

**T.C.  
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BİYOMEDİKAL UYGULAMALARA YÖNELİK Bi-BAZLI DOĞAL  
JOSEPHSON EKLEMLERİN ÜRETİMİ VE KARAKTERİZASYONU**

**OLCAY KIZILASLAN**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**ARALIK 2014**

**Tezin Başlığı:** Biyomedikal Uygulamalara Yönelik Bi-Bazlı Doğal Josephson Eklemlerin Üretimi ve Karakterizasyonu

**Tezi Hazırlayan:** Olcay KIZILASLAN

**Sınav Tarihi:**.....

Yukarıda adı geçen tez jürimizce değeriendirilerek Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

**Sınav Jüri Üyeleri**

**Tez Danışmanı :** **Prof. Dr. M.Ali AKSAN** .....  
İnönü Üniversitesi  
Fizik Bölümü

**Prof. Dr. Ali BAYRI** .....  
İnönü Üniversitesi  
Fizik Bölümü

**Prof. Dr. Mehmet Eyyüphan YAKINCI** .....  
İnönü Üniversitesi  
Biyomedikal Mühendisliği

**Prof. Dr. Yakup BALCI** .....  
İnönü Üniversitesi  
Fizik Bölümü

**Doç. Dr. Ali BOZBEY** .....  
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi  
Elektrik Elektronik Mühendisliği

**Prof. Dr. Alaattin ESEN**  
Enstitü Müdürü

## ONUR SÖZÜ

Doktora Tezi olarak sunduğum “Biyomedikal Uygulamalara Yönelik Bi-Bazlı Doğal Josephson Eklemlerin Üretimi ve Karakterizasyonu” başlıklı bu çalışmanın bilimsel ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın tarafımdan yazıldığını ve yararlandığım bütün kaynakların, hem metin içinde hem de kaynakçada yöntemine uygun biçimde gösterilenlerden oluştuğunu belirtir, bunu onurumla doğrularım.

Olçay KIZILASLAN

## ÖZET

Doktora Tezi

### **BİYOMEDİKAL UYGULAMALARA YÖNELİK Bİ-BAZLI DOĞAL JOSEPHSON EKLEMLERİN ÜRETİMİ VE KARAKTERİZASYONU**

Olca KIZILASLAN

İnönü Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

99+xi sayfa

2014

Danışman: Prof. Dr. Mehmet Ali Aksan

Taşıyıcı enjeksiyon etkisinin keşfi süperiletken doğal (öz) Josephson eklemlerin farklı perspektiften çalışılmasına olanak sağladı. Bu tezde, Josephson eklemlerde kritik akım yoğunluğu, kritik sıcaklık,  $c$ -eksenindeki direnç ve tünelleme geçirgenliğinin gibi özelliklerin düşük taşıyıcı konsantrasyonu (underdoped) durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu (overdoped) durumuna kadar kontrollü bir şekilde ayarlanabileceğini gösterdik. Süperiletken özelliklerdeki bu değişiklikler BiO ve SrO tabakalarına tuzaklanan yüklerin süperiletken tabakada yük taşıyıcıları (holes) indüklemesi ile açıklanabilmektedir.

Bu tezin temel amacı Bi-temelli  $HT_c$  süperiletken whiskerlerde taşıyıcı enjeksiyonu ile doping etkisini çalışmak ve üretilen doğal eklemlerin biyomedikal sensör olarak kullanımını araştırmaktır. Çapraz eklemler literatürde ilk defa olarak taşıyıcı enjeksiyon etkisi ile modifiye edildi. Ayrıca çapraz eklemlerin ideal eklem karakteristiği sergilediği ve tekrar üretilebilirliği de gösterilmiştir. Diğer taraftan, literatürde hala tartışma konusu olan elektron tuzaklanma mekanizması, süperiletken enerji aralığı ve pseudogap gazı gibi bazı konular tartışıldı.

$c$ -ekseni boyunca akan akımların I-V karakteristikleri analiz edilerek elektronların tabakalar arası transfer mekanizması hakkında bilgiler verildi. BSCCO whisker tek-kristallerde tabakalar arasındaki transferin sıcaklık bağımlılığı süperiletken geçiş sıcaklığının altında termal aktivasyon davranışından kuantum tünellemesine doğru bir geçiş gösterdi.

**ANAHTAR KELİMELER:** Bi-Tabanlı Whisker, Taşıyıcı Enjeksiyon Etkisi, Doğal Josephson Eklemler, Çapraz-Whisker.

## ABSTRACT

Ph.D. Thesis

### FABRICATION AND CHARACTERIZATION OF Bi-BASED INTRINSIC JOSEPHSON JUNCTIONS FOR BIOMEDICAL APPLICATIONS

OlcaY KIZILASLAN

İnönü University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

99+xi pages

2014

Supervisor: Prof. Dr. Mehmet Ali Aksan

Discovery of the carrier injection effect has allowed us to study the superconducting intrinsic Josephson effect from a different perspective. In this thesis, we 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 planes.

The aim of this thesis is to study the doping effect by the charge carrier injection in the Bi-based  $HT_c$  superconducting whiskers and to investigate the use of the intrinsic Josephson junctions as a biomedical sensor. The cross junctions prepared using two whiskers were modified by the charge carrier injection, which is the first in literature. Additionally, it was showed that the cross junctions displayed ideal junction characteristics and reproducible. On the other hand, some features such as the electron trapping mechanism, the superconducting energy gap and the pseudogap phase are also discussed, which are currently under discussion in literature.

The I-V characteristics of the currents flowing along the  $c$ -axis were analyzed and information about the interlayer charge transport mechanism was 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.

**KEYWORDS:** Bi-Based Whisker, Carrier Injection Effect, Intrinsic Josephson Junction, Cross-Whisker.

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisansla birlikte yaklaşık 6 yıldır danışmanlığımı yürüten ve bu süreçte sahip olduğu imkânları, yetkilerini ve geniş vizyonunu bilimsel yönde gelişimim ve olgunlaşmam için sonuna kadar kullanan hocam Sayın Prof.Dr. Mehmet Ali AKSAN'a;

Almanya'da bulunduğum süre içerisinde tezimin tüm çalışmalarını gerçekleştirmeme olanak sağlayan ve bilimsel yönden son derece paylaşımcı olarak ufkumu genişleten Erlangen Üniversitesi Fizik Bölümün'den hocam Sayın Prof. Dr. Paul MÜLLER'e

Özellikle toplantılarımızda soru ve yönlendirmeleriyle bilimsel birikim ve bakış açımın olumlu yönde gelişimine katkıda bulunan tez izleme komitesi üyeleri hocalarım Sayın Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI, Prof. Dr. Yakup BALCI, Prof. Dr. Ali BAYRİ ve Doç. Dr. Ali BOZBEY' ye

Doktora sürecim boyunca sık sık fikir alışverişinde bulunduğum İBTAM'dan Dr. Murat Özabacı'ya,

Almanya da bulunduğum sürece gerek deneysel gerekse de teorik olarak yardımlarını esirgemeyen hocalarım, Dr. Yuri KOVAL, Dr. Yılmaz ŞİMŞEK, Dr. Klaus GIEB'e ve arkadaşlarım Andreas GEWORSKI, Philipp WEBER, Ole PFOCH, Wolfgang KROENER, Michael ENZELBERGER-HEİM'e;

Doğrudan veya dolaylı olarak her aşamada desteklerini hissettiğim, her zaman saygı ve sevgilerini gördüğüm grubumuzda bir arada çalıştığım bütün arkadaşlarıma, üzerimde emeği ve hakkı olan bütün hocalarıma;

Yıllarca Emeğini hiç esirgemeyen ve her şartta arkamda duran başta babam Nevzat KIZILASLAN ve ailem Tülin, Koray ve Gülşen KIZILASLAN'a

Geç saatlere kadar süren çalışmalarımda anlayış ve sabır gösteren ve bu süreçte desteklerini esirgemeyerek tez yazım aşamamda bana yardımcı olan eşim Tuğba KIZILASLAN'a,

Teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez BAP tarafından 2013-46 no'lu proje olarak desteklenmiştir.

**Olçay KIZILASLAN**

## İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET</b> .....	i
<b>ABSTRACT</b> .....	ii
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	iii
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	iv
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	vi
<b>TABLolar DİZİNİ</b> .....	x
<b>SİMGELER</b> .....	ix
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
<b>2. KURAMSAL TEMELLER</b> .....	3
2.1. Yüksek Sıcaklık ( $HT_c$ ) Süperiletken Sistemleri .....	3
2.2. BiSrCaCuO (BSCCO) Süperiletken Sistemi.....	3
2.3. $HT_c$ Süperiletkenlerde Taşıyıcı İlavesi (Doping) Olayı.....	5
2.4. Taşıyıcı Enjeksiyon Metodu.....	8
2.5. Pseudogap Fazı .....	9
2.6. Bi-Bazlı $HT_c$ Süperiletkenlerde Tünelleme Spektroskopisi (STM) Sonuçları	11
2.7. Süperiletken-Yalıtkan-Süperiletken (S-I-S) Tünellemesi.....	13
2.8. Josephson Etkisi.....	26
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).....	23
2.11 DC SQUID (Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı).....	26
<b>3. SÜPERİLETKEN JOSEPHSON EKLEMLERİNİN BİYOMEDİKAL UYGULAMALARI</b>	34
3.1 Magnetoansefelo (MEG): Beyindeki Magnetik Alanın Ölçümü.....	34
3.2 Magnetokardiyogram (MCG): Kalbin Manyetik Alanının Belirlenmesi.....	35
3.3 Magnetomyografi (MMG) ve Manyetik Nörografi (MNG).....	36
3.4 Magnetoentorografi.....	36
3.5 Ferritometre.....	36
3.6 Magnetopnömoğrafi (MPG).....	37
<b>4. MATERYAL VE YÖNTEM</b> .....	39
4.1. Bi-2212 Süperiletken Tek Kristal Whisker' ların Büyütülmesi.....	39
4.2. Josephson Eklemlerinin Hazırlanması.....	39
4.3. Mesa Eklemlerinin Hazırlanması.....	40
4.4. Basamak Tipi (Step-Like) Eklemlerinin Hazırlanması.....	41
4.5. Çapraz Şeklinde Whisker (Cross-Whiskers) Eklemlerinin Hazırlanması.....	43
4.6. DC Ölçümler için Deneysel Düzenek.....	44
4.7. Üretilen Örneklerin Listesi.....	46
<b>5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA</b>	47
5.1. Çapraz Şeklindeki Whisker Eklemlerinin Karakterizasyonu.....	47
5.2. Çapraz-Eklemler Üzerine Taşıyıcı Enjeksiyon Etkisi.....	52
5.3. Taşıyıcı Enjeksiyonu ile Ayarlanabilir Süperiletkenlik.....	58
5.4. Kritik Akım Yoğunluğu ve Kritik Sıcaklığın Hole Konsantrasyonu ile Değişimi.....	64
5.5. Taşıyıcı Enjeksiyonu ile $c$ -Eksenini Boyunca Özdirencinin Kontrol Edilmesi ve Pseudogap Fazının Sistematik Olarak Araştırılması.....	70
5.6. Bi-2212 Numunelerinde Süperiletken Enerji Aralığı ve Süperiletken Geçiş Sıcaklığının Altında Termal Aktivasyondan Tabakalar Arası Kuantum	75

	Tünellemesine Geçiş.....	
<b>6.</b>	<b>SONUÇ.....</b>	<b>83</b>
	<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>86</b>
	<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>98</b>

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	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.	5
Şekil 2.2	a) Taşıyıcı ilavesi (dopingi) yapılmamış bir Cu-O tabakasının şematik gösterimi, b) Hole ilavesi (dopingi) yapıldıktan sonra modifiye olmuş elektronik yapı.	6
Şekil 2.3	$HT_c$ süperiletkenlerin genel faz diyagramı. Hole ve elektron tipi süperiletken sistemlerin faz diyagramları beraber gösterilmiştir.	7
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	Hole ilavesi yapılmış $HT_c$ sisteminin faz diyagramı için iki senaryo: a) $T^*$ geçiş (crossover) sıcaklığı $T_c$ ile aşırı katkı (overdoped) durumun 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 hole ilavesi yapılmış $HT_c$ süperiletkenler için faz diyagramı.	11
Şekil 2.8	a) 335 mK sıcaklığında alınan niyobyum için $dI/dV$ karakteristiği. Burada kalın çizgi $\Delta \sim 1\text{meV}$ ' deki BSC modeli sonucunu göstermektedir. b) 4.8 K' de ve optimum düzeyde taşıyıcı ilavesi durumunda Bi-2212 ( $T_c = 92\text{K}$ ) sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. Burada $\Delta = 27\text{meV}$ ve noktalı çizgi s-tipi dalga, kalın çizgi ise d-tipi dalga BSC modeli sonucunu göstermektedir. c) 4.2 K' de Y-123 sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. d) 2.5 K' de aşırı derecede taşıyıcı dopingi durumunda Bi-2201 ( $T_c = 10\text{K}$ ) sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. e) Optimum düzeyde taşıyıcı ilavesi yapıldığında $\text{Sr}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{CuO}_2$ sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. f) 4.2 K' de düşük taşıyıcı katkısı yapıldığında Bi-2223 ( $T_c = 111\text{K}$ ) sisteminin $dI/dV$ karakteristiği. Bütün ölçümler STM ile gerçekleştirilmiştir.	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 yapar. b) Voltajın uygulanmadığı durum. c) $T=0$ K' de $V > +2\Delta/e$ için elektron tünellemesi. d) $T=0$ K' de çift tünellemesinin voltaj bağılılığı. $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$ aralığında kuazi-parçacık tünellemesi görülmemektedir. e) $T > 0$ için $0 < V < 2\Delta/e$ aralığında küçük bir akı akışı gözlenmektedir ve bu değer üstünde normalden çok fazla bir artış olmaktadır. f) Farklı enerji aralıklarına sahip iki süperiletken için S-I-S tünellemesi.	15
Şekil 2.11	Bir S-I-S eklemesinde düzen parametresinin değişimi.....	17
Şekil 2.12	Geleneksel süperiletkenlerde voltaj akımının sıcaklığa bağlı olarak değişimi.	21
Şekil 2.13	Bi-2212 sisteminin kristal yapısından kaynaklanan arda arda yığılmış	22

	doğal Josephson eklemleri.	
Şekil 2.14	RCSJ devre modeli.....	23
Şekil 2.15	a) Deneysel Nb/AlOx/Nb eklemi için tünelleme karakteristiği, b) tünelleme eklemi için iletkenliğin voltajla değişimi.	24
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.	26
Şekil 2.17	a) Uygulanan manyetik alanı, b) kritik akımın uygulanan alana verdiği tepkiyi, c) ilmeğin indüklediği manyetik akımın dışarıdan uygulanan manyetik alanla değişimini ve d) ilmeğin içine sızan manyetik akımın uygulanan alanla değişimini göstermektedir.	28
Şekil 2.18	DC SQUID' in devre gösterimi.....	28
Şekil 2.19	a) Dış manyetik alanla indüklenen akım, b) kritik akımın kuantanın katlarına göre değişmesi.	30
Şekil 2.20	Manyetik alanın fonksiyonu olarak a) kritik akım b) voltajdaki değişim.	31
Şekil 2.21	Farklı $\beta_l$ değerleri için uygulanan manyetik alanla toplam manyetik akımın değişimi.	33
Şekil 3.1	MCG biomagnetometrenin şematik gösterimi.....	35
Şekil 3.2	Karaciğerdeki demir oranını ölçen ferritometre olarak adlandırılan bir SQUID alınganlık sistemi.	37
Şekil 3.3	Magnetopnömoğrafi ölçüm sistemi.....	38
Şekil 4.1	a) BSCCO kristalinin üzeri fotorezist ile kaplandıktan sonra oluşan mesa yapı, b) SiO tabakası üzerine altın yardımıyla kontakların yapıldığı mesa yapılar.	41
Şekil 4.2	a) Çift taraflı olarak üretilen basamak tipi (step-like) eklemlerin şematik gösterimi, b) oluşan eklemlerin daha yakından görünümü.	42
Şekil 4.3	Basamak tipi (Step-like) eklemlerin hazırlanma süreci: a) İlk olarak yıldızlar ile birlikte geniş mesaların oluşturulması, b) papyon şeklinde mesaların oluşturulması, c) ters çevirme süreci, d) elde edilen basamak tipi (step-like) eklemlerin optik mikroskoptaki görüntüsü.	43
Şekil 4.4	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.	44
Şekil 4.5	$I-V$ karakterizasyon ölçüm sisteminin şematik diyagramı.	45
Şekil 5.1	a) Çapraz whisker eklemin (cross-junction) öz direncinin sıcaklıkla değişimi ( $\rho-T$ ). Kırmızı oklarla gösterilen $T_J$ Josephson çiftleniminin başladığı sıcaklıktır. b) $d\rho/dT$ diferensiyelinin sıcaklıkla değişimi.	47
Şekil 5.2	a) ve c) sırasıyla WHS-CRS-1 ve WHS-CRS-7 numuneleri için kritik akımın sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Burada mavi ile gösterilen parabolik eğri Ambegaokar-Baratof teorisini gösterirken kırmızı ile gösterilen eğri termal enerjiden ( $E_J=k_B T$ ) elde edilen eğriyi göstermektedir. b) ve d) sırasıyla ise bu iki numune için farklı sıcaklıklarda $I-V$ karakteristiğini göstermektedir	49
Şekil 5.3	Çapraz eklemler için yüksek akımlarda yapay Josephson eklemine ilave olarak doğal Josephson eklemlerin gözlenmesi.	50
Şekil 5.4	Farklı sıcaklıklardaki $I-V$ karakteristiğinden hesaplanan $\beta_c$ değerinin sıcaklıkla değişimi.	51
Şekil 5.5	Yüksek akım değerlerinde sabit akım modunda taşıyıcı enjeksiyon metodu ile voltaj değişimi.	53
Şekil 5.6	Enjekte edilen voltajın zaman bağımlılığı.....	55

