen bakır oksit tabakalarının yük durumu, yapıda kusurlar oluşturarak ya da farklı valans değerlerine sahip elementler katkılayarak değiştirilebilir.

Bu tezde, YBaCuO seramik süperiletkeninin elektriksel özellikleri incelenmiştir. İncelemede bakır yerine gümüş oksit, kurşun oksit ve antimon oksiti kısmen katılanmıştır. Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Ag_2O , PbO ve Sb_2O_3 kimyasal tozlarının birlikte karıştırıldığı katı hal reaksiyon yöntemi kullanılmıştır. Örneklerin elektriksel özellikleri hakkında bilgi edinebilmek için X-ışın kırınımı (XRD) ve taramalı elektron mikroskopun (SEM) ölçüm sonuçlarından yararlanılmıştır. Yani kristal ve mikroyapı gibi temel özelliklerin değişimi incelenmiştir.

Bakır bölgesine $x=0,01$ olmak üzere YBCO'ya yapılan katkılar ile $YBa_2Cu_3O_y$, $YBa_2Cu_{2,99}Ag_{0,01}O_y$, $YBa_2Cu_{2,99}Pb_{0,01}O_y$, $YBa_2Cu_{2,99}Sb_{0,01}O_y$ örnekleri hazırlanmıştır. Örneklerimizin ilk karakterizasyonunda XRD desenlerinden faydalanılmıştır. Genel olarak incelediğimizde ortorombik Y-123'e ait temel pikler dört örneğimiz içinde oluşmuştur. Saf örnekte gördüğümüz fazlar katkılı örneklerde de görülmektedir. Örneklerin piklerinde belirgin bir bozulma olmamıştır. Gümüş katkılı örnekte gümüş piki ile karşılaşmıştır. Bunun sebebi öğütme işlemi sırasında metalik olan gümüşün tam öğütülememesi ve gümüş elementinin özelliklerini kendi başına bileşikte göstermesi olabilir. Yapıda yalnız kalan bakır atomlarının oluşturduğu CuO fazları da örneklerde görülmektedir.

SEM görüntülerinin incelediğimizde ise malzemenin granüller yapısının pek değişmediği fakat katkılama ile yapıdaki safsızlık fazlarının artıp deformasyonlar oluşturduğunu görmekteyiz.

KAYNAKLAR

- Abrikosov, A.A. (1957). "On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group" *J.Exptl.Theoret. Phys.(U.S.S.R.)* 32, 1442-1452 p.
- Askerzade, İ. (2005). "Süperiletkenlik Fiziğine Giriş." Ankara: Gazi Kitabevi.
- Asokan, K. and Rao. K. V. R. (1999). "Ni and Fe dopant sites in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ identified by XPS." *Phys. Status Solidi B*, 215, 591–596.
- Avcı, I., Tepe, M., Abukay, D. (2004). "Effect of Deposition Conditions on $YBa_2Cu_3O_{7-\Delta}$ Thin Films by Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering and Substrate Effects." *Solid State Communications*, 130:357-361.
- Avraham, Nurit, (2007), "Local Magnetization Measurements of High-Temperature Superconductors and Single Molecule Magnets." Scientific Council of The Weizmann Institute of Science Rehovot, Israel, Doctor of Philosophy.
- Bahgat, A.A., Shaisha, E.E. and Saber, M.M. (2007). "Study of Microstructure and Magnetic Properties in Copper Oxide Superconducting Systems Through AC Magnetic Susceptibility" *Physica B*, 399:70–76.
- Bağ, Ö. (2006). "Sezyum Katkılı Yitriyum 1 Baryum 2 Bakır 3 Oksijen 7 Süperiletkenlerinin Bazı Fiziksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi." Yüksek Lisans Tezi Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kırıkkale.
- Balbağ Z. M. (2001) "Yitriyum İçeren Süperiletken Bileşiklerin Fiziksel 2-25
- Bardeen, J., Cooper, L. N. Ve Schrieffer, J.R. (1957). Theory of superconductivity." *Physical Review*, 108, 1175-1204.

