TÜBİTAK

# Taşıyıcı Enjeksiyon Metodu ile Bi-Bazlı H$T_c$ Süperiletken Whisker' lardan Hazırlanan Josephson Eklemlerde Süperiletkenliğin Ayarlanması

**Program Kodu:** 1001

**Proje No:** 114F203


Proje Yürütücüsü:
**Prof. Dr. Mehmet Ali AKSAN**

Araştırmacı(lar):

Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI

Bursiyer:

Olcay KIZILASLAN



NİSAN 2016
MALATYA

## ÖNSÖZ

Bu projede BiSrCaCuO süperiletken tek kristal whisker' ların ve bu whisker' lardan hazırlanan çapraz eklemlerin fiziksel özelliklerine taşıyıcı enjeksiyon yönteminin etkileri araştırılmıştır. Proje iki aşamadan oluşmaktadır: Birinci aşamada cam-seramik tekniği ile üretilen H$T_c$ Bi-2212 whisker' lardaki taşıyıcı konsantrasyonu taşıyıcı enjeksiyon yöntemi ile değiştirilmiştir. Tek kristal Bi-2212 sistemi kendi içinde doğal (öz) Josephson eklem özelliği gösterdiğinden taşıyıcı konsantrasyonunun (düşük taşıyıcı konsantrasyonu (underdoped) bölgesinden yüksek taşıyıcı konsantrasyonu (overdoped) bölgesine kadar) Bi-2212 whisker' ların süperiletken enerji aralığı, bariyer transparanlığı, pseudo-gap fazı özelliklerine etkisi araştırılmıştır. Bu metodun aynı numune üzerinde farklı taşıyıcı konsantrasyonu dolayısı ile farklı süperiletkenlik aralığında çalışma fırsatı sunması, literatürde farklı numuneler üzerinde yapılan tünelleme spektroskopisi çalışmalarına göre daha doğru bilgiler elde edinilebileceğini göstermiştir.

Bu proje kapsamındaki ikinci aşamada bir altlık üzerine çapraz olarak yerleştirilen iki whisker' dan hazırlanan çapraz Josephson eklemlerin (cross junctions) çoklu dal karakteristiği, kritik akım yoğunluğu ve tünelleme bariyeri gibi fiziksel özelliklerinin üzerine taşıyıcı enjeksiyonunun etkileri araştırılmıştır. Bu yöntemle çapraz eklemlerde oluşan doğal (öz) Josephson eklemlerin yanı sıra elde edilen yapay eklemlerin kontrol edilmesi ve teknolojik uygulamaları irdelenmiştir.

Bu çalışma TÜBİTAK tarafından 114F203 proje numarası ile desteklemiştir. Öncelikle projenin gerçekleştirilmesine destek veren TÜBİTAK Matematik-Fen Araştırma Grubuna (MFAG), İnönü Üniversitesine, çapraz eklemlerin I-V karakteristiğinin belirlenmesinde yardımlarından dolayı TOBB-ETU Üniversitesi, Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyesi Doç. Dr. Ali BOZBEY' e ve adım-tipi (step-like) geometri oluşturulmasında yardımlarını esirgemeyen Almanya, Erlangen Üniversitesi, Fizik Bölümünden Y. Koval ve P. Mueller' e teşekkür ederiz.

**İÇİNDEKİLER**


| | Sayfa |
|---|---|
| ÖNSÖZ ……. | i |
| İÇİNDEKİLER …….. | ii |
| ŞEKİLLER LİSTESİ …… | iv |
| TABLOLAR LİSTESİ …….. | viii |
| ÖZET ……. | ix |
| ABSTRACT …….. | x |
| 1. GİRİŞ …… | 1 |
| 2. LİTERATÜR ÖZETİ ……... | 3 |
| 2.1. Yüksek Sıcaklık (H$T_c$) Süperiletken Sistemleri ……... | 3 |
| 2.2. BiSrCaCuO (BSCCO) Süperiletken Sistemi ……..... | 4 |
| 2.3. H$T_c$ Süperiletkenlerde Taşıyıcı İlavesi (Doping Olayı) ……. | 6 |
| 2.4. Taşıyıcı Enjeksiyon Metodu ……..... | 8 |
| 2.5. Pseudogap Fazı ……. | 9 |
| 2.6. Bi-Bazlı H$T_c$ Süperiletkenlerde Tünelleme Spektroskopisi (STM) Sonuçları …. | 11 |
| 2.7. Süperiletken-Yalıtkan-Süperiletken (S-I-S) Tünellemesi …….. | 13 |
| 2.8. Josephson Etkisi ……. | 16 |
| 2.8.1. DC Josephson Etkisi …… | 17 |
| 2.8.2. AC Josephson Etkisi …… | 18 |
| 2.9. Doğal Josephson Eklemleri ……..... | 21 |
| 2.10. Devre Modeli (RSCJ Modeli) …….. | 22 |
| 2.11. DC SQUID (Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı) ……. | 26 |
| 3. GEREÇ VE YÖNTEM …… | 33 |
| 3.1. Bi-2212 Süperiletken Tek Kristal Whisker' ların Büyütülmesi …….. | 33 |
| 3.2. Çapraz Şeklinde Whisker (Cross-Whiskers) Eklemlerin Hazırlanması …….. | 33 |
| 3.3. DC Ölçümler için Deneysel Düzenek ……..... | 34 |

4. BULGULAR VE TARTIŞMA ……..… 36

4.1. Üretilen Whisker' lara Ait Deneysel Sonuçlar ……..... 36

4.2. Bi-2212 Tek-Kristal Whisker' larda Taşıyıcı Enjeksiyonu ile $c$-Ekseni Boyunca Özdirencin Kontrol Edilmesi ve Pseudogap Fazının Sistematik Olarak Araştırılması …….. 39

4.3. Bi-2212 Tek-Kristal Whisker' larda Süperiletken Enerji Aralığı …… 49

4.4. Çapraz Şeklindeki Whisker Eklemlerin Hazırlanması ve Karakterizasyonu ….. 50

4.5. Çapraz-Eklemler Üzerine Taşıyıcı Enjeksiyon Etkisi ……..... 57

5. SONUÇ …… 64

KAYNAKLAR ……... 67

## ŞEKİLLER LİSTESİ

**Sayfa**

**Şekil 2.1.** a) Taşıyıcı ilavesi (dopingi) yapılmamış bir Cu-O tabakasının şematik gösterimi, b) Boşluk (hole) ilavesi (dopingi) yapıldıktan sonra modifiye olmuş elektronik yapı …….. 3

**Şekil 2.2.** H$T_c$ süperiletkenlerin genel faz diyagramı …… 4

**Şekil 2.3.** Bi-2212 sisteminin kristal yapısı ……. 5

**Şekil 2.4.** Bi-2212 sistemi için $T_c$' nin hole konsantrasyonu, p, ile parabolik değişimini gösteren faz diyagramı …… 8

**Şekil 2.5.** Bi-2212 sisteminde $c$-ekseni boyunca taşıyıcı enjeksiyonunun temsili gösterimi ……... 9

**Şekil 2.6.** Boşluk (hole) ilavesi yapılmış H$T_c$ sisteminin faz diyagramı için iki senaryo: a) T* geçiş (crossover) sıcaklığı $T_c$ ile aşırı katkı (overdoped) durumunun kenarında çakışır. b) T* geçiş (crossover) sıcaklığı süperiletken (SC) kubbeyi tepe noktadan keser ve kritik kuantum noktasında (QCP) sıfıra düşer …….. 10

**Şekil 2.7.** Değişik miktarlarda boşluk (hole) ilavesi yapılmış H$T_c$ süperiletkenler için faz diyagramı …… 11

**Şekil 2.8.** a) Niyobyum için 335 mK sıcaklığında $dI/dV$ karakteristiği. Burada kalın çizgi $\Delta$~1meV' deki BSC modeli sonucunu göstermektedir. b) Optimum düzeyde taşıyıcı ilavesi durumunda Bi-2212 ($T_c$ = 92K) sisteminin 4.8 K' de $dI/dV$ karakteristiği. Burada $\Delta$= 27 meV ve noktalı çizgi s-tipi dalga, kalın çizgi ise d-tipi dalga BSC modeli sonucunu göstermektedir. c) Y-123 sisteminin 4.2 K' de $dI/dV$ karakteristiği. d) Aşırı derecede taşıyıcı katkısı yapılmış Bi-2201 ($T_c$ = 10 K) sisteminin 2.5 K' de $dI/dV$ karakteristiği. e) Optimum düzeyde taşıyıcı katkısı yapılmış $Sr_{0.9}La_{0.1}CuO_2$ sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. f) Düşük taşıyıcı katkısı yapılmış Bi-2223 ($T_c$ = 111 K) sisteminin 4.2 K' de $dI/dV$ karakteristiği …… 12

**Şekil 2.9.** CuO düzleminin fonksiyonu olarak enerji aralığının değişimi …… 13

**Şekil 2.10.** S-I-S tünellemesi. a) $T$ > 0 için S-I-S tünellemesinin bozon yoğunlaşması temsili. Termal uyarılmadan dolayı Cooper çiftlerinin yanı sıra kuazi-parçacıklar da tünelleme yaparlar. b) Gerilim uygulanmadığı durum. c) $T$=0 K' de $V > +2\Delta/e$ için elektron tünellemesi. d) $T$=0 K' de çift tünellemesinin gerilime bağlılığı. $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$ aralığında kuazi-parçacık tünellemesi görülmemektedir. e) $T$ > 0 için $0 < V < 2\Delta/e$ aralığında küçük bir akı akışı

gözlenmektedir ve bu değerin üstünde normalden çok fazla bir artış olmaktadır. f) Farklı enerji aralıklarına sahip iki süperiletken için S-I-S tünellemesi ……. 14
**Şekil 2.11.** Bir S-I-S ekleminde düzen parametresinin değişimi ……. 16
**Şekil 2.12.** Geleneksel süperiletkenlerde gerilim akımının sıcaklığa bağlı olarak değişimi ……. 20
**Şekil 2.13.** Bi-2212 sisteminin kristal yapısından kaynaklanan arda arda yığılmış doğal Josephson eklemleri …… 21
**Şekil 2.14.** RCSJ (direnç ve kapasitif şantlı eklem) devre modeli …….. 23
**Şekil 2.15.** a) Deneysel Nb/AlOx/Nb eklemi için tünelleme karakteristiği, b) tünelleme eklemi için iletkenliğin gerilimle değişimi …….. 23
**Şekil 2.16.** a) $\beta_c \rightarrow 0$ olan aşırı sönüm eklemler için I-V karakteristiği, b) $\beta_c \rightarrow \infty$ olan zayıf sönüm eklemler için I-V karakteristiği. Burada oklar akımın yönünü göstermektedir ……. 25
**Şekil 2.17.** a) Uygulanan manyetik alanı, b) kritik akımın uygulanan alana verdiği tepkiyi, c) ilmeğin indüklediği manyetik akının dışarıdan uygulanan manyetik alanla değişimini ve d) ilmeğin içine sızan manyetik akının uygulanan alanla değişimini göstermektedir …….. 26
**Şekil 2.18.** DC SQUID' in devre gösterimi …….. 27
**Şekil 2.19.** a) Dış manyetik alanla indüklenen akım, b) kritik akımın kuantanın katlarına göre değişmesi …… 28
**Şekil 2.20.** Manyetik alanın fonksiyonu olarak a) kritik akımın ve b) gerilimin değişimi ……. 31
**Şekil 2.21.** Farklı $\beta_l$ değerleri için uygulanan manyetik alanla toplam manyetik akının değişimi ……. 32
**Şekil 3.1.** a) Çapraz şeklinde whisker (cross-whiskers) eklemlerin şematik gösterimi, b) ısıl işlem süresince oluşan ara yüzey ve c) çapraz şeklinde whisker (cross-whiskers) eklemin SEM fotoğrafı …….. 34
**Şekil 3.2.** I-V karakterizasyon ölçüm sisteminin şematik diyagramı …….. 35
**Şekil 4.1.** Eriyikten çok hızlı soğutma (melt-quenching) tekniği ile üretilen cam plakalar ……. 36
**Şekil 4.2.** a) 10 $^{o}$C/dk ısıtma hızı ile alınmış $Bi_3Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ cam materyaline ait DTA deseni, b) 10 $^{o}$C/dakika ısıtma hızında 850 $^{o}$C de 120 saatlik ısıl işlem ile üretilen süperiletken whisker' lar …….. 37
**Şekil 4.3.** Eriyikten çok hızlı soğutma (melt-quenching) ile üretilen cam materyale ve 850 $^{o}$C' de 120 saat ısıl işlem ile üretilen whisker' a ait XRD desenleri …… 37
**Şekil 4.4.** 850 $^{o}$C' de 120 saatte üretilmiş whiske'r ların SEM fotoğrafları: a) Tek

bir whisker' ın SEM fotoğrafı ve b) EDX nokta haritalama SEM fotoğrafı …….. 38
**Şekil 4.5.** Tek bir Bi-2212 whisker' a ait direnç-sıcaklık (R-T) eğrisi …….. 38
**Şekil 4.6.** 4.2 K' de whisker' dan oluşturulan adım-tipi (step-like) kristal yığını için gerçekleştirilen taşıyıcı enjeksiyon prosedürü. CI-1, …, CI-5 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyon adımlarını göstermektedir …….. 41
**Şekil 4.7.** 4.2 K' de 1.26 mA' lik sabit akımda zaman ile yükleme gerilimin azalması. Eğri CI-3 taşıyıcı adımı için verilmiştir. Kesikli kırmızı çizgi Kohlrausch fonksiyonuna (denklem 4.1) göre yapılan eğri uydurmayı göstermektedir …… 42
**Şekil 4.8.** Taşıyıcı enjeksiyonu ile Bi-2212 whisker' ın $c$-ekseni boyunca özdirencinin sıcaklıkla değişimi ……... 44
**Şekil 4.9.** Bi-2212 tek kristal whisker' ın 4.2 K' de gerçekleştirilen değişik taşıyıcı enjeksiyon adımlarından sonraki $I$–$V$ karakteristiği. İçteki şekil ilk taşıyıcı enjeksiyonundan (CI-1) sonraki 65 kuazi-parçacık dallarını göstermektedir …… 45
**Şekil 4.10.** Değişik taşıyıcı konsantrasyonuna sahip Bi-2212 tek kristal whisker' ların $\rho_c$–$T$ eğrilerinin $\rho_c^T = (A/T)\exp(\Delta/T) + C + DT$ fonksiyonuna uydurulması (fitting) ile elde edilen $A$, $\Delta$, $C$ ve $D$ parametrelerinin hole konsantrasyonu ile değişimi …….. 47
**Şekil 4.11.** $T^*$ geçiş sıcaklığının özdirenç eğrisi üzerinde belirlenmesi. Siyah renkli eğri $\rho_c^T = C + DT$ fonksiyonunu temsil eder. Deneysel verilerden %1' lik sapma ile $T^*$ geçiş sıcaklığı elde edilmiştir …… 48
**Şekil 4.12.** $T^*$ geçiş sıcaklığının taşıyıcı enjeksiyonu ile değiştirilen taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı. Noktalı çizgi $T^*$ geçiş sıcaklığının lineer ekstrapolasyonunu göstermektedir …….. 49
**Şekil 4.13.** a) Çapraz şeklinde whisker eklemlerin (cross-junction) şematik gösterimi, b) ısıl işlem süresince oluşan ara yüzey ve c) çapraz şeklinde whisker eklemin (cross-junction) SEM fotoğrafı …… 51
**Şekil 4.14.** a) Çapraz whisker eklemin (cross-junction) özdirencinin sıcaklıkla değişimi ($\rho$-T). Kırmızı oklarla gösterilen $T_J$ Josephson çiftleniminin başladığı sıcaklıktır. b) $d\rho/dT$ diferensiyelinin sıcaklıkla değişimi …… 52
**Şekil 4.15.** a) ve b) sırasıyla J1 ve J3 numuneleri için farklı sıcaklılarda I-V karakteristiği, c) ve d) J1 ve J3 numuneleri için kritik akımın sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Burada mavi ile gösterilen parabolik eğri Ambegaokar-Baratof teorisini gösterirken kırmızı ile gösterilen eğri termal enerjiden ($E_J$=$k_BT$) elde edilen eğriyi göstermektedir …….. 53

**Şekil 4.16.** J1 ve J3 çapraz eklemleri için yüksek akımlarda yapay Josephson eklemine ilave olarak doğal Josephson eklemlerin gözlenmesi …….. 54
**Şekil 4.17.** J1 ve J3 eklemleri için üç farklı sıcaklıkta (4.2 K, 13.8 K ve 17 K) I-V karakteristikleri ……. 56
**Şekil 4.18.** Yüksek akım değerlerinde sabit akım modunda taşıyıcı enjeksiyonu yapılan J1 ve J3 eklemlerindeki I-V karakteristikleri ……..... 58
**Şekil 4.19.** Enjekte edilen gerilimin zaman bağımlılığı ……. 60
**Şekil 4.20.** a) J1 eklemi için taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra elde edilen I-V karakteristiği. İç kısımdaki küçük şekil taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış saf numune için I-V karakteristiğini göstermektedir. b) J3 eklemi için I-V karakteristiği 62
**Şekil 4.21.** Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra J1 ve J3 eklemleri için $\rho$-T eğrileri ……... 63

## TABLOLAR LİSTESİ

**Sayfa**

**Tablo 4.1.** Her bir taşıyıcı enjeksiyonu sonucu denklem (4.1) kullanılarak hesaplanan Cu atomu başına taşıyıcı (hole) sayısı, p …….. 40

**Tablo 4.2.** Üretilen çapraz şeklindeki whisker eklemlerin (cross-junctions) özellikleri ……... 51

**Tablo 4.3.** Şekil 4.19' da gösterilen taşıyıcı enjeksiyonu ile meydana gelen gerilim düşüşünün Kohlrausch fonksiyonuna fit edilmesi ile elde edilen eğri uydurma parametreleri …… 59

## ÖZET

Taşıyıcı enjeksiyon etkisinin keşfi süperiletken doğal (öz) Josephson eklemlerin farklı perspektiften çalışılmasına olanak sağlamıştır. Bu projede, doğal (öz) Josephson eklemlerde kritik sıcaklık, kritik akım yoğunluğu, kritik sıcaklık, $c$-eksenindeki özdirenç ve tünellleme bariyerinin geçirgenliği gibi özelliklerin düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumuna kadar kontrollü bir şekilde ayarlanabileceğini gösterilmiştir. Süperiletken özelliklerdeki bu değişiklikler BiO ve SrO tabakalarında tuzaklanan yüklerin süperiletken CuO tabakasında yük taşıyıcıları (boşluklar) indüklemesi ile açıklanabilmektedir.

Bu projede Bi-bazlı H$T_c$ süperiletken whisker' larda taşıyıcı enjeksiyonu ile taşıyıcı katkılaması (dopingi) etkisi çalışılmıştır. İki whisker kullanılarak hazırlanan çapraz eklemler taşıyıcı enjeksiyon etkisi ile modifiye edilmiştir. Ayrıca, elektron tuzaklanma mekanizması, süperiletken enerji aralığı ve pseudogap fazı gibi bazı özellikler de tartışılmıştır. $c$-ekseni boyunca akan akımların I-V karakteristikleri analiz edilmiş ve tabakalar arası yük iletim mekanizması hakkında tartışma yapılmıştır. BSCCO whisker tek kristallerde tabakalar arasındaki yük iletiminin sıcaklığa bağlılığı süperiletken geçiş sıcaklığının altında termal aktivasyon davranışından tabakaları arası kuantum tünellemesine doğru bir geçiş gösterdiği belirlenmiştir.

**ABSTRACT**

Discovery of the carrier injection effect has allowed to be investigated the superconducting intrinsic Josephson effect in a different perspective. In this project, it is showed that the some properties such as the critical temperature, the $c$-axis resistivity, the transparency of tunneling barrier and the critical current density in the intrinsic Josephson junctions can be tuned in a controlled way from the underdoped state to the overdoped state. These changes occurred in the superconducting properties can be explained by the fact that the charges are trapped in the BiO and the SrO layer and then the charge carriers (holes) are induced in the superconducting CuO planes.

In this project, the doping effect by the charge carrier injection in the Bi-based H$T_c$ superconducting whiskers was studied. The cross junctions prepared using two whiskers were modified by the charge carrier injection. Additionally, some features such as the electron trapping mechanism, the superconducting energy gap and the pseudogap phase were also discussed. The I-V characteristics of the currents flowing along the $c$-axis were analyzed and discussion about the interlayer charge transport mechanism were given. Temperature dependence of the interlayer charge transport in the BSCCO whiskers single crystals exhibited a crossover from thermally activated behavior to the interlayer quantum tunneling below the superconducting transition temperature.

## 1. GİRİŞ

Süperiletkenliğin 1907 yılında K. Onnes tarafından keşfi bilim dünyasında yeni bir dönemin başlangıcı olmuştur. 1907' den itibaren bu konuda gerek deneysel gerekse teorik olarak birçok araştırma yapılmış ve hala yoğun bir şekilde devam etmektedir. 1907 ile 1986 yılları arasında birçok metal ve alaşımların süperiletkenlik gösterdikleri bulunmuştur. Cu-O tabanlı yüksek sıcaklık (H$T_c$) süperiletkenlerin keşfedilmesi ile 1986 yılı yeni bir kilometre taşı olmuştur. H$T_c$ süperiletkenler ile süperiletken geçiş sıcaklığının, $T_c$, sıvı azot sıcaklığı olan 77 K' in üzerine çıkarılması bilim dünyasında yeni bir heyecan yaratmıştır. Günümüzde$T_c$ sıcaklığını yüksek sıcaklıklara doğru kaydırmak ve aynı zamanda H$T_c$ süperiletkenlerinin teknolojiye uygulanabilirliği çalışmaları yoğun bir şekilde devam etmektedir.Bu noktada oldukça büyük mesafe kat edilmiştir. Son yıllardaki teknolojik ilerlemeler özellikle de mikro ve nano-teknolojideki gelişmeler süperiletken malzemelerin küçük ölçekte (small scale) üretilmelerini ve kullanılmalarına olanak sağlamıştır.

1955 yılında metallerde başlangıçta istenmeyen bir durum olan whisker adı verilen iğnemsi yapıların büyüdüğü keşfedilmiştir. Ancak zaman ilerledikçe tek kristal doğalarından dolayı bu oluşumların üzerlerine olan ilgi artmıştır. 1989 yılında BiSrCaCuO (BSCCO) bazlı H$T_c$süperiletken malzemelerde iğnemsi whisker' larıngözlenmesi bu tip oluşumlar üzerine yoğun araştırmalar yapılmasına neden olmuştur (Matsubara, 1989). Günümüzde H$T_c$süperiletken whisker' ların gerek karakterizasyonları gerekse teknolojik uygulamaları açısından önemli mesafeler kat edilmiştir. Tek kristal doğaları, doğal (intrinsic) Josephson eklem özelliği göstermeleri, yüksek kritik akım yoğunluğu, $J_c$, ve esnek mekaniksel özelliğe sahip olmaları bu yapıların birçok teknolojik ve/veya endüstriyel alanda uygulamalarını daha da tetiklemiştir.

Genel olarak pek çok araştırmacı süperiletken whisker' ların karakterizasyonu ve büyüme şartları üzerine odaklanmıştır. Diğer yandan yapısal, elektrik, taşınım (transport), manyetik özelliklerinin yanı sıra mekaniksel özellikler (sertlik, elastik modülü, çatlama direnci, esneklik vb.) üzerine de araştırmalar gerçekleştirilmiştir. Mekanik özellikler endüstriyel uygulamaları için en az diğer fiziksel özellikler kadar önem arz etmektedir. Çünkü süperiletken malzemelerin teknolojik uygulamaları çoğu kez bu yapıların zayıf mekanik performansları diğer bir deyişle son derece düşük esneklik ve yüksek kırılganlık özellikleri yüzünden sınırlandırılmaktadır. Bundan dolayı, süperiletken whisker' ların mekanik özelliklerinin araştırılması endüstrideki olası uygulamalar için büyük öneme sahiptir. Ancak,

whisker' ların mikro/nano ölçekteki boyutları dolayısıyla mekaniksel özelliklerin belirlenmesi için gerekli test yöntemleri son derece sınırlıdır.

H$T_c$ süperiletkenlerinin keşfedilmesinden sonra anizotropik özellik gösteren bu sistemlerden bazılarının ($Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, $(BiPb)_2Sr_2CaCu_2O_8$, $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$) doğal (öz) Josephson etkisi (Intrinsic Josephson Effect-IJE) gösterdiği bulunmuştur. Yapılan araştırmalar kristalin *c*-ekseni boyunca hem DC hem de AC Josephson etkisinin gözlenebileceğini ortaya koymuştur. Doğal (öz) Josephson etkisini gözlemek için tek kristal bir malzemeye *c*-ekseni boyunca bir akım uygulanması ve oluşan gerilimin okunması ile I-V karakteristiğinin belirlenmesi gerekmektedir. Günümüzde H$T_c$ süperiletkenlerin doğal (öz) Josephson etkisi gösterdiği olgusundan faydalanarak yapılan çok küçük kesitli aygıtlar mikro/nano elektronik sanayide kullanılabilecek düzeydedir. Farklı teknikler kullanılarak hazırlanan tek kristal BSCCO sistemlerinden üretilen doğal (öz) Josephson eklemlerinin (IJJ) yanı sıra iki tane tek kristal Bi-2212 süperiletken whisker'i uygun bir altlık üzerine çapraz yerleştirip, yüksek sıcaklıklarda ısıl işlem uygulanarak ta doğal (öz) Josephson eklemlerinin (IJJ) üretimi gerçekleştirilebilmektedir. Bu metotla doğal(öz) Josephson eklemleri (IJJ) daha kolay ve ileri teknoloji gerektiren sistemler kullanılmadan elde edilebilmektedir.

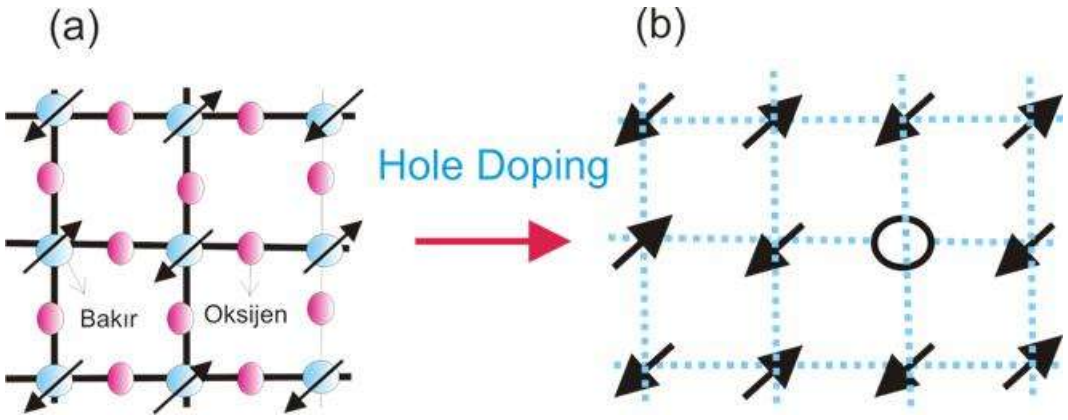
Bu projede cam-seramik tekniği ile üretilen H$T_c$ Bi-2212 whisker' lardaki taşıyıcı (hole) konsantrasyonunun enjeksiyon yöntemi ile değiştirilmesi ve fiziksel özellikler üzerindeki etkisi incelenmiştir.Tek-kristal Bi-2212 sistemi kendi içerisinde doğal (öz) Josephson eklemine sahip olduğundan taşıyıcı konsantrasyonunun (underdoped bölgesinden overdoped bölgesine kadar) eklemin süperiletken özelliklerine etkisinin araştırılması hedeflenmiştir. Bu metodun aynı numune üzerinde farklı taşıyıcı konsantrasyonu dolayısı ile farklı süperiletkenlik aralığında çalışma fırsatı sunmasıyla literatürde farklı numuneler üzerinde yapılan tünelleme spektroskopisi çalışmalarına göre avantajlı bir yöntem olarak karşımıza çıkmaktadır.

İkinci basamakta bir altlık üzerine çapraz olarak yerleştirilen taşıyıcı konsantrasyonları değiştirilmiş whisker'larda doğal (öz) Josephson eklemlerin yanı sıra elde edilecek olan yapay Josephson eklemleri (crossjunctions) üzerine yoğunlaşarak bu eklemlerin geleneksel Josephson eklem karakteristiği sergileyip sergilemediği incelenmiştir.

## 2. LİTERATÜR ÖZETİ

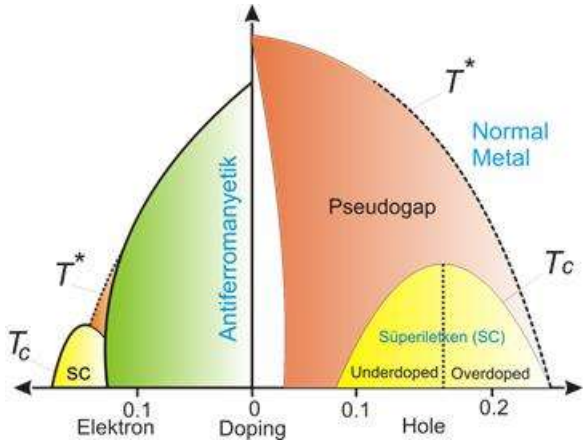
### 2.1. Yüksek Sıcaklık (H$T_c$) Süperiletken Sistemleri

Yüksek sıcaklık (H$T_c$) süperiletken sistemler yük ilavesi (doping) yapılmadığı durumda antiferromanyetik Mott yalıtkandırlar. Mott yalıtkanı durumunda elektronların enerjik olarak tercih edecekleri başka bir durum olmadığı için elektronlar birbirlerine uyguladıkları Coulomb itmesi nedeniyle örgü noktalarında lokalize olurlar. H$T_c$süperiletkenlerin ortak özelliği hepsinin CuO düzlemlerine sahip olmasıdır. Boşluk (hole) veya elektronların CuO düzlemlerine ilave edilmesiyle antiferromanyetik Mott yalıtkanlığı bozulur ve belli miktarda taşıyıcı konsantrasyonuna sahip süperiletken sistem elde edilmiş olur, şekil 2.1. H$T_c$süperiletkenlerde süperiletken düzen parametresinin çiftlenim simetrisi geleneksel (s-dalgası tipinde) süperiletkenlerinaksine $d_{x^2-y^2}$(d-dalgası tipinde) tipinde süperiletkenlik sergiler (Tsuei ve Kirtley, 2000). Ancak, bütün H$T_c$süperiletken sistemler d-dalgası tipinde çiftlenim simetrisi göstermezler. Örneğin $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Y-123) süperiletken sistemi (s+d)-dalgası tipinde çiftlenim simetrisi göstermektedir (Yeh vd., 2001). Aslında, taşıyıcı katkısı (doping) miktarına bağlı olarak taşıyıcıların elektron olduğu H$T_c$süperiletkenlerde çiftlenim simetrisinin s-dalgası tipinde mi yoksa d-dalgası tipinde mi olduğu hala tartışma konusudur (Beck vd.; 1998, Shen vd., 2005; Stadlober vd., 1995; Chen vd., 2002; Tsuei ve Kirtley, 2000; Matsui vd., 2005; Blumberg vd., 2002).




**Şekil 2.1.** a) Taşıyıcı ilavesi (dopingi) yapılmamış bir Cu-O tabakasının şematik gösterimi, b) Boşluk (hole) ilavesi (dopingi) yapıldıktan sonra modifiye olmuş elektronik yapı.

Elektron tipi H$T_c$süperiletkenlerde elektronlar bakır atomunun (Cu) d-yörüngesine yerleşmektedir ve bu durumda $Cu^{+2}$ iyonu $Cu^{+}$ iyonuna dönüşmektedir(Krol vd., 1990; Liang vd., 1995). Tersine boşluk(hole) tipi H$T_c$süperiletkenlerde boşluklar (holler) oksijen atomunun p-yörüngesine yerleşmektedir (Tranquada vd., 1987; Fujimori vd., 1987; Tan vd., 1993). Oksijen atomunun p-yörüngesine yapılan boşluk (hole)katkılaması Cu atomları arasında ferromanyetik çiftlenime yol açar. Böylece, antiferromanyetik Mott yalıtkanına yapılan taşıyıcı katkılaması yapıdaki spin düzlenmesinin bozulmasına yol açar. Ancak, taşıyıcıların elektronlar olduğu H$T_c$süperiletkenlerde Cu atomları spinsiz $Cu^{+}$ iyonlarını oluştururlar ve bu durum antiferromanyetizmanın etkisini azaltmaktadır. Sonuç olarak, elektron tipi taşıyıcılara sahip H$T_c$süperiletkenlerin faz diyagramlarında antiferromanyetik bölge daha geniş bir aralıkta gözlenmektedir, şekil2.2.