Şekil 5.7	a) # WHS-CRS-3 numunesi 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) Karşılaştırma amacı ile verilmiş # WHS-CRS-5 numunesine ait çapraz eklemin $I$ - $V$ karakteristiği.	57
Şekil 5.8	a) Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra $\rho$ - $T$ eğrisi. b) Taşıyıcı enjeksiyon adımlarından sonra kritik geçiş sıcaklıkları.	58
Şekil 5.9	$I$ - $V$ karakterizasyonunun sıcaklığa bağlılığı. İçteki küçük şekil normal durum direncinin, $R_N$ , sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Sağ taraftaki şekil ise çapraz-eklemler için dallanmaları detaylı bir şekilde göstermektedir.	59
Şekil 5.10	Kontakt direncinin ve kritik sıcaklığın taşıyıcı enjeksiyonu ile değişmesi.	60
Şekil 5.11	a) Basamak-tipi (step-like) ve b) mesa yapılar için taşıyıcı enjeksiyonu adımları sonucu elde edilen $I$ - $V$ karakteristikleri.	61
Şekil 5.12	Mesa yapılar için taşıyıcı enjeksiyonunun $I$ - $V$ karakteristiği üzerine etkisi. CI-1, CI-2, CI-3, CI-4 ve CI-5 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyonu adımlarını temsil etmektedir	62
Şekil 5.13	Basamak-tipi (step-like) yapılar için taşıyıcı enjeksiyonunun $I$ - $V$ karakterizasyonu üzerine etkisi. CI-1, CI-2, CI-3, CI-4 ve CI-5 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyonu adımlarını temsil etmektedir.	63
Şekil 5.14	$T_c$ kritik sıcaklığının hole konsantrasyonuna ( $p$ ) bağlılığı.....	65
Şekil 5.15	$T_c$ kritik geçiş sıcaklığının, $J_c$ kritik akım yoğunluğu ( $\log(J_c)$ ) ile değişimi. Siyah çizgi parabolik fit eğrisidir (denklem (5.4)) ve fitting parametreleri $T_c^{max}$ ve $J_c^{opt}$ sırasıyla 80.17 K ve $1014.6 \text{ Acm}^{-2}$ ' dir. Şekildeki tam dolu semboller #STL-2 numunesini, yarı dolu semboller ise #STL-3 numunesini için sonuçları göstermektedir.	66
Şekil 5.16	$J_c$ ' nin hole konsantrasyonu ile değişimi. Koyu çizgi $J_c = J_c^{opt} e^{[63.79(p-0.16)]}$ fit fonksiyonudur ve fitting parametresi $J_c^{opt} = 1014.6 \text{ Acm}^{-2}$ dır. Şekildeki tam dolu semboller #STL-2 numunesi, yarı dolu semboller ise #STL-3 numunesini için elde edilen sonuçları göstermektedir.	67
Şekil 5.17	Kuazi-parçacık dallanmalarında $\Delta V_c$ karakteristik voltajının belirlenmesi.	68
Şekil 5.18	$\Delta V_c$ karakteristik voltajın taşıyıcı ilavesine bağlılığı: Kubbe şeklindeki eğri BSC teorisi için enerji aralığının taşıyıcı ilavesi ile değişimini göstermektedir. Kubbe şeklindeki eğri üzerinde gösterilen deneysel veriler $T_c$ değerleri kullanılarak $2\Delta/e = 3.52 k_B T_c$ eşitliğinden hesaplanan enerji aralıklarına karşılık gelmektedir.	69
Şekil 5.19	a) Josephson çiftlenim enerjisinin hole konsantrasyonuna bağlı olarak değişimi. b) Termal dalgalanma parametresinin, $\gamma$ , hole konsantrasyonuna bağlı olarak değişimi.	70
Şekil 5.20	Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra $\rho_c$ öz direncinin değişimi. Siyah renkli eğri deneysel verinin $\rho_c^T = (A/T) \exp(\Delta/T) + C + DT$ fonksiyonuna uydurma (fitting) eğrisini göstermektedir.	72
Şekil 5.21	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 uygulanması (fitting) ile elde edilen parametreler.	73
Şekil 5.22	$T^*$ geçiş sıcaklığının öz direnç eğrisi üzerinde belirlenmesi. Siyah renkli eğri $\rho_c^T = C + DT$ fonksiyonunu temsil eder. Deneysel verilerden %1'	74

	lik sapma ile $T^*$ geçiş sıcaklığı elde edilmiştir.	
Şekil 5.23	$T^*$ geçiş sıcaklığının taşıyıcı enjeksiyonu ile değiştirilen taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı. Noktalı çizgi $T^*$ geçiş sıcaklığının lineer ekstrapolasyonunu göstermektedir.	75
Şekil 5.24	Doğal Josephson eklemlerin (IJJ) $I$ - $V$ karakteristiğinin sıcaklığa bağlılığı.	76
Şekil 5.25	Bir IJJ yığımında iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.....	77
Şekil 5.26	14 K sıcaklığında $dI/dV - V$ karakteristiğinin genişletilmiş BSC teorisine uydurulması. Mavi renkli eğri uydurma (fitting) eğrisini temsil ederken kırmızı renkli eğri deneysel verileri göstermektedir.	77
Şekil 5.27	Süperiletken enerji aralığının ve kuazi-parçacık geri birleşim zamanının, $\Gamma = \hbar/\tau$ , sıcaklığa bağlılığı. Siyah renkli parabolik noktalı çizgi, süperiletken enerji aralığı için BSC teorisinden ( $\Delta(T) = \Delta(0) \tanh[A(B((T_c/T) - 1))^C]$ , $A = 1.82, B = 1.018, C = 0.51$ ) elde edilen sonucu göstermektedir.	78
Şekil 5.28	Sıfır voltajda ve sonlu bir voltaj değerinde TA (termal aktivasyon) bariyerinin şematik olarak gösterimi. $U^+$ soldan sağa akan akım için, $U^-$ sağdan sola akan akım için etkin bariyeri temsil etmektedir.	79
Şekil 5.29	Bi-2212 sistemi için $T_c$ ' nin altındaki sıcaklıklarda $dI/dV - V$ eğrileri.....	80
Şekil 5.30	İletkenlik pikinin eğiminin sıcaklıkla değişimi.....	81
Şekil 5.31	Sonlu bir voltaj değerinde $\ln(dI-dV)$ eğrisinin eğiminden elde edilen etkin sıcaklığın ( $T_{eff}$ ) sıcaklıkla değişimi. İçteki şekilde köşegenler arasına çizilmiş mavi renkli çizgi ideal TA davranışını göstermektedir.	82

## TABLolar DİZİNİ

<b>Tablo 4.1</b>	Üretilen örneklerin listesi ve özellikleri.....	46
<b>Tablo 5.1</b>	Şekil 5.6' da gösterilen taşıyıcı enjeksiyonu ile voltaj düşüşünün Kohlrausch fonksiyonuna fit edilmesi ile elde edilen eğri uydurma parametreleri. CI-N taşıyıcı enjeksiyon adımlarını gösterir ve burada N bir tam sayıdır.	54

## SEMBOLLER

$J_c$	Kritik akım yoğunluğu
$I_c$	Kritik akım
$R_n$	Normal durum direnci
$I_{ab}$	$ab$ eksenini boyunca kritik akım yoğunluğu
$K_B$	Boltzman sabiti
$T_c$	Kritik sıcaklık
$\Delta$	Enerji aralığı
$T_c^{max}$	Maksimum kritik sıcaklık
$p$	Hole konsantrasyonu
$w$	Açısal frekans
$T^*$	Kritik geçiş sıcaklığı
$\Psi(\mathbf{r})$	Dalga fonksiyonu
$\Gamma$	Kuazi parçacık geri birleşim zamanı
$R_N^{-1}$	Tünelleme bariyerinin geçirgenliği
$\hbar$	Planck sabiti
$\delta$	İki eklem arasındaki faz farkı
$\beta_L$	Perdeleme parametresi
$T_J$	Josephson çiftleniminin başladığı kritik sıcaklık
$\rho_c$	$c$ -eksenini boyunca özdirenç
$E_J$	Josephson çiftlenim enerjisi
$\beta_c$	McCumber parametresi
$C$	Kapasitans
$V_{ENJ}$	Enjekte edilen voltaj
$J_c^{opt}$	Optimum taşıyıcı konsantrasyonundaki $J_c$ değeri
$E_J^{opt}$	Optimum taşıyıcı konsantrasyonundaki çiftlenim enerjisi
$\gamma$	Termal dalgalanma parametresi

# 1. GİRİŞ

Yüksek sıcaklık ( $HT_c$ ) süperiletken sistemler II. tip süperiletkenlerdir. Şimdiye kadar bulunan en yüksek süperiletken geçiş sıcaklığı ( $T_c$ ) yüksek basınç altında  $T_c \approx 165K$ 'dir. Ancak,  $HT_c$  sistemlerin Bednorz and Mueller [1] tarafından keşfedilmesinin üstünden 26 yıldan fazla zaman geçmesine rağmen süperiletkenlik mekanizması ve altında yatan fiziksel olaylar halen gizemini korumaktadır.  $HT_c$  sistemlerde süperiletkenlik durumu antiferromanyetik Mott yalıtkanına elektron veya hole (boşluk) katkılanarak elde edilmektedir. En yüksek  $T_c$  değeri optimum katkı (doping) durumunda elde edilmektedir. Bunun altındaki durum düşük katkı (underdoped) yukarıdaki ise aşırı katkı (overdoped) durum olarak adlandırılmaktadır. Hole-tipi  $HT_c$  süperiletkenlerde süperiletkenlik mekanizmasının altında yatan fiziksel olaylar elektron-tipi  $HT_c$  süperiletkenlerden farklıdır. Bu yüzden  $HT_c$  ' ler için genel bir süperiletkenlik mekanizması tanımlamak mümkün olamamıştır.

$HT_c$  süperiletkenler yalıtkan ve iletken tabakaların  $c$ -ekseni boyunca dizildiği kristal yapılardır [2]. İletim özellikleri iletken tabakalardaki taşıyıcı konsantrasyonuna bağlıdır. Taşıyıcı konsantrasyonu yalıtkan tabakanın fiziksel veya kimyasal olarak bir şekilde uyarılması ile değiştirilmektedir. Bu yüzden,  $HT_c$  süperiletkenlerde yalıtkan tabakalara iletken tabakaya yük sağlayan yük rezervuarları olarak bakılmaktadır.

$Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4+\delta}$  (BSCCO)  $HT_c$  süperiletken sistemi yük taşıyıcıların hole' ler olduğu p-tipi süperiletken sistemleridir. Sisteme taşıyıcı ilavesi (dopingi) genellikle ısı işlem sürecinde yalıtkan BiO tabakasındaki oksijen oranı değiştirilerek yapılmaktadır. Ancak, ısı işlemler sırasında BSCCO sisteminin oksijen konsantrasyonunu kontrol etmek zordur. P. Müller ve grubu bu durumları göz önünde bulundurmuş ve  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  (Bi-2212) tek kristal süperiletken sistemine  $c$ -ekseni boyunca akım enjekte ederek hole konsantrasyonunun kontrollü bir şekilde değiştirilebileceğini göstermiştir. Bu metot **taşıyıcı enjeksiyon metodu** olarak isimlendirilmektedir. Şöyleki, Bi-2212 tek kristal süperiletken sistemine  $c$ -ekseni boyunca bir akım uygulandığında CuO düzlemindeki elektronlar kazandıkları ivme ile yalıtkan olan BiO ve SrO tabakalarına doğru hareket ederler ve bu tabakalarda tuzaklanırlar. İletken CuO tabakasından ayrılan elektronlar gerisinde hole' ler bırakılırlar. Bu durum CuO tabakasındaki hole konsantrasyonunun artması anlamına gelmektedir. Bu sayede bir

süperiletken antiferromanyetik Mott yalıtkanından düşük katkı (underdope) durumuna, oradanda aşırı katkı (overdope) duruma kadar kontrollü bir şekilde değiştirilebilmektedir. Bu metodun en önemli avantajlarından bir diğeri ise aynı malzeme ile farklı taşıyıcı konsantrasyonlarında çalışma imkânı tanınmasıdır. Ayrıca, bu metod tünelleme bariyerinin kontrol edilmesine de olanak sağlamaktadır. Diğer taraftan, taşıyıcı enjeksiyon metodunun keşfedilmesi Josepson etkisinin farklı yönlerden çalışılmasına olanak sağlamıştır [3-5].

Bu tezin temel amacı  $HT_c$  BSCCO whiskerlerden mesa, basamak-tipi (step-like) ve çapraz-whisker (cross-whisker) şeklinde tasarlanan Josepson eklemlerin üretilmesi ve üretilen Josepson eklemlerin normal durum direnci, kritik akım yoğunluğu ve tünelleme bariyeri gibi parametrelerinin taşıyıcı enjeksiyon metodu ile kontrol edilmesidir. Sabit akım modunda normal durum direncin azaltılmasıyla whisker' ların katkı (doping) seviyesi artırılmaktadır. Buna paralel olarak kritik süperiletken geçiş sıcaklığı,  $T_c$ , ve kritik akım yoğunluğu,  $J_c$ , gibi süperiletkenlik parametreleri de değişmektedir. Ayrıca, whiskerlar' da süperiletkenliğin düşük katkı (underdoped) durumdan aşırı katkı (overdoped) durumuna kadar geniş bir aralıkta değiştirilebileceği gözlenmiştir.

Tezde ayrıca çapraz-whisker (cross-whisker) eklemlerde ısı işlem sırasında iki whisker arasındaki ara yüzeyde kendiliğinden oluşan yapay eklem üzerinde durulmuştur. Bu şekilde elde edilen eklem tünelleme bariyerinin doğal eklemlerde olduğu gibi taşıyıcı enjeksiyon metodu ile kontrol edilebileceği gözlenmiştir. Süperiletken enerji aralığı ( $I_c R_n$ ) ve taşıyıcı enjeksiyon etkisi ile meydana gelen elektron tuzaklanma mekanizması incelendi. Ayrıca, üretilen ve modifiye edilen doğal Josepson eklemlerin biyomedikal uygulamalarda olası kullanım alanları tartışıldı.

## 2. KURUMSAL TEMELLER

### 2.1. Yüksek Sıcaklık ( $HT_c$ ) Süperiletken Sistemleri

Yüksek sıcaklık ( $HT_c$ ) süperiletken sistemler baz durumunda yani katkı (doping) yapılmadığı durumda antiferromanyetik Mott yalıtkanlardır. Mott yalıtkanı durumunda elektronlar Coulomb itmesi nedeniyle örgü noktalarında lokalize olurlar yani elektronların enerjik olarak tercih edecekleri başka bir durum yoktur.  $HT_c$  süperiletkenlerin ortak özelliği hepsinin CuO düzlemlerine sahip olmasıdır. Hole veya elektronların CuO düzlemlerine ilave edilmesiyle antiferromanyetik Mott yalıtkanlığı bozulur ve belirli bir taşıyıcı konsantrasyonuna sahip süperiletken sistem elde edilmiş olur.  $HT_c$  süperiletkenlerde süperiletken düzen parametresinin çiftlenim simetrisi, geleneksel süperiletkenlerin (s-wave) aksine  $d_{x^2-y^2}$  tipinde süperiletkenlik (d-wave) sergiler [6]. Ancak, bütün  $HT_c$  süperiletken sistemler d-wave çiftlenim simetrisi göstermezler. Örneğin  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (Y-123) süperiletken sistemi (s+d)-dalgası tipinde çiftlenim simetrisi göstermektedir [7]. Aslında, katkı (doping) oranına bağlı olarak taşıyıcıların elektron olduğu  $HT_c$  süperiletkenlerde çiftlenim simetrisinin s-dalgası tipinde mi yoksa d-dalgası tipinde mi olduğu hala tartışma konusudur [8-14].