- Bardeen, J., Cooper, L.N., and Schrieffer. (1957). "Theory of Superconductivity." *Phys. Rev.*, 108:5.
- Bednorz, J. G. and K. A. Müller. (1986). "Possible high T_C superconductivity in the Ba-La-Cu-O system." *Z. Phys.* 64, 189.
- Bilgeç, E. (2004). "*Sb₂O₃ katkılı YBCO süperiletken seramiklerinin karakterizasyonu.*" Yüksek Lisans Tezi DEÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir
- Bilgili, Ö. (2007). "*Bi-2223 Süperiletkenlere Li katkısı.*" Yüksek Lisans Tezi DEÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir
- Bock, J., Elschner, S., Herrmann, P.F., and Rudolf. B. (1995). "Centrifugal casting of BSCCO 2212 form parts and their first applications." *Appl. Supercond.*, 148, 67–72.
- Cardwell. D. A. (1998). "Processing and properties of large grain (RE)BCO." *Mater. Sci. Eng. B*, 53, 1–10.
- Cyrot, M. and Pauna D. (1992). "*Introduction to superconductivity and High-Tc Materials.*" World Scientific, New Jersey.
- Çelik, S. (2006). "*(Y_{1-x}Yb_{x/2}Gd_{x/2})Ba₂Cu₃O_{7-δ} ve (Yb_{1-x}Gd_x)Ba₂Cu₃O_{7-δ} süperiletkenlerinin yapısal ve fiziksel özelliklerinin incelenmesi.*" Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen-Bilimleri Enstitüsü, Trabzon
- Çevik, U. (1998). "*Demir ve kobalt difüzyonunun YBa₂Cu₃O₇ Süperiletkeninin yapısal ve süperiletken özellikleri üzerine etkisi.*" Doktora Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon

- Davarciođlu, N. (2005). “*Süperiletkenlerde Ginzburg-Landau Denklemi ve Çözümleri.*” Yüksek Lisans Tezi Osman Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Dew-Hughes, D. (1988). “Model for flux creep in high T_c superconductors” *Physica C*, 28, 674-677.
- Diez, J. C., Angurel, L. A., Miao, H., Fernandez, J. M. and de la Fuente, G. F. (1998). “Processing of textured BSCCO superconductors by laserinduced directional solidification.” *Supercond. Sci. Technol.*, 11, 101–106.
- Doğan, N. (2005). “*YBCO (123) Sisteminin Co/Mo Katkılı Kalın Film Üretimi ve Genel Karakterizasyonu.*” Yüksek Lisans Tezi, Malatya.
- Feibert, Gao, F.,G., McCall, Shepard, S. and Crow J. E. (1996). “Effects of Pr and Tb and Zn doping into $YBa_2Cu_3O_7$ on magnetoresistivity and magnetic phase boundaries.” *J. Appl. Phys.*, 76, 5876–5878.
- Gatt, R., Olsen, J. S.(1998). “Gerward, L., Bryntse, I., Kareiva, A., Panas, I. And Johansson, L. G., Pressure effect in the Hg-based superconductors.” *Phys. Rev. B*. 57,13922, 1998.
- Ginzburg V.L., Andryushin E.A. (1994). “*Superconductivity, P.N.Lebedev Physical Institute.*” Walter A. Horison, Solid State Theory, chapter 1, 1-10 p.
- Ginzburg, V.L. ve Kirznits, D.A. (1982). “*High Temperaturare Superconductivity.*” Consultans Bureau, New York and London.
- Gonzalez, M. T. (2003). “*On the electrical transport properties of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Superconductors textured by top seeded melt growth.*” Ph.D. Thesis, Física Pola Universidade de Santiago de Compostela.