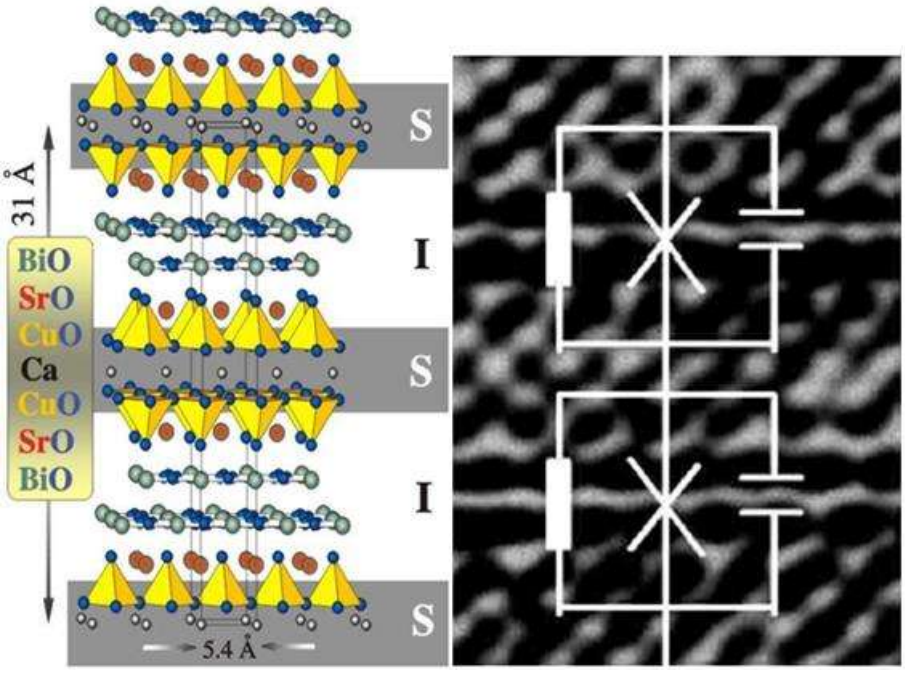

**Şekil 2.2.** H$T_c$süperiletkenlerin genel faz diyagramı. Boşluk (hole) ve elektron tipi süperiletken sistemlerin faz diyagramları beraber gösterilmiştir.

### 2.2. BiSrCaCuO (BSCCO) Süperiletken Sistemi

1988 yılında Maeda ve arkadaşları tarafından BSCCO sisteminin süperiletken olduğu keşfedilmiştir (Yeh vd., 2001). Bi-bazlı H$T_c$süperiletken sisteminin genel formülü $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4+\delta}$ şeklindedir. Bi-bazlı süperiletken sistemi CuO düzleminin sayısına bağlı olarak Bi-2201, Bi-2212 ve Bi-2223 olmak üzere üç faza sahiptir. Artan CuO düzlemi sayısıyla $T_c$ değeri de artmaktadır: Bi-2201 fazı için $T_c$ 20 K (düşük sıcaklık fazı), Bi-2212 fazı için 85 K ve Bi-2223 fazı için ise 110 K(yüksek sıcaklık fazı) dir. Tetragonal simetrili birim hücreye sahip olan Bi-2201 fazı Ca atomu içermez. Birim hücre parametreleri $a = b$ = 5.4 Å ve $c$ = 30.89 Å

değerindedir. Bi-2212 fazı tetragonal simetrili birim hücreye sahiptir, şekil 2.3, ve kristal yapı BiO/SrO/CuO/Ca/CuO/SrO/BiO şeklinde bir istiflenmeye sahiptir. Birim hücre parametreleri *a* = *b* = 5.4 Å ve *c* = 30.89 Å dir(Tarascon vd., 1988). Bi-2223 fazınınbirim hücre parametreleri ise*a* = *b* = 5.39 Å ve *c* = 37.1 Åşeklindedir(Tarascon vd., 2005).

BSCCO süperiletken sisteminde doğal bariyerlerin varlığı bu sistemi Josephson tünellemesine uygun hale getirmiştir. Bir BSCCO kristali birçok Josephson eklemin bir araya geldiği bir yığın olarak düşünülebilir. BSCCO sisteminde Josephson ekleminin varlığı ilk olarak 1992 yılında Klenier vd. tarafından keşfedildi ve doğal (öz) Josephson eklemler (Intrinsic Josephson Junction; IJJ) olarak adlandırıldı (Kleiner vd., 1992). Bu sistemlerde CuOtabakası 3 Å, BiO ve SrO tabakaları ise toplamda 12 Å' lık bir kalınlığa sahiptir. Bu durumda bir Josephson eklemin kalınlığı yaklaşık 15 Å kadar olmaktadır.




**Şekil 2.3.** Bi-2212 sisteminin kristal yapısı. İletken Cu-O tabakaları *c*-ekseni boyunca yalıtkan Sr-O ve Bi-O tabakaları arasında sıralanmaktadır. Süperiletken tabakalar S, yalıtkan tabakalar ise I ile gösterilmektedir.

BSCCO sistemi *ab*-düzlemi ve *c*-ekseni boyunca olan çiftlenim kuvvetleri farklı olduğu için anizotropik özellik sergiler. *c*-ekseni boyunca BiO tabakaları arasındaki çiftlenim kuvveti çok zayıftır ve bu tabakalar çok küçük kuvvetlerle birbirinden ayrılabilirler (Lindberg vd., 1989). Ayrıca, yüksek derecedeki anizotropik durum BSCCO sistemlerinin süperiletken

özelliklerini de etkilemektedir. Örneğin, BSCCO sisteminde *ab*-düzlemindeki kritik akım yoğunluğu, $J_{ab}$, 2 MA/cm$^2$ iken *c*-ekseni boyunca, $J_c$ değeri sadece 1kA/ cm$^2$ büyüklüğündedir.

### 2.3.H$T_c$ Süperiletkenlerde Taşıyıcı Katkılaması (Doping Olayı)

BCS tipi süperiletkenlerde çiftlenme enerjileri çiftlenim sabitleri ile ilişkilidir($2\Delta$ / $k_BT_c$ =3.5). Ancak, H$T_c$ süperiletkenlerin faz diyagramları çok karmaşıktır.H$T_c$ süperiletkenlerde taşıyıcı konsantrasyonu değiştirilerek antiferromanyetik fazdan süperiletken ve sonrasında metalik faza kadar bir geçiş elde edilir. İletken tabakalardaki taşıyıcı konsantrasyonu yük depoları (rezervleri) olarak adlandırılan yalıtkan tabakaların fiziksel veya kimyasal olarak uyarılmasıyla değiştirilmektedir. H$T_c$süperiletkenlerin temel fazı Mott yalıtkanıdır. Ancak, Mott yalıtkanlarının altında yatan fiziksel mekanizma normal yalıtkanlardan farklıdır. Bant teorisi hesaplamaları Mott yalıtkanlarında bandın yarı dolu olduğunu yani metalik bir davranış sergilemesi gerektiğini göstermiştir. Bu sistemlere düşük konsantrasyonda taşıyıcı katkılaması (dopingi) yapıldığında gözlenen yalıtkan davranışın sebebi Cu-O tabakasındaki elektron-elektron (veya boşluk-boşluk (hole-hole)) itmesidir. Bu tip bir Coulomb itmesinden dolayı komşu elektronların spinleri birbirlerine zıt bir şekilde yönelirler. Bu durum antiferromanyetik faz olarak bilinmektedir ve şekil 2.1' de gösterilmektedir (Patrick vd., 2006).

Yalıtkan fazdan metalik faza geçiş Hubbard modeli ile açıklanmaktadır (Anderson, 1987; Timusk ve Statt,1999). Hubbard modeline göre Coulomb itme enerjisi sıçrama enerjisinden daha büyük olursa, paralel spinli durumlar için Pauli dışarlanma ilkesine uygun olarak sıçrama veya tünelleme olayı yasaklanmaktadır. Bu yüzden, Mott yalıtkanına herhangi bir taşıyıcı katkılaması (dopingi) yapılmadığında, H$T_c$ süperiletkenleri antiferromanyetik yalıtkan durumundadırlar. H$T_c$ süperiletkenlerine yapılan taşıyıcı ilavesi (dopingi) ile örgü noktalarında boşluklar oluşur ve bu sebeple elektronlar Coulomb etkileşmesinden kurtularak boş yerlere doğru hareket ederler. Böylece, taşıyıcı katkılaması (dopingi) ile antiferromanyetik düzenlenme bozulmaktadır (Patrick vd., 2006).

H$T_c$süperiletkenler için genel faz diyagramı şekil 2.2' de gösterilmektedir. Boşluk (hole)katkılaması ile antiferromanyetik düzen hızlıca bastırılır ve bir süre sonra kaybolur. Yeterli taşıyıcı konsantrasyonuna ulaşıldığında ise süperiletken durumun sınırlarını belirleyen kubbe (dome-shaped) şeklinde bir süperiletken geçiş sıcaklığı, $T_c$, karakteristiği gözlenir. Kubbe şeklinde olan süperiletken bölge üç kısma ayrılır: Maksimum $T_c$ değerinin elde edildiği nokta kubbenin tepe noktasıdır ve burada materyal optimum taşıyıcı konsantrasyonuna sahiptir. Bu bölgenin altında ve üstünde kalan bölgeler ise sırasıyla düşük katkı (underdoped)

ve aşırı katkı (overdoped) durumları olarak adlandırılmaktadır. Düşük katkı (underdoped) durumunda düşük boşluk (hole)konsantrasyonundan dolayı süperiletkenlik zayıftır. Bu bölge süperiletkenliğin ve Mott yalıtkan fazının birbirini bastırmaya çalıştığı bölgedir. Bu yüzden materyaller pseudogap olarak adlandırılan geleneksel olmayan normal durum davranışı sergilerler. Geçiş karakteristiğinin sıcaklığa olan bağlılığı pseudogap fazının varlığının bir işaretidir.

Genelde boşluk(hole)katkılaması yapıldığı zaman pseudogap faz geçişi düşük sıcaklık bölgelerine doğru kaymaktadır. Yüksek sıcaklıklarda ise Fermi yüzeyinde herhangi bir aralık oluşmamaktadır (Timusk ve Statt,1999; Hüfner vd., 2008). Optimum taşıyıcı katkılaması durumunda geçiş özellikleri Fermi sıvısı olmayan (non-fermi liquid) bölgedeki mekanizmaya uygun olarak belirlenmektedir. Aşırı katkı (overdoped) bölgesinde ise normal durum karakteristiği olan bir metalik davranış elde edilmektedir.

H$T_c$ süperiletkenlerde taşıyıcı katkılaması kimyasal olarak yalıtkan tabakadaki oksijen stokiyometrisinin değiştirilmesi ile gerçekleştirilebilmektedir. Taşıyıcı katkılaması için bir diğer yol ise metalik atomları farklı valans durumundaki atomlar ile değiştirmektir. Baskın yük taşıyıcılarının boşluk (hole) olduğu p-tipi süperiletkenlerde BiO tabakasındaki fazla oksijen miktarı CuO tabakasındaki boşluk (hole) konsantrasyonunun artmasına sebep olur. Aynı durumda, taşıyıcıların elektronlar olduğu n-tipi süperiletkenlerde elektron konsantrasyonu azalır. Ancak, oksijen içeriği ile boşluk (hole) konsantrasyonu arasında basit bir ilişki olmadığı belirtilmelidir. Yalıtkan tabakaya giren oksijen atomu iki veya üç elektrona ihtiyaç duyar bu da CuO tabakasında hole konsantrasyonunun artması anlamına gelmektedir.

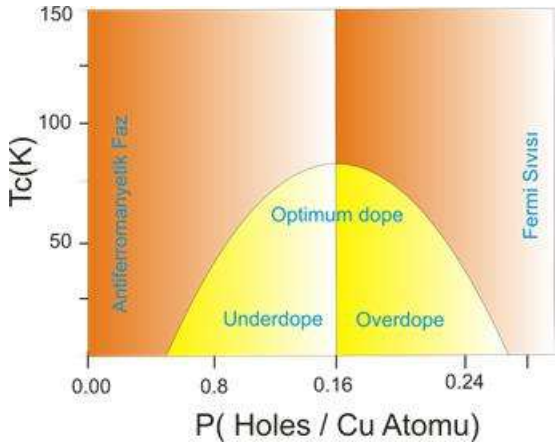
Bi-2212 sistemi için boşluk (hole) konsantrasyonu ile$T_c$ arasındaki ilişki deneysel olarak aşağıdaki eşitlikle verilmektedir (Presland vd., 1991; Zhang ve ve Sato, 1993):

$$T_c = T_c^{max}\,[1 - 82.6(p - 0.16)^2] \tag{2.1}$$

Burada p, Bi-2212 birim hücresindeki Cu atomu başına düşen boşluk (hole) sayısıdır. Bi-2212 sistemi için $T_c^{max} = 90$ K' dir. Şekil 2.4' de görüldüğü gibi $T_c$ değeri boşluk (hole) konsantrasyonu ile parabolik bir değişim göstermektedir. Bi-2212 süperiletkenleri $p = 0.16$ olduğunda 90 K' lik maksimum kritik sıcaklığa sahip olmaktadır.

Taşıyıcı konsantrasyonufoto-doping ve elektrik alan gibi çeşitli fiziksel etkiler ile de değiştirilebilir. Kudinov vd. ışıkla YBCO tek kristalinin direncini ve $T_c$ değerini değiştirilebileceğini göstermişler ve bu yöntemle geniş bir aralıkta taşıyıcı ilavesi yapmayı

başarmışlardır (Kudinov vd., 1990). Normalde elektrik alan ile de taşıyıcı konsantrasyonu değiştirilebilir ancak elektrik alan kesildiğinde yapının tekrar eski haline gelmesi beklenir. Bununla birlikte, elektrik alan ile kalıcı taşıyıcı ilavesi olduğu gözlenmiştir (Ahn vd., 2006). Bu durumun Coulomb kuvvetinden mi yoksa safsızlık oksijenlerinin elektrik alanla yeniden düzenlenişinden mi kaynaklandığı hala tartışma konusudur (Chandrasekhar vd., 1993, 1994).



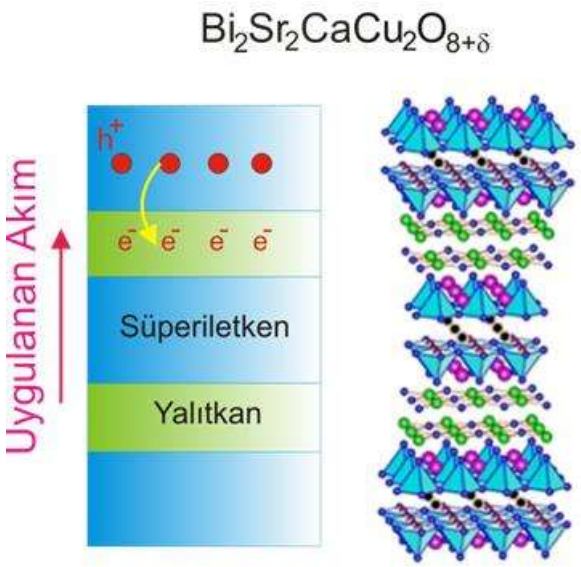

**Şekil 2.4.** Bi-2212 sistemi için $T_c$' nin hole konsantrasyonu, *p*, ile parabolik değişimini gösteren faz diyagramı.

### 2.4. Taşıyıcı Enjeksiyon Metodu

2010 yılında Koval vd. Bi-2212 tek kristaline yeni bir yöntemle taşıyıcı ilavesi yapmayı başardılar (Koval vd., 2010). Bu yöntem Bi-2212 tek kristalinde *c*-ekseni boyunca uygulanan şiddetli bir akımla süperiletkenliğin geniş aralıkta değiştirilebileceğini gösterdi. Bu yöntemin en önemli özelliği kontrollü bir şekilde taşıyıcı ilavesi yapmaya olanak sağlamasıdır. Antiferromanyetik Mott yalıtkanından süperiletkenlik gösteren aşırı katkı (overdoped) bölgesine kadar kontrollü biçimde geçiş sağlanabilmektedir. Bu yöntem düşük sıcaklıklarda kalıcı taşıyıcı ilavesi etkisine neden olur. Taşıyıcı enjeksiyon etkisi tersinir bir süreçtir. Aynı zamanda, bu yöntemle yapıdan taşıyıcı da eksiltilebilir. Taşıyıcı enjeksiyon etkisi Bi-2212' nin yanı sıra $A_nB_nO_{3n+2}$ stokiyometrisine sahip $LaTiO_{3.41}$, $SrNbO_{3.41}$, $CaNbO_{3.41}$, $Sr_{0.95}NbO_{3.37}$ ve $SrNbO_{3.45}$ perovskite sistemlerde de gözlenmiştir (Koval vd., 2011).

Tabakalı perovskite yapılarda *c*-ekseni boyunca bir akım uygulandığında iletken tabakada bulunan elektronlar ivmelenerek yalıtkan tabakaya tünelleme yaparlar ve orada bir

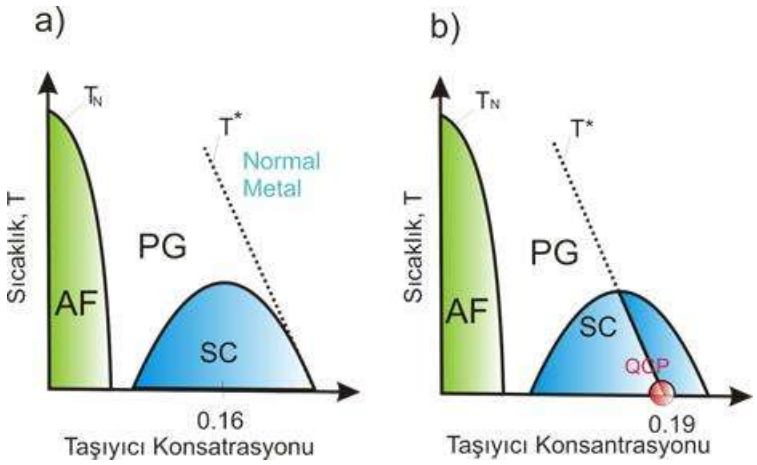
daha kurtulmamak üzere tuzaklanırlar. İletken tabakadan ayrılan elektronlar ise arkalarında boşluklar (hole) bırakırlar, şekil 2.5. Bu durumda hole konsantrasyonu uygulanan akımın büyüklüğüne ve akımın uygulama süresine bağlı olarak geniş aralıklarda değiştirilebilmektedir.




**Şekil 2.5.** Bi-2212 sisteminde *c*-ekseni boyunca taşıyıcı enjeksiyonunun temsili gösterimi.

### 2.5. Pseudogap Fazı

Süperiletkenlik üzerine yapılan en önemli tartışmalardan bir tanesi pseudogap fazının süperiletkenlikle nasıl ilişkili olduğudur. Genelde pseudogap fazının süperiletkenlik ile ilişkili olduğu düşünülse de bu konu üzerine hala tam olarak bir fikir birliği yoktur (Phillips vd., 2003; Timusk ve Statt,1999). Bu konuda var olan iki temel senaryo şekil 2.6' da farklı faz diyagramları üzerinde gösterilmektedir. Peseudogap fazının süperiletkenlikle ilişkili olduğu durumda T* geçiş sıcaklığı süperiletken kubbeye teğet geçecektir yani aşırı katkı (overdoped) bölgesinde $T_c$ ile çakışacaktır, şekil 2.6.a. İkinci senaryoda ise süperiletkenliğin pseudogap fazından bağımsız bir olay olduğu ve bu durumun yük yoğunluk dalgasından (charge density wave) dolayı meydana geldiği düşünülmektedir. Dolayısı ile kubbe iki olay arasındaki rekabetten dolayı oluşmaktadır. Bu rekabette kazanan düşük taşıyıcı katkılaması (underdoped state) durumunda pseudogap fazı, yüksek taşıyıcı katkılaması durumunda ise süperiletkenlik meydana gelmektedir. Böyle bir senaryoda T* geçiş sıcaklığı kubbeyi hemen hemen optimum taşıyıcı durumunda keser ve bir kritik kuantum noktasında (QCP) sıfıra düşer, şekil 2.6.b.




**Şekil 2.6.** Boşluk (hole) ilavesi yapılmış H$T_c$ sisteminin faz diyagramı için iki senaryo: a) T* geçiş (crossover) sıcaklığı $T_c$ ile aşırı katkı (overdoped) durumunun kenarında çakışır. b) T* geçiş (crossover) sıcaklığı süperiletken (SC) kubbeyi tepe noktadan keser ve kritik kuantum noktasında (QCP) sıfıra düşer.

Ortaya atılan ikinci senaryo doğru olsaydı şekil 2.6.b' deki faz diyagramının H$T_c$sistemler için genel faz diyagramı olması gerekirdi. Uzun yıllar boyunca pseudogap fazının ikinci senaryoda olduğu gibi düşük katkı (underdoped) durumu ile ilişkili olduğu savunulmuştur (Kugler vd., 2001). Ancak, taramalı tünelleme spektroskopisi (STS) çalışmaları Bi-2201 ve Bi-2212 sistemleri için pseudogap fazının aşırı katkı (overdoped) bölgesinde ortaya çıktığını ortaya koydu (Renner vd., 1998; Kugler vd., 2001). Pseudogap fazı ile süperiletkenlik arasındaki ilişki tünelleme spektroskopisi yardımıyla sistematik olarak araştırılmasa da Bi-2201 ve Bi-2212 için aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır:

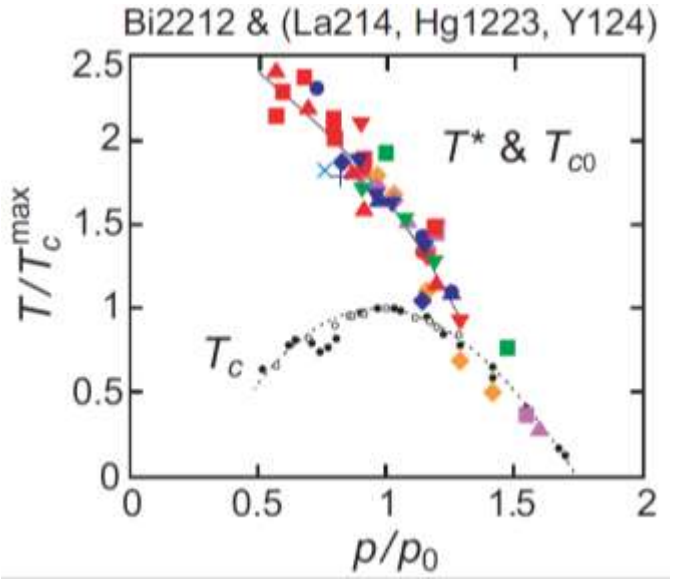
**i)** Süperiletkenlik ve pseudogap fazı birbirinden bağımsızdır.

**ii)** Ancak, bu iki durum aynı kaynağa sahiptirler.

**iii)** Pseudogap fazının geçiş sıcaklığı T* düşük katkılama (underdoped) durumunda pseudogap enerjisi, $\Delta_p$, ile monoton bir şekilde artmaktadır.

**iv)** Pseudogap fazı aşırı katkılama (overdoped) bölgesinde de açık bir şekilde ortaya çıkmaktadır.

Elde edilen bu sonuçlar durum yoğunluğunu (DOS) doğrudan belirlemek için kullanılan STS metodundan elde edilen sonuçları güçlü bir şekilde desteklemektedir. Ayrıca, ilk senaryoyu destekleyen ve literatürde La-214, Y-124, Hg-1223, Tl-2201 sistemleri için elde edilen sonuçlar şekil 2.7' de verilmektedir (Damascelli vd., 2003).

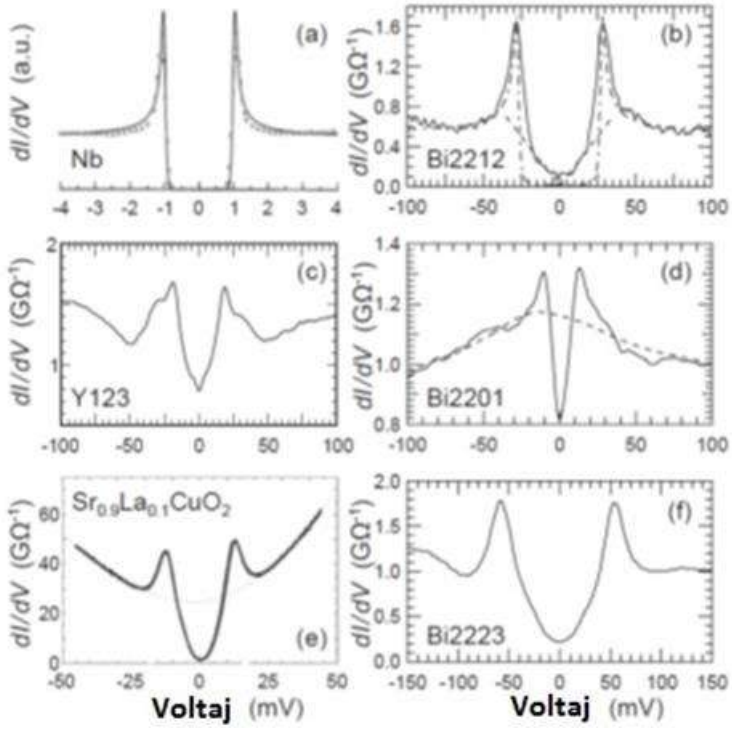



**Şekil 2.7.** Değişik miktarlarda boşluk (hole) ilavesi yapılmış H$T_c$ süperiletkenler için faz diyagramı (Nakano vd., 1998).

### 2.6. Bi-Bazlı H$T_c$ Süperiletkenlerde Tünelleme Spektroskopisi (STM) Sonuçları

Düşük sıcaklıklarda taramalı tünelleme mikroskobu (STM) ile ölçülen tipik süperiletken-yalıtkan-normal (SIN) tünelleme karakteristiklerişekil 2.8' de verilmektedir. Şekil 2.8.a' daki niyobyum için elde edilen sonuçlar, geleneksel düşük sıcaklık BSC süperiletkenleri için beklenen özellikleri sergilemektedir: **i)**$dI/dV$' nin gerilime karşı çizilen grafiğinde Δ~1 meV olmak üzere $E_F$Fermi enerjisi üzerinde merkezlenmiş**U** şeklinde belirgin bir enerji aralığı görülmektedir. **ii)** Enerji aralığının kenarlarında iki tane simetrik keskin geçiş gözlenmiştir (Tinkham 1996). Ancak, geleneksel süperiletkenlerin aksine H$T_c$süperiletkenleri BSC teorisinden belirgin şekilde sapma göstermektedir.

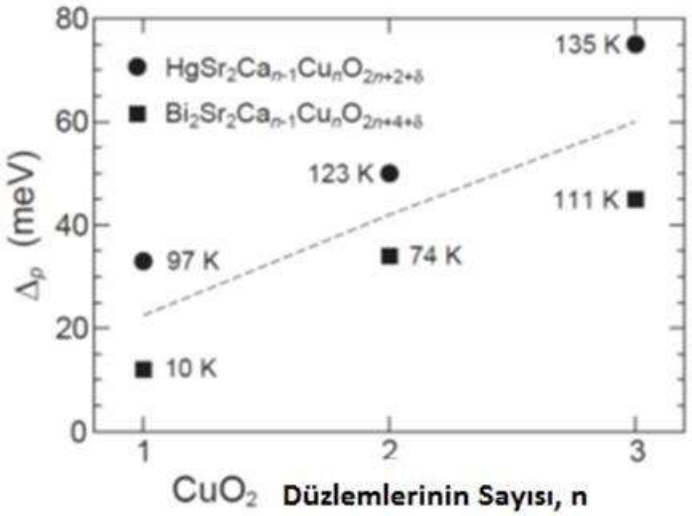
Bi-2212 tek kristal örnek için $dI/dV$karakteristiği şekil 2.8.b' de verilmiştir (Pan vd., 2001; Kugler vd., 2006). Bi-2212 tek kristalinin en belirgin özelliği $E_F$ enerjisi etrafında iki geniş iletkenlik piki olan açık bir enerji aralığına sahip olmasıdır. $E_F$ enerjisi yakınlarında iletkenlik lineer olarak artmaktadır. Bi-2212 sisteminde $dI/dV$ karakteristiğinin en çarpıcı iki özelliği$dI/dV$-V eğrisinin $E_F$ enerjisi yakınlarında **V** şeklinde bir enerji bağlılığı göstermesi ve enerji aralığının kenarlarında çok geniş bir pik oluşmasıdır. Süperiletkenlik enerji aralığı iki iletkenlik pikinin yarısı olarak tanımlanmaktadır. H$T_c$süperiletkenlerde $2\Delta/k_BT_c$değeri geleneksel süperiletkenler için tanımlanan 3.5 veya 4.3 değerlerinden büyüktür (Hoogenboom vd., 2003).




**Şekil 2.8.** a) Niyobyum için 335 mK sıcaklığında $dI/dV$ karakteristiği. Burada kalın çizgi $\Delta$~1meV' deki BSC modeli sonucunu göstermektedir. b) Optimum düzeyde taşıyıcı ilavesi durumunda Bi-2212 ($T_c$= 92K) sisteminin 4.8 K' de $dI/dV$ karakteristiği. Burada $\Delta$= 27 meV ve noktalı çizgi s-tipi dalga, kalın çizgi ise d-tipi dalga BSC modeli sonucunu göstermektedir. c) Y-123 sisteminin 4.2 K' de $dI/dV$ karakteristiği. d) Aşırı derecede taşıyıcı katkısı yapılmış Bi-2201 ($T_c$= 10 K) sisteminin 2.5 K' de $dI/dV$ karakteristiği. e) Optimum düzeyde taşıyıcı katkısı yapılmış $Sr_{0.9}La_{0.1}CuO_2$ sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. f) Düşük taşıyıcı katkısı yapılmış Bi-2223 ($T_c$ = 111 K) sisteminin 4.2 K' de $dI/dV$ karakteristiği. Bütün ölçümler STM ile gerçekleştirilmiştir (Fischer vd., 2007).

Tünelleme spektroskobisi ile daha büyük bir enerji aralığına sahip Bi-2223 kristalleri için de benzer sonuçlar elde edilmiştir, şekil 2.8.f (Kugler vd., 2006). Ancak, Bi-2201 fazı için aşırı taşıyıcı katkısı durumunda $2\Delta$ / $k_BT_c$ = 28 olduğu geniş bir indirgenmiş enerji aralığı ortaya çıkmıştır, şekil 2.8.d (Renner vd., 1998). Boşluk (hole) ilavesi yapılmış H$T_c$ süperiletkenlerde süperiletken enerji aralığı birim hücredeki CuO düzlemlerinin sayısına bağlı olarak artmaktadır. Bu bağlılık şekil 2.9' da Bi-bazlı ve Hg-bazlıH$T_c$ süperiletkenleri için gösterilmektedir. Ayrıca, karşılaştırma açısından şekil 2.8.c ve e' de sırasıyla Y-123 ve $Sr_{0.9}La_{0.1}CuO_2$ sistemleri için tünelleme karakteristikleri verilmiştir. Bu şekillerden Y-123

sisteminin BSCCO sistemindeki gibi H$T_c$ tipi bir davranış sergilediği ve $Sr_{0.9}La_{0.1}CuO_2$ sisteminin ise BSC teorisi ile uyum içinde olduğu görülmektedir.