Elektron tipi  $HT_c$  süperiletkenlerde elektronlar bakır atomunun (Cu) d-yörüngesine yerleşmektedir ve bu durumda  $Cu^{+2}$  iyonu  $Cu^+$  iyonuna dönüşür. [15,16]. Bunun aksine hole tipi  $HT_c$  süperiletkenlerde holler oksijen atomunun p-yörüngesine yerleşmektedir [17-19]. Oksijen atomunun p-yörüngesine yapılan hole ilavesi Cu atomları arasında ferromanyetik çiftlenime yol açar. Böylece, antiferromanyetik Mott yalıtkanına yapılan taşıyıcı katkılama spin düzeninin bozulmasına yol açar. Ancak, taşıyıcıların elektronlar olduğu  $HT_c$  süperiletkenlerde Cu atomları spinsiz  $Cu^+$  iyonlarını oluştururlar ve bu durum antiferromanyetizmanın etkisini azaltmaktadır. Sonuç olarak, elektron tipi taşıyıcılara sahip  $HT_c$  süperiletkenlerin faz diyagramlarında antiferromanyetik bölge daha geniş bir aralıkta gözlenmektedir, Şekil. 2.3.

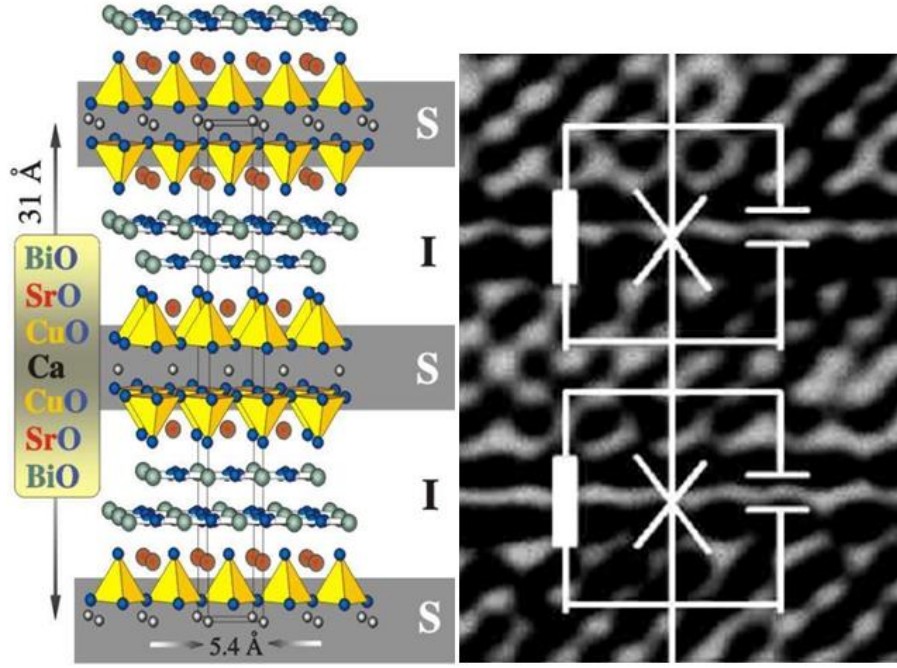
### 2.2. BiSrCaCuO (BSCCO) Süperiletken Sistemi

1988 yılında Maeda ve arkadaşları tarafından BSCCO sisteminin süperiletken olduğu keşfedilmiştir [7]. Bi-bazlı  $HT_c$  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 üyeye sahiptir. Artan CuO düzlemi sayısı ile  $T_c$  değeri artmaktadır:  $T_c$  değeri Bi-2201 fazı için 20 K, Bi-2212 fazı için 85 K ve Bi-2223 fazı için ise 110 K' dir. Bi-2201 fazı düşük sıcaklık fazı olarak bilinmektedir. Tetragonal simetrlili birim hücreye sahip olan bu faz kalsiyum atomu içermez. Birim hücre parametreleri  $a = b = 5.4 \text{ \AA}$  ve  $c = 30.89 \text{ \AA}$  değerindedir. Bi-2212 fazı tetragonal simetrlili bir birim hücreye sahiptir, Şekil 2.1 ve kristal yapı BiO/SrO/CuO/Ca/CuO/SrO/BiO şeklinde bir istiflenmeye sahiptir. Birim hücre parametreleri  $a = b = 5.4 \text{ \AA}$  ve  $c = 30.89 \text{ \AA}$  değerindedir [20]. Bi-2223 fazı ise yüksek sıcaklık fazı olarak bilinmektedir ve Birim hücre parametreleri  $a = b = 5.39 \text{ \AA}$  ve  $c = 37.1 \text{ \AA}$  değerindedir [9].

BSCCO süperiletken sisteminde doğal bariyerlerin varlığı bu sistemi Josephson tünellemesine uygun hale getirmiştir. Bir BSCCO tek kristal örneği birçok Josephson eklemine bir araya geldiği bir yığın olarak düşünülebilir. BSCCO sisteminde Josephson eklemine varlığı ilk olarak 1992 yılında R. Klenier ve P. Müller tarafından keşfedildi ve doğal (öz) Josephson eklemeler (Intrinsic Josephson Junction; IJJ) olarak adlandırıldı [2]. Bu sistemlerde CuO tabakası 3 Å, BiO ve SrO tabakaları ise toplamda 12 Å' lık bir kalınlığa sahiptir. Bu durumda bir Josephson eklemine kalınlığı yaklaşık 15 Å kadar olmaktadır.

BSCCO sistemi  $ab$ -düzlemi ve  $c$ -ekseni boyunca mekaniksel çiftlenim kuvvetinin farklı olduğu için anizotropik özellik sergiler.  $c$ -ekseni boyunca BiO tabakaları arasındaki çiftlenim kuvveti çok zayıf olduğundan bu tabakalar çok küçük kuvvetlerle birbirinden ayrılabilirler [21]. Ayrıca, bu yüksek derecedeki anizotropik durum BSCCO sistemlerinin süperiletken özelliklerini de etkilemektedir. Örneğin, BSCCO sisteminde  $ab$ -ekseni boyunca kritik akım yoğunluğu,  $J_{ab}$ ,  $2 \text{ MA/cm}^2$  iken  $c$ -ekseni boyunca,  $J_c$  değeri sadece  $1 \text{ kA/cm}^2$  büyüklüğündedir.



**Şekil 2.1.** 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.

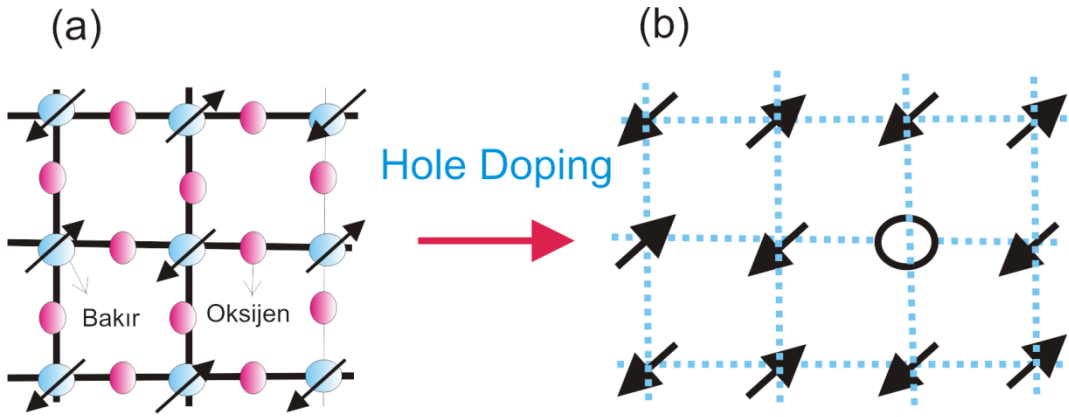
### 2.3. $HT_c$ Süperiletkenlerde Taşıyıcı İlavesi (Doping) Olayı

Geleneksel BCS tipi süperiletkenler çiftlenme enerjilerinin çiftlenim sabitleri ile ilişkili olduğu  $2\Delta / k_B T_c = 3.5$  ifadesi ile karakterize edilmektedir. Ancak,  $HT_c$  süperiletkenlerin faz diyagramları çok daha karmaşıktır.

$HT_c$  süperiletkenlerde antiferromanyetik fazdan süperiletken faza hatta metalik faza kadar bir faz geçişi gözlenir. Bu geçişler taşıyıcı konsantrasyonu değiştirilerek elde edilmektedir. İletken tabakalardaki taşıyıcı konsantrasyonu, yük depoları (rezervleri) olarak adlandırılan yalıtkan tabakaların fiziksel veya kimyasal olarak uyarılmasıyla değiştirilmektedir.  $HT_c$  süperiletkenlerin temel fazı Mott yalıtkanı olarak adlandırılmaktadır. Ancak, Mott yalıtkanlarının altında yatan fiziksel mekanizma normal yalıtkanlardan farklıdır. Bant teorisi hesaplamalarından Mott yalıtkanlarında bandın yarı dolu olduğu yani metalik bir davranış göstermesi gerektiği bulunmuştur. Bu sistemlere düşük taşıyıcı ilavesi (dopingi) durumlarında gözlenen yalıtkan davranışın sebebi Cu-O tabakasındaki elektron-elektron (veya hole-hole) itmesidir. Bu tip bir Coulomb itmesinden dolayı komşu elektronların spinleri birbirlerine zıt

bir şekilde polarize olmuşlardır. Bu durum antiferromanyetik faz olarak bilinmektedir ve şekil 2.2' de gösterilmektedir [22].

Yalıtkan fazdan metalik faza geçiş Hubbard modeli ile açıklanmaktadır [23,24]. Hubbard modeline göre Coulomb itme enerjisi sıçrama enerjisinden daha büyük olursa, paralel spinli durumlar için Pauli dışarlama ilkesine uygun olarak sıçrama veya tünelleme yasaklanmaktadır. Bu yüzden, Mott yalıtkanına herhangi bir taşıyıcı ilavesi (dopingi) yapılmadığında  $HT_c$  süperiletkenleri antiferromanyetik yalıtkan durumundadırlar.  $HT_c$  süperiletkenlerine yapılan taşıyıcı ilavesi (dopingi) ile örgü noktaları üzerinde boşluklar oluşur ve bu sayede elektronlar Coulomb etkileşmesinden kurtularak boş yerlere doğru hareket eder yani taşıyıcı ilavesi (dopingi) ile antiferromanyetik düzen bozulmaktadır [22].



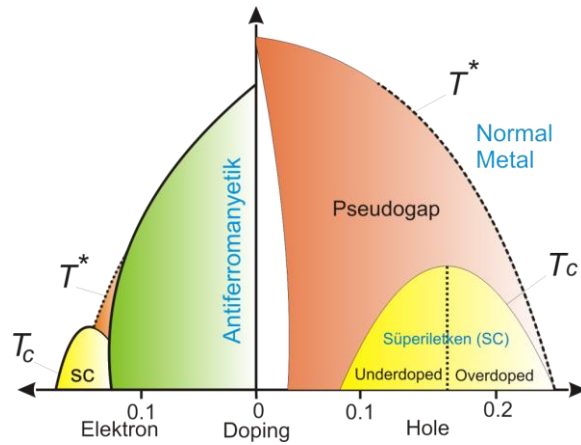
**Şekil 2.2.** a) Taşıyıcı ilavesi (dopingi) yapılmamış bir Cu-O tabakasının şematik gösterimi, b) Hole ilavesi (dopingi) yapıldıktan sonra modifiye olmuş elektronik yapı [22].

$HT_c$  süperiletkenler için genel faz diyagramı şekil 2.3' de gösterilmektedir. Hole ilavesi 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 bölgeye ayrılır: Maksimum  $T_c$  değerinin elde edildiği bölge kubbenin tepe bölgesidir ve optimum taşıyıcı durumu olarak adlandırılır. Bu bölgenin altında ve üstünde kalan bölgeler ise sırasıyla düşük katkı (underdoped) ve aşırı katkı (overdoped) durumlar olarak adlandırılmaktadır. Düşük katkı (underdoped) durumunda düşük 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 sıcaklık bağımlılığı pseudogap fazının varlığının bir işaretidir.

Genelde hole ilavesi yapıldığı zaman pseudogap faz geçişi düşük sıcaklık bölgelerine kayar. Yüksek sıcaklıklarda ise Fermi yüzeyinde herhangi bir aralık gözlemlenmez [24,25]. Optimum taşıyıcı ilavesi durumunda geçiş özellikleri Fermi sıvısı olmayan (non-fermi liquid) bölgedeki gibi tanımlanmaktadır. Yüksek derecede aşırı katkı (overdoped) bölgesinde ise normal durum karakteristiği olan bir metalik davranış elde edilmektedir.

$HT_c$  süperiletkenlerde taşıyıcı ilavesi genelde kimyasal olarak yalıtkan tabakadaki oksijen stokiyo metrisinin değiştirilmesi ile gerçekleştirilmektedir. Taşıyıcı ilavesi için bir diğer yol ise metalik atomları farklı valans durumundaki atomlar ile değiştirmektir. Taşıyıcının hole olduğu p-tipi süperiletkenlerde BiO tabakasındaki fazla oksijen CuO tabakasındaki hole konsantrasyonunun artmasına sebep olur. Aynı durumda, taşıyıcıların elektronlar olduğu n-tipi süperiletkenlerde elektron konsantrasyonu azalır. Ancak, oksijen içeriği ile 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.



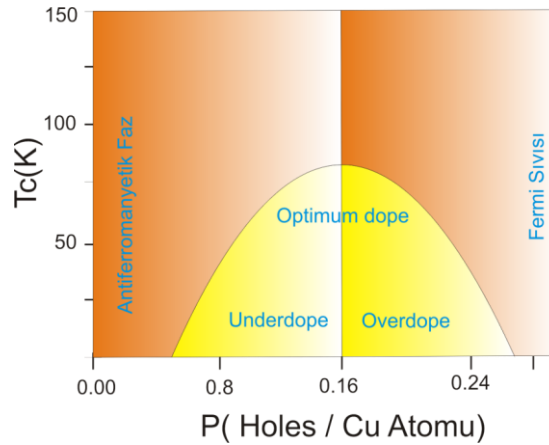
**Şekil 2.3.**  $HT_c$  süperiletkenlerin genel faz diyagramı. Hole ve elektron tipi süperiletken sistemlerin faz diyagramları beraber gösterilmiştir.

Bi-2212 sistemi için hole konsantrasyonu ve  $T_c$  arasındaki bağıntı deneysel olarak aşağıdaki eşitlikle verilmektedir [26,27]:

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

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

Taşıyıcı konsantrasyonunu değiştirmenin bir diğer yolu ise fiziksel etki ile yapılabilir. Literatürde taşıyıcı konsantrasyonu foto-doping ve elektrik alan etkisi olmak üzere iki şekilde değiştirilebilmektedir. Kudinov ve ark. ışıqla YBCO tek kristalinin direncini ve  $T_c$  değerini değiştirebileceklerini bulmuşlar ve bu yöntemle geniş bir aralıkta taşıyıcı ilavesi yapmayı başarmışlardır [28]. Normalde elektrik alan ile taşıyıcı sayısı değiştirilebilir ancak elektrik alan uygulanmadığında yapının tekrar eski haline gelmesi beklenir. Bununla birlikte, elektrik alan ile kalıcı taşıyıcı ilavesi olduğu gözlenmiştir [29]. Bu durumun Coulomb kuvvetinden mi yoksa safsızlık oksijenlerinin elektrik alanla yeniden düzenlenişinden mi olduğu hala bir tartışma konusudur [30, 31].



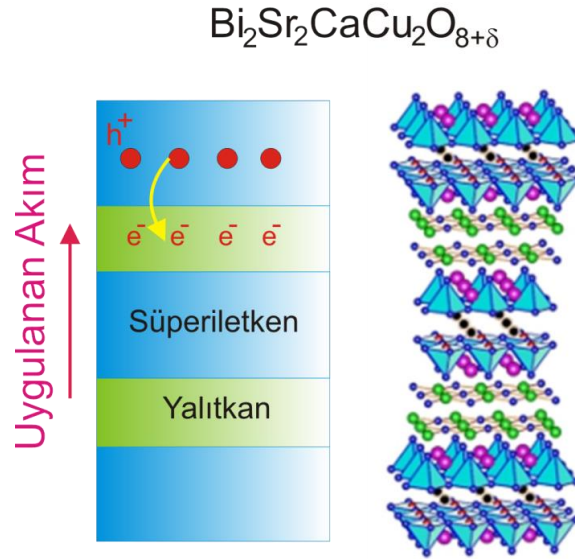
**Şekil 2.4.** Bi-2212 sistemi için  $T_c$ ' nin hole konsantrasyonu,  $p$ , ile parabolik değişimini gösteren faz diyagramı.