- Gonzalez. M. T. (1998). “*Medida de curvas características voltaje-intensidad, a muy bajos campos magnéticos, en muestras granulares de óxidos de cobre superconductores.*” Master’s thesis, Universidade de Santiago de Compostela.
- Görür, O. (2001). “*YBa₂Cu₃O_{7-x} Süperiletken ince filmlerin üretimi, bazı yapısal ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi.*” Doktora Tezi KTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Hook, J.R.and Hall, H.E. (1991). “*Solid State Physics,*” John Wiley & Sons Ltd., England
- İlbeyi, A. (2002). “*Yüksek sıcaklık süperiletken YBa₂Cu₃O_{7-x} ince film hazırlanması ve Josephson kavşağı elde edilmesi*” Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi.
- İslam, M. and Baetzold, R. C. (1989). “Atomistic simulation of dopant substitution in YBa₂Cu₃O₇.” *Physical Review B*, 40, 10926–10935.
- Jin S. ve Chu. C. W. (1993). “*Present status and future prospects in bulk processing of high-Tc superconductors. in processing and properties of high-Tc superconductors.*” cilt 1, 431– 478. World Scientific, Singapore.
- Kajino, K., Kimura, T., Horii, Y., Watanabe, M., Inoue, M. and Fujimaki, A. (2009). “Preparation of Narrowed YBa₂Cu₃O_{7-x} Nanobridges Down to 30 nm with Reduced Degradation.” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19:178-182.
- Karcı, B. A. (2009). “*Süperiletken YBCO İnce Filmlerin, Yapısal, Elektriksel ve Manyetik Özelliklerinin Üretim Parametrelerine Bağımlılığının İncelenmesi.*” Doktora Tezi Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir

- Kış, E. (2005). “*BiPbSrCaCuO Seramik süperiletkenlerde onset sıcaklığının katkı oranlarına göre değişimi*” Yüksek Lisans Tezi, DEÜ, İzmir.
- Kittel, C. (1996). “*Katıhal fiziğine giriş*” (6. Basım). (B. Karaoğlu, Çev.). İstanbul: Güven Yayınları.
- Kocabaş, K., Çiftçiođlu, M. (2000). “The effect of Sb substitution of Cu in $\text{Bi}_{117}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Sb}_x\text{O}_y$ superconductors” *Phys. Stat. Sol.(A)*, 177, 539.
- Liu, C.X., Xu, M., Tang, W.H., Chen, X.M., Yang, N., Mai, Z.H., Tao K. and Gao, J. (2001). “Micro-Structural Analysis of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Thin Films Grown on Different Substrates by X-Ray Techniques.” *Physica C*, 361:260–266.
- Liu, X.Z., Li, Y.R., Tao, B.W., Luo, A. and He, S.M. (2002). “The Effect of Deposition Rate on The Microstructure of YBCO Thin Films Prepared by Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering” *Physica C*, 371:133-138.
- Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M. and Asono, T.(1998) “Physical properties of an 80 K superconductors: Bi-Sr-Ca-Cu-O ceramics.” *Jpn. J. Appl. Phys. Let.* 27, L209.
- Meissner, W., Ochsenfeld, R. (1933). *Naturwissenschaften*, 21, 787
- Müller, P. ve Ustinov, A.V. (1997). “*The Physics of Superconductors.*” Springer, Germany
- Neiman, R. L., Giapintzakis, J., Ginsberg D. M. and Mochel J. M. (1995). “Sign reversal of the Hall effect in $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Co}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals.” *J. Supercond.*, 8, 383–389
- Onnes, H. K. (1911). “*Commun Phys Lab.*” Leiden, number 119b

- Owens F. J. Poole C. P. Jr, (1996), “*The New Superconductors*” Chapter 4.,52-55 p.
- Pomar. A. (1995). “*Conductividad, magneto conductividad y diamagnetismo inducidos por fluctuaciones en los planos superconductores de cristales multiperiódicos de óxidos de cobre.*” PhD thesis, Universidad de Santiago de Compostela.
- Poole, C. P., Jr. (2000). “*Handbook of superconductivity.*” Academic Press: United States of America.
- Prester. M. (1998). “Current transfer and initial dissipation in high-Tc superconductors.” *Supercond. Sci. Technol.*, 11, 333–357.
- Ramzi, A., Taoufik, A., Senoussi S., Tirbiyine A. and Abaragh A. (2005). “The Critical Current Density J_c in High Quality $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Thin Films.” *Physica A*, 358 :119-122
- Rose-Innes, A.G., Rhoderick, E.H. (1978). “*Introduction to superconductivity(2).*” Oxford:Pergamon Pres.
- Rothman, S. J., ve Roubort J. L. (1989). “Tracer diffusion of oxygen in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.” *Physical Review B*, 40, 8852–8860
- Rydh A. (2001). “*Vortex Properties from Resistive Transport Measurements on Extreme Type II Superconductors.*” Chapter 1, 5-13 p.
- Salamati, H., Kameli, P. (2004). “AC Susceptibility Study of YBCO Thin Film and BSCCO Bulk Superconductors” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 278:237–243.