**Şekil 2.9.** CuOdüzleminin fonksiyonu olarak enerji aralığının değişimi (Fischer vd., 2007).

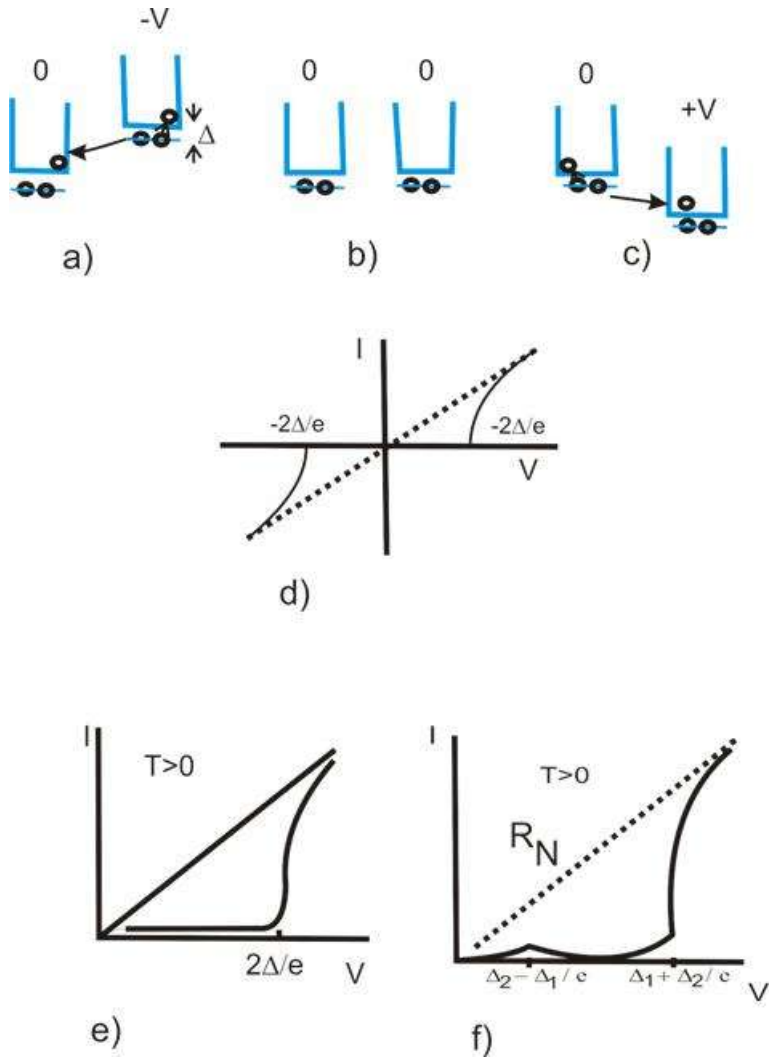
### 2.7. Süperiletken-Yalıtkan-Süperiletken (S-I-S) Tünellemesi

S-I-S tünelleme süreci bozon yoğuşması temsili ile şekil 2.10' da gösterilmiştir. Eğer $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$aralığının üzerinde bir gerilim uygulanırsa, uygulanan gerilimden dolayı bir Cooper çifti kazandığı enerji (elektron başına eV kadar) ile bozulabilir ve "kuazi-parçacığı" oluşturmak için bariyerin diğer tarafındaki süperiletken tabakaya tünelleme yapabilir, şekil 2.10.c.

Şekil 2.10.c' de bozon yoğunlaşması durumunda olan bir Cooper çiftinin bozulduğu ve bir elektronun kuazi-parçacık olmak için kendi enerji seviyesinin üstündeki enerji seviyesine atladığı, diğerinin ise karşı taraftaki süperiletkende kuazi-parçacık oluşturmak için tünellediği durum gösterilmektedir. $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$ aralığının dışında gerilim arttıkça akım değerinin büyüklüğü aniden artar ve daha sonra normal metal değerine yaklaşır, şekil 2.10.d. Burada dikkat edilmesi gereken nokta, tünelleme akımının başlaması için gereken enerji normal durum enerjisinin iki katıdır, $V = \pm 2\Delta/e$. Yani süperiletkenler için yasak enerji aralığı $2\Delta$ büyüklüğündedir.

Mutlak sıfırın üzerindeki sıcaklıklarda($T > 0$) için Cooper çiftlerinin tünellemesine ek olarak $0 < V < 2\Delta/e$gerilim aralığında kuazi-parçacıkların oluşturduğu bir tünelleme akımı meydana gelmektedir. $T > 0$ için ortamda çiftlenmemiş elektronların bulunma sebebi

sıcaklıktan kaynaklanan termal enerjidir.$2\Delta/e$ değerine yaklaşıldığında ortamdaki çiftlenmemiş elektronlaraaşırıgerilimden dolayı bozulan Cooper çiftleri de eklenir ve böylece kuazi-parçacıkların tünellemesinden dolayı akımda sıradışı bir artış gözlenir, şekil 2.10.e.




**Şekil 2.10.** S-I-S tünellemesi. a) *T*> 0 için S-I-S tünellemesinin bozon yoğunlaşması temsili. Termal uyarılmadan dolayı Cooper çiftlerinin yanı sıra kuazi-parçacıklar da tünelleme yaparlar. b) Gerilim uygulanmadığı durum. c) *T*=0 K' de $V > +2\Delta/e$ için elektron tünellemesi. d) *T*=0 K' de çift tünellemesinin gerilime bağlılığı. $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$ aralığında kuazi-parçacık tünellemesi görülmemektedir. e) *T*> 0 için $0 < V < 2\Delta/e$ aralığında küçük bir akı akışı gözlenmektedir ve bu değerin üstünde normalden çok fazla bir artış olmaktadır. f) Farklı enerji aralıklarına sahip iki süperiletken için S-I-S tünellemesi.

Farklı iki yasak enerji aralığına sahip süperiletkenler arasında S-I-S tünellemesi yapılmak istenirse bu durum I-V karakteristiğinde çoklu enerji aralığı olarak gözlenir. I-V karakteristiğinde ilk olarak düşük enerji aralığına sahip ($\Delta_1$) süperiletkenden kaynaklanan kuazi-parçacıkların piki, ikinci olarak ta $\Delta_1 + \Delta_2$ şeklinde her iki süperiletkenin enerji aralığından kaynaklanan kuazi-parçacık piki gözlenmektedir, şekil 2.10.f (Giaever 1960). Pik noktasındaki akım aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$I_{SS} = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_1(E)}{N_1(0)} \frac{N_2(E+ev)}{N_2(0)} [f(E) - f(E+eV)]dE \tag{2.2}$$

Burada $N_{1,}$ ve $N_2$ iki elektrottaki kuazi-parçacık durum yoğunluğu ve $R_N$ Josephson ekleminin normal durum direncidir. BSC teorisine uygun olarak s-dalgası tipinde çiftlenim simetrisi için kuazi-parçacık durum yoğunluğu

$$\frac{N_s(E)}{N_n(0)} = \frac{|E|}{[E^2 - \Delta_1^2]^{1/2}}, \qquad |E| \geq \Delta \qquad \frac{N_s(E)}{N_n(0)} = 0, \quad |E| < \Delta \tag{2.3}$$

şeklindedir. Burada $\Delta$ enerji aralığı s-dalgası tipinde çiftlenim simetrisinden dolayı k-uzayında bir sabittir. Bu durumda denklem (2.2)

$$I_{SS} = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|E|}{[E^2 - \Delta_1^2]^{1/2}} \frac{|E+eV|}{[(E+eV)^{1/2} - \Delta_2^2]^{1/2}} [f(E) - f(E+eV)]dE \tag{2.4}$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadenin nümerik çözümü bir kuazi-parçacık için I-V karakteristiğini verir (Duzer ve Turner, 1981). Ayrıca, S-I-S eklemlerinde ölçülen $dI/dV - V$ karakteristiği doğrudan kuazi-parçacık durum yoğunluğunu ortaya koymaktadır. Ancak, BSC teorisindeki durum yoğunluğu ifadesinde enerji aralığını daha iyi tanımlamak için kuazi-parçacık geri birleşim zamanını gözönüne alan bir $\Gamma$ parametresi tanımlanmıştır ($\Gamma = \hbar/\tau$) (Dynes vd., 1978). d-dalgası tipindeki çitlenim simetrisinden dolayı H$T_c$ süperiletkenlerin Fermi yüzeyindeki enerji aralığı anizotropiktir. Bu durumda genişletilmiş BCS durum yoğunluğu

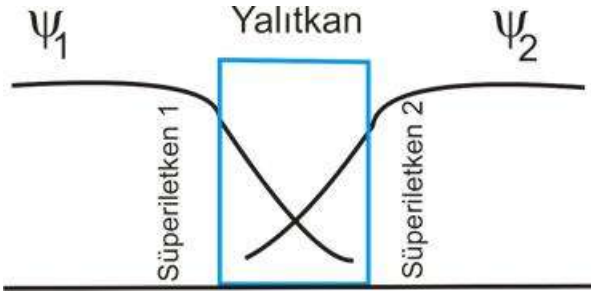
$$D(E) = Re\left(\frac{E - i\Gamma}{|(E - i\Gamma)^2 - \Delta(k)^2|^{1/2}}\right) \tag{2.5}$$

şeklinde yazılabilmektedir (Ren vd., 2012). Burada süperiletken çiftlenim simetrisi d-dalgası tipindeki enerji aralığını gösterir ve bir açısal bağlılık göstermektedir; $\Delta(k) = \Delta\cos(2\theta)$ (Won ve Mal, 1994). Buradaki $\theta$ açısı k-uzayında ($\pi$,0) yönünde ölçülen kutupsal (polar) açıdır.

### 2.8. Josephson Etkisi

1962 yılında Josephson süperiletken-yalıtkan-süperiletken (S-I-S) ekleminde birkaç nanometre kalınlığındaki bir yalıtkan bariyerden geçmesi gereken akımı hesapladı ve bu sırada tek elektronların tünellemesinden ortaya çıkan sıradan akıma ilave olarak sıfır gerilimde çiftlenmiş elektronların da tünelleyerek bir akım oluşturduğunu buldu (Josephson, 1962). Sıfır gerilim altında Cooper çiftlerinin tünellemesinden kaynaklanan akım DC Josephson etkisi olarak bilinmektedir. Josephson, aynı zamanda tünelleme bariyerine sıfırdan farklı bir *V* gerilimi uygulanırsa tek elektronların akmasından dolayı oluşan DC akıma ilave olarak değişen (AC) bir süperakımın da oluşacağını ortaya koydu. Oluşan AC akımın açısal frekansı $\omega = 2eV/\hbar$ olarak verilmektedir. Sabit bir gerilim uygulandığında Cooper çiftlerinin oluşturduğu akım AC Josephson etkisi olarak bilinmektedir. Her iki Josephson etkisi de süperiletkenlik uygulamalarında önemli rol oynamaktadır.

T $<<T_c$ için termodinamik kararlılıkta bir süperiletken-yalıtkan-süperiletken eklem göz önüne alınsın ve basitlik için her iki yandaki süperiletkenlerin geleneksel ve özdeş olduğunu farz edilsin. Her iki taraftaki süperiletkenler özdeş olduğu için Fermi seviyelerinin de aynı olduğu kabul edilmektedir. Bu durumda iki süperiletkeni temsil eden dalga fonksiyonları birbirinden bağımsız düşünülebilir ve bu fonksiyonlar$\psi_1(\mathrm{r}) = (\mathrm{n_s}/2)^{1/2}\mathrm{e}^{\theta_1}$ve $\psi_2(\mathrm{r}) = (\mathrm{n_s}/2)^{1/2}\mathrm{e}^{\theta_2}$, $\theta_2 - \theta_1 = \delta$şeklinde alınabilir. Burada $n_s$ süperiletken elektronların yoğunluğu ve $\theta_1$ ve $\theta_2$ fazlardır.




**Şekil 2.11.** Bir S-I-S ekleminde düzen parametresinin değişimi.

Şekil 2.11' de gösterildiği gibi yalıtkan bölgedeki düzen parametresi bozulur. Eğer bariyer çok kalın değilse düzen parametreleri üst üste gelir ve bu durum eklem boyunca faz uyumunu ortaya çıkarır.

### 2.8.1. DC Josephson Etkisi

Bir S-I-S ekleminde aradaki bariyerin kalınlığı yeterince ince ise (örneğin nanometre mertebesinde), iki elektronun dalga fonksiyonları kendi uyum uzunluklarından dolayı birbirini hissetmeye başlar ve çift oluşturmak için bariyere nüfuz ederler. Termodinamik açıdan ele alındığında oluşan bu çiftlenmenin elektronların enerjisini azaltacak yönde olduğu görülür. Çiftlenen elektronların enerjisi termal dalgalanma enerjisini aştığı zaman faz uyumu gerçekleşir yani faz kilitlenir ve çift herhangi bir enerji kaybetmeksizin bir süperiletkenden diğerine geçebilir. Şimdi iki süperiletken için dalga fonksiyonu göz önüne alınıp ve çifti temsil eden dalga denkleminin çözümüne bakılırsa,

$$\psi_1(\mathrm{r}) = (n_{s1})^{1/2}\mathrm{e}^{\theta_1}$$
$$\psi_2(\mathrm{r}) = (n_{s2})^{1/2}\mathrm{e}^{\theta_2} \tag{2.6}$$

$$i\hbar\frac{d}{dt}\psi_1 = \mathrm{H}_1\psi_1 + \mathrm{K}\psi_2 \tag{2.7}$$

$$i\hbar\frac{d}{dt}\psi_2 = \mathrm{H}_2\psi_2 + \mathrm{K}\psi_1 \tag{2.8}$$

ifadeleri elde edilir. Burada iki taraftaki sistemin özdeş olduğu kabul edildiğinden enerjileri de eşit seçilebilir, yani $H_1 = H_2 = H$ olur. Düzen parametresi yukarıdaki eşitlikte yerine koyulur reel ve sanal kısımlarına ayrılırsa;

$$\dot{n}_{s1} = \frac{2K}{\hbar}\sqrt{n_{s2}n_{s1}}\,\sin\delta \tag{2.9}$$

$$\dot{n}_{s2} = -\frac{2K}{\hbar}\sqrt{n_{s2}n_{s1}}\sin\delta \tag{2.10}$$

$$\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = 0, \qquad \frac{\partial(\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1)}{\partial t} = 0 \tag{2.11}$$

ifadeleri elde edilir. Burada $\dot{n}_{s1}$ ve $\dot{n}_{s2}$ değerleri zamanla süperiletken elektron yoğunluğunun değişimini gösteren akı yoğunluğunu vermektedir. (2.9) ve (2.10) denklemlerinden görüldüğü gibi akı yoğunluklarından biri pozitiftif iken diğeri ise negatiftir. Bu durum bir süperiletken tabakadan diğerine bir süperelektron akışı olduğunun göstergesidir. Böylece $\dot{n}_{s2} = j$ ve çiftlerin yüklerinin 2e olduğu göz önüne alınırsa

$$j = 2e\frac{2K}{\hbar}\sqrt{n_{s2}n_{s1}}\ Sin\delta(t) \tag{2.12}$$

$$j = j_0\, Sin(\theta_2 - \theta_1) \tag{2.13}$$

sonucu ortaya çıkar. Buradan da akım $I = j.A$ eşitliğinden elde edilebilir.

### 2.8.2. AC Josephson Etkisi

Bir gerilim uygulandığında elektronlar uygulanan gerilimle orantılı olarak bir enerji kazanırlar. Gerilimin sıfır olduğu nokta iki süperiletken arasındaki bariyerin tam orta noktası olarak seçilirse bir taraftaki süperiletken $-1/2\,V$ potansiyeline sahip olduğundan Cooper çiftlerinin potansiyel enerjisi +e$V$ ve diğer taraftaki süperiletken $+1/2\,V$ potansiyeline sahip olduğundan Cooper çiftlerinin potansiyel enerjisi -e$V$ olur. Bu ifadeler Hamiltoniende yerine yazılırsa

$$\mathrm{H}_1 = \mathrm{H}_0 + \frac{2\mathrm{eV}}{2} \tag{2.14}$$

$$\mathrm{H}_2 = \mathrm{H}_0 - \frac{2\mathrm{eV}}{2} \tag{2.15}$$

$$i\hbar\frac{d}{dt}\psi_1 = (\mathrm{H}_0 + \mathrm{eV})\psi_1 + \mathrm{K}\psi_2 \tag{2.16}$$

$$i\hbar\frac{d}{dt}\psi_2 = (\mathrm{H}_0 - \mathrm{eV})\psi_2 + \mathrm{K}\psi_1 \tag{2.17}$$

olur. Burada, K iki dalga fonksiyonunun çiftlenme derecesini ölçen bir çiftlenim sabitidir. Düzen parametresi yukarıdaki eşitlikte yerine koyulur, reel ve sanal kısımlarına ayrılırsa

$$\dot{\theta_1} = -\left[\frac{(\mathrm{H}_0 + \mathrm{eV})}{\hbar} + \frac{\mathrm{K}\sqrt{n_{s2}n_{s1}}}{\hbar n_{s1}}\cos\delta\right] \tag{2.18}$$

$$\dot{\theta_2} = -\left[\frac{(\mathrm{H}_0 - \mathrm{eV})}{\hbar} + \frac{\mathrm{K}\sqrt{n_{s2}n_{s1}}}{\hbar n_{s2}}\cos\delta\right] \tag{2.19}$$

elde edilir. (2.18) ve (2.19) eşitliklerinde iki taraftaki süperiletkenlerin özdeş olmasından dolayı $n_{s1} = n_{s2}$ olduğu kabul edilirse,

$$\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = -\frac{2eV}{\hbar} \tag{2.20}$$

olur. Diğer taraftan

$$j = 2e\frac{2K}{H}\sqrt{n_{s2}n_{s1}}\sin\delta\,(t) \tag{2.21}$$

$$j = j_0 \sin\delta \tag{2.22}$$

şeklinde olur. (2.20) denklemi integre edildiğinde $\delta$ faz farkı elde edilir:

$$\delta(t) = \delta(0) - \frac{2e}{h}\int V dt \tag{2.23}$$

$$\delta(t) = \delta(0) - \frac{2e}{h}V_0 t \tag{2.24}$$

Bu eşitlik denklem (2.22)' de yerine konulduğunda

$$j = j_0 \sin\left(\delta(0) - \frac{2e}{h}V_0 t\right) \tag{2.25}$$

olur. Denklem (2.25)' den görüldüğü gibi akım

$$\omega_0 = \frac{2e}{h}V_0 \tag{2.26}$$

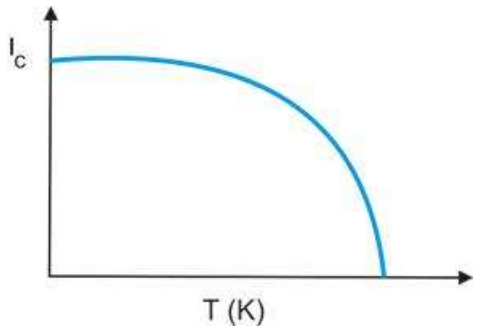
frekansı ile salınım yapar. Burada $2e/h$ değeri sabittir. Akımın salınım frekansı doğrudan uygulanan gerilime bağlıdır. Bu durum aynı zamanda bir AC akımın oluştuğunun bir göstergesidir.

Diğer taraftan Josephson akımının genliği sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. T>0 için sistem içerisinde çiftlenmemiş elektronlar ortaya çıkacak ve buna bağlı olarak çiftlenmiş elektron yoğunluğunda bir azalma görülecektir. Bu durum yani DC Josephson akımının sıcaklığa bağlılığı Ambegaokar ve Baratoff tarafından teorik olarak denklem (2.27)' deki gibi belirlendi (Ambegaokar ve Baratoff, 1963).Şekil 2.12' de görüldüğü gibi sıcaklığın artmasıyla kritik akımın parabolik olarak azaldığı bulundu:

$$I_c(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2eR_n} \tan h \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \tag{2.27}$$

burada $R_n^{-1} = A|T_m|^2 N_1(0) N_2(0) e$, normal durumdaki eklem direnci, *A* bir sabit, $T_m$ tünelleme matris elemanı (tünelleme bariyerinin geçirgenliğini (transparanlığını) gösterir), $N_1(0)$ ve $N_2(0)$ T= 0 K' de sırasıyla birinci ve ikinci elektrotun durum yoğunluğudur. $\Delta(T)$ ise enerji aralığıdır. Tünelleme bariyerinin geçirgenliği artırılarak $R_n$ değerinin azaltılabileceği görülmektedir ki buda kritik akımın artmasına sebep olur. $R_n$ değerini belirlemek için birkaç metot vardır: Birinci olarak bir manyetik alan uygulayarak süperiletkenliğin bozulduğu anda direnci ölçmek. Diğer bir yol ise I-V karakteristiğinde süperiletkenliğin bozularak metalik durumun göstergesi olan lineer kısmın eğimi alınarak hesaplanabilir. Josephson akımı $T = 0$ da bir maksimum değere sahiptir (Jaklevic vd., 1965):

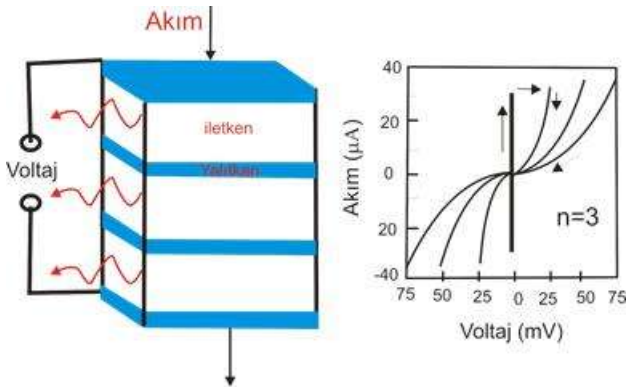
$$I_c(0) = \frac{\pi \Delta(0)}{2eR_n}$$




**Şekil 2.12.** Geleneksel süperiletkenlerde gerilim akımının sıcaklığa bağlı olarak değişimi.

## 2.9. Doğal Josephson Eklemleri

Önceki bölümlerde iki süperiletken arasına bir yalıtkan konulduğu S-I-S şeklindeki sistemlerin fiziksel mekanizmaları üzerinde durulmuştur. Bu yapay sistemlerin yanı sıra BiSrCaCuO ve TlBaCaCuO sistemlerinde doğal olarak bu tip S-I-S şeklinde bir yapılanma vardır. Bu sistemler tabakalı kristal yapılarından dolayı tabakalar arasında tünelleme karakteristiği sergilerler,şekil 2.13.Dolayısı ile bu süperiletken sistemler doğal (öz) Josephson eklem karakteristiği göstermektedir (Kleiner vd., 1992). Şekil 2.13' de görüldüğü gibi Bi-2212 sisteminde CuO tabakalarının kalınlığı ~3 Å ve süperiletken olmayan BiO ve SrO tabaklarının kalınlığı ise~12 Å' dur. Bu yüzden BSCCO süperiletken sistemi atomik ölçekte Josephson eklemlerin ard arda yığıldığı bir sistem olarak düşünülebilir. Burada tek eklemin kalınlığı ~1.5 nm' dir ve CuO-SrO/BiO-CuO tabakaları bir doğal (öz) Josephson eklem oluştururlar.




**Şekil 2.13.** Bi-2212 sisteminin kristal yapısından kaynaklanan arda arda yığılmış doğal Josephson eklemleri.

H$T_c$ süperiletkenlerinin birçoğu eksene bağlı olarak anizotropik elektriksel davranış sergilerler ve tabakalar arasında doğal (öz) Josephson çiftlenimi vardır. Bi-2212 sistemi için düzen parametresi *c*-ekseni boyunca değişir ve CuO tabakasında maksimum değere sahiptir. Yapılan çalışmalar H$T_c$ süperiletkenlerin düzen parametresinin *ab*-düzlemi boyunca d-dalgası tipinde bir simetriye sahip olduğunu göstermiştir (Tsuei ve Kirtley, 2000; Van Harlingen, 1965).

Doğal (öz) Josephson eklemler $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$,$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, $(Pb_yBi_{1-y})_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$(Kleiner ve Müller, 1994; Yurgens, 2000), $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$(Schlenga vd., 1994) ve düşük taşıyıcı katkısı (underdoped) durumundaki $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ sistemlerinde de gözlenmiştir (Rapp vd., 1996; Ling vd., 1995). Doğal (öz) Josephson eklemler üzerine yapılan çalışmalar CuO düzlemindeki süperiletken karakteristiği (Yurgens vd., 1999), salınan

Josephson akımı (Schlenga vd., 1996; Schlenga vd., 1998), pseudogap ve süperiletken enerji aralığı (Yurgens vd., 1999; Krasnov vd., 2000; Krasnov vd., 2001a; Phillips vd., 2003), vortex durumu (Morozov vd., 2000a, 2000b; Yurgens vd., 1999) ve makroskobik kuantum tünelleme etkisi (Inomata vd., 2005; Jin vd., 2006)gibi konuların anlaşılmasına olanak sağlamıştır. Ayrıca, doğal (öz) Josephson eklemler yüksek frekans dedektörleri (Wang vd., 1999; 2000; 2001), yüksek frekans kaynakları (Batov vd., 2006; Ozyuzer vd., 2007) ve SQUID gibi cihazların yapılmasına da olanak sağlamıştır (Sandberg ve Krasnov, 2005; Krasnov 2002).

Tüm bu önemli avantajlarına rağmen doğal (öz) Josephson eklemlerinin belirli bir akım seviyesinin üstünde ısınması dezavantajıdır. Bunun nedeni ise H$T_c$ süperiletkenlerin özellikle *c*-ekseni boyunca zayıf termal iletkenlik özelliğine sahip olmasından kaynaklanmaktadır. Bu zayıf termal iletkenlik eklemler üzerinde direnç durumunda yüksek derecede güç depolanmasına sebep olur. Bu da ısınmaya neden olur ve I-V karakteristiğinde S şekline benzer bir eğri gözlenir, yani negatif bir direncin oluşmasına sebep olur (Krasnov 2001b; Krasnov vd., 2005; Kurter vd., 2010, Wang vd., 2005; Yurgens, 2011; Gross vd., 2012). Böylece, süperiletken enerji aralığı küçülmüş olur. Bu ısınmanın altında yatan fiziksel olayı açıklamak için ileri sürülen ikinci bir varsayım ise kararsız kuazi-parçacık tünellemesidir. İnce CuO düzlemindeki zayıf elekron-örgü termalizasyonu elektronların ısınmasına ve dolayısı ile elektronların enerji kazanmasına neden olur. Kazanılan bu enerji elektronun tünelleme olasılığını artırır ve böylece direnç değeri düşer (Iguchi, 1977; Parker, 1975; Krasnov, 2009; Ovadia vd., 2009). Bu durumda voltaj değeri azalır ve son kuazi-parçacık dalı üzerinde negatif direnç yani bir geri bükülme (back-bending) gözlenir.

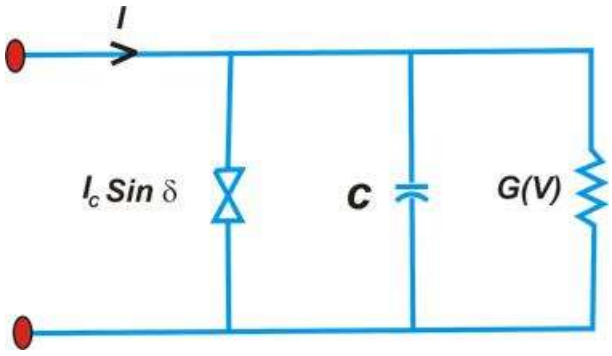
### 2.10. Devre Modeli (RSCJ Modeli)

Kritik akım ve faz farkı için ideal eklem karakteristiği sırasıyla aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$j = j_0 \sin\delta$$
$$\phi(t) = \frac{2eV}{\hbar} \tag{2.28}$$

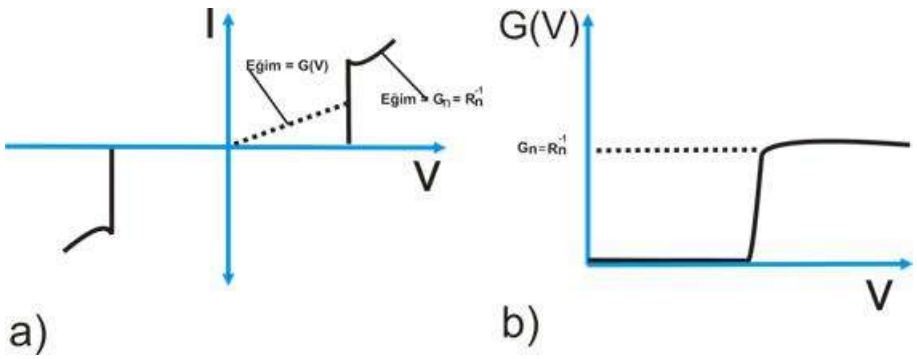
Burada *e* elektronun yükü, $\hbar$ Planck sabiti ve $V$ elektrotlar arasındaki potansiyel farkını gösterir. Ancak, bu modelleri kullanarak eklem karakteristiğini tam anlamı ile anlamak kolay değildir. Eklemleri daha iyi anlamak için başka kullanışlı modeller vardır. Stewart ve

McCumber tarafından önerilen RSCJ (direnç ve kapasitif şantlı eklem) modeli en çok kullanılan modellerden birisidir (Tinkham, 1996;Stewart, 1968; McCumber, 1968).




**Şekil 2.14.**RCSJ(direnç ve kapasitif şantlı eklem) devre modeli.

Bu modele göre, kapasitör iki süperiletken levha arasında akan yer değiştirme akımı, iletkenlik elemanı olan *G*(*V*); Cooper çiftlerinin tünellemesine eşlik eden kuazi-parçacıkların tünellemesi temsil edilmektedir, şekil 2.14. Cooper çiftlerinin yasak enerji aralığı kuazi-parçacıkların iki katıdır ve şekil 2.15.a' daki I-V eğrisinden Cooper çiftlerinin tünellemesi için gereken gerilim değerine kadar belli oranda kuazi-parçacık tünellemesi görülür. Şekil 2.15.b yasak enerji aralığının altında çok düşük iletkenliğin olduğu niyobyum/alüminyum okside/niyobyum eklemini temsil etmektedir. *G*(*V*) değerinin büyük olması şekil 2.15.a' daki I-V eğrisinde orijinden kuazi-parçacıkların tünellemesinin olduğu yere kadar olan çizginin eğimi ile gösterilir.




**Şekil 2.15.** a)Deneysel Nb/AlOx/Nb eklemi için tünelleme karakteristiği, b) tünelleme eklemi için iletkenliğin gerilimle değişimi.

Bu model için Kirchoff yasasından toplam akım

$$I = I_C \sin\phi + GV + C\frac{dV}{dt} \tag{2.29}$$

şeklindedir.Eşitlik (2.28) eşitlik (2.29)' da yerine yazılırsa,

$$I = \frac{\hbar C}{2e}\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{\hbar G}{2e}\frac{d\phi}{dt} + I_C \sin\phi \tag{2.30}$$

olur. $V_C = I_C/G$ olmak üzere Josephson açısal frekansı $\omega_c = (2ev/\hbar)V_C$ olduğundan

$$\Theta = \omega_c . t$$

ifadesi bulunur. Uygun değişken değişimi yapılırsa devre eşitliği biraz daha basite indirgenebilir:

$$\frac{I}{I_C} = \beta_c \frac{d^2\phi}{d\Theta^2} + \frac{d\phi}{d\Theta} + \sin\phi \tag{2.31}$$

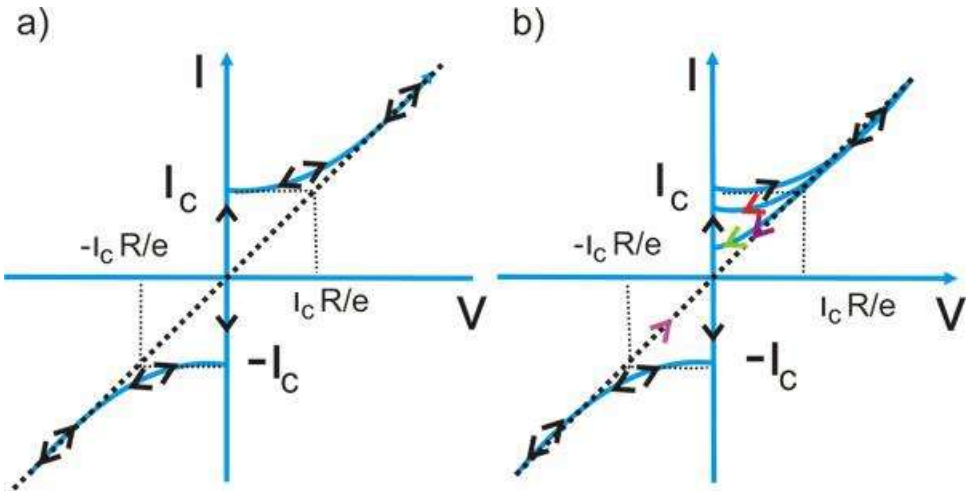
Burada $\beta_c = \omega_c/CG$ dir, aynı zamanda,

$$\beta_c = \frac{2e}{\hbar}\frac{I_C}{G}\frac{C}{G}$$

olarak ta verilebilir. Ayrıca, bu denklemi bu haliyle analitik yöntemlerle çözmek imkânsızdır ve bu nedenle ancak nümerik yöntemlerle çözülebilir. $\beta_c \ll 1$ olduğu durum göz önüne alınırsa *C* değeri sıfıra gider ve bu durum aşırı sönüm (overdamping)olarak adlandırılmaktadır. Burada, küçük kütle ve küçük kinetik enerji hali söz konusudur. Sonuç olarak parçacık hareketini durduracak ve o bölgede tuzaklanacaktır. Bu durum zamanla artık faz değişiminin olmadığı durumdur ve uygulanan akım kritik akımın altına iner inmez eklem sıfır gerilim durumuna geçmektedir.