## 2.4. Taşıyıcı Enjeksiyon Metodu

2010 yılında P. Müller ve ark. Bi-2212 tek kristaline yeni bir yöntemle taşıyıcı ilavesi yapmayı başardılar [3]. Bu yöntem Bi-2212 kristalinde  $c$ -ekseni boyunca uygulanan şiddetli bir akımla süperiletken özelliğın geniş aralıkta değiştirilebileceğini ortaya çıkardı. Bu yöntemin en önemli özelliğı 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 ilave 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 [5].

Tabakalı perovskite yapılarda  $c$ -ekseni boyunca bir akım uygulandığında iletken tabakada bulunan elektronlar ivmelenererek yalıtkan tabakaya tünellerler ve orada bir daha kurtulmamak üzere tuzaklanırlar. İletken tabakadan ayrılan elektronlar ise arkalarında hole ler bırakırlar, Şekil 2.5. Bu durumda hole konsantrasyonu uygulanan akımın büyüklüğüne ve akımın yapı üzerine uygulama süresine bağlı olarak geniş aralıklarda değiştirilebilmektedir.

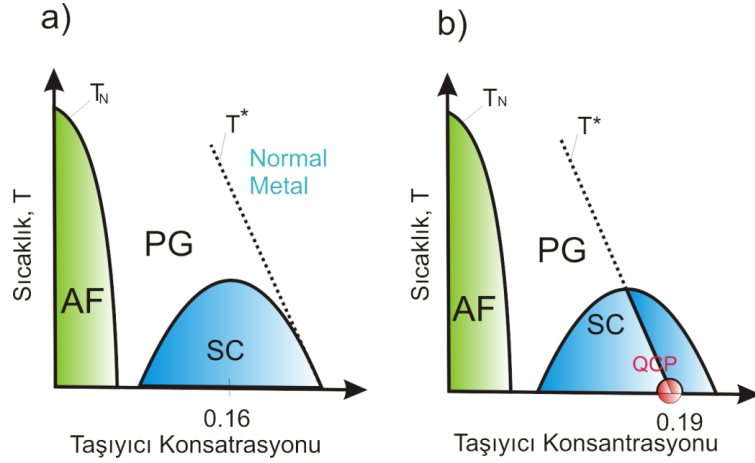


**Şekil 2.5.** Bi-2212 sisteminde  $c$ -ekseni boyunca taşıyıcı enjeksiyonunun temsili gösterimi.

## 2.5. Pseudogap Fazı

Süperiletkenlik üzerine çalışan bilim insanları arasındaki en önemli tartışmalardan bir tanesi pseudogap fazının süperiletkenlikle ne derecede ilişkili olduğudur. Genel olarak pseudogap fazının süperiletkenliğin varoluşu ile ilgili olduğu düşünülse de bu konu üzerine hala tam olarak bir fikir birliği yoktur [32, 33]. Bu konuda var olan iki temel senaryo şekil 2.6' da farklı faz diyagramları üzerinde gösterilmektedir. Pseudogap fazının süperiletkenlikle ilişkili olduğu durumda  $T^*$  geçiş sıcaklığı süperiletken kubbeye teğet geçecek 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. Yani kubbe iki olay arasındaki rekabette dolayı oluşur. Bu rekabette kazanan düşük taşıyıcı ilavesi (underdoped state) durumunda pseudogap fazı, yüksek taşıyıcı ilavesi durumunda ise süperiletkenlik meydana gelmektedir. Böyle bir senaryoda  $T^*$  geçiş sıcaklığı kubbeyi hemen hemen optimum taşıyıcı durumunda keser ve bir kritik kuantum noktasında (QCP) sifıra düşer, Şekil 2.6.b.



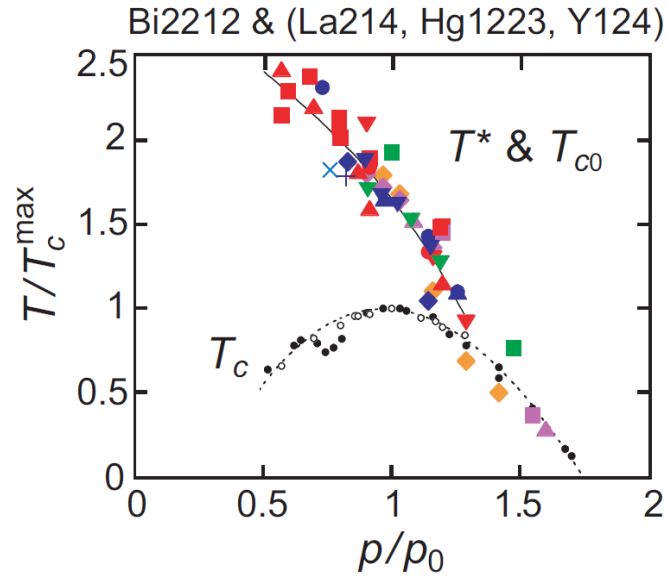
**Şekil 2.6.** Hole ilavesi yapılmış  $HT_c$  sisteminin faz diyagramı için iki senaryo: a)  $T^*$  geçiş (crossover) sıcaklığı  $T_c$  ile aşırı katkı (overdoped) durumun kenarında çakışır. b)  $T^*$  geçiş (crossover) sıcaklığı süperiletken (SC) kubbeyi tepe noktadan keser ve kritik kuantum noktasında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

Ortaya atılan ikinci senaryo doğru olsaydı Şekil 2.6.b’ deki faz diyagramının  $HT_c$  sistemler için genel faz diyagramı olması gerekirdi. Uzun yıllar boyunca pseudogap fazının ikinci senaryoda olduğu gibi düşük katkı (underdoped) durumu ile ilişkili olduğu savunulmuştur [34]. Ancak, taramalı tünelleme spektroskopisi (STS) çalışmaları Bi-2201 ve Bi-2212 sistemleri için pseudogap fazının aşırı katkı (overdoped) bölgesinde ortaya çıktığını ortaya koydu [34,35]. 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 katkı (underdoped) durumunda pseudogap enerjisi,  $\Delta_p$ , skalası ile monoton bir şekilde artmaktadır.
- iv) Pseudogap fazı aşırı katkı (overdoped) bölgesinde de açık bir şekilde ortaya çıkmaktadır.

Elde edilen bu sonuçlar durum yoğunluğu (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 [36].

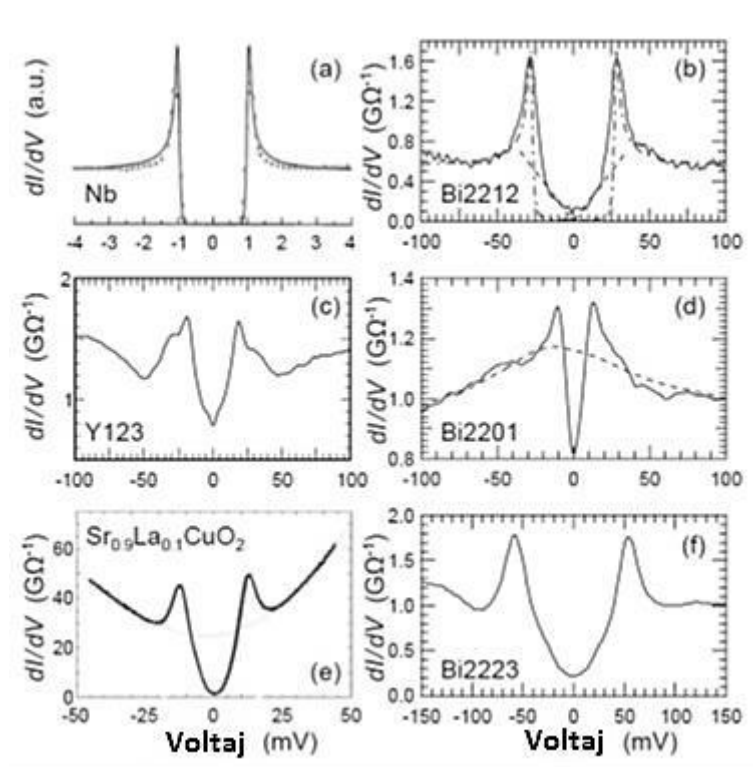


Şekil 2.7. Değişik miktarlarda hole ilavesi yapılmış  $HT_c$  süperiletkenler için faz diyagramı [37].

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

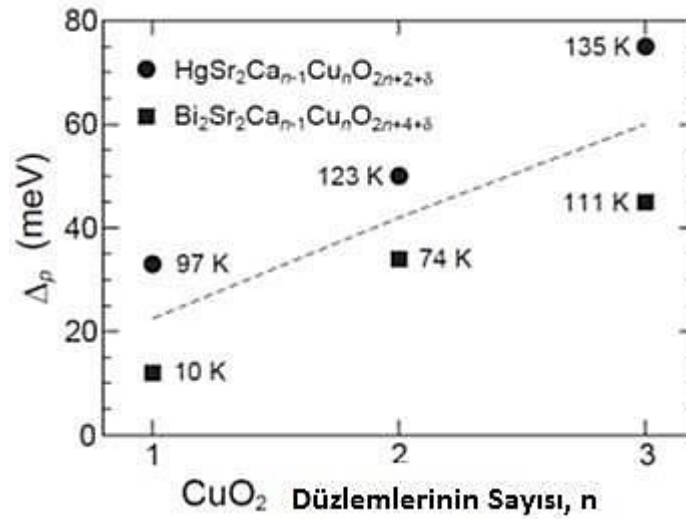
Düşük sıcaklıklarda taramalı tünelleme mikroskobu (STM) ile ölçülen tipik bir süperiletken-yalıtkan-normal (SIN) tünelleme karakteristiği şekil 2.8' de verilmektedir. Şekil 2.8.a' daki niyobyum için elde edilen sonuçlar, geleneksel düşük sıcaklık BCS süperiletkenleri için beklenen bütün klasik özellikleri sergilemektedir: i)  $dI/dV$ ' nin voltaja karşı çizilen grafiğinde  $\Delta \sim 1$  meV olmak üzere  $E_F$  Fermi enerjisi üzerinde merkezlenmiş belirgin U şeklinde bir enerji aralığı görülmektedir. ii) Enerji aralığının kenarlarında iki tane simetrik keskin geçiş gözlenmiştir [38]. Ancak, geleneksel süperiletkenlerin aksine  $HT_c$  süperiletkenleri BCS teorisinden belirgin şekilde sapmaktadır.

Bi-2212 tek kristal örnek için elde edilen  $dI/dV$  karakteristiği şekil 2.8.b' de verilmiştir [39-40]. Bi-2212 tek kristalinin baskın özelliği  $E_F$  enerjisi etrafında iki geniş iletkenlik piki ile tanımlanan 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 enerji bağımlılığı göstermesi ve enerji aralığının kenarlarında çok geniş bir pik oluşmasıdır. Süperiletkenlik enerji aralığı iki iletkenlik pikinin yarısı olarak tanımlanmaktadır.  $HT_c$  süperiletkenlerde  $2\Delta / k_B T_c$  değeri geleneksel süperiletkenler için tanımlanan 3.5 veya 4.3 değerlerinden büyüktür [41].



**Şekil 2.8.** a) 335 mK sıcaklığında alınan niyobyum için  $dI/dV$  karakteristiği. Burada kalın çizgi  $\Delta \sim 1$  meV' deki BCS modeli sonucunu göstermektedir. b) 4.8 K' de ve optimum düzeyde taşıyıcı ilavesi durumunda Bi-2212 ( $T_c = 92$  K) sisteminin  $dI/dV$  karakteristiği. Burada  $\Delta = 27$  meV ve noktalı çizgi s-tipi dalga, kalın çizgi ise d-tipi dalga BCS modeli sonucunu göstermektedir. c) 4.2 K' de Y-123 sisteminin  $dI/dV$  karakteristiği. d) 2.5 K' de aşırı derecede taşıyıcı dopingi durumunda Bi-2201 ( $T_c = 10$  K) sisteminin  $dI/dV$  karakteristiği. e) Optimum düzeyde taşıyıcı ilavesi yapıldığında  $Sr_{0.9}La_{0.1}CuO_2$  sisteminin  $dI/dV$  karakteristiği. f) 4.2 K' de düşük taşıyıcı katkısı yapıldığında Bi-2223 ( $T_c = 111$  K) sisteminin  $dI/dV$  karakteristiği. Bütün ölçümler STM ile gerçekleştirilmiştir [42].

Tünelleme spektroskopisi ile daha yüksek enerji aralığına sahip Bi-2223 kristalleri için de benzer sonuçlar elde edilmiştir, Şekil 2.8.f [40]. Ancak, bunların aksine Bi-2201 fazı için aşırı taşıyıcı katkısı durumunda  $2\Delta / k_B T_c = 28$  olduğu geniş bir indirgenmiş enerji aralığı ortaya çıkmıştır, Şekil 2.8.d [35]. Hole ilavesi (dopingi) yapılmış  $HT_c$  süperiletkenlerde süperiletken enerji aralığı birim hücre başına düşen  $\text{CuO}$  düzlemlerinin sayısına bağlı olarak artmaktadır. Bu bağımlılık Şekil 2.9’ da iki tip  $HT_c$  süperiletkeni için de gösterilmektedir. Ayrıca, karşılaştırma açısından şekil 2.8.c ve e’ de sırasıyla Y-123 ve  $\text{Sr}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{CuO}_2$  bileşikleri için tünelleme karakteristikleri verilmiştir. Bu şekillerden Y-123 sisteminin BSCCO sistemindeki gibi  $HT_c$  tipi bir davranış sergilediği ve  $\text{Sr}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{CuO}_2$  sisteminin ise BCS teorisi ile uyum içinde olduğu görülmektedir.



Şekil 2.9.  $\text{CuO}$  düzleminin fonksiyonu olarak enerji aralığının değişimi [42].

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

S-I-S tünelleme süreci bozon yoğunlaşması 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 bariyerin diğer tarafındaki süperiletkenin tabakanın “kuazi-parçacığı” olmak için 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 seviyesinden yukarıdaki enerji seviyesine atladığı, diğerinin ise karşı taraftaki süperiletkende kuazi-parçacık olmak 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  $0 < V < 2\Delta/e$  voltaj 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 yaklaştığında ortamdaki çiftlenmemiş elektronlara, fazla voltajdan dolayı bozulan cooper çiftleri de eklenir ve böylece kuazi-parçacıkların tünellemesinden dolayı akımda sıradışı bir artış gözlenir, şekil 2.10.e.

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  $\Delta_1 + \Delta_2$  şeklinde her iki süperiletkenin enerji aralığından kaynaklanan kuazi-parçacık piki gözlenmektedir, şekil 2.10.f [43]. Pik noktasındaki akım aşağıdaki gibi yazılabilir:

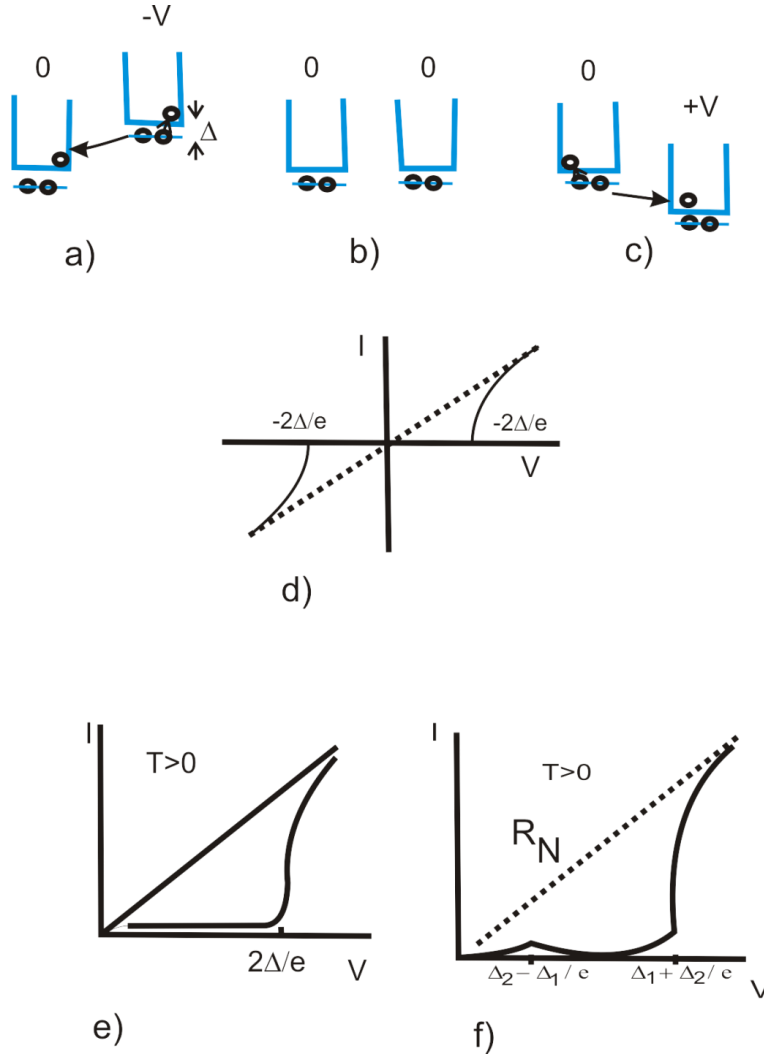
$$I_{SS} = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_1(E)}{N_1(0)} \frac{N_2(E + eV)}{N_2(0)} [f(E) - f(E + eV)] dE \quad (2.2)$$

Burada  $N_1(0)$  ve  $N_2(0)$   $T=0$  K' de iki elektrottaki kuazi-parçacık durum yoğunluğu,  $R_N$  Josephson ekleminin normal durum direnci ve  $f(E)$  fermi-dirac dağılımıdır. BCS teorisine uygun olarak s-dalgası çiftlenim simetrisi için kuazi-parçacık durum yoğunluğu

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

şeklinindedir. Burada  $\Delta$  enerji aralığı s-dalgası çiftlenim simetrisinden dolayı k-uzayında bir sabittir. Bu durumda eşitlik 2.2

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



**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 yapar. b) Voltajın uygulanmadığı durum. c)  $T=0$  K' de  $V > +2\Delta/e$  için elektron tünellemesi. d)  $T=0$  K' de çift tünellemesinin voltaj bağılılığı.  $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$  aralığında kuazi-parçacık tünellemesi görülmemektedir. e)  $T > 0$  için  $0 < V < 2\Delta/e$  aralığında küçük bir akı akışı gözlenmektedir ve bu değer üstünde normalden çok fazla bir artış olmaktadır. f) Farklı enerji aralıklarına sahip iki süperiletken için S-I-S tünellemesi.