- Salamati, H. & Kameli, P. (2004). "The effect of Bi-2212 phase on the weak link behavior of Bi-2223 superconductors." *Physica C*, 403, 60-66.
- Seeber, B. (1998). "*Handbook of Applied Superconductivity*." 1.Cilt, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK
- Segawa K. ve Ando Y. (2001). "Zn-doping effect on the normal-state charge transport in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals at low temperatures." *Physica C*, 30-33, 357-360.
- Serway, R. A. (1996). "*Fen ve mühendislik için fizik (Cilt 3)*." (K. Çolakoğlu, Çev.). Ankara: Palme Yayıncılık.
- Skokov V. N., Koverda. V. P. (1993). "Thermal multistability of thin YBCO films carrying direct current." *Cryogenics*, 33, 1072-1076.
- Specht, E.D., Sparks, C.J., Dhere, A.G., Brynestad, J., Cavin, O.B., Kroeger, D.M. and Oye, H.A. (1988). "Effect of Oxygen Pressure on the Orthorombic-Tetragonal Transition in the High Temperature Superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$." *Physical Review B*, 37, 7426-7434
- Tarascon, J. M., Barboux, P., Miceli, P. F., Greene, L. H. ve Hull. G. W. (1988). "Structural and physical properties of the metal (M) substituted $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_{7-y}$ perovskite." *Phys. Rev. B*, 37, 7458-7469.
- Taylor, J. R., ve Zafaritos, C. D. (1996). "*Fizik ve mühendislikte modern fizik*." (B. Karaoğlu, Çev.). İstanbul: Arte Güven Yayınları.

- Tepe, M. (1997). “*AC manyetik süseptibilite ölçüm yöntemiyle yüksek sıcaklık Süperiletkenlerine katkı maddelerinin etkisinin incelenmesi.*” Doktora Tezi, Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 91 s.
- Tomimoto, K., Terasaki, I., Rykov, A. I., Mimura, T. and Tajima. S. (1999). “Impurity effects on the superconducting coherence length in Zn- or Ni-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$ single crystals.” *Phys. Rev. B*, *60*, 114–117.
- Vedawyas M. and Bhagwat A. (1998). “Annealing studies of Zn and Fe doped epitaxially grown YBCO thin films.” *Solid State Commun.*, *105*, 713–717.
- Verhaege, T. Herrmann, P. F., Bock, J., Cowey, L., Moulaert, G., Freyhardt, H. C., Usoskin, A., Paasi, J., and Collet. M. (2000). “European project on a self-limiting superconducting power link.” *Supercond. Sci. Technol.*, *13*, 488–492.
- Vo, N.V, Ostenson, JE., Willis, J.O, Smith J.L., Liu, H.K., Dou, S.X. (1998). Magnetization studies and irreversibility behavior of high- T_c superconducting Bi(Pb)-2223 multifilamentary Ag-sheathed PIT tapes prepared from differently synthesized precursor powders, *Sol. State Commun.*, *108*(5), 319-324.
- Wu, M. K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P., Meng, R. L., Gao, L., Huang, Z. J., Wang, Y. Q. and Cu, C. W.(1987). “Superconducting at 93 K in new mixed-phase Y-Ba- Cu-O compound system at ambient pressure.” *Phys. Rev. Lett.* *48*, 908, 1987.
- Yao, X., Oka, A., Izumi, T. ve Shiohara. Y. (2000). “Crystal growth and superconductivity of Fe-doped YBCO single crystals.” *Physica C*, *339*, 99–105.