$\beta_c \gg 1$ olduğu durum ise *R* ve *C* değerlerinin büyük olduğu zayıf sönüm (underdamping)olduğu duruma karşılık gelir. Bu ise parçacığın büyük kütle ve büyük enerjiye sahip olması anlamına gelir. Zayıf sönümden dolayı parçacık rahatça hareket eder. Bu durum eğimli ve tümsekli bir yolda (washboard anolog) düşünülecek olunursa parçacığın

büyük kütlesinden dolayı rahatça aşağı doğru hareket edeceği duruma karşılık gelmektedir. Hatta tümsekli yol (washboard analog) basamak basamak düşünülürse parçacık bir sonraki adımı geçmek için bile yeterli enerjiye sahip olacaktır. Burada parçacığı durdurmak için tümsekli yolun (washboard) eğim açısını hemen hemen sıfır yapmak gerekir. Bu dagerilimin olmadığı duruma karşı gelir ki bunu yapabilmek için gerçekte akımı sıfırlamak gerekmektedir. Şekil 2.16' daki I-V grafikleri üzerinde bu durumu açıklamak ta yarar vardır.

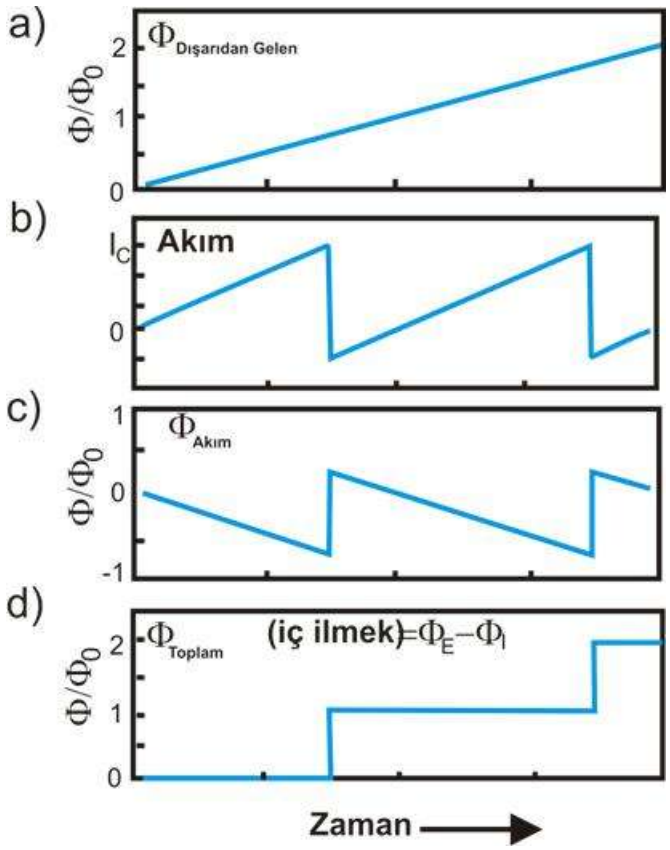



**Şekil 2.16.** a) $\beta_c \rightarrow 0$ olan aşırı sönüm eklemler için I-V karakteristiği, b) $\beta_c \rightarrow \infty$ olan zayıf sönüm eklemler için I-V karakteristiği. Burada oklar akımın yönünü göstermektedir.

Şekil 2.16' da iki farklı I-V grafiği görülmektedir: Şekil 2.16.a' da görüldüğü gibi aşırı sönüm durumundaki I-V grafiğinde bir histerisis vardır. Akım artırılıp tekrar azaltıldığında kendi üzerinden geri dönmekte ve kritik akım değerinde gerilim sıfır olmaktadır. Ancak, şekil 2.16.b' deki durumda, akım azaltılmaya başlandığında kritik akım değerinin altında hala bir miktar akımın tuzaklandığı görülmektedir.Hatta bu akım gerilim sıfır oluncaya kadar dahi mevcuttur. Yukarıda bahsedildiği gibi zayıf sönümden dolayı süperiletkenler arasında hala bir akı akışı olmaktadır. Akının sıfırlanması ($\beta_c \rightarrow \infty$) için akımın tam olarak sıfır olmasına ihtiyaç duyulmaktadır. $\beta_c$ ' nin azalan değerleri için şekil 2.16.b' de kırmızı ve yeşil renkteki oklarla gösterildiği gibi gerilim belli akım değerlerinde sıfırlanır yani histerisis elde edilir. Burada kırmızı renk için $\beta_c$ değeri yeşil renkli olana göre daha küçüktür. Bu durum aynı zamanda sönüm faktörünün de daha küçük olduğu anlamına gelmektedir ve özellikle SQUID yapımı için istenmeyen bir durumdur.

### 2.11. DC SQUID (Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı)

1962 yılında Josephson etkisinin keşfinden sonra Jaklevic manyetik alanı hassas bir şekilde ölçmek için DC SQUID cihazını tasarlamıştır (Jaklevic vd., 1964). Süperiletkenlik ve kuantizasyondan yararlanarak manyetik akının nasıl ölçüldüğünü canlandırmak için kararlı bir şekilde artan manyetik alan altında bir süperiletken ilmek olduğu kabul edilsin.

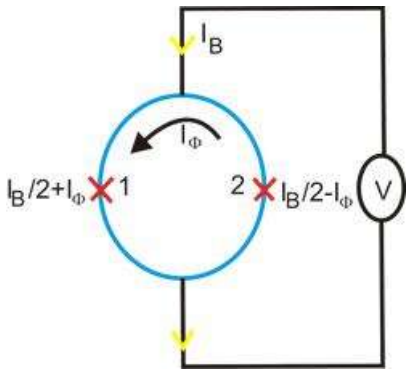



**Şekil 2.17.** a) Uygulanan manyetik alanı, b) kritik akımın uygulanan alana verdiği tepkiyi, c) ilmeğin indüklediği manyetik akının dışarıdan uygulanan manyetik alanla değişimini ve d) ilmeğin içine sızan manyetik akının uygulanan alanla değişimini göstermektedir.

Dış manyetik alan arttıkça (şekil 2.17.a) Faraday' ın indüksiyon yasasına göre ilmekte dış manyetik alana zıt yönde ve aynı büyüklükte bir süper akım indüklenecektir, şekil 2.17.b. Bu indüklenen akıma bağlı olarak zıt yönde bir manyetik akı oluşacaktır, şekil 2.17.c. Oluşan toplam akı, yani ilmeğin ve dış manyetik alanın oluşturduğu akı, akı kuantasının ($\phi_o$) katları şeklinde olmalıdır. Örneğin uygulanan dış manyetik alanın oluşturduğu akı, $0.75\phi_o$ akı kuantası olduğu durumda kritik akıma ulaşıldığı kabul edilsin. Bu durumda ilmek artık süperiletken değildir ve akı kuantumu ilmek içerisine sızabilmektedir. İlmeğin kuantum durumunun +1 oranında değiştiğini söylenebilir ve ilmek içindeki toplam akı $\phi_o$ kuanta değerindedir. Bu durumun sağlanması için akımın ters yönde dönmesi gerekmektedir, şekil

2.17.b. Akı kuantası şartının sağlanması için yani ilmek içine manyetik alanın kuantanın katları şeklinde girebilmesi için ilmek içindeki akım ters döner ve $0.75\phi_o$' lik akıyı $0.75\phi_o + 0.25\phi_o = \phi_o$ yapacak şekilde bir akım indükler, şekil 2.17.d. Böylece, ters dönen akıyla birlikte yeniden kritik akımın altına inilmiş olur. Bu durumda ilmek artık süperiletkendir. Bu aşamadan sonra dış manyetik alan artmaya devam ettikçe tekrar akım indüklenir ve kritik akım değerinde eklem süperiletken durumdan normal duruma geçer. Bunun sonucu olarak sızan akıyı kuantanın katları şeklinde yapmak için akım yeniden ters döner. Bu durum artan manyetik alanla periyodik olarak tekrar eder. Eklem boyunca kritik akım genelde toplam akımın fonksiyonu olarak gerilim düşmesi ölçülerek bulunur.

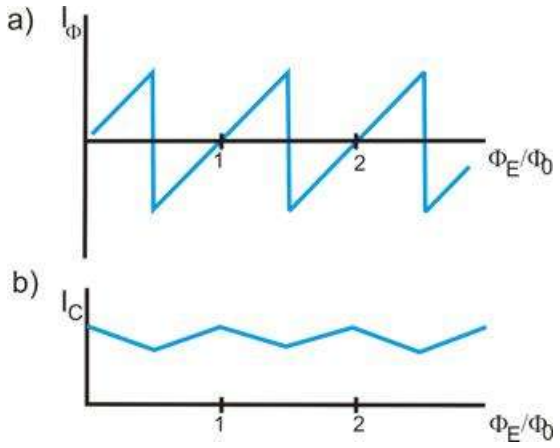
DC SQUID bir süperiletken ilmek üzerinde paralel bir şekilde bağlanmış iki özdeş Josephson eklemden oluşur, şekil 2.18. Burada her bir eklem bir kritik akıma, $I_o$, ve cihaza uygulanan bir DC akıma, $I_B$, sahiptir. Dış manyetik alan olmadığında toplam akım eklemler tarafından $(I_B/2)$ olacak şekilde paylaşılır. Burada tüm sistem için $2I_o$ olan kritik akım değeri iki eklemin de taşıyacağı maksimum akımdır. Bu değer her iki ekleminde süperiletken durumdan normal duruma geçtiği noktadır. İlave olarak manyetik akı olmadığı durumda her iki eklem arasındaki faz farkı $\delta = \delta_1 = \delta_2$ dir.




**Şekil 2.18.** DC SQUID' in devre gösterimi.

Eğer sistem üzerine bir manyetik akı etki ediyorsa ilmek üzerinde ters yönde bir akım indüklenir ($I_\phi$). İndüklenen bu akım birinci eklemin akımına ilave olurken ($I_1 = I_B/2 + I_\phi$), ikinci eklemin akımdan çıkarılmaktadır ($I_2 = I_B/2 - I_\phi$). Böylece, birinci eklemin ikinci eklemden daha çabuk kritik akıma ulaşacağı görülebilir. Eğer birinci eklem kritik akım değerine ulaşırsa sistem normal durumuna döner ve bir akı kuantumu ilmek içerisine sızar. Bu durumda devrede dolaşan akım (indüklenen akım) aniden ters yönde döner, şekil 2.19.a. Çünkü sistem sızan akıyı kuantanın tam katları yapmak isteyecektir. Böylece tüm sistem için kritik

akım $I_c = 2I_o - 2I_\phi$ olur ve şekil 2.19.b' de görüldüğü gibi uygulanan akı ile birlikte periyodik olarak değişir.




**Şekil 2.19.** a) Dış manyetik alanla indüklenen akım, b) kritik akımın kuantanın katlarına göre değişmesi.

Gerçekte buradaki toplam akım her bir eklemden geçen akımların toplamıdır: $I_B = I_1 + I_2$. Toplam akım yukarıda elde edilen sonuçlar ışığında faz değişiminin fonksiyonu olarak yazılabilir:

$$I_B = I_0 \sin(\delta_1) + I_0 \sin(\delta_2) \tag{2.32}$$

Ancak, ortamda herhangi bir manyetik alan yoksa denklem (2.32)' de $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ olur ve bu durumda $I_1 = I_2$' dir. İlmek etrafında bir akı varsa toplam faz değişimi aşağıdaki gibi verilir:

$$\delta_1 = \delta + \frac{\pi\phi_T}{\phi_0}$$

$$\delta_2 = \delta - \frac{\pi\phi_T}{\phi_0} \tag{2.33}$$

Bu eşitlikleri göz önüne alarak tüm sistem boyunca toplam akım

$$I_B = I_0 \sin(\delta + \frac{\pi\phi_T}{\phi_0}) + I_0 \sin\left(\delta - \frac{\pi\phi_T}{\phi_0}\right) \tag{2.34}$$

veya

$$I_B = 2I_0 \sin(\delta) \cos\frac{\pi\phi_T}{\phi_0} \tag{2.35}$$

şeklinde yazılabilir.

Eşitlik (2.34)' den maksimum süper akımın veya kritik akımın $\sin(\delta) = 1$ (faz farkı δ = 1/2) için

$$I_B = 2I_0 \cos\frac{\pi\phi_T}{\phi_0}$$

sonucunu verdiği görülmektedir. Bu ifadedeki $\phi_T$ terimi uygulanan dış manyetik alanın manyetik akısını, $\phi_L$ süperiletken ilmeğin indüktansından kaynaklanan manyetik akıyı (ilmek çok küçükse ilmekten kaynaklanan indüktans terimi ihmal edilebilir), $\phi_E$ise dış manyetik akıyı göstermektedir. İlmek indüktansı ihmal edilmeyecek kadar büyükse toplam akı

$$\phi_T = \phi_E + \phi_L$$

$$\mathrm{I}_2 = \mathrm{I}_{B/2} - \mathrm{I}_\phi$$

$$\mathrm{I}_1 = \mathrm{I}_{B/2} + \mathrm{I}_\phi$$

$$\mathrm{I}_\phi = \frac{\mathrm{I}_1 - \mathrm{I}_2}{2}$$

$$\mathrm{I}_1 = I_0 \sin(\delta_1)$$

$$\mathrm{I}_2 = I_0 \sin(\delta_2)$$

$$\phi_T = \phi_E + LI_\phi = \phi_E + L\frac{I_\phi}{2}(\sin\delta_1 - \sin\delta_2)$$

$$\phi_T = \phi_E + L\frac{I_C}{2}\left(\sin\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right) \tag{2.36}$$

şeklinde verilir. Faz farkının

$$\delta = \frac{2\pi\phi}{\phi_0}$$

olduğu göz önüne alınırsa bu durumda toplam akı $\phi_T$

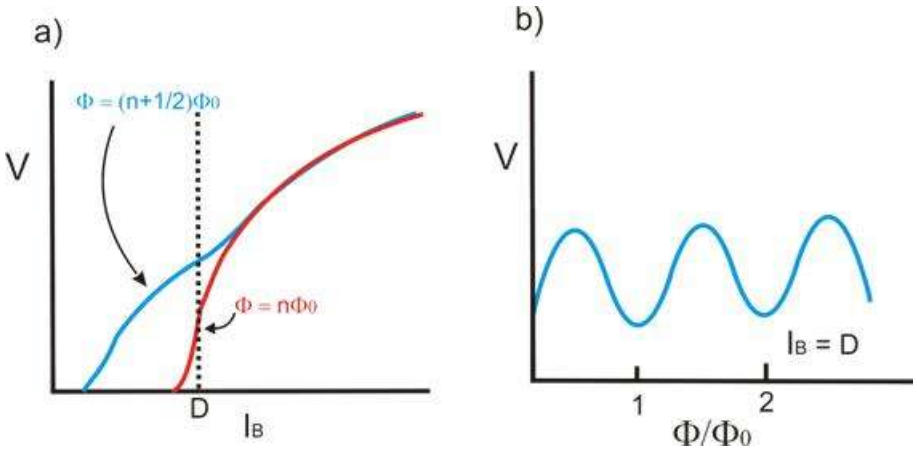
$$\phi_T = \phi_E - LI_C \sin\left(\frac{\pi\phi}{\phi_0}\right)\cos\left(\delta_1 + \frac{\pi\phi}{\phi_0}\right) \tag{2.37}$$

olur. Denklem (2.37) ilmek üzerindeki toplam net manyetik akıyı vermektedir.

Şekil 2.20.a ve b' de artan manyetik alana bağlı olarak kritik akımın ve gerilimin değişimini göstermektedir. Burada gerilimin maksimum olduğu bölgeler, manyetik alanın kuantanın tam katlarının olmadığı bölgelerdir. Bu noktalarda eklem kritik akım değerine ulaşır ve sistem normal duruma geçer yani bir direnç durumu ortaya çıkar. Böylece, sinyal olarak kullanılan bir gerilim değeri ölçülmüş olur.

Normalde DC SQUID kritik akımdan daha büyük bir akımda çalışmaktadır. Bu akımın üstünde sistem normal duruma geçer ve bunun sonucunda bir direnç ortaya çıkar. $I_B$ve $\phi_E$' nin fonksiyonu olarak bir potansiyel farkı okunabilir. Şekil 2.20.b' de görüldüğü gibi (n+1/2)$\phi_E$ değerinde gerilim değeri maksimum olur. Bu değerde kritik akıma ulaşılmış ve sistem artık süperiletken durumdan normal duruma geçmiştir. Kritik akım maksimum olduğu zaman (şekil 2.19.b) yani $n\Phi_0$ durumunda (bu durum sistem içindeki akının ters dönmesiyle sistemin yeniden kritik akımın altına düşüp süperiletken hale geçtiği andır) olduğunda gerilim minimum değere ulaşır.

Yukarıda iki limit durumundan bahsedilmiştir. Bu limit durumlarından bir tanesi ilmeğin indüktansının ihmal edilecek kadar küçük olması, diğeri ise ilmeğin indüktansının sistemi etkileyecek kadar büyük olmasıdır. Eğer yapılan SQUID' in çok hassas olması isteniyorsa ikinci durumu oluşturacak şekilde tasarım yapılması gerekir. Burada limit durumlarını analiz etmek için perdeleme parametresi, $\beta_l$, olarak isimlendirilen bir parametre tanımlanmalıdır:




**Şekil 2.20.** Manyetik alanın fonksiyonu olarak a) kritik akımınve b)gerilimin değişimi.

$$\beta_l = \frac{2LI_C}{\phi_0} \tag{2.38}$$

Bu parametre ilmek tarafından indüklenen manyetik akının $\phi_0/2$' ye oranını göstermektedir. İndüklenen akımın ihmal edilecek kadar küçük olduğu durum için $\beta_l \ll 1$ dir. Bu durumda maksimum akım

$$I_B = 2I_0 \cos\frac{\pi\phi_T}{\phi_0}$$

olacaktır. Perdeleme parametresinin yüksek olduğu $\beta_l \gg 1$ için indüklenen akı dış manyetik alanı dışlamayaçalışır ve sonuç olarak toplam akı kuantanın katları olacaktır. Buna bağlı olarak toplam net akının indüklenen akıyla değişimi denklem (2.39) ile verilir ve şekil 2.21' de gösterilmektedir.

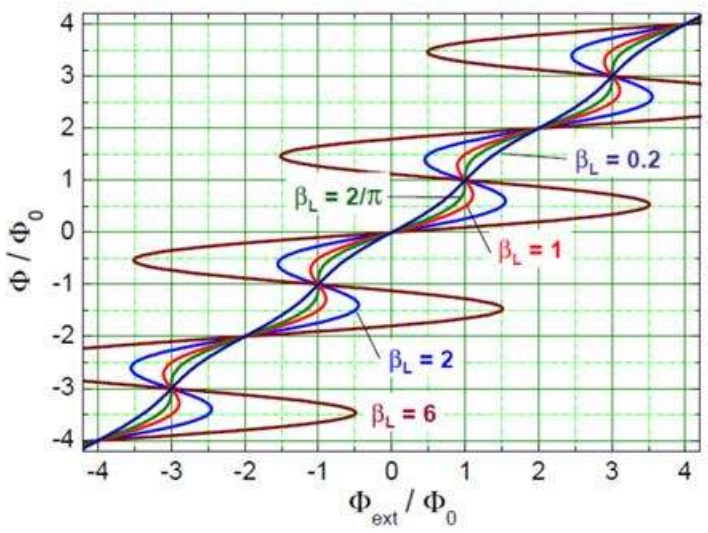
$$\phi_T = \phi_E + LI_\phi$$

$$\phi_T = \phi_E + LI_0(\sin\frac{\pi\phi}{\phi_0})$$

$$\frac{\phi_T}{\phi_0} = \frac{\phi_E}{\phi_0} + \frac{LI_0}{\phi_0}(\sin\frac{\pi\phi}{\phi_0})$$

$$\frac{\phi_T}{\phi_0} = \frac{\phi_E}{\phi_0} + \frac{\beta_l}{2}(\sin\frac{\pi\phi}{\phi_0}) \tag{2.39}$$

Şekil 2.21' de görüldüğü gibi $\beta_l$ perdeleme parametresi arttıkça uygulanan dış manyetik alanla toplam akıdaki dalgalanma sinüzoidal olarak artacaktır. Burada $\beta_l$ parametresi fonksiyonun genliği olarak düşünülebilir. Hassas bir SQUID hazırlayabilmek için denklem (2.39)' deki *L* değerinin mümkün olduğunca büyük olması gerekir. Bununla birlikte, histerisisten kaçınmak için $\beta_l < 1$ olması zorunludur.




**Şekil 2.21.** Farklı $\beta_l$değerleri için uygulanan manyetik alanla toplam manyetik akının değişimi (Gross ve Marx, 2005).

# 3. GEREÇ VE YÖNTEM

## 3.1. Bi-2212 Süperiletken Tek Kristal Whisker' ların Büyütülmesi

Tek fazlı Bi-2212 ve çift fazlı Bi-2223 ve Bi-2212 whisker' lar $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$(Bi-2212) ve $Bi_3Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$(Bi-2223) başlangıç komposizyonu kullanılarak cam-seramik metodu ile hazırlandı. $Bi_2O_3$, $SrCO_3$, $CaCO_3$ ve CuO kimyasal tozları $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ve $Bi_3Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ başlangıç komposizyonuna uygun olarak tartıldılar ve homejen bir karışım oluşturana kadar agat tavanında 2 saat süreyle karıştırıldılar. Elde edilen karışım $\alpha$-$Al_2O_3$ potalar içinde kompozisyona bağlı olarak yaklaşık 1150-1200 $^oC$' de 1-2 saat içinde eritildi. Eriyikler önceden soğutulmuş bakır levha üzerine döküldü ve diğer bir soğuk levha ile eriyik üzerine bastırılarak hızlıca soğutulmaları (quenching) sağlandı. Böylece, 1-3 mm kalınlığında parlak amorf (cam) materyaller elde edildi. Elde edilen cam materyaller diferensiyel termal analiz sonuçlarına uygun olarak 850 $^oC$' de120 saatısıl işleme tabi tutuldu ve tabakalar üzerinde whisker' ların büyüdüğü gözlendi.

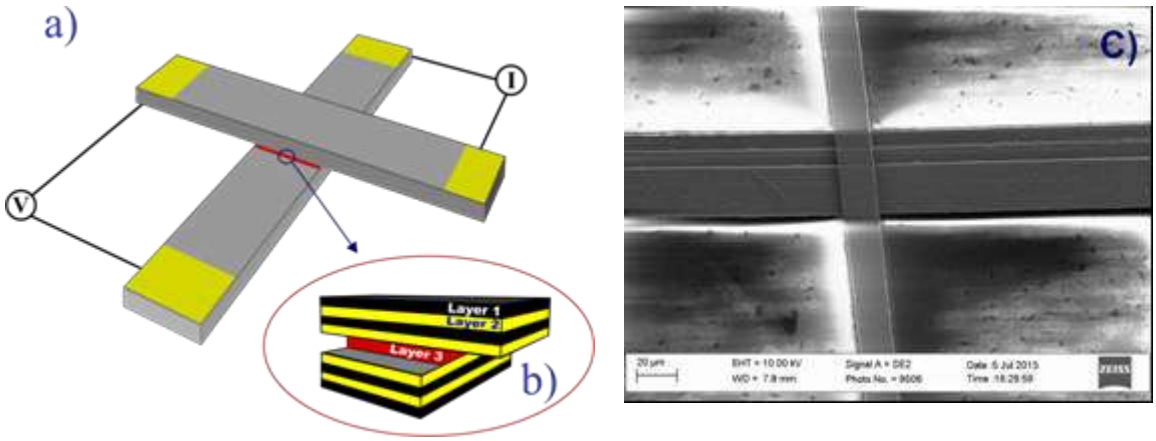
Elde edilen whisker' ların yapısal karakterizasyonları X-ışını difraksiyonu (XRD) ile incelenmiştir. XRD çalışması süresince Rigaku Rad-B X-ışını difraktometresi ($CuK_\alpha$, $\lambda$=1.5405Å) kullanılmıştır. Tarama hızı $3^o$/dakika ve tarama aralığı $3^o$ ile $80^o$ arasında seçilmiştir. Mikroyapısal ve kompozisyonal karakterizasyonlar Leo EVO-40 XVP Taramalı Elektron Mikroskopu (SEM) ve Bruker X-Flash EDX dedektör (125 eV) ile gerçekleştirilmiştir.

Whisker' ların elektriksel özelliği direncin/özdirencin sıcaklıkla değişimi (R−T, $\rho$−T) ile incelenmiştir. Ölçümler 9 Tesla Quantum Dizayn Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi (9T−PPMS) kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

## 3.2. Çapraz Şeklinde Whisker (Cross-Whiskers) Eklemlerin Hazırlanması

Çapraz şeklinde whisker (cross-whiskers) eklemleri elde etmek için iki adet düzgün yüzeye sahip whisker mikroskop altında seçildi ve daha sonra bunlar şekilde gösterildiği gibi MgO (100) altlık üzerinde çapraz şekilde üst üste yerleştirildi. Elde edilen bu çapraz whisker' lar yaklaşık 800 $^oC$' de 30 dakika ısıl işleme maruz bırakıldı. Çapraz whisker' larda doğal (öz) Josephson eklemlerin yanı sıra iki whisker arasındaki ara yüzeyden dolayı yapay bir Josephson eklem de oluşmaktadır. Bu yapay eklem çapraz eklem (cross-junction) olarak

adlandırılmıştır. Yapay eklem şekil 3.1' de kırmızı tabaka ile gösterilmektedir. Son olarak ise şekilde gösterildiği gibi eklemin dört ucundan dört-nokta kontak yapıldı (Latyshev vd., 1993).




**Şekil 3.1.** a) Çapraz şeklinde whisker (cross-whiskers) eklemlerin şematik gösterimi,b)ısıl işlem süresince oluşan ara yüzey ve c) çapraz şeklinde whisker (cross-whiskers) eklemin SEM fotoğrafı.

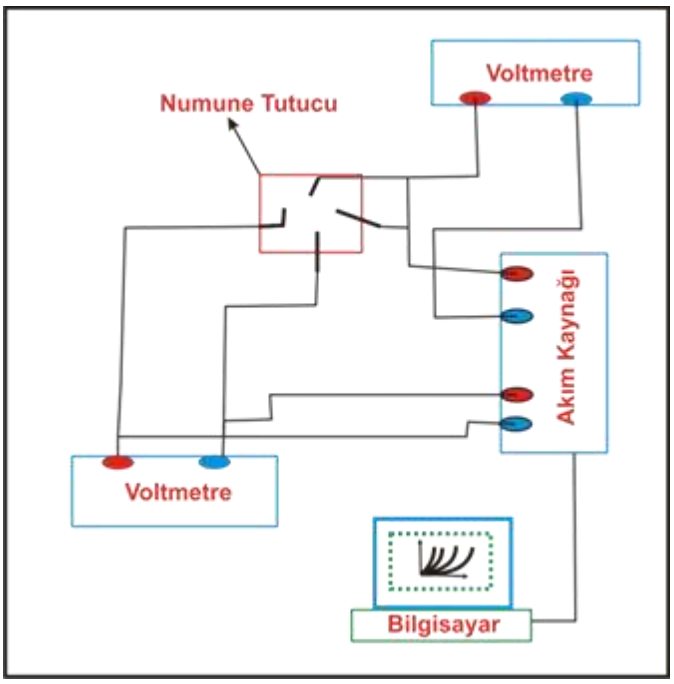
### 3.3. DC Ölçümler için Deneysel Düzenek

Eklemlerin hazırlanma işlemi tamamlandıktan sonra I-V karakterizasyonunu belirleme işlemine geçildi. Öncelikle *c*-ekseni boyunca taşıyıcı ölçümleri sonrasında ise taşıyıcı enjeksiyon deneyleri yapıldı.

Bu işlemi gerçekleştirmek için batarya beslemeli bir akım kaynağı kullanıldı. Verilen akımı manual olarak kontrol etmek için bir potansiyemetre devresi kullanıldı. Kullanılan akım kaynağının sınırları ise $10^{-2}$-$10^{-7}$ A arasındadır. Akımın dışarıdan manual olarak kontrol edilmesinin taşıyıcı enjeksiyonu için gerekli olan yüksek akımda bekleme işlemi boyunca vel-V karakteristiğindeki tüm kuazi-parçacık dallanmalarının elde edilmesinde kullanışlı olacağı düşünülmüştür. Voltaj farkı ve çıkış (output) akımı bir multimetre ile okundu. Ölçümler için gerekli olan devrenin şematik diyagramı Şekil 3.2' de verilmektedir.

Düşük sıcaklıklara inmek için bir helyum dewar kullanıldı. Ölçüm işlemi manual olarak hazırlanan bir çubuğun helyum içine daldırılması ile gerçekleştirildi. Bu çubuk; kafa, ana kısım ve numune tutucu olmak üzere üç temel kısımdan oluşmaktadır. Numune ile sıvı helyum arasındaki mesafe göz önüne alınarak sıcaklık gradyenti ayarlandı. Güvenlik için

elektronikler ve numuneler, kafadaki düzenek yardımıyla ölçüm başlayıncaya kadar toprak hattına bağlandı. Genel olarak portatif bir numune tutucu kullanıldı.




**Şekil 3.2.** I-V karakterizasyon ölçüm sisteminin şematik diyagramı.

Sıcaklık numunelerin tam altına gelecek şekilde tutucunun tabanında bulunan bakır levhalara yerleştirilen PT100 sensörler yardımıyla ölçüldü. Numune üzerindeki ısınmayı engellemek ve oluşan ısınmayı yaymak için altlıklar tutucu yüzeyine termal iletkenliği iyi olan gümüş boya yardımıyla yapıştırıldı. Tellerden kaynaklanan termal gürültüyü engellemek için ise RC T-filtreler kullanıldı. Bu filtre, numune tutucunun altına yerleştirilerek mangan teller ile numune tutucuya bağlandı. Kullanılan bu deneysel ölçüm sisteminde μV seviyesinde gürültü saptandı. Taşıyıcı enjeksiyon deneyleri sıvı helyum içerisinde 4.2 K' de gerçekleştirildi.

# 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

## 4.1. Üretilen Whisker' lara Ait Deneysel Sonuçlar

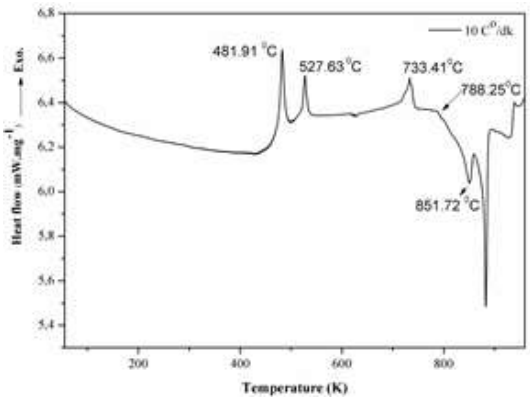
$Bi_3Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ nominal kompozisyonunu verecek şekilde yüksek saflıktaki kimyasallardan hazırlanan homojen karışımıneritilerek çok hızlı soğutma (melt-quenching) işlemine tabi tutulduktan sonra elde edilen 1 mm kalınlığındaki cam plakalar şekil 4.1' de gösterilmektedir.



**Şekil 4.1.** Eriyikten çok hızlı soğutma (melt-quenching) tekniği ile üretilen cam plakalar.

Cam plakalara şekil 4.2.a' da gösterilen diferansiyel termal analiz (DTA) verilerine göre değişik zaman aralıklarında ve sıcaklıklarda ısıl işlemler uygulanmış ve en iyi whisker oluşumunun 10 $^oC$/dakika ısıtma hızında 850 $^oC$' de 120 saat süresince yapılan ısıl işlem ile gerçekleştiği belirlenmiştir. Cam plakaların üzerinde şekil 4.2.b' de görüleceği gibi yoğun whisker oluşumu gözlenmiştir.