Şeklinde yazılabilir. Bu ifadenin nümerik çözümü bir kuazi-parçacık için  $I-V$  karakteristiğini verir [44]. Ayrıca, S-I-S eklemlerinde ölçülen  $dI/dV - V$  karakteristiği doğrudan kuazi-parçacık durum yoğunluğunu ortaya koymaktadır. Ancak, BCS teorisindeki durum yoğunluğu ifadesinde enerji aralığını daha iyi tanımlamak için kuazi-parçacık geri birleşim zamanını gözönüne alan bir  $\Gamma$  parametresi tanımlanmıştır ( $\Gamma = \hbar/\tau$ ) [45]. d-dalgası çitlenim

simetrisinden dolayı  $HT_c$  süperiletkenlerin Fermi yüzeyindeki enerji aralığı anizotropiktir. Bu durumda genişletilmiş BCS durum yoğunluğu

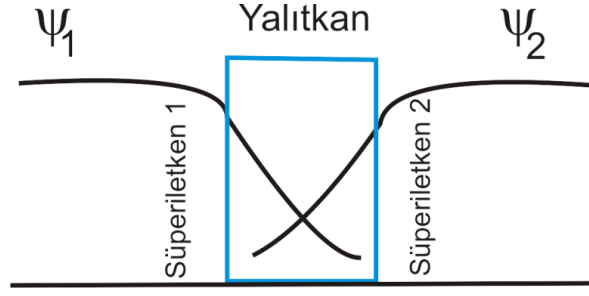
$$D(E) = Re \left( \frac{E - i\Gamma}{|(E - i\Gamma)^2 - \Delta(k)^2|^{1/2}} \right) \quad (2.5)$$

şeklinde yazılabilmektedir [46]. Burada süperiletken çiftlenim simetrisi d-dalgası enerji aralığını gösterir ve bir açısallığa sahiptir;  $\Delta(k) = \Delta \cos(2\Theta)$ [47]. 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) eklemünde 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 oluşturabileceğini teorik olarak gösterdi. 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 açısallık 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 bir rol oynamaktadır.

$T \ll T_c$  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 fonksiyonu birbirinden bağımsız düşünülebilir ve ayrı ayrı  $\psi_1(r) = (n_s/2)^{1/2} e^{i\theta_1}$  ve  $\psi_2(r) = (n_s/2)^{1/2} e^{i\theta_2}$ ,  $\theta_2 - \theta_1 = \delta$  olarak alınabilir. Burada  $n_s$  süperiletken elektronların yoğunluğu ve  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  fazlardır.



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

Şekil 2.11’ de gösterildiği gibi yalıtkan bölgede 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 eklemünde 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 eder. 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,

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

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_1 = H_1 \psi_1 + K \psi_2 \quad (2.7)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_2 = H_2 \psi_2 + K \psi_1 \quad (2.8)$$

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;

$$n_{s1}' = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{n_{s2}n_{s1}} \sin \delta \quad (2.9)$$

$$n_{s2}' = -\frac{2K}{\hbar} \sqrt{n_{s2}n_{s1}} \sin \delta \quad (2.10)$$

$$\theta_2 - \theta_1 = 0, \quad \frac{\partial(\theta_2 - \theta_1)}{\partial t} = 0 \quad (2.11)$$

ifadeleri elde edilir. Burada  $n_{s1}'$  ve  $n_{s2}'$  değerleri zamanla süperiletken elektron yoğunluğunun değişimini gösteren akı yoğunluğunu vermektedir. (2.9) ve (2.10) denklemlerinden görüldüğü gibi akı yoğunluklarından biri pozitif iken diğeri ise negatiftir. Bu durum bir süperiletken tabakadan diğere bir süperelektron akışı olduğunu göstergesidir. Böylece  $n_{s1}' = j$  ve çiftlerin yüklerinin  $2e$  olduğu göz önüne alınır

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

$$j = j_0 \sin(\theta_2 - \theta_1) \quad (2.13)$$

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

### 2.8.2. AC Josephson Etkisi

Bir voltaj uygulandığında elektronlar uygulanan voltajla orantılı olarak bir enerji kazanırlar. Potansiyelin sıfır olduğu nokta iki süperiletken arasındaki bariyerin tam orta noktası olarak seçilirse bir taraftaki süperiletken  $-1/2V$  potansiyeline sahip olduğundan Cooper çiftlerinin potansiyel enerjisi  $+eV$  ve diğer taraftaki süperiletken  $+1/2V$  potansiyeline sahip olduğundan Cooper çiftlerinin potansiyel enerjisi  $-eV$  olur. Bu ifadeler Hamilton denkleminde yerine yazılırsa

$$H_1 = H_0 + \frac{2eV}{2} \quad (2.14)$$

$$H_2 = H_0 - \frac{2eV}{2} \quad (2.15)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_1 = (H_0 + eV)\psi_1 + K\psi_2 \quad (2.16)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_2 = (H_0 - eV)\psi_2 + K\psi_1 \quad (2.17)$$

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

$$\dot{\theta}_1 = - \left[ \frac{(H_0 + eV)}{\hbar} + \frac{K\sqrt{n_{s2}n_{s1}}}{\hbar n_{s1}} \cos \delta \right] \quad (2.18)$$

$$\dot{\theta}_2 = - \left[ \frac{(H_0 - eV)}{\hbar} + \frac{K\sqrt{n_{s2}n_{s1}}}{\hbar n_{s2}} \cos \delta \right] \quad (2.19)$$

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

$$\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = - \frac{2eV}{\hbar} \quad (2.20)$$

olur. Diğer taraftan

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

$$j = j_0 \sin \delta \quad (2.22)$$

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

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

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

Bu eşitlik denklem (2.22)' de yerine konulduğunda

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

olur. Denklem (2.25)' den görüldüğü gibi akım

$$\omega_0 = \frac{2e}{h} V_0 \quad (2.26)$$

frekansı ile salınım yapar. Burada  $2e/h$  değeri sabittir. Akımın salınım frekansı doğrudan uygulanan voltaja 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 [48] ve buradan şekil 2.12' de görüldüğü gibi sıcaklığın artmasıyla kritik akımın parabolik olarak azaldığı bulundu.

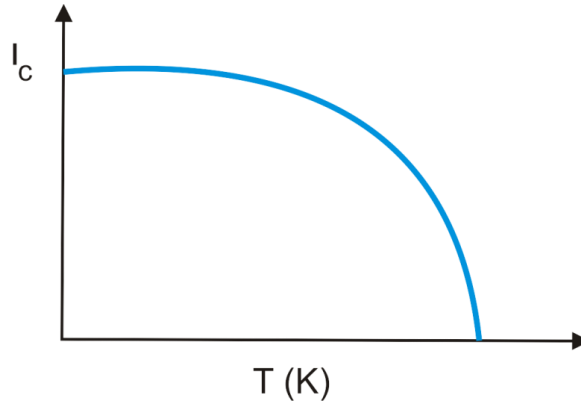
$$I_c(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2e R_n} \tan h \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \quad (2.27)$$

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.  $R_n$  ifadesinde 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 [49]:

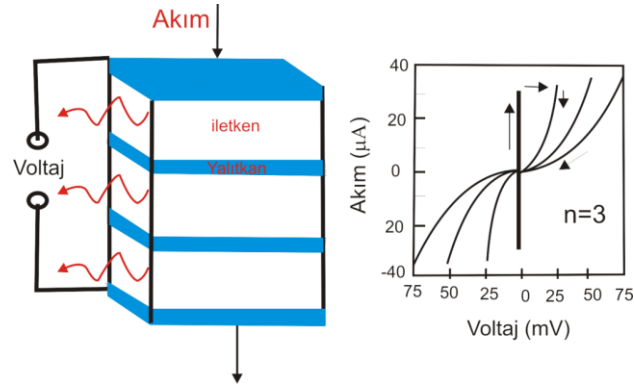
$$I_c(0) = \frac{\pi\Delta(0)}{2eR_n}$$



**Şekil 2.12.** Geleneksel süperiletkenlerde voltaj 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 yanında doğal olarak bu tip S-I-S şeklinde bir yapıya sahip olan materyaller de vardır. Bunların en iyi örneklerden birisi BiSrCaCuO süperiletken sistemleridir. Bu materyal tabakalı kristal yapısından dolayı tabakalar arasında tünelleme karakteristiği sergilerler, Şekil 2.13, yani, sistem doğal (öz) Josephson eklem karakteristiği göstermektedir [50]. Şekil 2.13’ de görüldüğü gibi CuO tabakalarının kalınlığı 3 Å ve süperiletken olmayan BiO ve SrO tabakaları 12 Å civarındadır. Bu yüzden atomik ölçekte BSCCO süperiletken sistemi Josephson eklemlerin yığılması olarak düşünülebilir. Burada tek eklem kalınlığı yaklaşık 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.

$HT_c$  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 bir maksimum değere sahiptir. Yapılan çalışmalar  $HT_c$  süperiletkenlerin düzen parametresinin  $a$ - $b$  düzlemi boyunca  $d$ -dalga simetrisine sahip olduğunu göstermiştir [51-53].

Doğal (öz) Josephson eklemler  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+d}$ ,  $(Pb_yBi_{1-y})_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  [54, 55],  $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  [56] ve düşük taşıyıcı katkısı (underdoped) durumundaki  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  sisteminde de gözlenmiştir [57-58]. Doğal (öz) Josephson eklemler üzerine yapılan çalışmalar; CuO düzlemindeki süperiletken karakteristiği [59], salınan Josephson akımı [60,61], pseudogap ve süperiletken enerji aralığı [62-65], vortex durumu [66-68] ve makroskobik kuantum tünelleme etkisi [69,70] gibi konuların anlaşılmasına olanak sağlamıştır. Ayrıca, doğal (öz) Josephson eklemler yüksek frekans dedektörleri [71-73], yüksek frekans kaynakları [74,75] ve süperiletken SQUID gibi cihazların yapılmasına da olanak sağlamıştır [76, 77].

Tüm bu önemli avantajlarına rağmen doğal (öz) Josephson eklemlerinin dezavantajı belirli bir akım seviyesinin yukarısında ısınma problemidir. Bunun nedeni ise  $HT_c$  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 [78-83]. 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 elektron-örgü termalizasyonu elektronların ısınmasına ve dolayısı ile elektronların enerji kazanmasına neden olur. Kazanılan bu enerji elektronun tünelleme olasılığını artırır ve böylece direnç değeri düşer [84-87]. Bu durumda voltaj değeri azalır ve son kuazi-parçacık dalı üzerinde negatif direnç yani bir geri bükülme (backbanding) gözlenir.

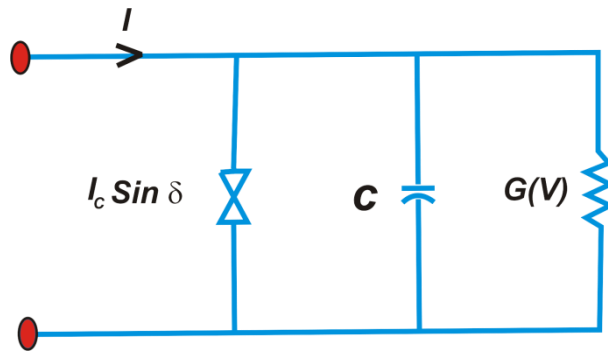
## 2.10. Devre Modeli (RSCJ Modeli)

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

$$j = j_0 \sin \delta$$

$$\phi(t) = \frac{2eV}{\hbar} \quad (2.28)$$

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. RSCJ (Direnç ve kapasitif şantlı eklem) modeli en çok kullanılan modellerden birisidir [88]. Bu model ilk olarak W.C. Stewart ve D.E. McCumber tarafından önerilmiştir [89,90]. Bu modele göre, çeşitli devre elemanlarının bir eklem de neye karşılık geldiği belirlenir (Şekil 2.14).



Şekil 2.14. RCSJ devre modeli.

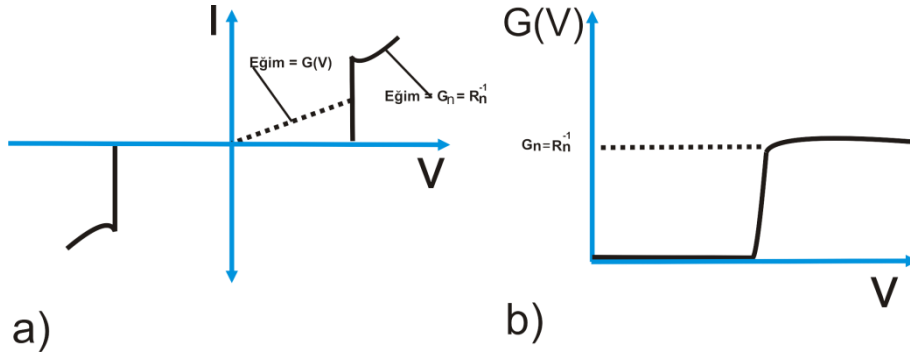
Burada kapasitör; iki süperiletken levha arasında akan yer değiştirme akımı, iletkenlik elemanı olan  $G(V)$ ; Cooper çiftlerinin tünellemesine eşlik eden kuazi-parçacıkların

tünellemesi temsil edilmektedir. Cooper çiftlerinin yasak enerji aralığı kuazi-parçacıkların iki katıdır ve şekil 2.15.a' daki  $I-V$  eğrisinden Cooper çiftlerinin tünellemesi için gereken voltaj değerine kadar belli oranda kuazi-parçacık tünellemesi görülür. Şekil 2.15.b yasak enerji aralığının altında çok düşük iletkenliğin olduğu niyobyum/alüminyum okside/niyobyum eklemeni temsil etmektedir.  $G(V)$  değerinin büyük olması  $I-V$  eğrisinde (Şekil 2.15a.) orjinden kuazi-parçacıkların tünellemesinin olduğu yere kadar olan çizginin eğimi ile gösterilir.

Bu model için Kirchoff yasasından toplam akım

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

şeklindedir.