Eriyikten çok hızlı soğutma (melt-quenching) tekniği ile üretilen cam materyale ve 850 $^oC$' de 120 saatlik ısıl işlem ile üretilen whisker' lara ait XRD desenleri Şekil 4.3' de görülmektedir. Cam materyalin XRD deseninde $2\theta \cong 30^o$ civarında gözlenen geniş bant yapıda 3-boyutta herhangi bir atomik düzenlenme olmadığını ve dolayısı ile elde edilen malzemelerin tamamen cam (amorf) olduklarını ortaya koymaktadır.

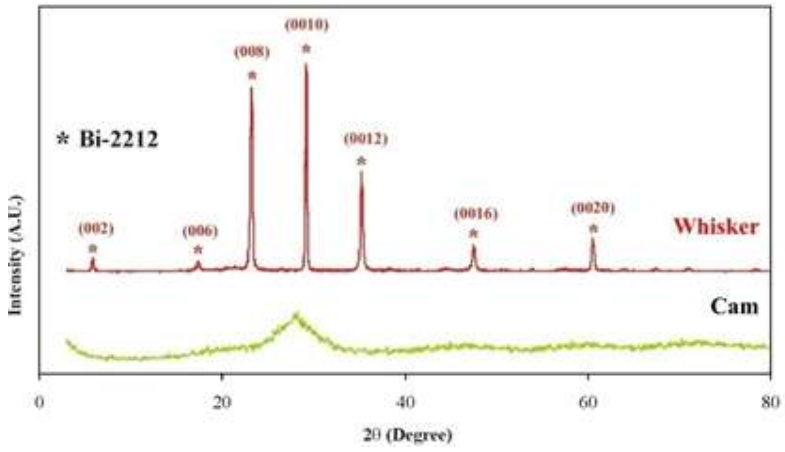



**Şekil 4.2.a.** 10 $^{o}$C/dk ısıtma hızı ile alınmış $Bi_3Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ cam materyaline ait DTA deseni.

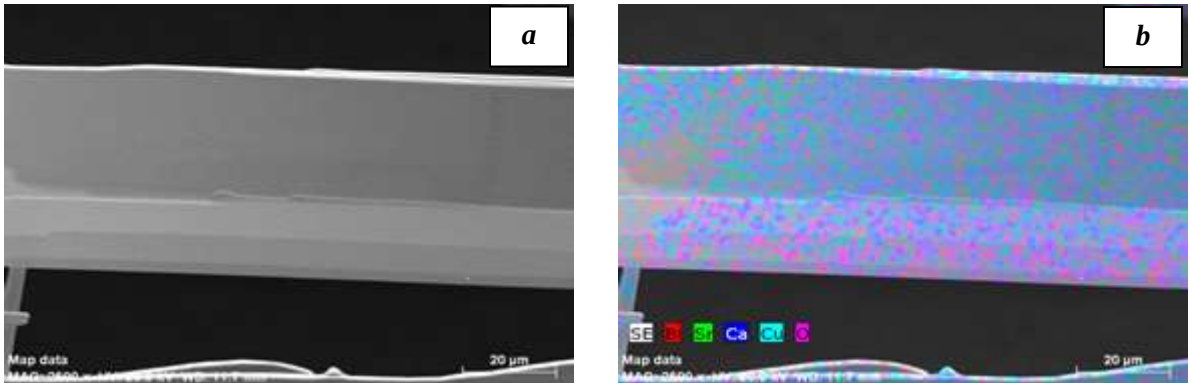


**Şekil 4.2.b.** 10 $^{o}$C/dakika ısıtma hızında 850 $^{o}$C de 120 saatlik ısıl işlem ile üretilen süperiletken whisker' lar.

Whisker' lar için alınan XRD deseninde bütün piklerin Bi-2212 fazına ait olduğu ve yapıda herhangi bir safsızlık fazının bulunmadığı belirlenmiştir. Sadece *c*-ekseninde yönelmeyi gösteren keskin (00ℓ) pikleri elde edilmiştir. Elde edilen bu sonuç whisker' ların *a*-*b* düzleminin whisker' ların üzerinde büyüdükleri ana matriksin yüzeyine dik olduğunu ve *c*-ekseninin ise yüzeye paralel olduğunu göstermektedir. X-ışını verileri üç boyutta mükemmel bir atomik düzenlenme olduğunu dolayısı ile whisker' ların tek-kristal (single crystalline) doğada olduğunu göstermektedir. Elde edilen whisker' ların kristalografik olarak tetragonal simetride olduğu tespit edilmiş ve birim hücre parametreleri ise *a*(=*b*)=5.4028 Å ve *c*=30.5997 Å olarak hesaplanmıştır.

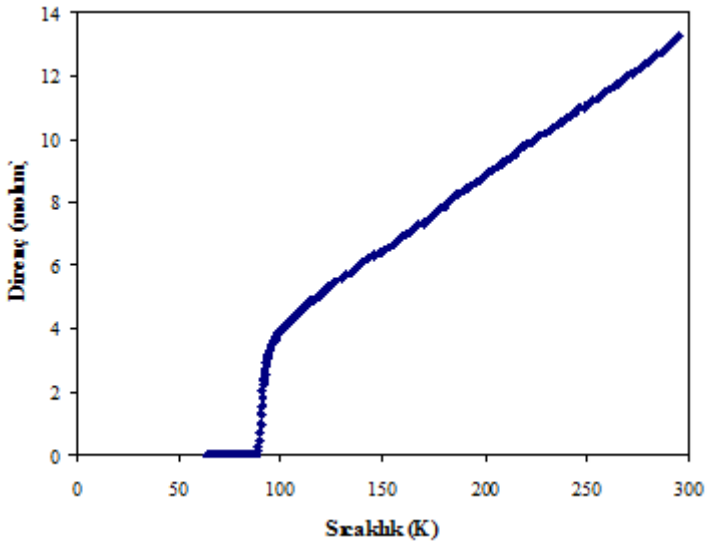



**Şekil 4.3.**Eriyikten çok hızlı soğutma (melt-quenching) ile üretilen cam materyale ve 850 $^{o}$C' de 120 saat ısıl işlem ile üretilen whisker' a ait XRD desenleri.




**Şekil 4.4.** 850 $^{o}$C' de 120 saatte üretilmiş whiske'r ların SEM fotoğrafları: a) Tek bir whisker' ın SEM fotoğrafı ve b) EDX nokta haritalama SEM fotoğrafı.

850 $^{o}$C' de 120 saat ısıl işlem yapıldığında şekil 4.2.b' deki gibi cam plakaların yüzeylerinde 1-5 mm uzunluğunda, 3-20 μm kalınlığında ve 20-50 μm genişliğinde yoğun whisker' ların büyüdüğü görülmüştür. Şekil 4.4.a' da görüldüğü gibi whisker düz bir yüzeye sahiptir. EDX nokta haritalama analizlerinden whisker' ların herhangi bir safsızlık ve tanecik sınırı olmadan Bi-2212 fazına sahip oldukları bulunmuştur, şekil 4.4.b. Bu durum whisker' ların kristalografik olarak temiz (saf) ve mükemmel mikroyapısal formasyona sahip olduklarını göstermektedir.




**Şekil 4.5.** Tek bir Bi-2212 whisker' a ait direnç-sıcaklık (R-T) eğrisi.

Üretilen tek bir Bi-2212 whisker' ın direncinin sıcaklığa bağlılığı (R-T) şekil 4.5' de verilmiştir. Burada direnç ölçümlerinde kontakların whisker' in yüzeyine yapıldığını dolayısı ile ölçümlerin *a-b* düzleminde gerçekleştirildiğini belirtmekte fayda vardır (**Not:***c*-ekseni boyunca direnç-sıcaklık grafikleri daha sonra verilmiştir). Whisker oda sıcaklığı (300 K) ile süperiletken geçiş sıcaklığı ($T_c$) arasında metalik davranış göstermiş ve $T_c$' nin altında direnç keskin bir şekilde sıfıra düşmüştür. Whisker' ın $T_c$ değeri 92.2 K ve $T_0$ değeri ise 87.3 K olarak elde edilmiştir.

### 4.2. Bi-2212 Tek-Kristal Whisker' larda Taşıyıcı Enjeksiyonu ile $c$-Ekseni Boyunca Özdirencin Kontrol Edilmesi ve Pseudogap Fazının Sistematik Olarak Araştırılması

Taşıyıcı enjeksiyon metodunun dinamiklerinden dolayı Bi-2212 süperiletken tek-kristal materyallere istenen miktarda taşıyıcı ilavesi kolaylıkla yapılabilmektedir. ARPES çalışmaları düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundaki Bi-2212 fazında normal durum pseudogap fazının varlığını ve pseudogap fazının süperiletkenlikle (d-dalga simetrisi) ilişkisini ortaya koymuştur (Marshall vd.,1996). Ayrıca, pseudogap fazının özelliklerini açıklamak için tünelleme çalışmaları da yapılmıştır (Ren vd., 2012).

Whisker' lar hazırlandıktan sonra, double-side tekniği kullanılarak adım-tipi (step-like) geometri oluşturuldu. Bunun için numuneler Almanya, Erlangen Üniversitesi, Fizik Bölümüne gönderildi ve Y. Koval ve grubu tarafından adım-tipi geometri oluşturuldu. Hazırlanan bu tip bir kristal yığınının Cu atomu başına hole sayısı 2. bölümde verildiği gibi

$$\frac{T_c}{T_c^{max}} = 1 - 82.6(p - 0.16)^2 \qquad (2.1)$$

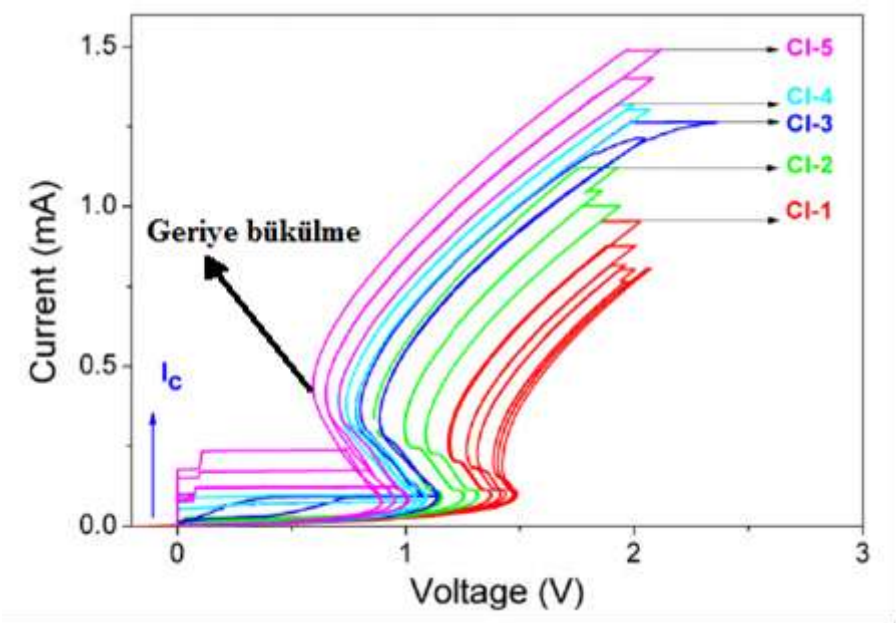
formülülünden hesaplandı. Burada, $\mathbf{T}_c^{max}$ Bi-2212 tek-krsital süperiletken materyaller için 90 K olarak alınmıştır. Taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış whisker kristal yığınının *c*-ekseni boyunca özdirenç-sıcaklık eğrisinden (şekil 4.8) $T_c$ sıcaklığı 67.6 K olarak belirlendi ve bu tip kristal yığınının Cu atomu başına $p$=0.117 hole sayısına sahip olduğu bulundu. Dolayısı ile bu kristal düşük taşıyıcı konsantrasyonunda (underdoped state) bulunmaktadır. Aynı zamanda, şekil 4.9' daki I-V karakteristiğinde alt branşlar sayıldığında kristal yığınının 65 doğal

eklemden oluştuğu da belirlendi. Numunenin taşıyıcı seviyesi,küçük adımlarda taşıyıcı enjeksiyonu yapılarak artırıldı. Her bir taşıyıcı enjeksiyonundan sonra taşıyıcı sayısı, *p*, hesaplandı ve 5. adımdan sonra *p* değerinin 0117' den 0.173' e arttığı belirlendi, Tablo 4.1.

**Tablo 4.1.** Her bir taşıyıcı enjeksiyonu sonucu denklem (2.1) kullanılarak hesaplanan Cu atomu başına taşıyıcı (hole) sayısı, *p*.

| **Taşıyıcı Enjeksiyonu (CI)** | ***p*** | **Δ (K)** |
|---|---|---|
| Whisker (saf) | 0.117 | 0.116 |
| CI-1 | 0.141 | 0.142 |
| CI-2 | 0.152 | 0.153 |
| CI-3 | 0.160 | 0.160 |
| CI-4 | 0.162 | 0.162 |
| CI-5 | 0.173 | 0.173 |

4.2 K' deki taşıyıcı enjeksiyonu için örneğin *c*-ekseni boyunca 0.7-1.5 mA arasında bir akım uygulandı, şekil 4.6. Bu akım değerlerinde bütün doğal (öz) Josephson eklemlerinin tamamı direnç durumundadır. Böyle bir aşırı yüklemede sabit akımdaki gerilim azalmaya başlar. Yükleme gerilim düşmesi doyuma ulaştığında akım yeniden artırıldı. Yapılan taşıyıcı enjeksiyon adımlarında akım sıfıra düşürüldü ve *c*-ekseni boyunca özdirenç ölçümlerinin yanı sıra I–V karakteristikleri de ölçüldü. Bu prosedür her akım enjeksiyonundan sonra yükleme akımı artırılarak 5 kez tekrarlandı, şekil 4.6. Taşıyıcı enjeksiyonu adımları CI-N (Carrier Injection-N) taşıyıcı enjeksiyon adımlarını gösterir ve burada N bir tam sayıdır.

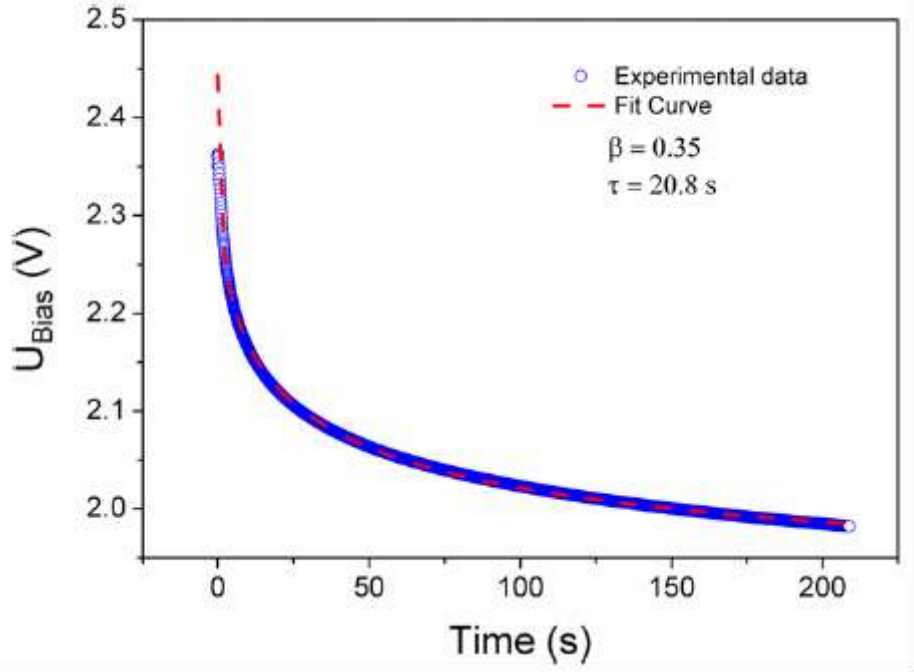



**Şekil 4.6.** 4.2 K' de whisker' dan oluşturulan adım-tipi (step-like) kristal yığını için gerçekleştirilen taşıyıcı enjeksiyon prosedürü. CI-1, …, CI-5 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyon adımlarını göstermektedir.

Şekil 4.7optimum taşıyıcı konsantrasyonunda bulunan CI-3 kodlu taşıyıcı enjeksiyonu için 1.26 mA' lik sabit akımda yükleme geriliminin zamana bağlılığını göstermektedir. Diğer taşıyıcı enjeksiyon adımları için denklem (4.1)' e uygun sonuçlar elde edilmediğinden final raporuna konulmamıştır. Yükleme gerilimi zamanla eksponansiyel olarak azalmıştır. Bu durum örneğe sürekli doping yapıldığını göstermektedir. Zamanla yükleme geriliminin bozulması Kohlrausch fonksiyonuna göre analiz edildi (Kohlrausch, 1854;Gilabert vd., 2000):

$$V(t) = V\ (\infty) + [V(0) - V(\infty)]e^{[-(\frac{t}{\tau})^{\beta}]}, \quad V(t) = V\ (\infty) + \Delta V e^{[-(\frac{t}{\tau})^{\beta}]} \tag{4.1}$$

Bu eşitlikte $\Delta V$, $\tau$, $V\ (\infty)$ ve $\beta$ fitting parametreleridir. $\Delta V$ başlangıçtaki ve taşıyıcı enjeksiyonundan sonraki gerilimler arasındaki farkı, $V\ (\infty)$ enjeksiyon basamağı tamamlandıktan sonraki gerilim, $\tau$ gevşeme zamanı, $\beta$ ise boyutsuz dağılım parametresidir ve $0<\beta<1$ arasında değişmektedir. $V\ (\infty)$=0.51 V, $\Delta V = [V(0) - V\ (\infty)]$=1.92 V, $\tau$=20.8 sn ve $\beta$=0.35 olarak bulunmuştur.




**Şekil 4.7.** 4.2 K' de 1.26 mA' lik sabit akımda zaman ile yükleme gerilimin azalması. Eğri CI-3 taşıyıcı adımı için verilmiştir. Kesikli kırmızı çizgi Kohlrausch fonksiyonuna (denklem (4.1)) göre yapılan eğri uydurmayı göstermektedir.

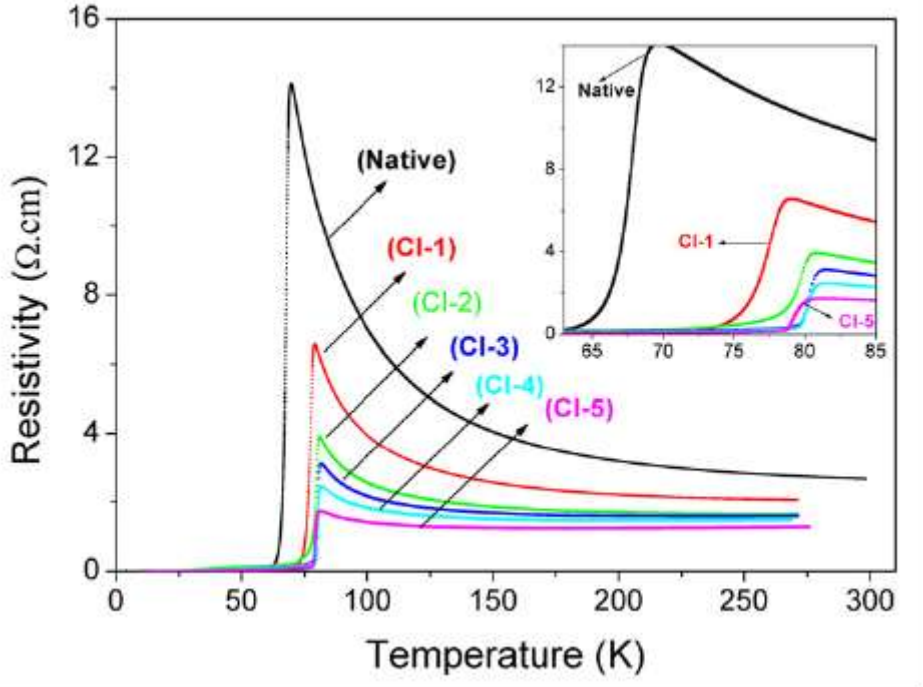
Phillips' e göre (Phillips 1996;2000.a) *β* parametresi taşıyıcı yoğunluğu ile tuzaklama merkezleri arasındaki etkileşmeleri yansıtmaktadır. Phillips *β* için 3/7 (=0.428) ve 3/5 (=0.6) olmak üzere iki özel değer olduğunu ortaya koymuştur. Bu değerler sırasıyla uzun-erimli ve kısa-erimli Coulomb etkileşmelerini göstermektedir. Bu noktadan elde ettiğimiz *β*=0.35 sonucu *β*=3/7 (=0.428) değerine yakındır. Bu nedenle, 4.2 K' de taşıyıcı yoğunluğu ile tuzaklama merkezleri arasındaki etkileşme uzun-erimli Coulomb etkileşmesi tipindedir. Bu ise taşıyıcı tuzaklama olasılığının yeterince büyük olduğu anlamına gelmektedir. Taşıyıcı tuzaklaması taşıyıcılar ile tuzaklama konumları arasındaki etkileşmenin büyüklüğü ile kontrol edilmektedir. Bu durum taşıyıcı katkılaması (doping) işleminin neden sadece belli eşik değerlerinde başladığını açıklamaktadır.

Yapılan deneylerde *β*=3/5 (=0.6) değerine yakın bir değer elde etmiş olsaydık taşıyıcı tuzaklama olasılığı çok küçük olacaktı. Böylece, kısa-erimli etkileşme durumunda konfigürasyon uzayının etkin boyutu tek bir birim hücreye sınırlanmış olacaktı (Markowitsch vd., 2008). Taşıyıcı-tuzaklama mekanizması için elde edilen sonuçlar litaratürdeki yük transferi ve/veya tuzaklama olarak bilinen mekanizmalarla uyumlu olduğunu göstermektedir. Böyle yük transferi ve/veya tuzaklama mekanizmaları hem H$T_c$ sistemlerinin foto-doping olayı (Kudinov vd., 1993) hem de diğer kompleks yapıdaki oksitlerin dirençlerinin switching

olayı(Waser 2007; 2010) açıklanırken önerilmiştir. YBCO' nun foto-doping' i için bir seri çalışma yapılmıştır ve bu çalışmalarda yalıtkan tabakada pozitif elektronlarının tuzaklandığı bulunmuştur. Kudinov vd. bu çalışmada elektronların CuO zincirlerine transfer oldukları ve zincirdeki kusur (defect) konumlarında tuzaklandıkları sonucuna ulaşmıştır (Kudinov vd., 1993; Hasen vd., 1995**)**. Diğer yandan, BSCCO kristali için elektron-tuzaklama mekanizması Bi-2212' nin kalıcı elektron katkılaması (Motzkau vd., 2012) ve Bi-2212' nin taşıyıcı enjeksiyonu yapılırken önerilmiştir (Koval vd., 2010). BSCCO sisteminde, elektronlar BiO tabakasında bulunan kusurlar tarafından tuzaklanabilir. Negatif yüklü elektronların telafisi süperiletken $CuO_2$ düzlemlerinde boşluk (hole) konsantrasyonunda artmaya neden olur. Katkılamanın zamana bağlılığı Motzkau ve Kudinov tarafından stretched-eksponansiyel fonksiyon kullanılarak analiz edilmiştir (Motzkau vd., 2012; Kudinov vd., 1993). Bu çalışmalarda $\beta$ değeri 5 civarında bulunmuştur ki bu değer bu proje kapsamında bulunan değerden daha büyüktür. Ancak, ilgili çalışmaların 135 K' nin üstündeki sıcaklıklarda yapıldığı vurgulanmalıdır. Bu durum bizim bulduğumuz $\beta$ değeri ile olan farkın ana kaynağıdır. Bilindiği gibi yüksek sıcaklıklarda tuzaklama merkezleri hareketlidir. Bu da $\beta$ değerinde artmaya ve elektron-tuzaklama olasılığında azalmaya neden olmaktadır. Kudinov' un araştırmalarında $\beta$' nın sıcaklığın artması ile lineer olarak arttığı bulunmuştur (Kudinov vd., 1993). Bu sonuç düşük sıcaklıklarda küçük $\beta$ değeri olmasına yol açmaktadır. 2.5–3 V' un üstündeki yüksek yükleme gerilimi akımda bir artmaya ve kristal özelliklerde geri dönüşü olmayan değişikliklere neden olmaktadır. Böyle bir olgunun sebebi elektronların hareketlenmesine ve oksijenin alan-indüklü difüzyonuna bağlanabilir. Bu tip bir yıkıcı süreç taşıyıcı enjeksiyonun etkisinden tamamen farklıdır ve projenin bu kısmında elde edilen sonuçlardan sorumlu değildir. Şunu belirtmekte fayda vardır ki taşıyıcı enjeksiyon etkisi tersinirdir ve tekrarlanabilir bir olaydır.

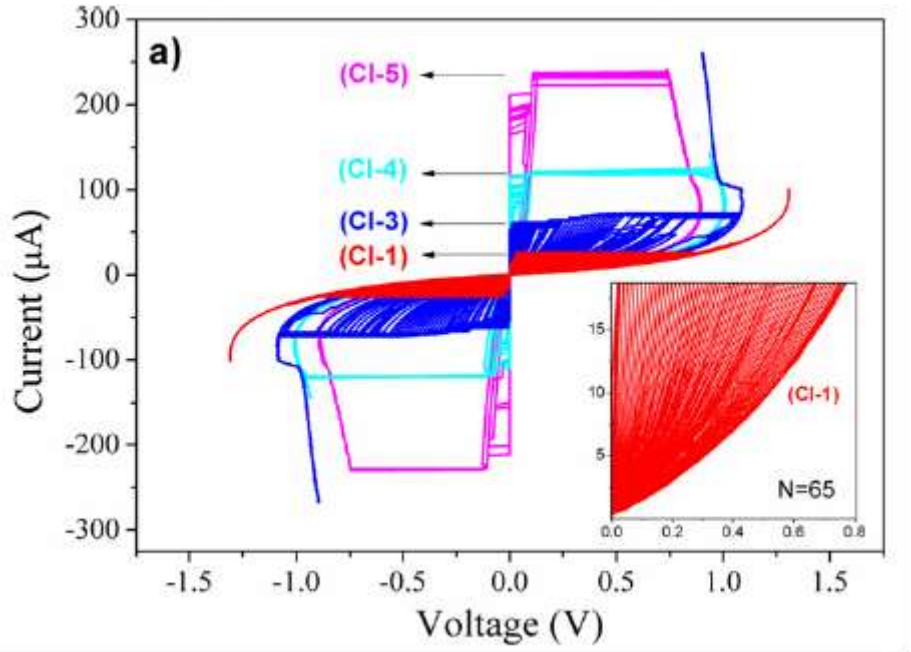
Şekil 4.6' da gösterildiği gibi taşıyıcı enjeksiyonun sonucu olarak Bi-2212 whisker' daki süperiletkenlik 5 adımda geniş bir aralıkta düşük taşıyıcı konsantrasyonu seviyesinden ($p$=0.117) yüksek taşıyıcı konsantrasyonu seviyesine ($p$=0.173) adım adım artırılmıştır. Şekil 4.8 taşıyıcı enjeksiyonunun neden olduğu $c$-ekseni boyunca özdirencin sıcaklığa karşı grafiğini göstermektedir. Sıcaklığın azalması ile geniş bir aralıkta yarıiletken davranış olduğu gözlenmiştir.

Taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış (saf) whisker 67.6 K' lik $T_c$' ye sahiptir ve düşük taşıyıcı yoğunluğuna ($p$=0.117) sahiptir. 3 adımlı taşıyıcı enjeksiyonundan sonra, whisker' ın 80.17 K' lik $T_c$' si olan optimum taşıyıcı seviyesine ($p$=0.160) ulaştığı görülmüştür. Daha fazla yapılan taşıyıcı enjeksiyonundan sonra, örnekteki taşıyıcı seviyesi yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine kaymıştır ($p$=0.173) ve $T_c$ 79.11 K' ne azalmıştır.




**Şekil 4.8.** Taşıyıcı enjeksiyonu ile Bi-2212 whisker' ın $c$-ekseni boyunca özdirencinin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.9 her taşıyıcı enjeksiyonundan sonra Bi-2212 tek kristal whisker kristal yığının I–Vkarakteristiğini göstermektedir. $I>I_c$ olmak üzere şekildeki çoklu dal yapısı eklemlerin tek tek direnç durumuna yani kuazi-parçacık dala geçtiğini ortaya koymaktadır. Değişik kuazi-parçacık dalların homojen olarak değişmemesinden dolayı düşük taşıyıcı yoğunluğu bölgesindeki kristal yığınlarının $I_c$ değerini belirlemek zordur. Bu nedenle, en büyük $I_c$ değerine sahip doğal (öz) eklem (IJ) (şekil 4.9' daki en son kuazi-parçacık dal) analiz edilmiştir. Son derece düşük taşıyıcı yoğunluğu seviyesinde olan taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış (saf) örnek çok küçük kritik akıma sahiptir ($I_c$ =3.35 μA). 5nci adımda yapılan taşıyıcı enjeksiyonundan sonra kritik akımın 3.35 μA' den 238 μA' e arttığı belirlenmiştir. Taşıyıcı enjeksiyonun son adımları süresince kuazi-parçacık dalın kritik akımı oldukça homojen biçimde artmıştır. Yüksek taşıyıcı yoğunluğu (overdoped) bölgesinde eklemlerin toplu olarak değişmesinden yani eklemlerin kolektif olarak açılmasından dolayı homojen olmayan davranış tamamen ortadan kalkmıştır (şekil 4.9 içteki şekil). Bu durum kristal yığınının bütün $CuO_2$ tabakalarının yüksek (overdoped) taşıyıcı yoğunluğu bölgesinde hemen hemen aynı hole konsantrasyonuna sahip olduğunu göstermektedir.




**Şekil 4.9.**Bi-2212 tek kristal whisker' ın 4.2 K' de gerçekleştirilen değişik taşıyıcı enjeksiyon adımlarından sonraki I–V karakteristiği. İçteki şekil ilk taşıyıcı enjeksiyonundan (CI-1) sonraki 65 kuazi-parçacık dallarını göstermektedir.

Taşıyıcı enjeksiyon etkisi aynı zamanda dengede olmayan kuazi-parçacık etkisinin farklı bir açıdan incelenmesine de olanak sağlamaktadır. Joule ısınması ve dengede olmayan etkiler (non-equilibrium effects) yüksek kuazi-parçacık akım yoğunluğundan kaynaklanmaktadır. Ancak, bu iki etkiyi birbirinden ayırmak ve hangi etkinin baskın etki olduğunu belirlemek zordur. Araştırmacılar bu iki etkinin nasıl ayrılacağı sorusunu cevaplamaya çalışmışlardır (Krasnov vd., 2001b; Suzuki vd., 1999; Fenton vd., 2002; 2003; Anagawa vd., 2003; Zavaritsky 2004). Ancak, henüz bir konsensüs sağlanamamıştır. Şekil 4.6' daki I–Veğrilerinde geriye doğru bir bükülmenin söz konusu olduğunu belirtmek gerekmektedir.