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

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

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

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

$$\theta = \omega_c \cdot t$$

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

$$\frac{I}{I_c} = \beta_c \frac{d^2 \phi}{d\theta^2} + \frac{d\phi}{d\theta} + \sin \phi \quad (2.31)$$

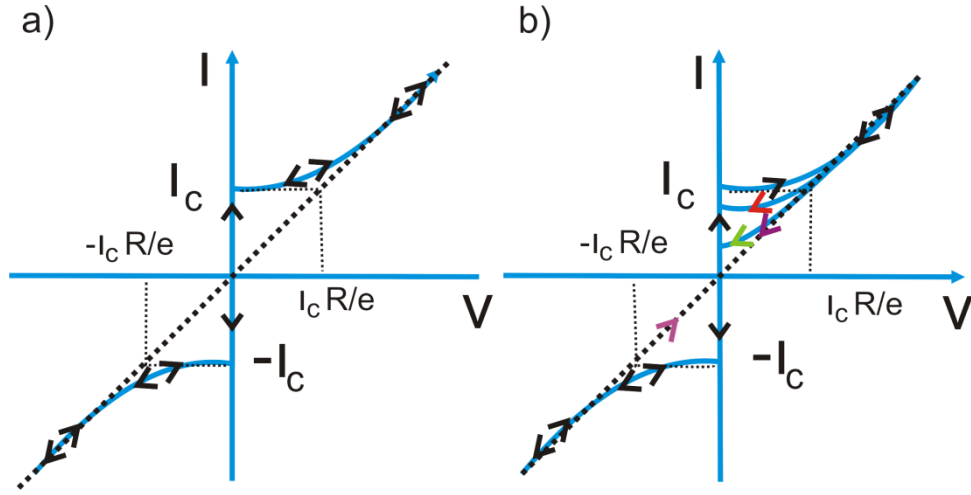
Burada  $\beta_c = \omega_c / CG$  dir, aynı zamanda,

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

olarak da verilebilir. Ayrıca, bu denklemi bu haliyle analitik yöntemlerle çözmek imkânsız olduğundan ancak nümerik yöntemlerle çözülebilir.  $\beta_c \ll 1$  olduğu durum göz önüne alınırsa  $C$  değeri sıfıra gider ve bu durum aşırı sönüm (overdamp) olarak adlandırılmaktadır, yani 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 voltaj durumuna geçmektedir.

$\beta_c \gg 1$  olduğu durum ise zayıf sönüm (underdamp) olarak adlandırılır;  $R$  ve  $C$  değerlerinin büyük olduğu duruma karşılık gelir. Bu durum parçacığın büyük kütle ve enerjiye sahip olması anlamına gelir. Zayıf sönümden dolayı parçacık rahatça hareket eder. Bu durum eğimli ve tümsekli bir yolda (washboard analog) düşünülecek olunursa parçacık büyük kütlelerinden dolayı rahatça aşağı doğru hareket eder. 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 durum voltajın olmadığı duruma karşı gelir ki bunu yapabilmek için gerçekte akımı sıfırlamak gerekmektedir. Şekil 2.16' daki  $I-V$  grafikler üzerinde bu durumu açıklamak da yarar vardır.

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 voltaj sıfır olmaktadır. Ancak, Şekil 2.16.b' deki durumda, akım azaltılmaya başlandığında kritik akım değerinin altında hala bir akımın tuzaklandığı görülmektedir hatta bu akım voltaj sıfır olunca kadar dahi mevcuttur.



**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.

Yukarıda bahsedildiği gibi zayıf sönümden dolayı süperiletkenler arasında hala bir akı akışı meydana gelmektedir. Akımın 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 voltaj belli akım değerlerinde sıfırlanır yani histeritik bir davranış 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 durumdur.

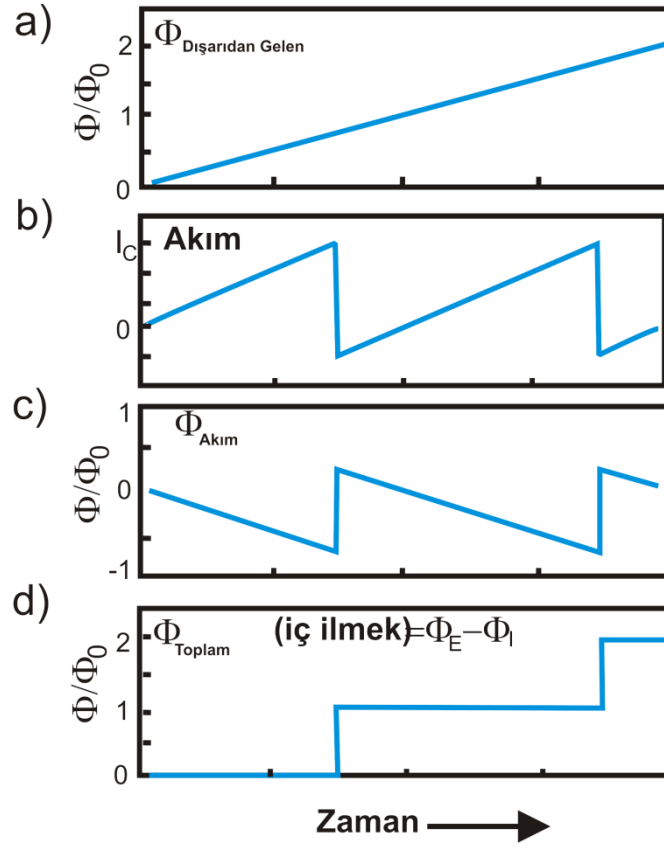
## 2.11. DC SQUID (Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı)

1962 yılında Josephson etkisinin keşfinden sonra [91] R. Jaklevic manyetik alanı hassas bir şekilde ölçmek için DC SQUID cihazını tasarlamıştır [92]. Süperiletkenlik ve kuantizasyondan yararlanarak manyetik akımın nasıl ölçüldüğünü canlandırmak için kararlı bir şekilde artan manyetik alan altında bir süperiletken ilmek olduğu kabul edilsin. 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 indükleneyecektir (şekil 2.17.b). Bu indüklenen akıma bağlı olarak ta zıt yönde bir manyetik akı oluşacaktır (şekil 2.17.c.). Oluşan toplam akı, yani ilmeğin ve dış manyetik alanın oluşturduğu akı, akı kuantalanmasına göre akı kuantasının ( $\phi_0$ ) katları şeklinde olmalıdır. Örneğin uygulanan dış manyetik alanın

oluşturduğu akı,  $0.75 \phi_0$  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  $\phi_0$  kuanta değerindedir. Bu durumun sağlanması için akımın ters yönde dönmesi gerekmektedir (şekil 2.17.b). Akı kuantalanması şartının sağlanması için yani ilmek içine manyetik alanın kuantanın katları şeklinde girebilmesi için ilmek içindeki akım ters döner ve  $0.75 \phi_0$  lik akıyı  $0.75 \phi_0 + 0.25 \phi_0 = 1 \phi_0$  yapacak şekilde bir akım indükler (şekil 2.17.d). Böylece ters dönen akıyla birlikte yeniden kritik akımın altına inilmiş olur. Bu durumda ilmek artık yeniden 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 voltaj düşüşü ölçülerek bulunur.

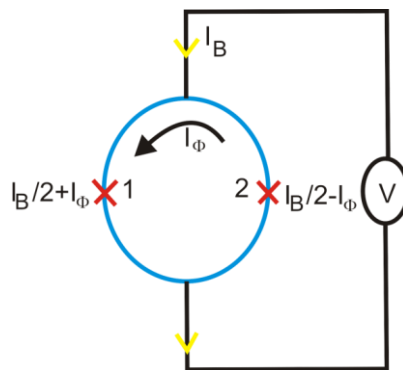
DC SQUID bir süperiletken ilmek üzerinde paralel bir şekilde bağlanmış iki özdeş Josephson ekleminden oluşur, şekil 2.18. Burada her bir eklem bir kritik akıma,  $I_0$ , ve cihaza uygulanan bir DC akıma,  $I_B$ , sahiptir. Dış manyetik alan olmadığında toplam akım eklemeler tarafından  $(I_B/2)$  olacak şekilde paylaşılır. Burada tüm sistem için  $2I_0$  olan kritik akım değeri iki eklemde taşıyacağı maksimum akımdır. Bu değer her iki eklemde süperiletken durumdan normal duruma geçtiği noktadır. İlave olarak manyetik akı olmadığı durumda her iki eklem arasındaki faz farkı  $\delta = \delta_1 = \delta_2$  dir.

Eğer sistem üzerine bir manyetik akı etki ediyorsa ilmek üzerinde ters yönde bir akım indüklenir ( $I_\phi$ ). İndüklenen bu akım birinci eklemde ilave olurken ( $I_1 = I_B/2 + I_\phi$ ), ikinci eklemde çıkarılmaktadır ( $I_2 = I_B/2 - I_\phi$ ). Böylece, birinci eklemde ikinci eklemde 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.



**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.

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 2.18.** DC SQUID' in devre gösterimi.

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:

$$I_B = I_0 \sin(\delta_1) + I_0 \sin(\delta_2) \quad (2.32)$$

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:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \delta + \frac{\pi\phi_T}{\phi_0} \\ \delta_2 &= \delta - \frac{\pi\phi_T}{\phi_0} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Bu eşitlikleri göz önüne alarak tüm sistem boyunca toplam akım

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

veya

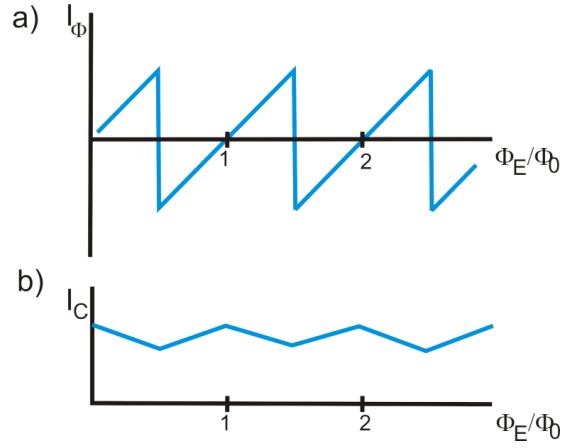
$$I_B = 2I_0 \sin(\delta) \cos\frac{\pi\phi_T}{\phi_0} \quad (2.35)$$

şeklinde yazılabilir.

Eşitlik (2.34)' den görülür maksimum süper akımın veya kritik akımın  $\sin(\delta) = 1$  (faz farkı  $\delta = 1/2$ ) 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 akısı,  $\phi_E$  ile süperiletken ilmeğin indüktansından kaynaklanan (ilmek çok küçükse ilmekten kaynaklanan indüktans terimi,  $\phi_E$  ihmal edilebilir) manyetik akının,  $\phi_L$ , toplamını göstermektedir.



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

İlmeğin indüktansı ihmal edilmeyecek kadar büyükse toplam akı

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

$$I_2 = I_{B/2} - I_\phi$$

$$I_1 = I_{B/2} + I_\phi$$

$$I_\phi = \frac{I_1 - I_2}{2}$$

$$I_1 = I_0 \sin(\delta_1)$$

$$I_2 = I_0 \sin(\delta_2)$$

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

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

şeklinde verilir. Faz farkının

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

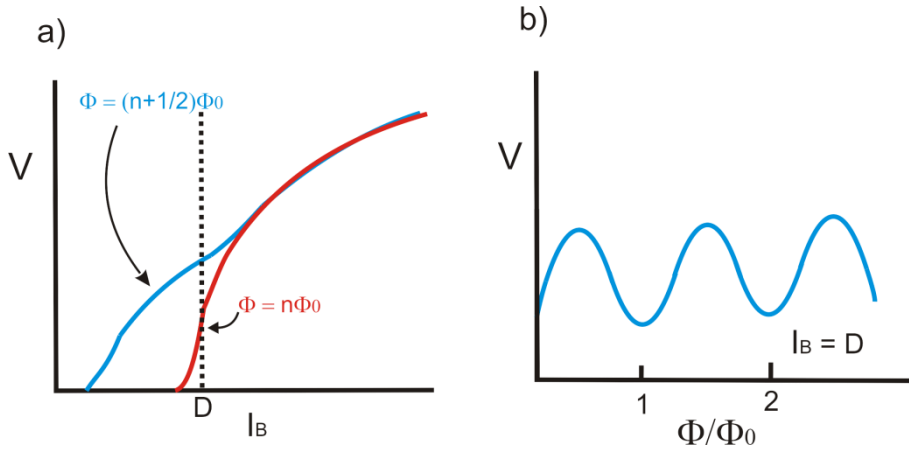
olduğu göz önüne alınırsa bu durumda toplam akı  $\phi_T$

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

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

Yukarıda anlatılanların ışığında Şekil 2.20.a ve b' de artan manyetik alana bağlı olarak kritik akımın ve voltajın değişimini göstermektedir. Burada voltajın maksimum olduğu bölgeler, manyetik alanın kuantanın tam katlarının olmadığı bölgelerdir. Bu noktalarda eklem kritik akım değerine ulaşır ve sistem normal duruma yani bir direnç durumu ortaya çıkar. Böylece sinyal olarak kullanılan bir voltaj 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 hasil olur.  $I_B$  ve  $\phi_E$ ' nin fonksiyonu olarak bir potansiyel farkı okunabilir. Şekil 2.20.b' de görüldüğü gibi  $(n+1/2)\phi_E$  değerinde voltaj 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 akımın ters dönmesiyle sistemin yeniden kritik akımın altına düşüp süperiletken hale geçtiği andır) olduğunda voltaj minimum değere ulaşır.



**Şekil 2.20.** Manyetik alanın fonksiyonu olarak a) kritik akım b) voltajdaki değişim.

Yukarıda iki limit durumundan bahsedilmiştir. Bu limit durumlarından birisi ilmeğin indüktansının ihmal edilecek kadar küçük olması, diğeri ise ilmeğin indüktansının sistemi etkileyecek kadar büyük olması durumlarıdır. Eğer yapılan SQUID' in çok hassas olması isteniyorsa ikinci durumu oluşturacak şekilde tasarım yapılması gerekir. Burada limit

durumlarını analiz etmek için bir perdeleme parametresi,  $\beta_l$ , olarak isimlendirilen bir parametre tanımlanmalıdır:

$$\beta_l = \frac{2LI_C}{\phi_0} \quad (2.38)$$

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 dışlamaya çalışır 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.

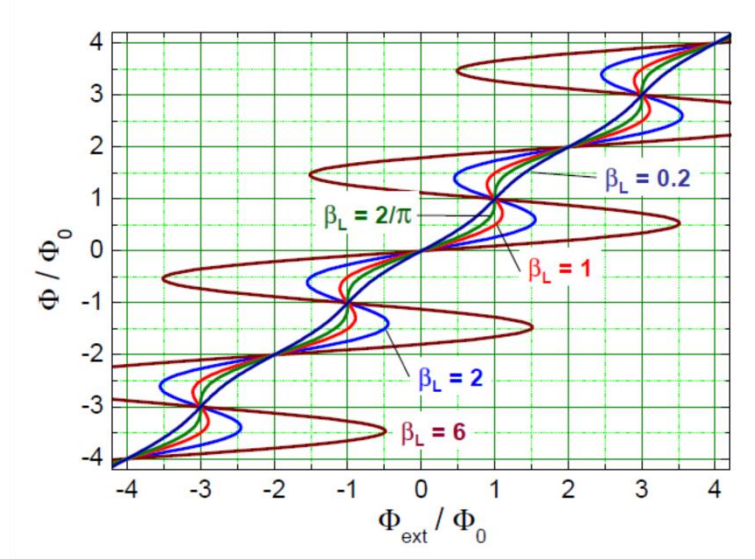
$$\phi_T = \phi_E + LI_\phi$$

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

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

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

Şekil 2.21' den 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 [93].

### 3. SÜPERİLETKEN JOSEPHSON EKLEMLERİNİN BİYOMEDİKAL UYGULAMALARI

Gelişen teknolojiyle birlikte klinik teşhislerde, fizyolojik potansiyelin elektriksel ölçümleri kullanılmaya başlamıştır. Manyetik alanın kaynağı elektriksel akım olduğu için elektrofizyolojideki her olay bir manyetik alandan kaynaklanmaktadır. Bu durumda manyetik alan vücuttan alınan bir sinyal olarak kullanılabilir. Biyomanyetik araştırmalar kalp, beyin, karaciğer, akciğer gibi vücudun önemli organlarını kapsamaktadır. Vücutta elektriksel sensörler yerine manyetik sensörlerin kullanılmasının iki önemli avantajı vardır:

1. Vücutta elektriksel aktiviteler birkaç milimetre içinde lokalize olurlarken vücuttaki dokular biyolojik frekans aralığında manyetik alana önemli ölçüde geçirgenlik göstererek manyetik alanın daha geniş alanlarda tespit edilmesine olanak sağlar.
2. Manyetik alan vücut üzerindeki doğal SQUID sensörü sayesinde ölçülebilirken, elektriksel akımını ölçmek için kontak yapmak gerekmektedir. Bu da vücuda ve cilt içine çeşitli elektrotların yerleştirilmesini gerektirmektedir.

Süperiletken SQUID sensörler  $5 \times 10^{-18}$  T' ya kadar olan manyetik alanları ölçebilecek hassasiyete sahiptirler ve bu özelliği ile tıp alanında hastalıkların teşhisinde kullanılan birçok cihazın temelini oluşturmaktadır. SQUID' ler; beyindeki manyetik alanı ölçen magnetoansefelo (MEG), kalp ritminin ölçülmesinde kullanılan magnetokardiyogram (MCG), kasların aktivitelerini haritalamak için magnetomyografi (MMG), periferik sinirlerin biyomanyetik aktivitelerinin taranmasında kullanılan manyetik nörografi (MNG), mide ve bağırsaklardaki küçük biyoelektrik aktiviteleri ölçen magnetoentorografi (MENG), karaciğerde depolanan demir miktarını ölçmede kullanılan ferritometre, akciğerlerdeki ferrimanyetik kalıntıları belirlemekte kullanılan magnetopnömoğrafi cihazlarında manyetik alanın algılanmasında kullanılan ana sensörlerdir [94].