Pik geriliminin (peak voltage) hemen altındaki dağılım güçleri her bir taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra $T_M = T_B + \alpha P$ denklemi kullanılarak hesaplanmıştır. Burada $T_B$ ölçüm sıcaklığı (4.2 K), $P = IV$ güç, $V$ süperiletken-yalıtkan-süperiletken (SIS) eklemlerinden oluşan yığın boyunca olan gerilimdir. $T_M$ IJJ' lerin toplam sıcaklığıdır ve CI-1, …, CI-5 adımları için sırasıyla 21.14 K, 21.44 K, 21.42 K, 20.83 K ve 20.35 K olarak bulunmuştur. $\alpha$ ise BSCCO için $c$-ekseni boyunca 70 $KmW^{-1}$' dir (Kurter vd., 2010). Bu sonuçlar adım-tipi

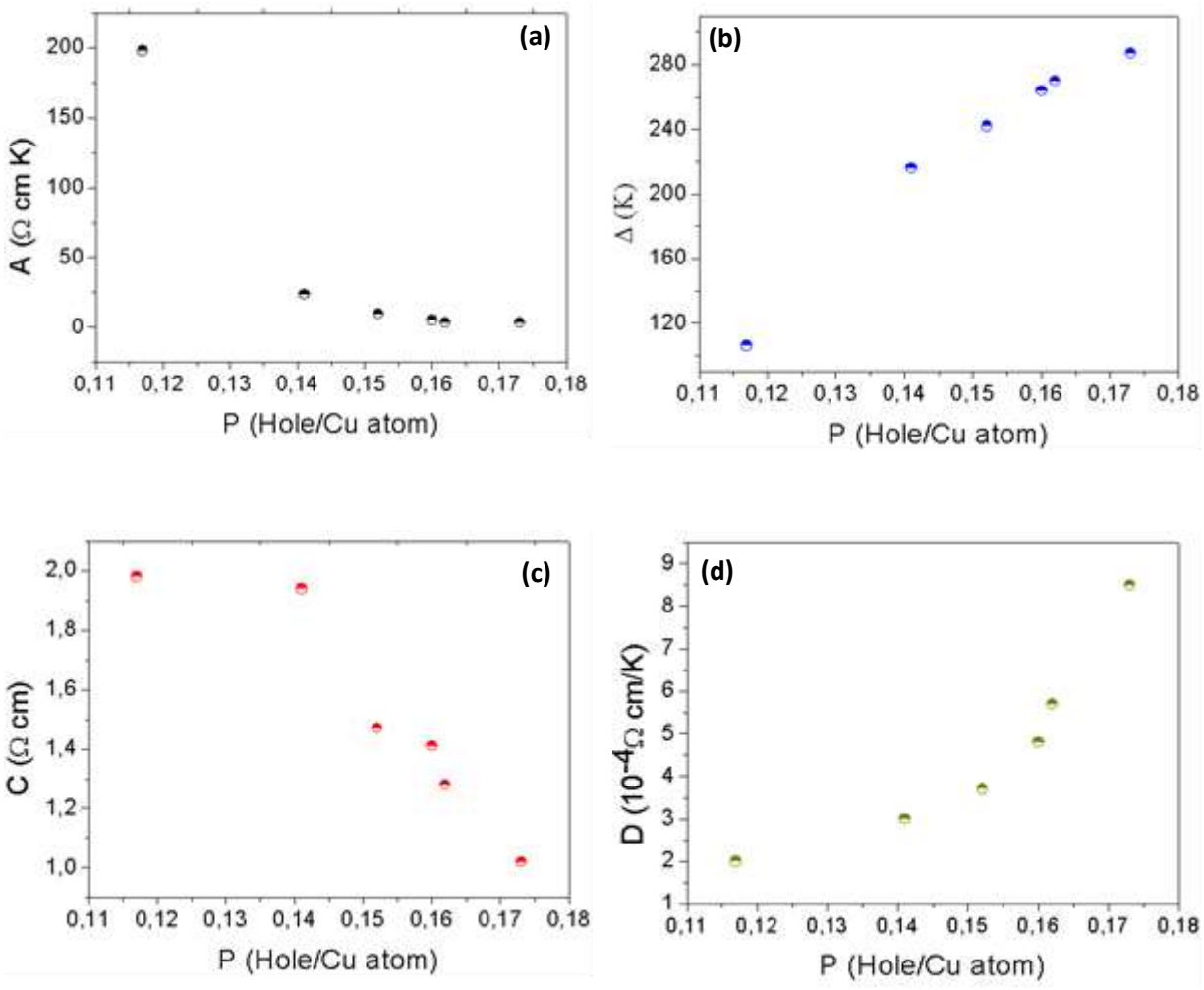
(step-like) kristal yığınında dağılım gücünün hemen hemen aynı kaldığını buna karşılık şekil 4.6' daki I–Veğrilerindeki geriye bükülmenin olduğu kısımların büyüklüğünün her bir taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra arttığını göstermektedir. Bu bağlamda geriye bükülmenin olduğu kısımların büyüklüğündeki artmanın Joule ısınma etkisinden ziyade dengede olmayan kuazi-parçacık etkisinden kaynaklandığı söylenebilir. Çünkü taşıyıcı enjeksiyon etkisi ile $I_c$' deki artma 4.2 K' de güçlü kuazi-parçacık enjeksiyon etkisine neden olmaktadır ve geriye bükülme (veya I–Veğrilerindeki bozulma) kuazi-parçacık yoğunluğu ile lineer orantılıdır (Suzuki ve Tanabe, 1996).

Yukarıda belirtildiği gibi aynı örnekte farklı taşıyıcı konsantrasyonlarında çalışmak mümkündür. Taşıyıcı enjeksiyonu yapılmış aynı malzemenin $\rho_c - T$ eğrisinde sıcaklığa bağlı olarak geniş bir aralıkta yarıiletken ve metalik davranış birlikte gözlenmiştir ($d\rho_c/dT < 0$) ki bu da yarıiletken ve metalik bir faz geçişinin olduğunu göstermektedir (Iye, 1992). Mott yalıtkanı durumundan Fermi sıvısı fazına geçiş sıcaklığının ($T^*$) üstünde ve altında sırasıyla lineer ve eksponansiyel davranış birlikte gözlenmektedir. Dolayısıyla, $T^*$ geçiş sıcaklığı pseudogap fazını açıklamak için yararlı bir parametredir. Pseudogap Fermi yüzeyinde kısmi bir aralık olarak tanımlanmaktadır. Bu aralık düşük sıcaklıklarda görülür ancak Fermi sıvısı fazında pseudogap tamamen kaybolur. $\rho_c - T$ eğrisinde düşük sıcaklıklarda yarıiletken davranıştan metalik davranışa bir geçiş olduğu bulunmuştur.

Normal durumda *c*-ekseni boyunca olan özdirencin sıcaklığa bağlılığı

$$\rho_c^T = (A/T)\exp(\Delta/T) + C + DT \tag{4.2}$$

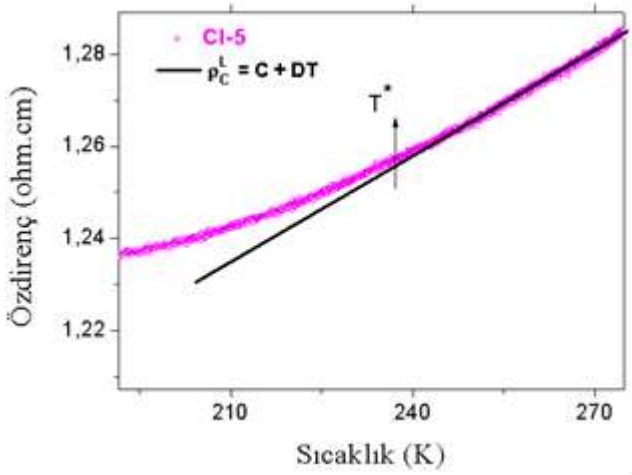
şeklinde verilen denklem ile analiz edilmiştir (Yan vd., 1995). Bu denklemde eksponansiyel kısım $[(A/T)\exp(\Delta/T)]$ yarıiletken davranışı, lineer kısım ($C + DT$) ise metalik davranışı temsil etmektedir. Denklemin deneysel verilere uydurulması (fitting) ile elde edilen $A$, $\Delta$, $C$ ve $D$ parametrelerinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı Şekil 4.10' de verilmektedir.




**Şekil 4.10.** Değişik taşıyıcı konsantrasyonuna sahip Bi-2212 tek kristal whisker' ların $\rho_c$–$T$ eğrilerinin $\rho_c^T = (A/T)\exp(\Delta/T) + C + DT$ fonksiyonuna uydurulması (fitting) ile elde edilen $A$, $\Delta$, $C$ ve $D$ parametrelerinin hole konsantrasyonu ile değişimi.

Numunedeki hole konsantrasyonun artması ile eksponansiyel kısımdaki değişim lineer kısma göre daha şiddetlidir. Özellikle düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda lineer kısmı temsil eden $D$ parametresi çok küçüktür. Şekil 4.10.d' de görüldüğü gibi taşıyıcı konsantrasyonunun artması ile $D$ parametresinin temsil ettiği lineer kısım hızlı bir şekilde artmaktadır. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine doğru gidildikçe $A$ parametresindeki azalma, taşıyıcı konsantrasyonu ile eksponansiyel kısmın zayıfladığını ortaya koyar, şekil 4.10.a. $A$ parametresindeki azalma ve $D$ parametresindeki artma $c$-ekseni boyunca iletkenliğin arttığı göstermektedir. $C$ parametresinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı Şekil 4.10.c' de gösterilmektedir. Beklendiği gibi hole konsantrasyonunun artması ile $C$ parametresi azalmaktadır.

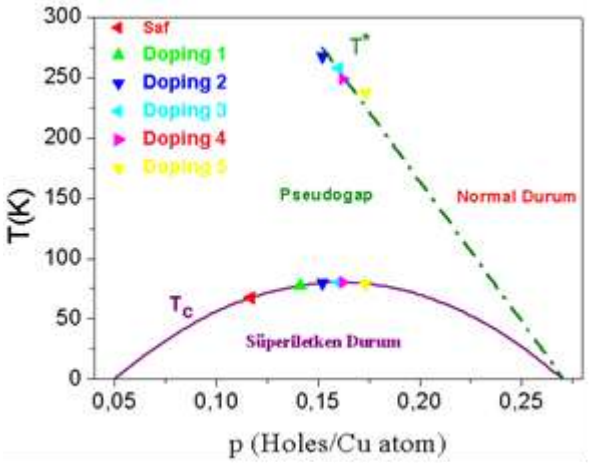
Süperiletken enerji aralığının ($\Delta$) taşıyıcı konsantrasyonunun artması ile monotonik olarak arttığı gözlenmiştir, şekil 4.10.b. $\Delta$, $T_c$' nin üstünde $\rho_c$ özdirencinin eğiminden elde edilmiştir. Ancak, pseudogap fazının süperiletkenlikle ilişkili olup olmadığının halen bir tartışma konusu olduğunu belirtmekte fayda vardır. *c*-ekseni boyunca normal durum direnci taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olarak metalik ve yarıiletken olmak üzere iki farklı davranış sergileyebilir. Yarıiletken durumdan metalik duruma geçiş sıcaklığı $T^*$ ile verilmektedir. $T^*$ geçiş sıcaklığı metalik davranışın gözlendiği lineer kısımdan %1' lik bir sapmanın olduğu bölge olarak tanımlanmaktadır (Watanabe vd., 1997). Projenin bu kısmında $T^*$geçiş sıcaklığının taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı incelenecek ve literatürdeki pseudogap fazı için önerilen senaryolardan hangisi ile uyum içinde olduğu irdelenecektir.




**Şekil 4.11.** $T^*$ geçiş sıcaklığının özdirenç eğrisi üzerinde belirlenmesi. Siyah renkli eğri $\rho_C^T = C + DT$ fonksiyonunu temsil eder. Deneysel verilerden %1' lik sapma ile $T^*$geçiş sıcaklığı elde edilmiştir.

Şekil 4.11 yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumundaki CI-5 numunesi için ($p$ = 0.173) $\rho_c$–$T$ eğrisinden belirlenen $T^*$ geçiş sıcaklığını göstermektedir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda $\rho_c - T$ eğrisi exponansiyel karakteristik sergilediği için yani $p$ = 0.117 ve $p$ = 0.152 durumlarında herhangi lineer kısım gözlenmediği için (ölçümün başladığı noktadan itibaren direk yarıiletken davranış elde edilmiş herhangi bir metalik davranış gözlenememiştir) bu taşıyıcı konsantrasyon bölgesinde $T^*$geçiş sıcaklığı belirlenememiştir. Beş adımda taşıyıcı enjeksiyonu ile hole ilavesi yapılmış numune için $T^*$ geçiş sıcaklığı şekil 4.12' de verilmektedir. $T^*$ geçiş sıcaklığının hole konsantrasyonun artması ile lineer olarak azaldığı görülmektedir. $T^*$ geçiş sıcaklığının lineer ekstrapolasyonu şekil 4.12' de noktalı çizgi

ile gösterilmektedir. Ekstrapolasyon sonucu yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinde süperiletken geçiş sıcaklığı ile bir çakışma olduğu bulunmuştur. Bu sonuç 1. bölümde anlatılan ikinci senaryo ile uyum içindedir ve pseudogap fazının süperiletkenlikle ilişkili olduğunu vurgulamaktadır.



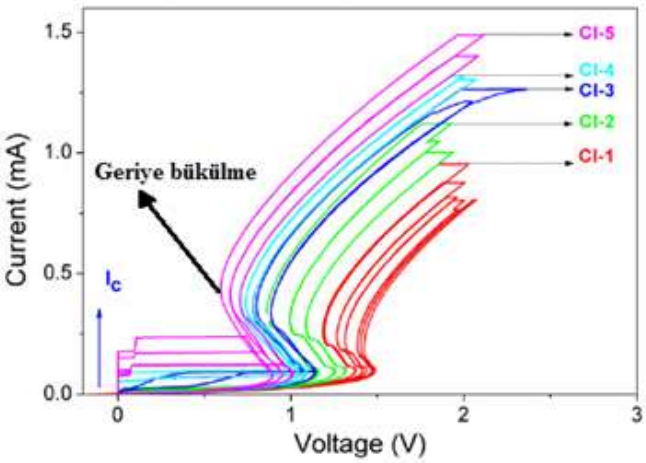

**Şekil 4.12.** $T^*$ geçiş sıcaklığının taşıyıcı enjeksiyonu ile değiştirilen taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı. Noktalı çizgi $T^*$ geçiş sıcaklığının lineer ekstrapolasyonunu göstermektedir.

### 4.3. Bi-2212 Tek-Kristal Whisker' larda Süperiletken Enerji Aralığı

Projede taşıyıcı enjeksiyonu yapılmış tek-kristal süperiletken whisker' larda enerji aralığının, $\Delta_s$, belirlenmesi hedeflenmişti. Süperiletken enerji aralığı I–V karakteristiğinin diferansiyeli alınarak ve dI/dV vs V grafiği çizilerek bulunacaktı. Bu noktada şekil 4.6' daki I–V grafiklerini yeniden vermekte fayda bulunmaktadır. I–V karakteristiklerinde belli bir voltaj değerinde şekilde gösterildiği gibi geriye bükülme olduğu görülmüştür. Her bir taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra geriye bükülmenin olduğu kısımların büyüklüğü artmıştır.

Bu bağlamda whisker' larda I–V karakteristiği ölçülürken akım uygulanması ile belli bir eşik noktasından sonra geriye bükülme olayı meydana gelmektedir. Bu etki I–V eğrilerinde bozulmaya neden olmaktadır. Taşıyıcı enjeksiyonu ile sistemdeki taşıyıcı konsantrasyonu artırıldığından geriye bükülme etkisi daha da artmaktadır. Bu etkiden dolayı ise süperiletken enerji aralığı doğru bir şekilde hesaplanamamış ve hatalı sonuçlar elde edilmiştir. Dolayısı ile

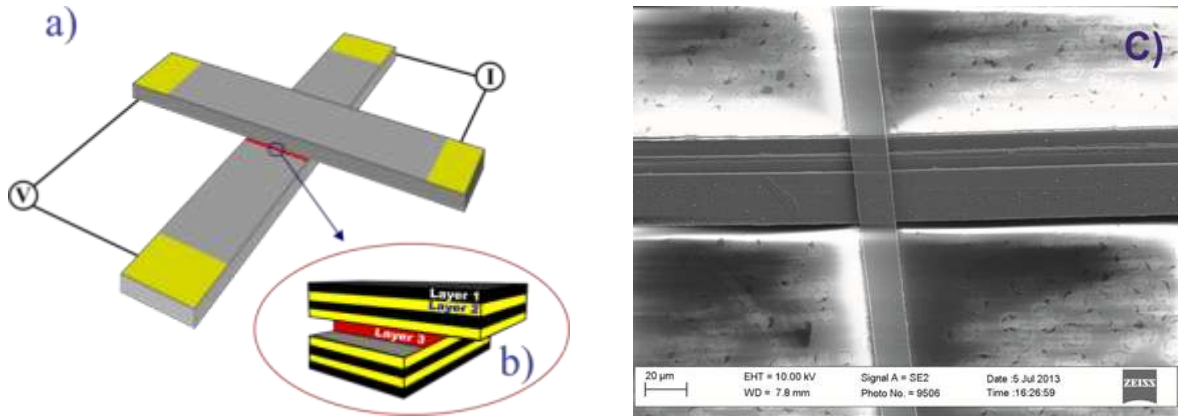
sadece $\rho_c$–$T$ eğrilerinin $\rho_c^T = (A/T)\exp(\Delta/T) + C + DT$ fonksiyonuna uydurulması (fitting) ile elde edilen enerji aralığı verilecektir, şekil 4.10.b. Elde edilen enerji aralığı sonuçları tablo 4.1' de verilmiştir.




**Şekil 4.6.** 4.2 K' de whisker' dan oluşturulan adım-tipi (step-like) kristal yığını için gerçekleştirilen taşıyıcı enjeksiyon prosedürü.

### 4.4. Çapraz Şeklindeki Whisker Eklemlerin Hazırlanması ve Karakterizasyonu

Çapraz şeklinde yerleştirilen whisker' lar üzerine 800 $^oC$' de 30 dakika ısıl işlem uygulanmıştır. Bu işlem ile oluşan eklemde tek kristal Bi-2212 sisteminin yapısında var olan doğal (öz) Josephson eklemlerin yanı sıra iki whisker arasındaki ara yüzeyden dolayı yapay bir Josephson eklem de oluşmaktadır. Yapay eklem şekil 4.13.a ve b' de kırmızı tabaka ile gösterilmektedir.



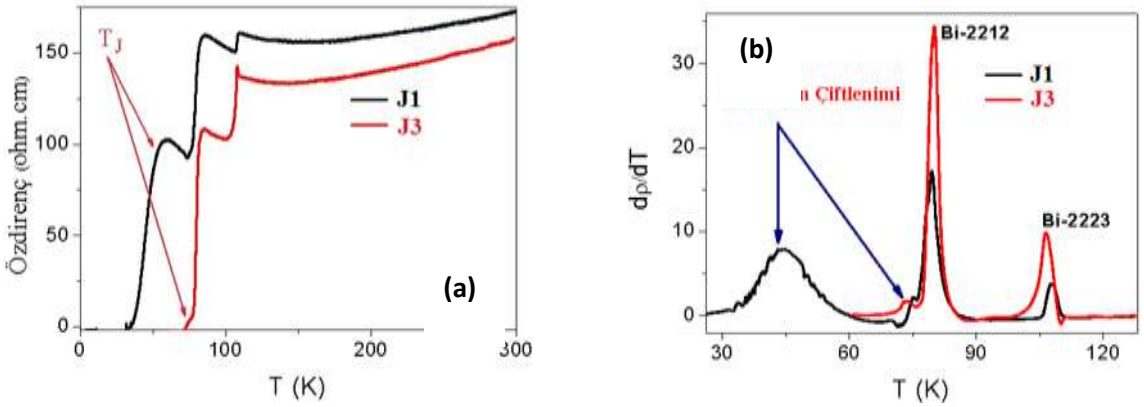

**Şekil 4.13.** a) Çapraz şeklinde whisker eklemlerin (cross-junction) şematik gösterimi,b)ısıl işlem süresince oluşan ara yüzey ve c) çapraz şeklinde whisker eklemin (cross-junction) SEM fotoğrafı.

**Tablo 4.2.** Üretilen çapraz şeklindeki whisker eklemlerin (cross-junctions) özellikleri.

| Eklem kodu | Kesit alanı ($\mu m^2$) | Doğal Josephson Eklemlerin Sayısı |
|---|---|---|
| **J1** | 608 | 16 |
| **J2** | 731 | 13 |
| **J3** | 1696 | 12 |
| **J4** | 738 | 11 |

Şekil 4.14.a çapraz şeklindeki J1 ve J3 whisker eklemlerin (cross-junction) özdirencinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir.J2 ve J4 eklemlerine akım uygulanması ile çapraz eklemi oluşturan whisker' ların birbirlerinden ayrıldıkları yani eklemlerin bozulduğu görüldü. Bu nedenle proje kapsamında genelde J1 ve J3 eklemleri üzerinde yoğunlaşılmıştır. Bi-2212 bazlı whisker' ların *c*-ekseni boyunca doğal (öz) Josephson eklemlerine sahip olduğunu bilinmektedir. Şekil 4.13' de şematik gösterimde anlatılan whisker' ların iki ucu boyunca bir akım uygulanırsa diğer uçlardan bir potansiyel fark okumak mümkündür. Uygulanan akım iki whisker arasındaki kontak noktasına kadar *ab*-düzleminde ilerler. Bu da $\rho$-T eğrisinin hem *ab*-düzlemi hemde *c*-düzlemi boyunca olduğunu göstermektedir. Kontak

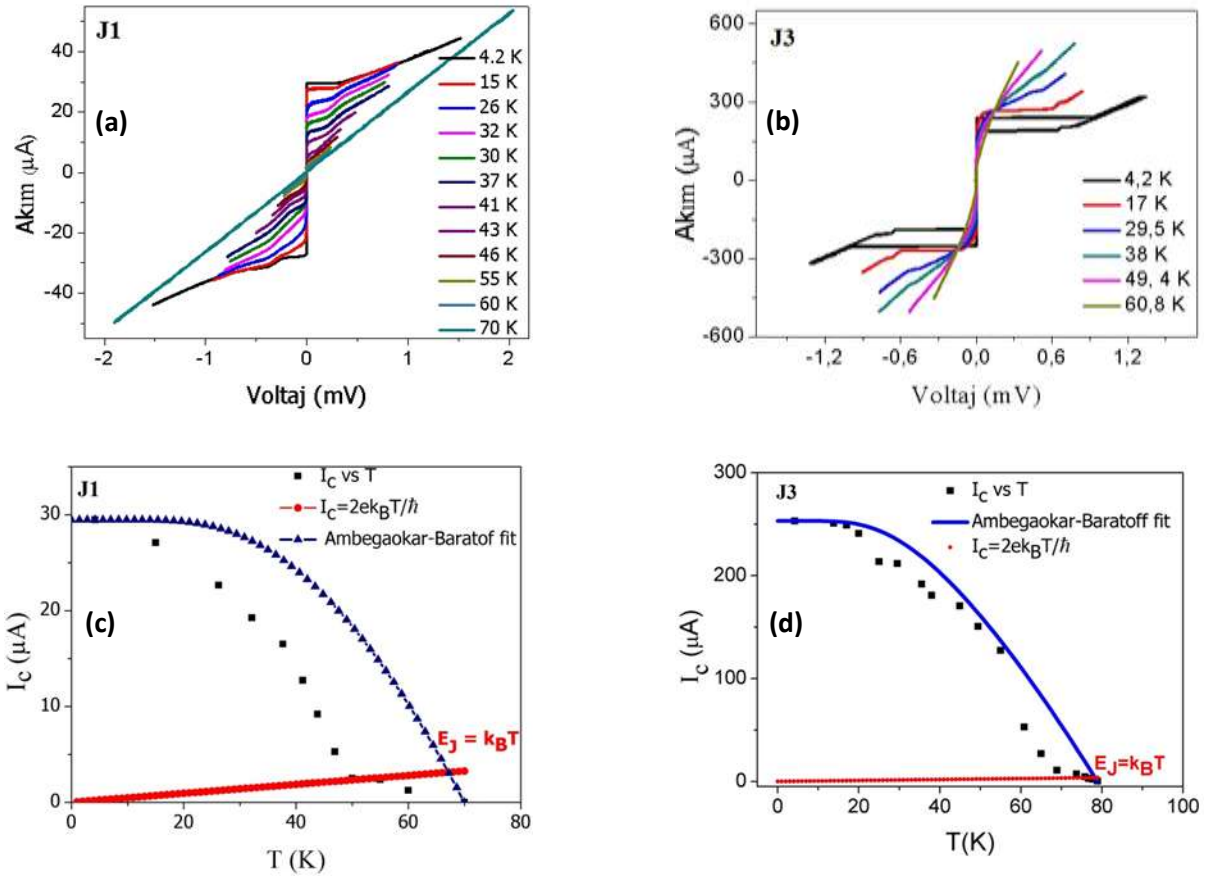
noktasında ise akım devreyi tamamlamak yani alttaki whisker' a geçmek için *c*-eksenine yönelir. Akım hem doğal (öz) Josephson eklem boyunca, hem de iki whisker arasında oluşan arayüzey boyunca akar. Şekil 4.14.a' da elde edilen süperiletken geçiş noktası üzerindeki özdirençteki eksponansiyel artış yapının yarıiletken davranış sergilediğini göstermektedir. Bu da akımın doğal (öz) Josephson eklemler boyunca yani yarıiletken olan BiO-SrO tabakaları boyunca aktığının bir kanıtıdır. Şekil 4.14.a' da üç farklı faz geçişi gözlenmiştir. 110 K civarında olan birinci geçiş Bi-2223 fazına karşılık gelirken 84 K civarında olan ikinci geçiş Bi-2212 fazına karşılık gelmektedir. Bu çalışmayı özel kılan üçüncü geçiş ise $T_J$ olarak adlandırılan Josephson çiftlenimin başladığı kritik sıcaklıktır.




**Şekil 4.14.** a) Çapraz whisker eklemin (cross-junction) özdirencinin sıcaklıkla değişimi (ρ-T). Kırmızı oklarla gösterilen $T_J$ Josephson çiftleniminin başladığı sıcaklıktır. b) dρ/dT diferensiyelinin sıcaklıkla değişimi.

Isıl işlem süresince oluşan iki whisker arasındaki tünelleme bariyeri yeterinci ince ise, termal enerjinin ($k_BT$) etkisini yitirmeye başladığı düşük sıcaklıklara inildiğinde Cooper çiftleri ve kuazi-parçacıklar tünelleme yapmaya başlar. Sıcaklık düştükçe tünelleyen Cooper çiftlerinin sayısı artar. Josephson çiftlenim enerjisinin termal enerjiden büyük olduğu yeterince düşük sıcaklıklarda Cooper çiftleri ve kuazi-parçacıkların tamamının tünelleme yaptığı kabul edilmektedir. Şekil 4.14.a' da görüldüğü gibi sıfır direnç elde edilmiştir. Bu durum doğal Josephson eklemlerine ilave olarak yapay bir eklem (cross-junction) oluştuğunun bir göstergesidir. Eğer tünelleme bariyeri yeterince küçük olmasaydı üçüncü geçişten sonra bir direnç okumaya devam edilecekti ve bu direnç sıcaklıklığın azalması ile birlikte artacaktı. Şekil 4.14.a' daki $\rho_c$-T eğrisi incelenirse üçüncü geçişten sonra direncin önce arttığı görülmektedir. Bu da eğer tünelleme bariyeri yeterince ince olmasaydı bu artışın devam edeceğinin bir delilidir.

Şekil 4.15 J1 ve J3 Josephson eklemlerinin I-V ve $I_c$-T karakteristiklerini göstermektedir.Şekil 4.15.a ve b doğal (öz) Josephson eklemlerin aksine daha düşük kritik akım yoğunluğuna sahip çapraz eklemlerin farklı sıcaklıklardaki I-V karakteristiğini göstermektedir. Burada belirtilmesi gereken bir diğer konu ise yüksek akımlara çıkıldığında yapay ekleme ilave olarak doğal (öz) Josephson eklemlerinin de açılmaya başlamasıdır. 4.2 K' de yüksek akımlara çıkıldığında çapraz ekleme ilave olarak doğal (öz) Josephson eklemleri de ortaya çıkmaktadır, şekil 4.16.

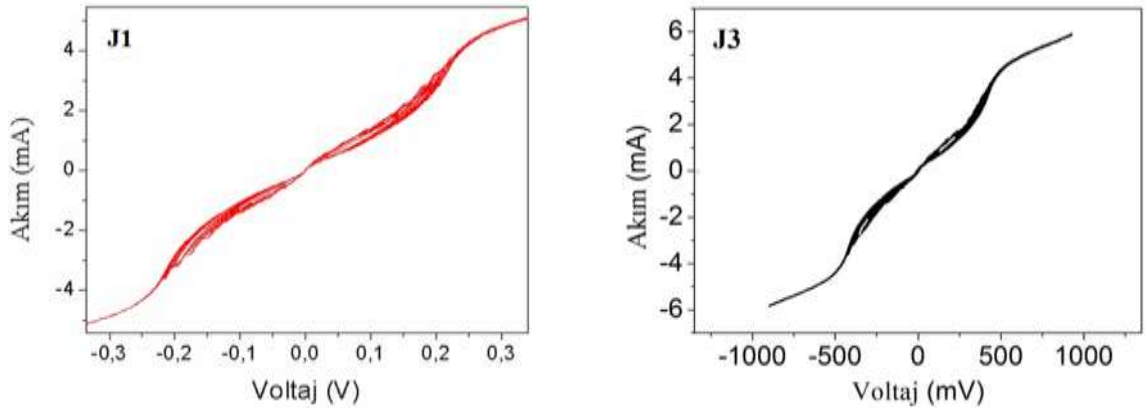



**Şekil 4.15.** a) ve b) sırasıyla J1 ve J3 numuneleri için farklı sıcaklılarda I-V karakteristiği, c) ve d) J1 ve J3 numuneleri için kritik akımın sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Burada mavi ile gösterilen parabolik eğri Ambegaokar-Baratof teorisini gösterirken kırmızı ile gösterilen eğri termal enerjiden ($E_J=k_BT$) elde edilen eğriyi göstermektedir.

Burada anadal altı (sub-branch) olarak adlandırılan kristal kusurlardan kaynaklanan dallar göz ardı edildiğinde, 11 tane ana dallanma elde edilmiştir. Her bir doğal Josephson ekleminin kalınlığının 15 Å olduğu düşünülürse akımın *c*-ekseni boyunca yaklaşık olarak 15

nm' lik bir mesafe boyunca aktığı söylenebilir. Şekil 4.15.a ve b' de çapraz eklem için kritik akımın üstüne çıkılınca doğal (öz) Josephson eklem açılıncaya kadar bir süre lineer voltaj elde edilir. Bu lineer eğri çapraz eklemdeki tünelleme bariyeri hakkında bilgiler taşımaktadır. Lineer eğrinin eğimi tünelleme bariyerinin elektriksel iletkenliği hakkında bilgi vermektedir. Şekil 4.15.b' de eğimin sıcaklıkla değişimi incelendiğinde eğimin sıcaklıkla hızla arttığı yani elektrisel iletkenliğin sıcaklığın azalması ile düştüğü görülmektedir. Bu da tünelleme bariyerinin yarıiletken karakteristik sergilediğinin göstergesidir. Şekil 4.15.a' da bu eğimdeki artış oranının çok daha az hatta durağan olduğu söylenebilir. Bu durumun arayüzeydeki taşıyıcı sayısı ile orantılı olduğunu düşünülmektedir.

S-I-S Josephson eklemleri için kritik akımın sıcaklıkla değişimi Ambegaokar ve Baratoff tarafından denklem (2.27)' deki gibi tanımlanmaktadır. Denklem (2.27)' ye göre kritik akım artan sıcaklıkla parabolik olarak azalmaktadır. Şekil 4.15.c ve d, J1 ve J3 çapraz whisker eklemlerden elde edilen kritik akımının sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Burada mavi noktalı çizgi Ambegaokar-Baratoff teorisini gösterirken siyah kare noktalar deneysel olarak elde edilen verilerdir. Şekil 4.15.c' de kritik akımın sıcaklıkla değişimi incelendiğinde kritik akımın yaklaşık 50 K' ne kadar parabolik bir davranış sergilediği görülmektedir. Şekil 4.15.d' de ise kritik akımın 70 K' e kadar Ambegaokar-Baratoff teorisi ile iyi bir uyum içerisinde parabolik olarak azaldığı bulunmuştur. J1 numunesi(şekil 4.15.c)ve J3numunesi (şekil 4.15.d) için 50 K ve 70 K' den sonra Ambegaokar-Baratoff teorisinden bir sapma olduğu belirlenmiştir.



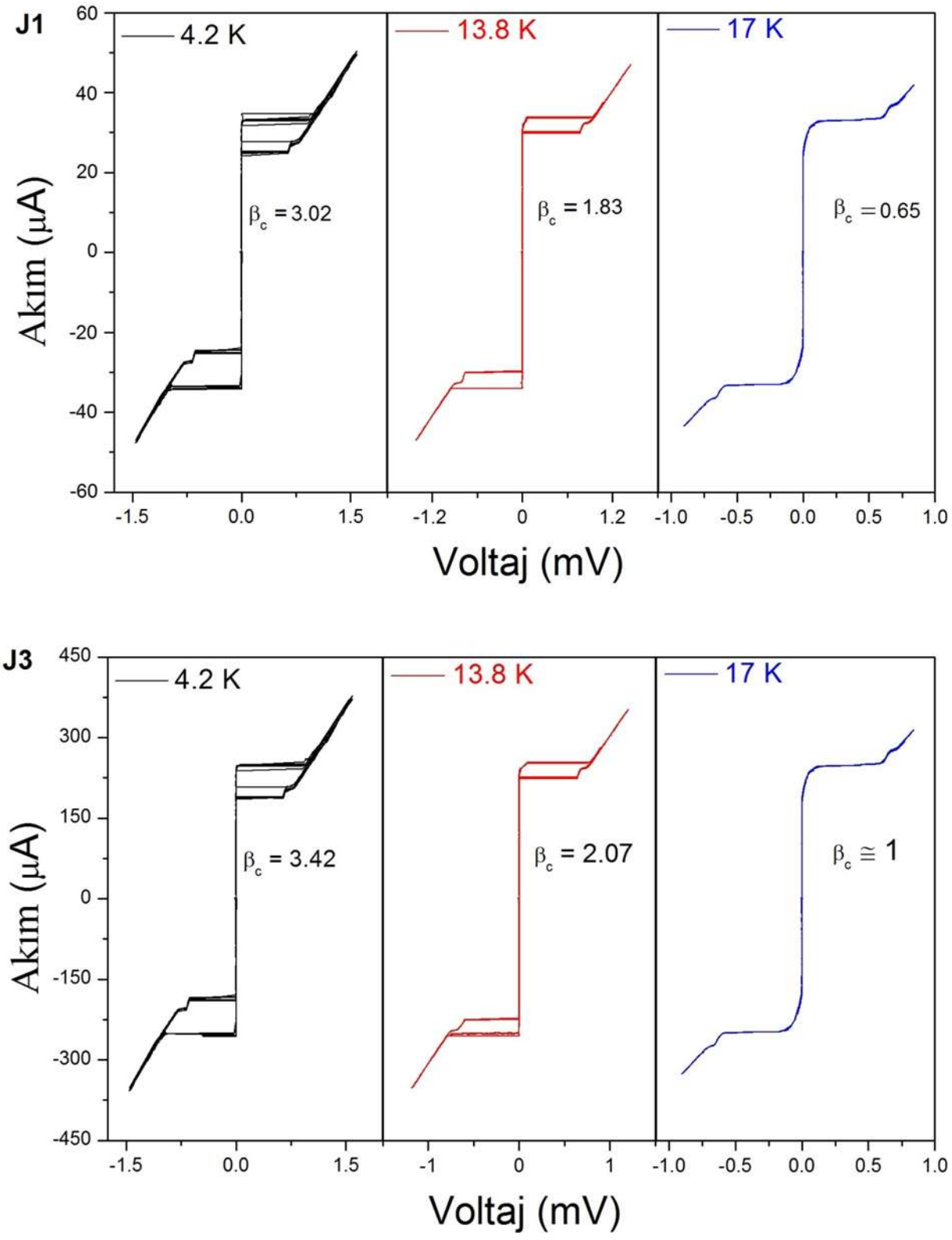

**Şekil 4.16.** J1 ve J3 çapraz eklemleri için yüksek akımlarda yapay Josephson eklemine ilave olarak doğal Josephson eklemlerin gözlenmesi.

Termal dalgalanmaların kritik sıcaklık noktası civarında materyalin süperiletken özelliklerini etkileyen önemli bir parametre olduğu bilinmektedir. Yüksek sıcaklıklarda Josephson çiftlenim enerjisi $k_BT$ büyüklüğündedir (Franz vd., 2004). Burada $k_BT$ termal enerjisi Josephson çiftlenim enerjisini bastıracak durumdadır. Şekil 4.15.c ve d' de kırmızı ile çizilmiş eğri teorik olarak $I_C = 2ek_BT/\hbar$ eşitliğinden hesaplanan$I_C$ eğrsini göstermektedir. Bu eşitlik doğrudan $k_BT$ termal enerjisi ile orantılıdır. Deneysel olarak elde edilen kritik akımın teorik olarak hesaplanan verilerle çakıştığı nokta göz önüne alınacak olursa bu nokta kritik akımın sıcaklığa bağlılığının Ambegaokar-Baratoff teorisinden saptığı noktaya karşılık gelmektedir. Bu noktada termal enerji Josephson çiftlenim enerjisini bastırmaya başlar.

4.2 K' deki I-V karakteristiğinde(şekil 4.15.a ve b) görüldüğü gibi çapraz eklemler tünelleme bariyerinin normal durum direncine bağlı olarak zayıf sönümlü (underdamped) veya aşırı sönümlü (overdamped) davranış sergileyebilirler. Bu durumu daha detaylı incelemek için şekil 4.17' de J1 ve J3 eklemleri için farklı sıcaklıklardaki I-V karakteristikleri verilmiştir. Her iki eklem için de oldukça benzer I-V karakteristikleri elde edilmiştir. Özellikle 4.2 K' deki I-V karakteristiği J1 eklemi için 32 μA ve J3 eklemi için 253 μA' lik kritik akıma sahip Josephson etkisini göstermektedir. Ayrıca çapraz eklemin I-V karakteristiği 4.2 K' de histerisiz bir davranış sergilemektedir. Bu durum yüksek akımlara çıkılarak Josephson eklem açıldıktan sonra yani direnç durumuna geçildiğinde akım tekrar geri çekilirse kritik akımın kendi üzerinden dönmediği yani sıfır akımı görmek için önceki akım değerinin daha da altına inilmesi gerektiğini göstermektedir. Sıfırı gören akım tuzaklanmış akım olarak adlandırılmaktadır. 4.2 K' de tuzaklanmış akım değeri J1 eklemi için 26 μA ve J3 eklemi için ise 180 μA civarındadır. Zayıf sönümlü eklem için Steward-McCumber parametresi $\beta_C > 1$, aşırı sönümlü eklem için ise $\beta_C < 1$dir. $\beta_C$ parametresi deneysel veriler kullanılarak

$$\frac{I_R}{I_C} \approx 4/\pi \sqrt{\beta_C} \tag{4.3}$$

denkleminden hesaplanabilir (Barone ve Paterno, 1982). Bu eşitlikten Steward-McCumber parametresinin J1 eklemi için $\beta_C$ = 3.02 veJ3 eklemi için $\beta_C$ = 3.42 değerinde olduğu bulunmuştur. Bu durum çapraz eklemin 4.2 K' de zayıf sönümlü bir davranış sergilediğini göstermektedir.




**Şekil 4.17.** J1 ve J3 eklemleri için üç farklı sıcaklıkta (4.2 K, 13.8 K ve 17 K) I-Vkarakteristikleri.

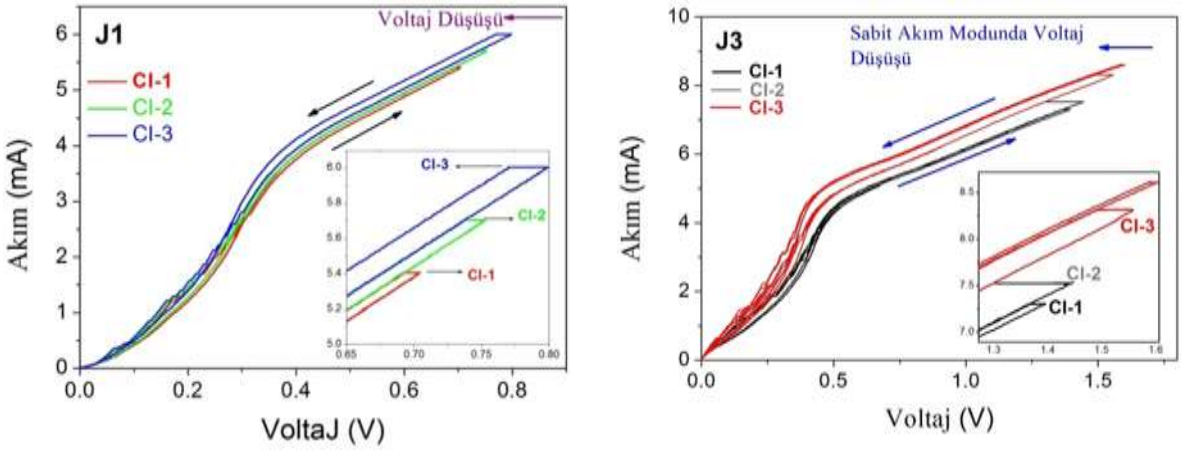
Şekil 4.17' den artan sıcaklıkla $\beta_C$ değerinin azaldığı görülmüştür. Burada histeritisiz davranış sıcaklıkla azalmış ve 17 K civarında tamamen kaybolmuştur. 17 K' de J1 ve J3 eklemleri için sırasıyla $\beta_C$~0.65 ve 1 olarak elde edilmesi çapraz eklemin zayıf sönümlü durumdan aşırı sönümlü duruma geçtiğini göstermektedir. $\beta_C$ parametresinin normal durum direncine $\beta_C = 2eI_C R^2 C/\Phi_0$ eşitliği ile bağlı olduğu 2. bölümde verilmişti. Sıcaklığın artması ile tünelleme bariyerinin normal durum direncinin azaldığı düşünülürse, $\beta_C$ parametresi de buna bağlı olarak azalacaktır. Genelde bariyerlerin yarıiletken davranış sergilediklerini vurgulamakta fayda vardır. Özet olarak yapay Josephson eklemler (çapraz eklemler) rahatlıkla hazırlanabilirler ve hemen hemen ideal Josephson eklem karakteristiği sergilerler.

### 4.5. Çapraz-Eklemler Üzerine Taşıyıcı Enjeksiyon Etkisi

Burada taşıyıcı enjeksiyon metodunun çapraz şekildeki whisker' lardan hazırlanan çapraz eklem üzerindeki etkileri verilecektir. Aynı zamanda, elektron tuzaklanma mekanizması tartışılacaktır. Normal durum direnci, kritik akım ve tünelleme bariyerinin geçirgenliği (transparanlığı) gibi parametrelerin taşıyıcı enjeksiyon metodu ile değiştirilebileceği gösterilecektir yani ısıl işlem süresince iki whisker arasındaki ara yüzeyde oluşan yapay çapraz eklemin tünelleme bariyerinin taşıyıcı enjeksiyon metodu ile kontrol edilebileceği verilecektir.

Şekil 4.18 yüksek akımda taşıyıcı enjeksiyonu yapılan çapraz şekildeki whisker' lardan hazırlanan J1 ve J3 eklemlerinin I-V karakteristiklerini göstermektedir. **Diğer iki eklem olan J2 ve J4 eklemleri için yapılan deneylerde akım şiddeti artırıldığında çapraz whisker' ların birbirinden ayrıldığı ve eklemin bozulduğu görülmüştür. Bu nedenle, yukarıda da belirtildiği gibi sadece J1 ve J3 eklemleri üzerinde yoğunlaşılmıştır.** Deneyler sırasında öncelikle *c*-ekseni boyunca yapı içerisine kontrollü bir akım enjekte edilmiştir. 4.2 K' de hem yapay eklemin hem de doğal Josephson ekleminin direnç modunda olduğu yani süperiletkenliğin yok olduğu ve yapının tamamen normal duruma geçtiği duruma kadar akım sürülmüştür. Bu noktadan sonra eşik voltajı denilen noktaya kadar akım daha yavaş ve kontrollü olarak artırılmıştır. Bu proje kapsamındaki numuneler için bu değer J1 eklemi için 4.45 mA ve J3 eklemi için ise 5 mA civarındadır. Ancak, daha yüksek bir taşıyıcı ilavesi (dopingi) oranı elde etmek için 5.6 mA civarına kadar çıkılmıştır. Ayrıca, burada belirtilmesi gereken bir diğer konu ise eşik voltajının kristal yapı içerisindeki doğal Josephson eklem sayısı ile doğru orantılı olduğudur. Ancak, belirli bir eklem sayısının üzerine

çıkıldığında ısınma meydana gelmektedir. Dolayısıyla, ısınmadan dolayı elektronlar ekstra enerji kazanacaklar ve bu noktadan sonra eşik geriliminden bahsetmek mümkün olmayacaktır. Eşik gerilimi olarak isimledirilen nokta gerilim düşmesinin ilk başladığı yerdir. Şekil 4.18' de görüldüğü gibi I-V karakteristiğinde sola doğru bir kayma olmuştur. Bu kayma gerilimin düştüğünü yani direncin azaldığını göstermektedir. Çünkü yapı içerisine şiddetli bir akım enjekte edilirse süperiletken CuO düzlemindeki elektronlar ivmelenerek yalıtkan SrO ve BiO tabakalarında tuzaklanırlar ve arkalarında boşluklar (hole' ler) bırakırlar. Bu da H$T_c$ süperiletkenlerde süperiletkenlikten sorumlu olan CuO düzlemlerindeki boşluk (hole) konsantrasyonunun artması anlamına gelmektedir. Bu durumda kritik akım yoğunluğu ve tünelleme bariyerinin geçirgenliği (transparanlığı) artar.




**Şekil 4.18.** Yüksek akım değerlerinde sabit akım modunda taşıyıcı enjeksiyonuyapılanJ1 ve J3 eklemlerindeki I-V karakteristikleri.

Burada J1 ve J3 eklemleri üzerine üç defa taşıyıcı enjeksiyonu yapıldı. Şekil 4.18' deki CI-1, CI-2 ve CI-3 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyon adımlarını göstermektedir. Birinci adımda (CI-1) J1 için 5.4 mA ve J3 için 7.25 mA civarında belirli bir süre yani voltaj düşüşü bir doyuma ulaşıncaya kadar beklenilmiştir. Daha sonra sıfır akım ve voltaj değerine gidilerek I-V verileri okunmuştur. İkinci adımda ise boşluk (hole) konsantrasyonunu daha fazla artırabilmek için J1 için 5.7 mA ve J3 için 7.5 mA civarına kadar çıkılmış ve yeniden sıfır durumuna dönülmüştür. Üçüncü ve son adım ise bu işlem J1 için 6 mA ve J3 için 8.5 mA civarında tekrarlanmıştır. Bu işlemi istenilen taşıyıcı konsantrasyonu değerine ulaşıncaya kadar tekrarlamak mümkündür.

Şekil 4.19 J1 ve J3 eklemleri için taşıyıcı enjeksiyonu deneyleri sırasında voltajın ($V_{ENJ}$) zamanla değişimini göstermektedir. Ayrıca, şekil 4.19' da sabit akım modunda enjeksiyon voltajının zamana bağlılığı elektronların tuzaklanma mekanizmasını tartışmak için genişletilmiş eksponansiyel fonksiyonu olan Kohlrausch fonksiyonuna (Kohlrausch, 1854; Gilabert vd., 2000) fit edilmiştir. Bu deneysel fonksiyon ilave bir $\beta$ fonksiyonu ile normal eksponansiyel eşitlikten farklıdır ve aşağıdaki gibi verilmektedir:

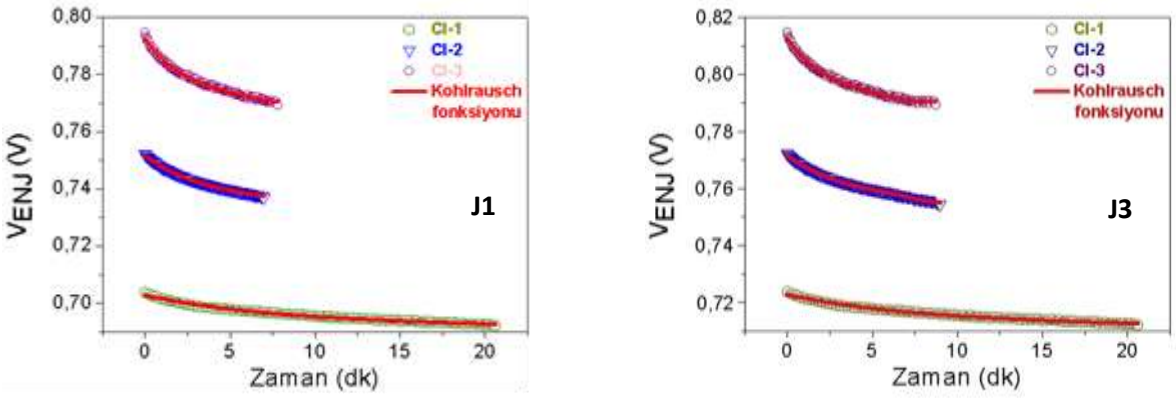
$$V(t) = V(\infty) + [V(0) - V(\infty)]e^{[-(\frac{t}{\tau})^{\beta}]}, \quad V(t) = V(\infty) + \Delta V e^{[-(\frac{t}{\tau})^{\beta}]} \tag{4.4}$$

Bu eşitlikte $\Delta V$, $\tau$, $V(\infty)$ ve $\beta$ fitting parametreleridir. $\Delta V$ başlangıçtaki ve taşıyıcı enjeksiyonundan sonraki voltajlar arasındaki farkı, $V(\infty)$ enjeksiyon basamağı tamamlandıktan sonraki voltaj, $\tau$ gevşeme zamanı, $\beta$ ise boyutsuz dağılım parametresidir ve $0<\beta<1$ arasında değişmektedir. Projede eklemler üzerine uygulanan her bir taşıyıcı enjeksiyon adımları için elde edilen fitting parametreleri Tablo 4.3' de verilmektedir.

**Tablo 4.3.** Şekil 4.19' da gösterilen taşıyıcı enjeksiyonu ile meydana gelen gerilim düşüşünün Kohlrausch fonksiyonuna uydurulması ile elde edilen eğri uydurma parametreleri CI-N taşıyıcı enjeksiyon adımlarını gösterir ve burada N bir tam sayıdır.

| Eklem | Taşıyıcı Enjeksiyonu (CI) | $\tau$ (sn) | $V(\infty)$ (mV) | $\beta$ |
|---|---|---|---|---|
| J1 | CI-1 | 103 | 689 | 0.438 |
| | CI-2 | 46 | 732 | 0.460 |
| | CI-3 | 27 | 767 | 0.457 |
| J3 | CI-1 | 105 | 692 | 0.439 |
| | CI-2 | 48 | 735 | 0.461 |
| | CI-3 | 28 | 770 | 0.459 |

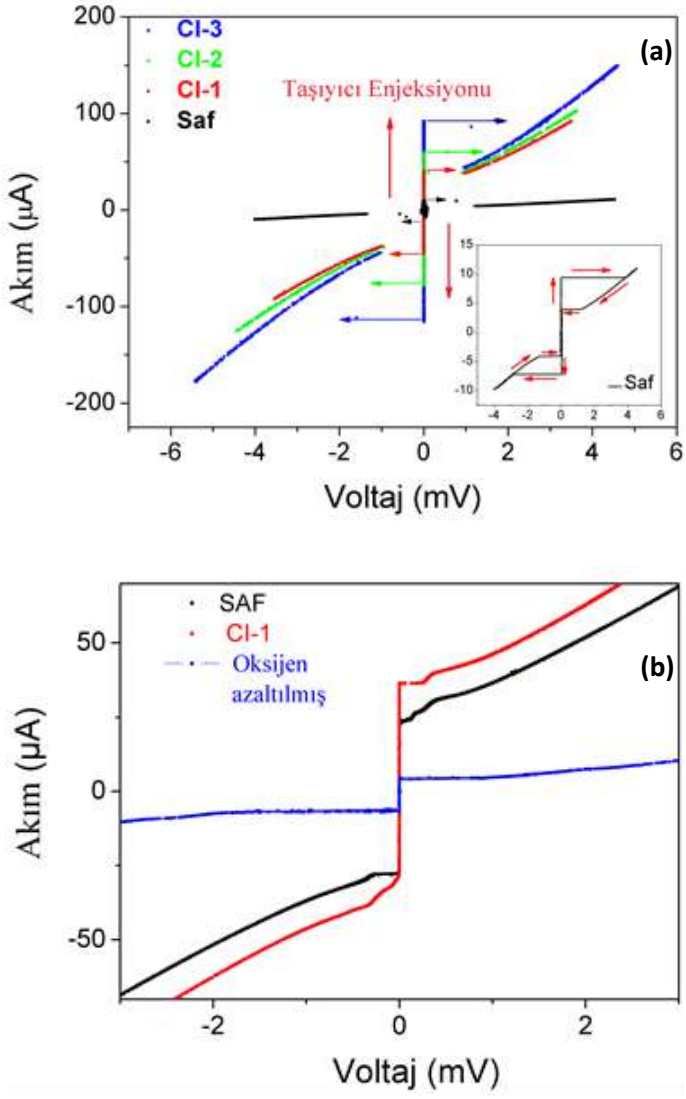
Phillip genişletilmiş eksponansiyel parametresi için mikroskobik bir teori ortaya koymuştur (Phillips 1996;2000a). Bu teoriye göre $\beta$ parametresi yük taşıyıcıları ile tuzaklanma merkezlerinin etkileşmesine göre belirlenmektedir. $\beta$ = 0.43 ise uzun erimli Coulomb etkileşmesi ve $\beta$ = 0.60 ise kısa erimli Coulomb etkileşmesi gerçekleşir. Özellikle düşük sıcaklıklarda tuzaklanma merkezlerinin durağan olduğu durumda $\beta$ = 0.43 olan birinci değer geçerlidir. Taşıyıcı enjeksiyon metodunda gerilim düşmesinden elde edilen $\beta$ değerleri Tablo 4.3' de verilmektedir ve bu sonuçlar eklemlerdeki taşıyıcı tuzaklanma etkileşiminin uzun erimli olduğunu göstermektedir. Burada 4.2 K' de tuzaklanma merkezlerinin hareketsiz olduğu düşünülmektedir. Taşıyıcı enjeksiyonu süresince belli sayıda elektron BiO tabakasına transfer edilmektedir. Benzer bir fiziksel mekanizmaya sahip YBCO sistemine ışıkla (foto iletkenlik ile) yapılan taşıyıcı ilavesinde elektronların CuO zincirlerindeki oksijen boşluklarında veya CuO zincirinin p-orbitalindeki oksijen boşluklarında tuzaklandığı düşünülmektedir (Kudinov vd., 1993; Hasen vd., 1995). Bu durum BiSrCaCuO bazlı whisker' larda *c*-ekseni boyunca transfer edilen elektronların BiO tabakalarındaki kusurlarda tuzaklanacağını gösterir. Sonuç olarak CuO düzleminden ayrılan elektronlar arkasında boşluklar (hole) bırakır. Böylece, CuO düzlemindeki boşluk (hole) konsantrasyonu artar. Aynı zamanda, bu durum elektron transferinden sonra elektron ile tuzaklanma merkezleri arasında bir etkileşmenin meydana geldiğini göstermektedir. Etkileşmenin büyüklüğü elektronun tuzaklanıp tuzaklanmayacağını gösterir. Buda taşıyıcı enjeksiyon metodu için niçin şiddetli bir akıma ve eşik voltajına ihtiyaç duyulduğunun göstergesidir. Mikroskobik model çerçevesinde whisker' lar için etkileşmenin uzun erimli olduğu görülür. Eğer etkileşim kısa erimli olsaydı (yani tek bir birim hücreye sınırlanmış olsaydı) özellikle metalik yapılarda tuzaklanma olasılığı çok düşük olacaktı. Deneysel veriler açık bir şekilde böyle bir olasılığın hemen hemen olmadığını göstermektedir (Tanabe vd., 1993).




**Şekil 4.19.** Enjekte edilen gerilimin zaman bağımlılığı.

Üç adımda gerçekleştirilen taşıyıcı enjeksiyonunun amacı her enjeksiyon adımından sonra alınan I-V karakteristiğinden tünelleme bariyerinin nasıl değiştiğini belirlemektedir. Bu kapsamda, şekil 4.20 J1 ve J3 eklemleri için her taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra I-V karakteristiklerini göstermektedir. Şekil 4.20' de belirli bir kritik akıma kadar Cooper çiftlerinin tünellemesinden kaynaklanan süperakım görülmektedir. Bu noktadan sonra eklem açılarak yüksek gerilimlerde metalik davranış gösterir. Giriş kısmında tartışıldığı gibi çapraz eklemler zayıf sönüm tarzı histerisiz davranış sergilerler. Bu durum taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış saf numune için şekil 4.20.a' da iç kısma çizilen ilave grafikte net bir şekilde gösterilmektedir. Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra kritik akımın arttığı belirlenmiştir. Bunun nedeni ise hem taşıyıcı enjeksiyonu ile azalan tünelleme direncindeki, $R_N$, (tünelleme geçirgenliği (transparanlığı) $1/R_N$ ile orantılıdır) hem de yapıdaki taşıyıcı konsantrasyonundaki artıştır. Denklem (2.27) ile verilen Ambegaokar ve Baratoff eşitliği ikinci terimin ihmal edildiği düşük sıcaklıklarda ele alınacak olursa kritik akım değerinin normal durum direnci ile ters orantılı olduğu görülecektir: $I_C \sim 1/R_N$. Bu durumda azalan normal durum direnci ile kritik akımın doğru orantılı olması beklenmektedir. Birinci taşıyıcı enjeksiyonu adımından sonra kritik akım yoğunluğu 9.23 μA den 44 μA' e kadar bir artış göstermiş ve kritik voltaj ise 4 mV dan 1.3 mV değerine düşmüştür. $V_c = I_c R_N$ eşitliğinden hesaplanan tünelleme direnci, $R_N$, 416 Ω' dan 29.5 Ω' a azalmaktadır. Tünelleme direncine ilave olarak kritik geçiş sıcaklığı 1.1 K civarında bir artış göstermiştir. Sonuç olarak ilk taşıyıcı enjeksiyonu adımından sonra hem taşıyıcı yoğunluğunun hem de tünelleme transparanlığının arttığı gözlenmiştir. Daha sonra iki defa yapılan taşıyıcı enjeksiyon adımlarında ise ilginç bir biçimde tünelleme direnci hemen hemen sabit kalmış ve kritik akım değeri ise 44 μA' den 93 μA' e artmıştır. Bu durumda kritik akımdaki değişimin elektrotlardaki taşıyıcı konsantrasyonundaki artıştan kaynaklandığı düşünülmektedir.

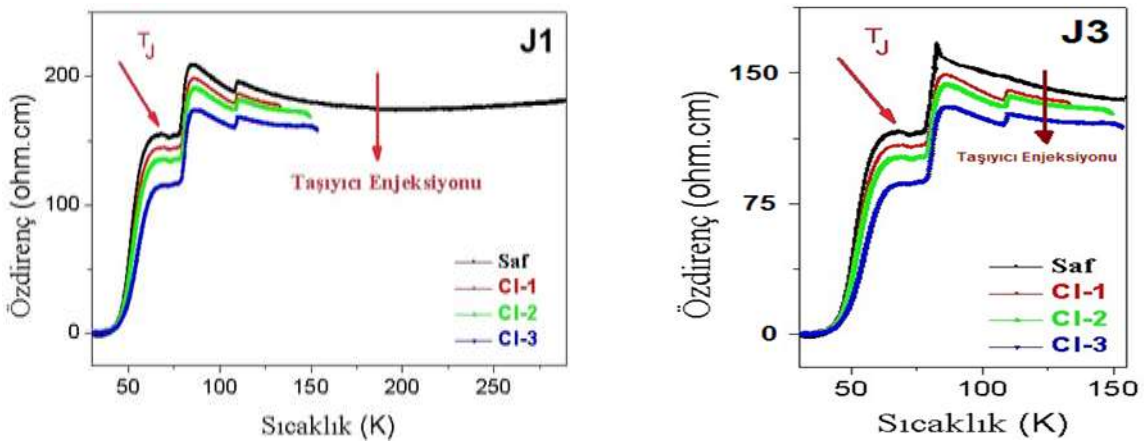
Şekil 4.20.b bu sürecin nasıl ters çevrilebileceğinin bir göstergesidir. Birinci taşıyıcı adımından sonra kritik akım yoğunluğunda hafif bir artma olduğu gözlenmiştir. Numunenin önemli ölçüde oksijen kaybına uğramasıyla beraber normal durum direncinin % 24 arttığı ve kritik geçiş sıcaklığının ~2.2 K civarında azaldığı görülmüştür.




**Şekil 4.20.** a) J1 eklemi için taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra elde edilen I-V karakteristiği. İç kısımdaki küçük şekil taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış saf numune için I-V karakteristiğini göstermektedir. b) J3 eklemi için I-V karakteristiği.

Şekil 4.21 J1 ve J3 çapraz eklemleri için her taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra elde edilen ρ-T eğrisini göstermektedir. Buradaki siyah renkle gösterilen ρ-T eğrisi taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış numune için direncin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. ρ-T

ölçümü süresince her seferinde 5 μA' lik bir DC akım uygulanmıştır. Her adımdan sonra numunenin normal durum direncinin yavaşça azaldığı ve son taşıyıcı enjeksiyonundan sonra normal durum direncinin her iki eklem için de %12 civarında azaldığı görülmüştür.




**Şekil 4.21.** Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra J1 ve J3 eklemleri için ρ-T eğrileri.

Daha önce belirtildiği gibi ρ-T eğrisinde üç adet geçiş gözlenmektedir: 110 K civarında olan birinci geçiş Bi-2223 ve 85 K civarında olan geçiş Bi-2212 faz geçişini temsil ederken, 53 K civarında olan geçiş ise Josephson çiftleniminin başladığı kritik sıcaklıktır. Şekil 4.21' de her taşıyıcı enjeksiyonundan sonra üçüncü geçişteki $T_J$ değerinde bir kayma görülmektedir. Şekil 4.21.a ve b' de görüldüğü gibi her iki eklem için de taşıyıcı enjeksiyonundan önce ve sonraki $T_J$ değerinde arasındaki fark $\Delta T_J \sim$ 4 K civarındadır. Bu kaymanın tünelleme bariyerindeki taşıyıcı sayısının değişmesinden yani iletkenliğin artmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. S-I-S eklemler için tünelleme bariyerinin geçirgenliği $R_N^{-1}$

$$R_N^{-1} = A\,|T_M|^2 N_1 N_2 e \tag{4.5}$$

şeklinde verilmektedir (Tinkham, 1996). Burada $A$ bir sabit, $T_M$ genellikle sabit kabul edilen tünelleme matris elemanı, $N_1$ ve $N_2$ iki elektrottaki durum yoğunluğudur. Kaba bir yaklaşımla $N_1N_2$ değerleri yük taşıyıcı yoğunluğuna $p^{2/3}$ şeklinde bağlıdır.

Denklem (4.5)' den tünelleme bariyerinin geçirgenliğinin taşıyıcı sayısı ile doğru orantılı olduğu görülebilir. Bu durumun Şekil 4.20' de kritik akımdaki artışın ve Şekil 4.21' de üçüncü geçişteki kaymanın fiziksel temelini oluşturduğu düşünülmektedir.

## 5. SONUÇ

Bu projede birinci aşamada taşıyıcı enjeksiyon metodu ile tek-kristalH$T_c$Bi-2212 süperiletken whisker' lardaki taşıcı konsantrasyonu düşük taşıyıcı konsantrasyonu(underdoped) bölgesinden yüksek taşıyıcı konsantrasyonu(overdoped) bölgesine kadar değiştirilmiş ve tek bir whisker' da bulunan doğal (öz) Josephson ekleminin enerji aralığı, bariyer transparanlığı, pseudo-gap fazınaetkileri araştırılmıştır. İkinci aşamada ise H$T_c$ Bi-2212 tek-kristal whisker' lardan hazırlanan çapraz eklem (cross-junction)eklemler üzerine taşıyıcı enjeksiyonun etkisi çalışıldı. H$T_c$BSCCO whisker' ına *c*-ekseni boyunca uygulanan bir akımla taşıyıcı konsantrasyonu düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumuna kadar değiştirildi. Üretilen Josephson eklemlerinin normal durum direnci, süperiletken geçiş sıcaklığı, kritik akım yoğunluğu ve tünelleme bariyerinin saydamlığı gibi parametrelerinin taşıyıcı enjeksiyonu ile kontrol edilebildiği belirlendi.