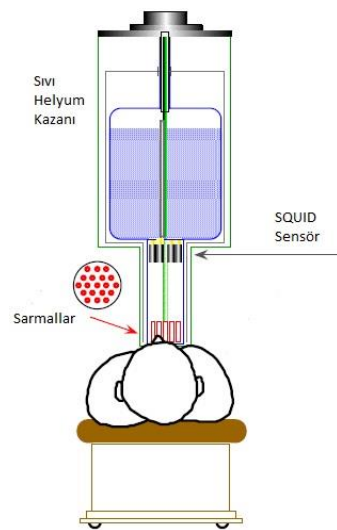
#### 3.1. Magnetoansefelo (MEG): Beyindeki Magnetik Alanın Ölçümü

Beyindeki nöronlar elektromanyetik özelliğe sahiptirler ve elektriksel olarak yüklenmiş iyon akımları nöronlar yardımı ile iletilmektedir. Oluşan akımda bireysel nöronların katkısı ihmal edilebilir. Çünkü kafanın dışındaki ölçülebilir manyetik alan çoklu nöronlar (50000-100000 nöron) tarafından üretilir. Nöronlar tarafından oluşturulan manyetik alan dünyanın manyetik alanının milyarda biri büyüklüğündedir. Bu yüzden oluşan manyetik

alan ancak süperiletken SQUID' ler ile ölçülebilir. Bir önceki bölümde çalışma prensibi anlatılan SQUID sensörler  $\sim 10^{-18}$  T büyüklüğündeki manyetik alanı ölçebilecek hassasiyettedir. MEG cihazlarında birden fazla SQUID sensör kafatasının tüm çevresine yerleştirilmektedir. Böylece beynin farklı bölgelerindeki nöronların oluşturduğu manyetik alanlar tespit edilebilir. SQUID' ler ile kafa arasında sinyallerin dolaylı olarak tespit edilmesini sağlayan sarmallar mevcuttur. SQUID sensörler bir sıvı helyum kazanının içinde 4 K' de ( $-269$  °C) muhafaza edilmektedir. Çünkü SQUID yapımında kullanılan süperiletken Josephson eklemlerin normal durumdan süperiletken faza geçmesi için kullanılan süperiletkenin geçiş sıcaklığının altında tutulması gerekmektedir. SQUID sensörler kendisinden birkaç santimetre uzaklıktaki manyetik alanları tespit edebilirler ve alınan sinyali büyütürler. Ancak, SQUID sensörlerin daha hassas ölçüm yapabilmesi için MEG cihazlarının dış manyetik alandan yalıtılmış odalara kurulması gerekmektedir.

### 3.2. Magnetokardiyogram (MCG): Kalbin Manyetik Alanının Belirlenmesi

Bu yöntem, kalbin elektriksel aktivitelerinden yararlanarak depolarizasyon ve polarizasyon işlemi boyunca kalbin etrafındaki manyetik alan değişimini zamana bağlı olarak ölçmektedir. Bu cihazda manyetik alanı ölçmek için SQUID sensörler kullanılmaktadır ve cihaz yardımıyla kalp üzerinde 50 pT' lık bir manyetik alan ölçülebilmektedir. Bu ölçümler kalbin ritim problemi veya mekanik performansı hakkında bilgi vererek kalp problemlerinin teşhisine yardımcı olmaktadır.



Şekil 3.1. MCG biomagnetometrenin şematik gösterimi.

### 3.3. Magnetomyografi (MMG) ve Manyetik Nörografi (MNG)

MMG kasların aktivitelerini haritalamak için ve MNG ise periferik sinirlerin biyomanyetik aktivitelerinin taranması için kullanılmaktadır. Elektriksel ölçümler yaparken iğnemi elektrotlar deri içerisindeki kas ve sinirlere kontak edilir. Bu da hastaya acı vermektedir. Kasların ve periferik sinirlerin aktiviteleri manyetik sensörler yardımıyla ölçülebilir. Manyetik ölçümlerin en büyük avantajı kontaklı ölçüm yapabilmeye olanak sağlamasıdır. Periferik sinirlerin oluşturduğu manyetik alan 15 fT büyüklüğündedir ve bu büyüklükteki bir alan çok iyi bir şekilde dış manyetik alandan izole edilmiş bir SQUID yardımıyla tespit edilebilir. Bu ölçümlerde özel olarak gürültü süzücü devrelere ihtiyaç duyulur. Çünkü kalbin oluşturduğu manyetik alan periferik sinirlerin oluşturduklarından 1000 kat daha fazladır ve sinirler için yapılan ölçümü etkileyecek düzeydedir.

### 3.4. Magnetoentorografi

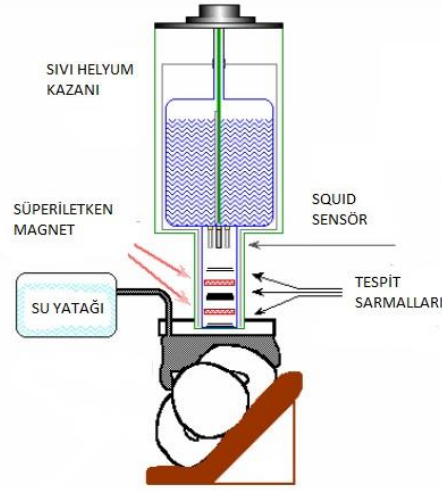
Mide ve bağırsaktaki küçük biyoaktiviteleri ölçer. Bu sayede hazmın çeşitli safhalarını ayırt etmek mümkündür. Buna ilave olarak midedeki kasılma hareketleri hakkında bilgi edinilebilir. Ayrıca, gastrik boşluklar, orocaecal geçiş zamanı, esophageal geçiş zamanı, pharyngeal geçiş zamanı, clearance, oroanal geçiş zamanı ve mide karışım zamanını bu cihazla belirlemek mümkündür.

### 3.5. Ferritometre

Karaciğerde depolanan demir oranının ölçülmesinde kullanılır. Vücuttaki dokular genel olarak diyamanyetik olsa da karaciğer gibi demir bakımından zengin organlar paramanyetik davranış sergileyebilirler. Bir organın manyetik alınganlığı uygulanan manyetik alan ile beraber oluşan küçük değişimlerle belirlenebilir. Diyamanyetik dokular algılanan alanda azalmaya sebep olurken, paramanyetik davranış algılanan alanın artmasına sebep olur. Böylece, değişen manyetik alanla karaciğer gibi organlardaki demir oranları belirlenebilir.

Şekil 3.2 karaciğerdeki demir oranını ölçen ferritometre olarak adlandırılan bir SQUID alınganlık sistemini göstermektedir. Sistem, akıdaki değişimi tespit sarmalının altındaki konumun fonksiyonu olarak tespit eder. Şekil 3.2’deki su yatağı vücut dokularının diyamanyetik katkılarını simüle eder ( $\chi_{su} = \chi_{doku}$ ). Böylece, karaciğerin paramanyetik

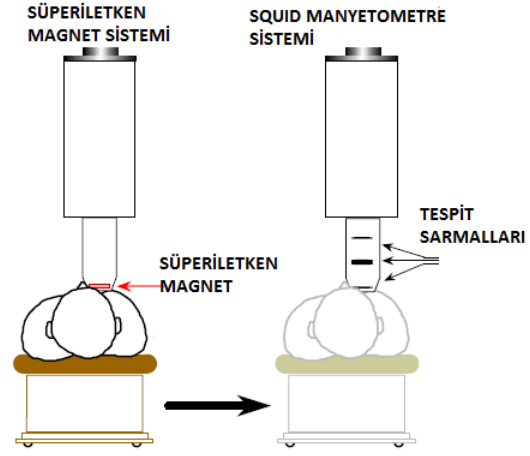
davranışından gelen katkının SQUID sensör tarafından algılanması sağlanır. Akıdaki net değişim doğrudan organdaki demir konsantrasyonu ile ilişkilidir.



**Şekil 3.2.** Karaciğerdeki demir oranını ölçen ferritometre olarak adlandırılan bir SQUID alınganlık sistemi

### 3.6. Magnetopnöμοğrafi (MPG)

İnsan vücudu normalde diyamagnetik veya paramanyetik davranış sergilemektedir. Doğal olarak vucüta ferromanyetik ya da ferrimanyetik bileşen bulunmamaktadır. Manyetik tozlar demirin bir bileşenidir ve kömür madenlerinin, asbest ihtiva eden toprakların, uçuşan kömür küllerinin önemli kısmını bu manyetik tozlar oluşturur. Böylece bu tozlara maruz kalan insanların akciğerlerindeki manyetik toz oranı, bu ferromanyetik bileşenleri manyetize ederek bulunabilir. İlk olarak göğüs süperiletken mıknatıs yardımıyla yaklaşık 0.1 T büyüklüğünde bir manyetik alana maruz bırakılır. Böyle bir alan uygulandıktan sonra göğüste oluşun kalıcı manyetizasyon 1 nT büyüklüğünde olabilmektedir. Yani uygulanan manyetik alanla akciğerdeki manyetik parçacıkların manyetik spin momentleri alan boyunca dizilir ve dolayısıyla manyetize olurlar. Daha sonra uygulanan manyetik alan kaldırılır ve bir SQUID sensör yardımıyla manyetik parçacıkların oranı sensörün algıladığı manyetik alanın fonksiyonu olarak belirlenir, şekil 3.3. SQUID sensörler akciğerlerde bulunan 20 µgr ağırlığındaki tozların oluşturacağı manyetik alanı algılayabilecek kadar hassastır.



Şekil 3.3. Magnetopnöμοğrafi ölçüm sistemi.

## 4. MATERYAL VE YÖNTEM

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

Tek fazlı Bi-2212 ve çift fazlı Bi-2223 ve Bi-2212 whisker' lar  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi-2212) ve  $\text{Bi}_3\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  (Bi-2223) başlangıç kompozisyonu kullanılarak cam-seramik metodu ile hazırlandı.  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{CaCO}_3$  ve  $\text{CuO}$  kimyasal tozları  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  ve  $\text{Bi}_3\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  başlangıç kompozisyonuna uygun olarak tartıldılar ve homejen bir karışım oluşturana kadar agat havanında 2 saat süreyle karıştırıldılar. Elde edilen karışım  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  potalar içinde kompozisyona bağlı olarak yaklaşık 1150-1200 °C' 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 855 °C' de 30 dk ısıtma işlemine tabi tutuldu ve tabakalar üzerinde whisker' ların büyüdüğü gözlemlendi.

### 4.2. Josephson Eklemlerinin Hazırlanması

Oluşan whisker' lar içerisinde en geniş yüzeylere sahip whisker' lar seçilerek epoksi ile MgO (100) altlıklar üzerine yapıştırıldı. Düz bir yüzey elde edene kadar scotch bant yardımıyla üstteki pürüzlü yüzeyler alındı (cleave etme süreci). Hem iletkenliği artırmak hem de e-demeti (e-beam) litografi sürecinde kristal yapıyı nem ve kimyasallardan korumak için kristalin üzeri termal buharlaştırma ile yaklaşık 50 nm kalınlığında altın bir tabaka ile kaplandı.

Üretim sürecinde litografi işlemi ELPHY Plus kontrol ataçmanına sahip olan taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile yapıldı. Bu cihaz sayesinde fotorezistler elektron demeti litografi yöntemi ile numune üzerine yazdırılabilirler. Litografi işlemleri süresince AZ5214E fotorezist ve polimetilmetakrilat (PMMA) kullanıldı. Kullanılan bu dirençleri homejen olarak numune yüzeyine dağıtmak için spin-kaplayıcı (coater) kullanıldı. Burada kaplama kalınlığı fotorezist ve PMMA' ın yoğunluğuna ve spin-kaplayıcının döndürme hızına bağlıdır. Fotorezistle kaplanan yüzey belirli bir desen oluşturacak şekilde elektron demetine maruz bırakıldı ve yüzey UV ışığında 10 sn bekletildi. Bu sayede işlenen desenin dışında kalan fotorezistli kısımlar kolaylıkla bir çözücü (AZ 300 mif devoloper) ile kaldırılabilir. Fotorezistin aksine elektron demetine maruz bırakılan PMMA' lı kısım çözücü (devoloper) ile

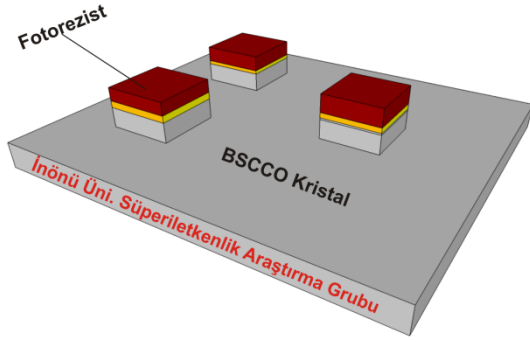
temizlenebilir. Ancak, uzun yontma (etching) süreçlerinde numune yüzeyinin kaplandığı metaryel sert ve dayanıklı olmalıdır. Bu durumlarda metaryelin tüm yüzeyi titanyum ile kaplandıktan sonra PMMA ile kaplanabilir. Yontma sürecinden sonra titanyum ve PMMA aseton yardımıyla temizlenebilir.

Yontma sürecinde Ar-iyon demeti ile yontma (Ar-Ion Beam Etching) sistemi kullanıldı. Yontma süreci boyunca numunenin bulunduğu hazne su yardımıyla soğutuldu. Ayrıca, süreç boyunca numunenin yüzeyi belli aralıklarla bir plaka ile (shutterla) korunarak numunenin ısınması engellendi. Ar-iyon demeti ile yontma işlemi  $10^{-4}$  mbar'lık vakum altında 250 V potansiyel farkında ve 10 mA akım değerinde gerçekleştirildi. Ayrıca birim zamanda (dakikada) yontma oranı altın için 40-50 nm, titanyum için 8-10 nm, Bi-2212 için 25-30 nm olarak belirlendi.

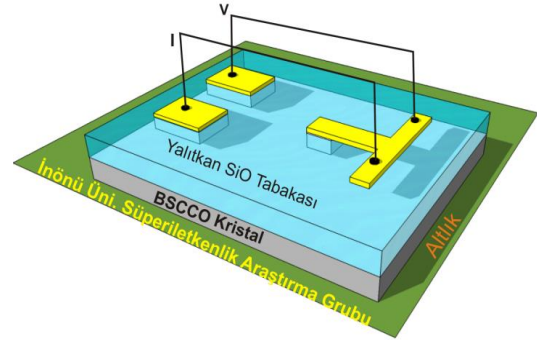
### **4.3. Mesa Eklemlerin Hazırlanması**

Mesa yapılar şekil 4.2' de gösterildiği gibi iki kez litografi adımının kullanıldığı basit yapılardır [96-100]. Ayırma işleminin (cleave süreci) yapıldığı temiz ve düz yüzey altın ile kaplandıktan sonra elektron demeti ile numune yüzeyinde istenilen fotorezist deseni oluşturulur. Daha sonra iyon demeti ile fotorezistin olmadığı kısım yontma sürecine maruz bırakılır. Sonrasında ise elektriksel izolasyonu oluşturmak için numune yüzeyi yalıtkan SiO tabakası ile kaplanır. Yapı aseton yardımı ile temizlenince numunenin doğrudan yüzeyinde olan (yani numune ve SiO tabakası arasında fotorezist bulunmayan) SiO tabakası numune yüzeyinde kalırken, fotorezistin olduğu kısım SiO ile beraber temizlenir. Çünkü aseton fotorezisti çözer ve o esnada fotorezistin üzerinde bulunan SiO tabakasında temizlenmiş olur. Böylece kontakların alınacağı noktalar ortaya çıkarılmış olur. İkinci litografi sürecinde uygun fotorezist deseni oluşturularak gerekli kontaklar yapılır. Şekil 4.1.a ve b' de görüldüğü gibi mesa yapılar 3 nokta kantağa sahiptir.

Josephson eklemlerinin sayısı ise yontma süresine bağlı olarak kontrol edilebilir. Taşıyıcı ölçümlerinde gözlenen kontak direnci BSCCO kristali ile altın arasındaki ara yüzeyden kaynaklanmaktadır. Bu yüzden kirlilikten kaçınmak için ayırma (cleave) işleminden sonra altın hemen kristal yüzeyine kaplanmalıdır. Ancak, altın kaplama örgü yapısını bozar ve bu sebepten en üsteki BiO tabakasının altındaki eklem süperiletkenlik özellik göstermeyebilir. Bu yüzden kontak direncine bu bozulmuş eklem de katkıda bulunur.