Çapraz-eklemlerde whisker' lardaki doğal (öz) Josephson eklemelere ilave olarak iki whisker arasındaki arayüzeyden kaynaklanan yapay bir Josephson eklem de oluşmaktadır. Elde edilen sonuçlar çapraz eklemlerin yeniden üretilebilir olmasının yanısıra bunların ideal eklem karakteristiği gösterdiğini de ortaya koymuştur. Çaprazeklemlerin I–V karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı Ambegaokar-Baratoff teorisinin öngördüğü şekilde parabolik bir düşüş sergilemiştir. $T_c$ sıcaklığına yakın sıcaklıklarda parabolik davranışın Ambegaokar-Baratoff teorisinden sapması termal faz dalgalanmalarına atfedilmiştir. Whisker' lar üzerine yapılan taşıyıcı enjeksiyonu çaprazeklemin tünelleme bariyerinin kontrol edilebileceğini göstermiştir. Taşıyıcı enjeksiyonu yöntemi ile çaprazeklemin tünelleme bariyerindeki taşıyıcı konsantrasyonu ve dolayısıyla tünelleme bariyerinin geçirgenliği de değişmiştir. Kritik akım yoğunluğunun, $J_c$, hem elektrotların taşıyıcı konsantrasyonundaki artmadan hem de tünelleme bariyerinin geçirgenliğinin artmasından dolayı yükseldiği bulunmuştur. Çaprazeklemler düşük sıcaklıklarda zayıf sönümlü davranış gösterirlerken, yüksek sıcaklıklara çıktıkça değişen normal durum direncine bağlı olarak aşırı sönümlü davranış gösterdikleri saptanmıştır. Bu durum Steward-McCumber parametresi, $\beta_c$,ile açıklanmıştır: $\beta_c$parametresinin sıcaklığın artması ile aşırı sönümlü durumu gösteren $\beta_c \cong 1$ değerine yaklaştığı belirlenmiştir.

Projede elektron tuzaklama mekanizması da tartışılmıştır. Taşıyıcı enjeksiyonu süresince sabit akım modundagerilimin ($V_{ENJ}$) zamanla değişimi araştırılmış ve enjeksiyon voltajının zamana bağlılığının genişletilmiş eksponansiyel fonksiyon olan Kohlrausch

fonksiyonu ile uyum içinde olduğu görülmüştür. Philipp' in ortaya attığı mikroskobik teoriye göre elde edilen $\beta$ değerlerinden tuzaklanma etkileşiminin uzun erimli olduğu ve dolayısı ile elektronların tuzaklanma olasılığının yüksek olduğu belirlenmiştir. Bu da 4.2 K' de taşıyıcı enjeksiyonu süresince belirli sayıda elektronun BiO tabakasına transfer edildiğini ve oradaki kusurlarda tuzaklandığını göstermektedir.

$\Delta V_c$ karakteristik voltajının hole konsantrasyonuna bağlılığı incelenmiştir. Elde edilen karakteristik voltaj değerlerinin literatürdekine benzer şekilde süperiletken enerji aralığı değerlerinden daha küçük olduğu belirlenmiştir. BCS teorisine göre enerji aralığının boşluk (hole) konsantrasyonu ile değişimi kubbe şeklindeki bir eğri ile temsil edilmektedir. Ancak, proje kapsamında optimum taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinin altında $\Delta V_c$ karakteristik voltajının boşluk (hole)konsantrasyonu ile değişiminin bu eğri ile uyumlu olmadığı saptanmıştır. Optimum taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinin altında $\Delta V_c$ karakterisitiğinin eksponansiyel olarak arttığı bulunmuştur. Bu durum düşük taşıyıcı konsantrasyonu bölgesindeki Jopsephson çiftlenim enerjisinin küçük olmasından dolayı termal dalgalanma parametresinin, γ, çiftlenim enerjisini etkileyecek düzeyde olmasına bağlanmıştır.

Farklı boşluk (hole) konsantrasyonlarında pseudogap fazı ile süperiletkenlik arasındaki ilişki araştırılmıştır. $\rho_c$-$T$ eğrilerinden hazırlanan eklemin normal durum bölgesinde yarıiletken ve metalik olmak üzere iki farklı davranış sergilediği belirlenmiştir. Yapılan analizler $T_c$ sıcaklığının üzerindeki normal durum bölgesinde boşluk (hole)konsantrasyonunun artması ile iletkenliğin arttığını ve daha fazla metalik davranış elde edilebileceğini göstermiştir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda yarıiletken davranış baskın iken, yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumunda metalik davranışın baskın hale geldiği görülmüştür.

Elde edilen sonuçlardan Josephson eklemlerinin kendisine uygulama alanları bulabileceği görülmüştür. Sonuçlar Josephson eklemleri ile çok küçük manyetik alanları bile algılayabilen H$T_c$ SQUID sensörlerin daha hassas yapılabileceğini göstermiştir. Böylece taşıyıcı enjeksiyon metodu ile Josephson eklemlerinin taşıyıcı konsantrasyonu dolayısı ile süperiletken özellikleri değiştirilerek istenilen hassasiyette SQUID sensörü üretme imkanı elde edilmiştir. *c*-ekseni boyunca sıralanmış süperiletken Cu-O katmanları ile yalıtkan Bi-O ve Sr-O katmanlarına sahip olmalarından dolayı tek kristal $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (Bi-2212) H$T_c$ süperiletkenleri doğal Josephson eklemleri oluştururlar. AC Josephson etkisinde açıklandığı gibi taşıyıcıların eklemler boyunca yaptıkları tünelleme ile oluşan akımın salınım frekansı 1mV' luk bir voltaj için terahertz ($TH_z$) mertebededir ve bu durum $TH_z$ mertebesinde bir ışımaya (T-ışını) sebep olmaktadır. Doğal Josephson eklemlerinde çok sayıda düzgün

sıralanmış Josephson ekleminin olmasından dolayı tek ekleme göre daha büyük mertebede terahertz ışıması meydana gelmektedir. Bu, çok sayıdaki tünel eklemin senkronize olarak aynı fazda THz frekansında titreşmesinden kaynaklanmaktadır. Yani, bu proje kapsamında üretilen Josephson eklemler birer terahertz ışıma kaynağıdırlar ve geniş çaplı teknolojik (özellikle mühendislik ve biyomedikal alanlarında) uygulama alanlarına sahiptirler. THz kaynağını kullanmanın avantajlarından birisi x-ışınlarına göre daha düşük foton enerjisine sahip olmasıdır. T-ışınlarının biyolojik dokuları iyonize etmemesinden dolayı x-ışınlarına göre zararsızdırlar. Ayrıca, moleküllerin dönme ve titreşim enerjisi THz bölgenin altında kalmaktadır. Hidrojen bağları gibi moleküller arası titreşimler THz aralığında farklı spektral karakteristik sergilerler. Bu eşsiz özellik farklı malzemelerin ve izomerlerin ayırt edilmesine olanak sağlamaktadır. Böylece, bu ışınlar başta tıbbi görüntüleme olmak üzere biyomedikal uygulamalar için büyük avantaj sağlarlar ve yakın gelecekte biyomedikal görüntüleme tekniklerinde çığır açabilirler.

**KAYNAKLAR**


Ahn C. H., Bhattacharya A., Di Ventra M., Eckstein J. N., Daniel Frisbie C., Gershenson M. E., Goldman A. M., Inoue I. H., Mannhart J., Millis A. J., Morpurgo A. F., Natelson D., Triscone J.-M., 2006, "Electrostatic modification of novel materials", Reviews of Modern Physics, 78, 1185.

Al L., Beck A., Gross R., Marx A., Klee S., Bauch T., Sato H., Naito M., Koren G., 1998, "Observation of bound surface states in grain-boundary junctions of high-temperature superconductors", Physical Review B, 58, 11197.

Ambegaokar V., Baratoff A., 1963, "Tunneling between superconductors", Physical Review Letters, 10, 486.

Anagawa K., Yamada Y., Shibauchi T., Suzuki M., Watanabe T., 2003, "60 ns time scale short pulse interlayer tunneling spectroscopy for $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$" Applied Physics Letters, 83, 2381.

Anderson P. W., 1987, "The Resonating valence bond state in $La_2CuO_4$ and superconductivity", Science, 235, 1196.

Barone A., Paterno G., 1982, "Physics and applications of the Josephson effect", John Wiley and Sons, New York, sayfa 121.

Batov I. E., Jin X. Y., Shitov S. V., Koval Y., Müller P., Ustinov A. V., 2006, "Detection of 0.5THz radiation from intrinsic $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ Josephson junctions", Applied Physics Letters, 8, 262504.

Blumberg G., Koitzsch A., Gozar A., Dennis B. S., Kendziora C. A., Fournier P., Greene R. L., 2002, "Nonmonotonic $d_{x2-y2}$ superconducting order parameter in $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$", Physical Review Letters, 88, 107002.

Chandrasekhar N., Valls O. T., Goldman A. M., 1993, Mechanism for electric field effects observed in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films", Physical Review Letters, 71, 1079.

Chandrasekhar N., Valls O. T., Goldman A. M., 1994, "Charging effects observed in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films: Influence of oxygen ordering", Physical Review B, 49, 6220.

Chen C. T., Seneor P., Yeh N. C., Vasquez R. P., Bell L. D., Jung C. U., Kim J. Y., Park M. S., Kim H.-J., Lee S.I., 2002, “Strongly correlated s-wave superconductivity in the n-type ınfinite-layer cuprate”, Physical Review Letters, 88, 227002.

Damascelli A., Hussain Z., Shen Z.-X., 2003, “Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors”, Reviews of Modern Physics, 75, 473.

Duzer T. V., Turner C. W., 1981, Sayfa 87, “Principles of superconductive devices and circuits”, Elsevier.

Dynes R. C., Narayanamurti V., Garno J. P., 1978, “Direct measurement of quasiparticle-lifetime broadening in a strong-coupled superconductor”, Physical Review Letters, 41, 1509.

Franz A., Koval Y., Vasyukov D., Müller P., Schneidewind H., Ryndyk D. A., Keller J., Helm C., 2004, “Thermal fluctuations in ultrasmall intrinsic Josephson junctions”, Physical Review B, 69, 014506.

Fenton J. C., Thomas P. J., Yang G., Gough C. E., 2002, “System for fast time-resolved measurements of *c*-axis quasiparticle conductivity in intrinsic Josephson junctions of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$”, Applied Physics Letters, 80, 2535.

Fenton J. C., Gough C. E., 2003, “Heating in mesa structures”, Journal of Applied Physics, 94, 4665.

Fischer Ø., Kugler M., Maggio-Aprile I., Berthod C., 2007, “Scanning tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors”, Reviews of Modern Physics, 79, 353.

Fujimori A., Takayama-Muromachi E., Uchida Y., Okai B., 1987, “Spectroscopic evidence for strongly correlated electronic states in La-Sr-Cu and Y-Ba-Cu oxides”, Physical Review B, 35, 8814.

Giaever I., 1960, “Electron tunneling between two superconductors”, Physical Review Letters, 5, 464.

Gilabert A., Hoffmann A., Medici M. G., Schuller I. K., 2000, “Photodoping effects in high critical temperature superconducting films and Josephson junctions”,Journal of Superconductivity: Incorparating Novel Magnetism 13, 1.

Gross R., Marx A., 2005, “Applied Superconductivity: Josephson effect and superconducting electronics”, Walther-Meißner-Institut-Garching.

Gross B., Guénon S., Yuan J., Li M. Y., Li J., Ishii A., Mints R. G., Hatano T., Wu P. H., Koelle D.,. Wang H. B, Kleiner R., 2012, “Hot-spot formation in stacks of intrinsic Josephson junctions in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$”, Physical Review B, 86, 094524.

Hasen J., Lederman D., Schuller I. K., Kudinov V., Maenhoudt M., Bruynseraede Y., 1995, “Enhancement of persistent photoconductivity in insulating high-$T_c$ thin films”, Physical Review B, 51, 1342.

Hoogenboom B. W., Berthod C., Peter M., Fischer Ø., 2003, “Modeling scanning tunneling spectra of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$”, Physical Review B, 67, 224502.

Hüfner S., Hossain M. A., Damascelli A., Sawatzky G. A., 2008, “Two gaps make a high-temperature superconductor”, Reports on Progress in Physics, 71, 062501.

Iguchi I., 1977, “Study of the nonequilibrium state of superconductors by large quasiparticle injection from an external current source”, Physical Review B 16, 1954.

Inomata K., Sato S., Nakajima K., Tanaka A., Takano Y., Wang H. B., Nagao M., Hatano H., Kawabata S., 2005, “Macroscopic quantum tunneling in a d-wave high-$T_c$ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ superconductor”, Physical Review Letters, 95, 107005.

Iye Y., 1992, in “Physical properties of high temperature superconductors III” edited by D. M. Ginsberg (World Scientific, Singapore), sayfa 285.

Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E., 1964, “Quantum interference effects in Josephson tunneling”, Physical Review Letters, 12, 159.

Jaklevic R. C., Lambe J., Mercereau J. E., Silver A. H., 1965, “Macroscopic quantum interference in superconductors”, Physical Review, 140, A1628.

Jin X. Y., Lisenfeld J., Koval Y., Lukashenko A., Ustinov A. V., Müller P., 2006, “Enhanced macroscopic quantum tunneling in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junction stacks”, Physical Review Letters, 96, 177003.

Josephson B. D., 1962, “Possible new effects in superconductive tunneling”, Physical Letters 1, 251.

Kleiner R., Steinmeyer F., Kunkel G., Müller P., 1992, “Intrinsic Josephson effects in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ single crystals”, Physical Review Letters, 68, 2394–2397.

Kleiner R., Müller P., 1994, “Intrinsic Josephson effects in high-$T_c$ superconductors”, Physical Review B, 49, 1327.

Kohlrausch R., 1854, “Theorie des elektrischen Rückstandes in der Leidner Flasche” Annalen der Physik und Chemie (Poggendorff) 91, 179-214.

Koval Y., Jin X., Bergman C., Simsek Y., Özyüzer L., Müller P., Wang H., Behr G., Büchner B., 2010, “Tuning superconductivity by carrier injection”, Applied Physics Letters, 96, 082507.

Koval Y., Chowdhury F., Jin X., Simsek Y., Lichtenberg F., Pentcheva R., Müller P., 2011, “Resistive memory switching in layered oxides: $A_nB_nO_{3n}R_2$ perovskite derivatives and $Bi_2S_{r2}CaCu_2O_{8+\delta}$ high-$T_c$ superconductor”, Physica Status Solidi A 208, 284.

Krasnov V. M., Yurgens A., Winkler D., Delsing P., Claeson T., 2000, “Evidence for coexistence of the superconducting gap and the pseudogap in Bi-2212 from intrinsic tunneling spectroscopy”, Physical Review Letters, 84, 5860.

Krasnov V. M., Kovalev A. E., Yurgens A., Winkler D., 2001a, “Magnetic field dependence of the superconducting gap and the pseudogap in Bi2212 and HgBr2-Bi2212, studied by ıntrinsic tunneling spectroscopy”, Physical Review Letters, 86, 2657.

Krasnov V. M., Yurgens A., Winkler D., Delsing P., 2001b, “Self heating in small mesa structure”,Journal of Applied Physics, 89, 5578.

Krasnov V. M., 2002, “Stacked Josephson junction SQUID”, Physica C 368, 250.

Krasnov V. M., Sandberg M., Zogaj I., 2005, “In situ measurement of self-heating in ıntrinsic tunneling spectroscopy”, Physical Review Letters, 94, 077003.

Krasnov V. M., 2009, “Nonlinear nonequilibrium quasiparticle relaxation in josephson junctions”, Physical Review Letters, 103, 227002.

Krol A., Lin C. S., Ming Z. H., Sher C. J., Kao Y. H., Lin C. L., Qiu S. L., Chen J., Tranquada J. M., Strongin M., 1990, “X-ray-absorption studies of $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$”, Physical Review B, 42, 4763.

Kudinov V. I., Kirilyuk A. I., Kreines N. M., Laiho R., Lähderanta E., 1990, “Photoinduced superconductivity in YBaCuO films”, Physics Letters A, 151, 358.

Kudinov V. I., Chaplygin I. L., Kirilyuk A. I., Kreines N. M., 1993, “Persistent photoconductivity in $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ films as a method of photodoping toward metallic and superconducting phases”, Physical Review B 47, 9017.

Kugler M., Renner C., Ono S., Ando Y., Fischer Ø., 2001, “Scanning tunneling spectroscopy of $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ : New evidence for the common origin of the pseudogap and superconductivity”, Physical Review Letters, 86, 4911.

Kugler M., Levy de Castro G., Giannini E., Piriou A., Manuel A. A., Hess C., Fischer Ø., 2006, “Scanning tunneling spectroscopy on $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ single crystals”, Journal of Physics and Chemistry of Solids, 67, 353.

Kurter C., Ozyuzer L., Proslier T., Zasadzinski J. F., Hinks D. G., Gray K. E., 2010, “Counterintuitive consequence of heating in strongly-driven intrinsic junctions of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ mesas”, Physical Review B, 81, 224518.

Latyshev Y. I., Gorlova I. G., Nikitina A. M., Antokhina V. U., Zybtsev S. G., Kukhta N. P., Timofeev V. N., 1993, “Growth and study of single-phase 2212 BSCCO whiskers of submicron cross-sectional area”, Physica C 216, 471.

Liang G., Guo Y., Badresingh D., Xu W., Tang Y., Croft M., Chen J., Sahiner A., Beom-hoan O., Markert J. T., 1995, “X-ray-absorption studies of electron doping and band shifts in $R_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ (R=Pr, Nd, Sm, Eu, and Gd)”, Physical Review B, 51, 1258.

Lindberg P. A. P., Shen Z. X., Wells B. O., Dessau D. S., Mitzi D. B., Lindau I., Spicer W. E., Kapitulnik A., 1989, “Reaction of Rb and oxygen overlayers with single crystalline $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ superconductors”, Physical Review B, 39, 2890.

Ling D. C., Yong G., Chen J. T., Wenger L. E., 1995, “Experimental evidence for intra- and inter-unit-cell Josephson junctions in a $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal”, Physical Review Letters, 75, 2011.

Markowitsch W., Brantner P., Lang W., Siraj K., Moser A., Pedarnig J. D., 2008, “Photodoping of $YBa_2Cu_3O_x$: Dependence on temperature and photon energy” Superconductor Science and Technology, 21, 075017.

Marshall D. S., Dessau D. S., Loeser A. G., Park C. H., Matsuura A. Y., Eckstein J. N., Bozovic I., Fournier P., Kapitulnik A., Spicer W.E., Shen Z.-X., 1996, “Unconventional electronic structure evolution with hole doping in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$: Angle-resolved photoemission results”, Physical Review Letters, 76, 4841.

Matsui H., Terashima K., Sato T., Takahashi T., Fujita M., Yamada K., 2005, “Direct observation of a nonmonotonic $d_{x2-y2}$-wave superconducting gap in the electron-doped high-$T_c$ superconductor $Pr_{0.89}LaCe_{0.11}CuO_4$”, 2005, Physical Review Letters, 95, 017003.

McCumber D.E., 1968, “Effect of ac impedance on dc voltage current characteristics of superconductor weak link junction” Journal of Applied Physics, 39, 3113.

Morozov N., Krusin Elbaum L., Shibauchi T., Bulaevskii L. N., Maley M. P., Latyshev Yu. I., Yamashita T., 2000, “High-field quasiparticle tunneling in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$: Negative magnetoresistance in the superconducting state”, Physical Review Letters, 84, 1784.

Morozov N., Bulaevskii L. N., Maley M. P., Latyshev Yu. I., Yamashita T., 2000, “Quasiparticle and Cooper pair tunneling in the vortex state of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$”, Physical Review B, 62, R14681.

Motzkau H., Jacobs T., Katterwe S. O., Rydh A., Krasnov V. M., 2012, “Persistent electrical doping of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ mesa structures”, Physical Review B, 85, 144519.

Nakano T., Momono N., Oda M., Ido M., 1998, “Correlation between the doping dependences of superconducting gap magnitude $2\Delta_0$ and pseudogap temperature T* in high-$T_c$ cuprates”, Journal of the Physical Society of Japan, 67, 2622.

Ovadia M., Sacépé B., Shahar D., 2009, “Electron-phonon decoupling in disordered insulators”, Physical Review Letters, 102, 176802.

Ozyuzer L., Koshelev A. E., Kurter C., Gopalsami N., Li Q., Tachiki M., Kadowaki K., Yamamoto T., Minami H., Yamaguchi H., Tachiki T., Gray K. E., Kwok W. K., Welp U., 2007, “Emission of coherent THz radiation from superconductors”, Science, 318, 1291.

Pan S. H., O’Neal J. P., Badzey R. L., Chamon C., Ding H., Engelbrecht J. R., Wang Z., Eisaki H., Uchida S., Gupta A. K., Ng K.-W., Hudson E. W.,. Lang K. M., Davis J. C., 2001, “Microscopic electronic inhomogeneity in the high-$T_c$ superconductor $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$”, Nature, 413, 282.

Parker W. H., 1975, “Modified heating theory of nonequilibrium superconductors”, Physical Review B, 12, 3667.

Patrick A. L., Nagaosa N., Wen X. G., 2006, “Doping a mott insulator: Physics of high-temperature superconductivity”, Reviews of Modern Physics, 78, 17.

Phillips J. C., 1996, “Stretched exponential relaxation in molecular and electronic glasses”, Reports on Progress in Physics, 59, 1133.

Phillips J. C., 2000a, “Microscopic theory of atomic and electronic stretched exponential relaxation in high temperature superconductors”, Physica C, 340, 292.

Phillips J. C., Saxena A., Bishop A. R., 2003, “Pseudogaps, dopants, and strong disorder in cuprate high-temperature superconductors”, Reports on Progress in Physics, 66, 2111.

Presland M. R., Tallon J. L., Buckley R. G., Liu R. S.,. Flower N. E, 1991, “General trends in oxygen stoichiometry effects on $T_c$ in Bi and Tl superconductors”, Physica C, 176, 95.

Rapp M., Murk A., Semerad R., Prusseit W., 1996, “c-axis conductivity and intrinsic Josephson effects in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$”, Physical Review Letters, 77, 928.

Ren J. K., Wei Y. F., Yu H. F., Tian Ye, Ren Y. F., Zheng D. N., Zhao S. P., Lin C. T., 2012, “Superconducting gap and pseudogap in near-optimally doped $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$”, Physical Review B, 86, 014520.

Renner C., Revaz B., Genoud J.-Y., Kadowaki K., Fischer Ø., 1998, “Pseudogap precursor of the superconducting gap in under- and overdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$”, Physical Review Letters, 80, 149.

Sandberg M., Krasnov V. M., 2005, “Superconducting quantum interference phenomenon in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ single crystals”, Physical Review B, 72, 212501.

Schlenga K., Biberacher W., Hechtfischer G., Kleiner R., Schey B., Waldmann O., Walkenhorst W., Müller P., Régi F. X., Savary H., Schneck J., Brinkmann M., Bach H., Westerholt K., Winkel G., 1994, “Intrinsic Josephson effects in various layered superconductors”, Physica C 235–240, 3273.

Schlenga K., Hechtfischer G., Kleiner R., Walkenhorst W., Müller P., Johnson H. L., Veith M., Brodkorb W., Steinbeiss E., 1996, “Subgap structures in intrinsic Josephson junctions of $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ and $Bi_2Sr_2CaCu2O_{8+\delta}$”, Physical Review Letters, 76, 4943.

Schlenga K., Kleiner R., Hechtfischer G., Mößle M., Schmitt S., Müller P., Helm Ch., Preis Ch., Forsthofer F., Keller J., Johnson H. L., Veith M., Steinbeiß E., 1998, “Tunneling spectroscopy with intrinsic Josephson junctions in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ and $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$”, Physical Review B, 57, 14518.

Shan L., Huang Y., Gao H., Wang Y., Li S. L., Dai P. C., Zhou F., Xiong J. W., Ti W. X., Wen H. H., 2005, “Distinct pairing symmetries in $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$ and $La_{1.89}Sr_{0.11}CuO_4$ single crystals: Evidence from comparative tunneling measurements”, Physical Review B, 72, 144506.

Stadlober B., Krug G., Nemetschek R.,. Hackl R, Cobb J. L., Markert J. T., 1995, “Is $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ a high-temperature superconductor?”, Physical Review Letters, 74, 4911.

Stewart W. C., 1968, “Current-voltage characterıstıcs of Josephson junctıons”, Applied Physics Letters, 12, 277.

Suzuki M., Tanabe K., 1996, “Influence of the nonequilibrium superconductivity effect on the quasiparticle current-voltage characteristics of intrinsic tunnel Josephson junctions” Japanese Journal of Applied Physics, 35, L482.

Suzuki M., Watanabe T., Matsuda A., 1999, “Interlayer tunneling spectroscopy for slightly overdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$”, Physical Review Letters, 82, 5361.

Tan Z., Heald S. M., Cheong S.-W., Cooper A. S., Moodenbaugh A. R., 1993, “Nature of hole doping in $Nd_2NiO_4$ and $La_2NiO_4$: Comparison with $La_2CuO_4$”, Physical Review B, 47, 12365.

Tanabe K., Kubo S., Teherani F. H., Asano H., Suzuki M., 1993, “Control of superconducting properties of $LnBa_2Cu_3O_y$ (Ln=Y, Eu) thin film microbridges by visible light ırradiation”, Japanese Journal of Applied Physics, 32, L264.

Tarascon J. M., Le Page Y., Greene L. H., Bagley B. G., Barboux D. M., Hull G. W., McKinnon W. R., Giroud M., 1988, “Preparation, structure, and properties of superconducting compound series $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ with n = 1, 2 and 3”, Physical Review B, 38, 2504.

Timusk T., Statt B.,1999, “The pseudogap in high-temperature superconductors: An experimental survey”, Reports on Progress in Physics, 62, 61.

Tinkham M., 1996, Introduction to Superconductivity (McGraw-Hill), 2nd edition.

Tranquada J. M., Heald S. M., Moodenbaugh A., Suenaga M., 1987, “X-ray absorption studies of $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$ superconductors”, Physical Review B 35, 7187.

Tsuei C. C., Kirtley J. R., 2000, “Phase-sensitive evidence for d-wave pairing symmetry in electron-doped cuprate superconductors”, Physical Review Letters, 85, 182.

Tsuei C. C., Kirtley J. R., 2000, “Pairing symmetry in cuprate superconductors”, Reviews of Modern Physics, 72, 969.

Van Harlingen D. J., 1965, “Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors - Evidence for $d_{x2-y2}$ symmetry”, Reviews of Modern Physics, 67, 515.

Wang H. B., Aruga Y., Tachiki T., Mizugaki Y., Chen J., Nakajima K., Yamashita T., Wu P. H., 1999, “Microwave-induced current steps in intrinsic Josephson junctions patterned on $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ single crystal”, Applied Physics Letters, 74, 3690.

Wang H. B., Aruga Y., Chen J., Nakajima K., Yamashita T., Wu P. H., 2000, “Individual shapiro steps observed in resistively shunted intrinsic Josephson junctions on $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ single crystals”, Applied Physics Letters, 77, 1017.

Wang H. B., Wu P. H., Yamashita T., 2001, “Terahertz responses of intrinsic Josephson junctions in high-$T_c$ superconductors”, Physical Review Letters 87, 107002.

Wang H. B., Hatano T., Yamashita T., Wu P. H., Müller P., 2005, “Direct observation of self-heating in intrinsic Josephson junction array with a nanoelectrode in the middle”, Applied Physics Letters, 86, 023504.

Waser R., Aono M., 2007, “Nanoionics-based resistive switching memories”, Nature Materials, 6, 833.

Waser R., Dittmann R., Salinga M., Wuttig M., 2010, “Function by defects at the atomic scale: New concepts for non-volatile memories” Solid State Electronics, 54, 830-840.

Watanabe T., Fujii T., Matsuda A., 1997, “Anisotropic resistivities of precisely oxygen controlled single-crystal $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$: Systematic study on spin gap effect” Physical Review Letters, 79, 2113.

Won H., Mal K., 1994, “d-wave superconductor as a model of high-$T_c$ superconductors”, Physical Review B, 49, 1397.

Yan Y.F., Matl P., Harris J.M., Ong N.P., 1995, “Negative magnetoresistance in the c-axis resistivity of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ and $YBa_2Cu_3O_{6+x}$” Physical Review B, 52, R751

Yeh N. C., Chen C. T., Hammer G., Mannhart J., Schmeh A., Schneider C. W., Schulz R. R., Tajima S., Yoshida K., Garrigus D., 2001, “Evidence of doping-dependent pairing symmetry in cuprate superconductors”, Physical Review Letters, 87, 087003.

Yurgens A., Winkler D., Claeson T., Murayama T., Ando Y., 1999, “Interlayer coupling and superconducting critical temperature of $Bi_2Sr_{1.5}La_{0.5}CuO_{6+\delta}$ and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$: Incommensurate effects of pressure”, Physical Review Letters, 82, 3148.

Yurgens A., Winkler D., Claeson T, Hwang S.J., Choys J., 1999, “Pseudo-gap features of intrinsic tunneling in ($HgBr_2$)-Bi2212 single crystals”, International Journal of Modern Physics B, 13, 3758.

Yurgens A., Winkler D., Claeson T., Yang G., Parker I. F. G., Gough C. E., 1999, "$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ Intrinsic Josephson junctions in a magnetic field", Physical Review B, 59, 7196.

Yurgens A. A., 2000, "Intrinsic Josephson junctions: recent developments", Superconductor Science and Technology, 13, R85.

Yurgens A., 2011, "Temperature distribution in a large $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ mesa", Physical Review B, 83, 184501.

Zavaritsky V. N., 2004, "Intrinsic tunneling or Joule heating?" Physical Review Letters, 92, 259701.

Zhang H., Sato H., 1993, "Universal relationship between $T_c$ and the hole content in p-type cuprate superconductors", Physical Review Letters, 70, 1697.

# TÜBİTAK
# PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

| | |
|---|---|
| Proje Yürütücüsü: | Prof. Dr. MEHMET ALİ AKSAN |
| Proje No: | 114F203 |
| Proje Başlığı: | Taşıyıcı Enjeksiyon Metodu İle Bi-Bazlı Htc Süperiletken Whiskerlar' dan Hazırlanan Josephson Eklemlerde Süperiletkenliğin Ayarlanması |
| Proje Türü: | 1001 - Araştırma |
| Proje Süresi: | 18 |
| Araştırmacılar: | MEHMET EYYUPHAN YAKINCI |
| Danışmanlar: | |
| Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi: | İNÖNÜ Ü. FEN-EDEBİYAT F. FİZİK B. |
| Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri: | 01/10/2014 - 01/04/2016 |
| Onaylanan Bütçe: | 223885.0 |
| Harcanan Bütçe: | 162146.46 |
| Öz: | Taşıyıcı enjeksiyon etkisinin keşfi süperiletken doğal (öz) Josephson eklemlerin farklı perspektiften çalışılmasına olanak sağlamıştır. Bu projede, doğal (öz) Josephson eklemlerde kritik sıcaklık, kritik akım yoğunluğu, kritik sıcaklık, c-eksenindeki özdirenç ve tünellleme bariyerinin geçirgenliği gibi özelliklerin düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumuna kadar kontrollü bir şekilde ayarlanabileceğini gösterilmiştir. Süperiletken özelliklerdeki bu değişiklikler BiO ve SrO tabakalarında tuzaklanan yüklerin süperiletken CuO tabakasında yük taşıyıcıları (boşluklar) indüklemesi ile açıklanabilmektedir. Bu projede Bi-bazlı HTc süperiletken whisker? larda taşıyıcı enjeksiyonu ile taşıyıcı katkılaması (dopingi) etkisi çalışılmıştır. İki whisker kullanılarak hazırlanan çapraz eklemler taşıyıcı enjeksiyon etkisi ile modifiye edilmiştir. Ayrıca, elektron tuzaklanma mekanizması, süperiletken enerji aralığı ve pseudogap fazı gibi bazı özellikler de tartışılmıştır. c-ekseni boyunca akan akımların I-V karakteristikleri analiz edilmiş ve tabakalar arası yük iletim mekanizması hakkında tartışma yapılmıştır. BSCCO whisker tek kristallerde tabakalar arasındaki yük iletiminin sıcaklığa bağlılığı süperiletken geçiş sıcaklığının altında termal aktivasyon davranışından tabakaları arası kuantum tünellemesine doğru bir geçiş gösterdiği belirlenmiştir. |
| Anahtar Kelimeler: | Josephson eklemleri, Süperiletkenlik, Bi-Sr-Ca-Cu-O, Taşıyıcı enjeksiyon tekniği |
| Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?: | Evet |
| Projeden Yapılan Yayınlar: | 1- Enhancement of the critical current of intrinsic Josephson junctions by carrierinjection (Makale - Diğer Hakemli Makale), |

TÜBİTAK