(a)



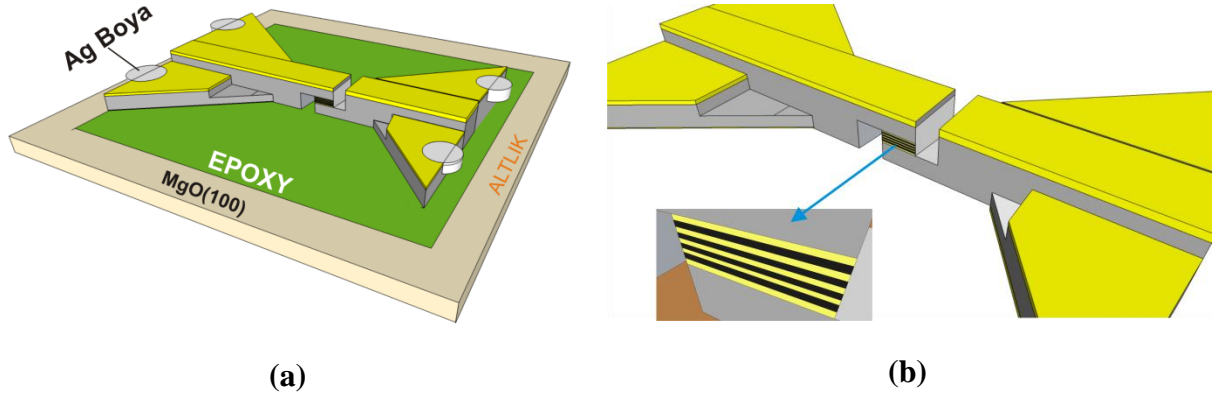
(b)

**Şekil 4.1.** a) BSCCO kristalinin üzeri fotorezist ile kaplandıktan sonra oluşan mesa yapı, b) SiO tabakası üzerine altın yardımıyla kontaktların yapıldığı mesa yapılar.

#### 4.4. Basamak Tipi (Step-Like) Eklemlerin Hazırlanması

Basamak-tipi (step-like) eklemlerin fabrikasyonları H.B. Wang tarafından geliştirilen standart çift-tarafli işlem tekniği ile gerçekleştirilmiştir [101]. Bu üretim tekniği zor ve karmaşık bir süreç olmasına karşın, *c*-ekseni boyunca homejen akım dağılımına ve dört nokta kontak alınmasına imkan sağlar, şekil 4.2. Bu tezde BSCCO kristali safir ( $Al_2O_3$ ) altlık üzerine epoksiy yardımı ile yapıştırıldı. Daha sonra yüzey yaklaşık 50 nm kalınlığında bir altın tabakası ile kaplandı. Bu altın tabaka fabrikasyon süreci boyunca BSCCO kristal yüzeyini korur ve eklemlerin soğuması için iyi bir termal iletkenlik sağlar.

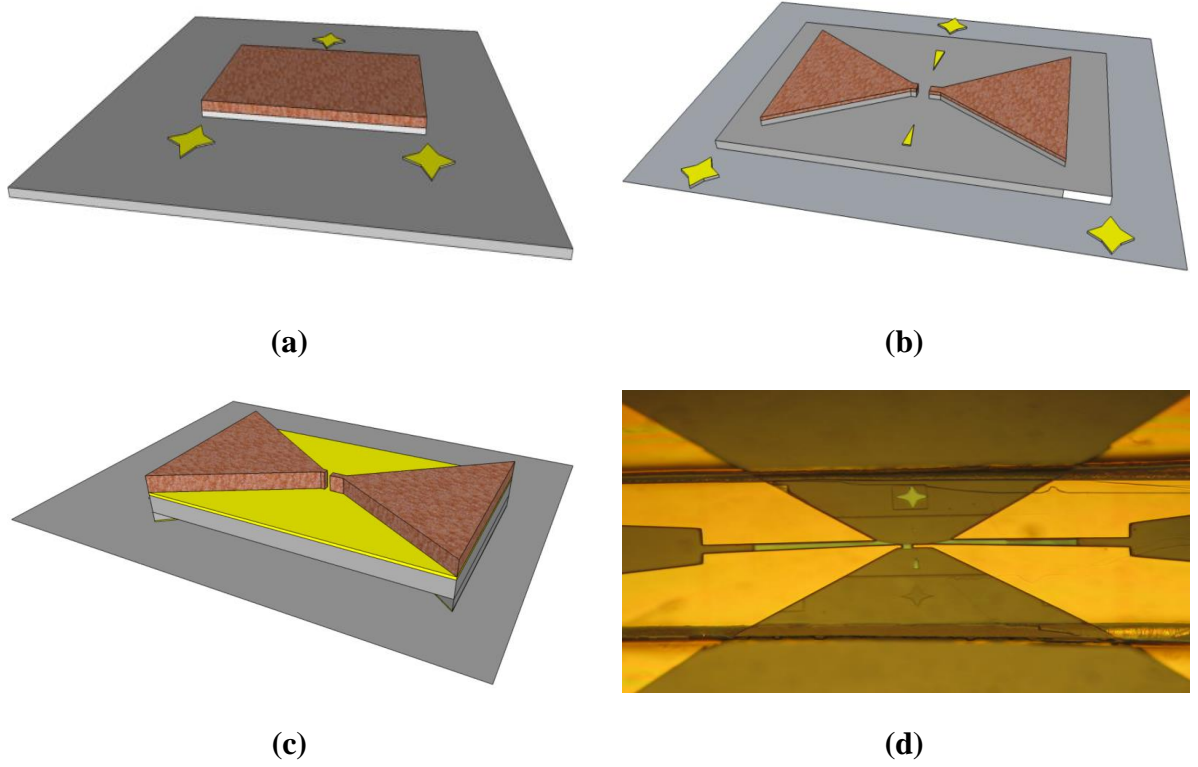
Şekil 4.3 basamak tipi (step-like) eklemlerin hazırlanma sürecini göstermektedir. İlk olarak BSCCO kristal yüzeyi fotorezist yardımıyla kaplandı ve kaplanan yüzey sıcak levha üzerinde kurutuldu. 150 nm kalınlığında büyük bir mesa ve daha sonraki litografi işlemleri esnasında kaymayı engellemek için referans olarak yıldızlar daha önceden altın kaplanmış numune yüzeyine litografi işlemi ile yazdırıldı, şekil 4.3.a. Sonra kristal belirli bir süre UV ışığına maruz bırakıldı. Çözücü (devoleper) yardımıyla elektron bombardmanına maruz bırakılmayan yerlerdeki fotorezistler temizlendi.



**Şekil 4.2.** a) Çift taraflı olarak üretilen basamak tipi (step-like) eklemelerin şematik gösterimi, b) oluşan eklemelerin daha yakından görünümü.

Bu aşamadan sonra belirli bir süre yontma (etching) işlemi yapıldı. Yontma işleminden sonra numune aseton yardımıyla temizlenerek tekrar fotorezist kaplandı ve kaplanan yüzey kurutuldu. Oluşturulan büyük mesa üzerinde papyon şeklinde bir mesa ve aynı yerde yıldızlar olacak şekilde şekil verme işlemi gerçekleştirildi (Şekil 4.3.b). UV ışığına maruz bırakılarak çözücü yardımıyla istenmeyen bölgede fotorezistler temizlendi ve yeniden yontma işlemi yapıldı. Yontma işlemi tamamlanan numune astetonla temizlendi. Daha sonra numuneyi ters çevirmek için whisker' ların üzerine alt taraftaki epoksiye oranla çok daha sert ve sıkı epoksi olabildiğince az miktarda sürüldü. Sürülen bu epoksinin kurumması için numune 4 saat boyunca 110 °C' de bekletildi. Numune ters çevirilerek daha kuvvetsiz olan epoksi bölgesinden kaldırıldı. Böylece, numune hem ters döndürülmüş oldu hem de kaldırma yapılarak (cleaving) daha temiz bir yüzey elde edildi. Bazı durumlarda ters çevirme işlemi esnasında temiz yüzeyler elde edilemeyebilir. Bu durumda yüzey scotch bant yardımıyla temiz bir yüzey elde edilinceye kadar kaldırılabilir. Son süreçte elde edilen yeni yüzey ilk olarak yaklaşık 50 nm kalınlığında altın tabaka ile ve sonrasında ise fotorezistle kaplandı. Sonra papyon şeklindeki yapı, bu yüzeye litografi işlemi ile yeniden işlendi, şekil 4.3.c. Yazdırılan yüzey UV ışığına maruz bırakıldı ve istenmeyen bölgedeki fotorezist çözücü yardımıyla temizlendi.

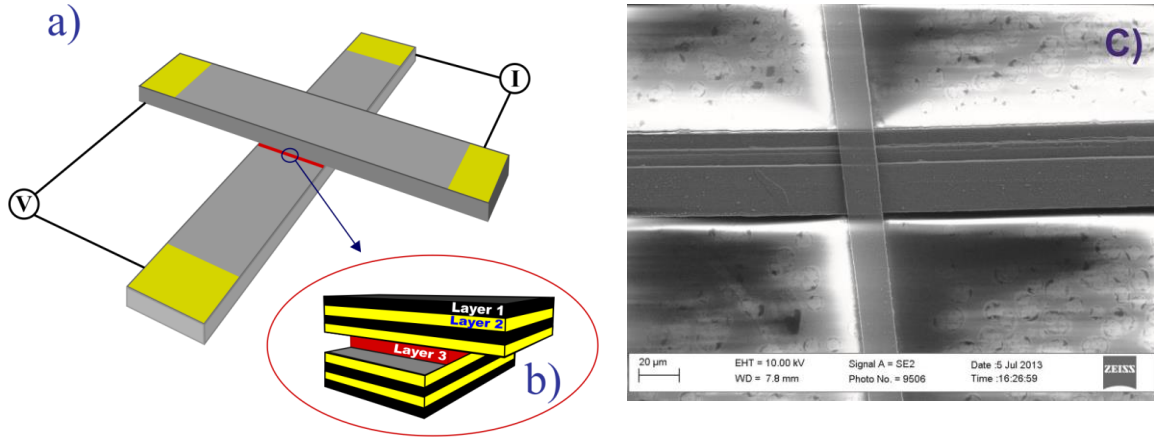
Son olarak optik mikroskopta alttaki yüzey ile arasında renk farkı kalmayacak şekilde kademeli olarak 8 dakikalık yontma işlemi gerçekleştirildi, şekil 4.3.d. Şekil 4.2' de gösterildiği gibi basamak tipi (step-like) yapılar üzerine altın kaplama yardımıyla dört nokta kontak yapıldı.



**Şekil 4.3.** Basamak tipi (Step-like) eklemlerin hazırlanma süreci: a) İlk olarak yıldızlar ile birlikte geniş mesaların oluşturulması, b) papyon şeklinde mesaların oluşturulması, c) ters çevirme süreci, d) elde edilen basamak tipi (step-like) eklemlerin optik mikroskoptaki görüntüsü.

#### 4.5. 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  $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' 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 4.4' de kırmızı tabaka ile gösterilmektedir. Son olarak ise şekilde gösterildiği gibi eklemin dört ucundan dört-nokta kontak yapıldı [102].



**Şekil 4.4.** a) Çapraz şekilde whisker (cross-whiskers) eklemlerin şematik gösterimi, b) ısıtma işlemi süresince oluşan ara yüzey ve c) çapraz şekilde whisker (cross-whiskers) eklemin SEM fotoğrafı.

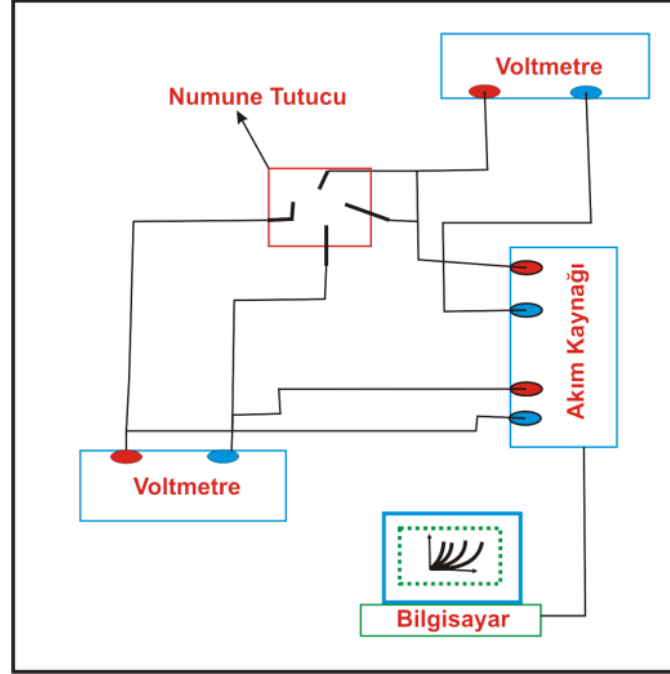
#### 4.6. DC Ölçümler için Deneysel Düzenek

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 potansiyometre 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 ve I-V karakteristiğindeki tüm kuazi-parçacık dallanmalarının elde edilmesinde kullanışlı olacağı düşünülmüştür. Voltaj farkı ve çıkış (output) akımı,  $6\frac{1}{2}$  çözünürlüğe sahip olan Hewlett-Packard 34401 multimetre ile okundu. Ölçümler için gerekli olan devrenin şematik diyagramı Şekil 4.5' 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. Numune ve tutucu

arasındaki kontaklar tel bağlayıcı (wire bonder) yardımıyla aliminyum teller ile gerçekleştirildi.



**Şekil 4.5.** 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  $\mu\text{V}$  seviyesinde gürültü saptandı. Taşıyıcı enjeksiyon deneyleri sıvı helyum içerisinde 4.2 K' de gerçekleştirildi.

#### 4.7. Üretilen Örneklerin Listesi

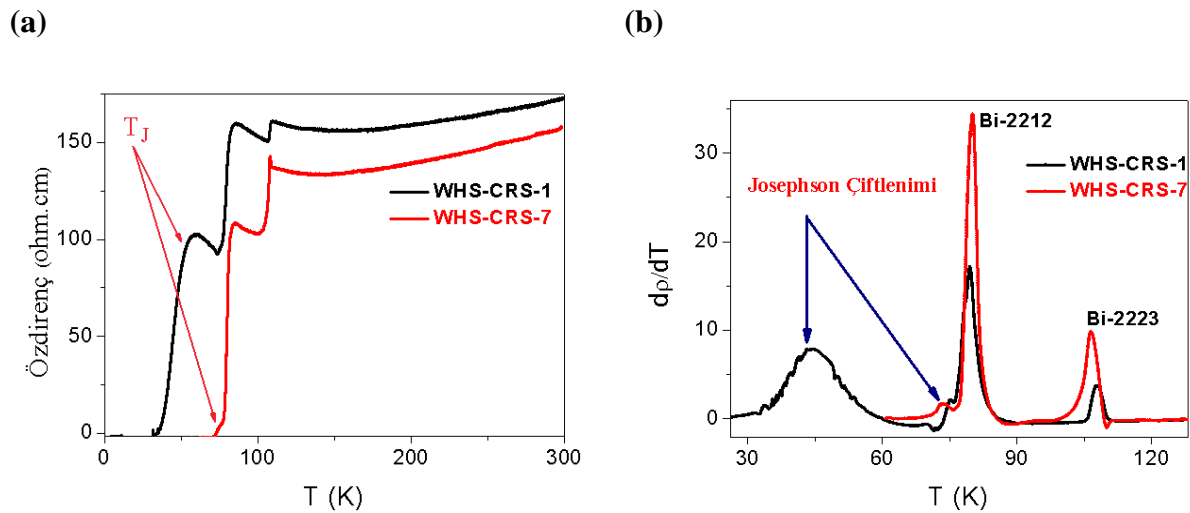
**Tablo 4.1** Üretilen örneklerin listesi ve özellikleri.

Numune Kodu	Eklemlerin yapısı	Alan ( $\mu m^2$ )	Doğal eklemlerin sayısı	Kristalin Faz Durumu
WHS-CRS-1	Çapraz Whisker (Cross-Whisker)	608	16	Karışık Faz (Bi-2212/Bi-223)
WHS-CRS-3	Çapraz Whisker (Cross-Whisker)	731	13	Karışık Faz (Bi-2212/Bi-223)
WHS-CRS-7	Çapraz Whisker (Cross-Whisker)	1696	12	Karışık Faz (Bi-2212/Bi-223)
WHS-CRS-16	Çapraz Whisker (Cross-Whisker)	738	11	Karışık Faz (Bi-2212/Bi-223)
STL-3	Basamak Tipi (Step-Like)	9	65	Bi-2212
WM03-b	Mesa	9	8	Bi-2212
WM03-c	Mesa	9	3	Bi-2212

## 5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

### 5.1. Çapraz Şeklindeki Whisker Eklemlerin Karakterizasyonu

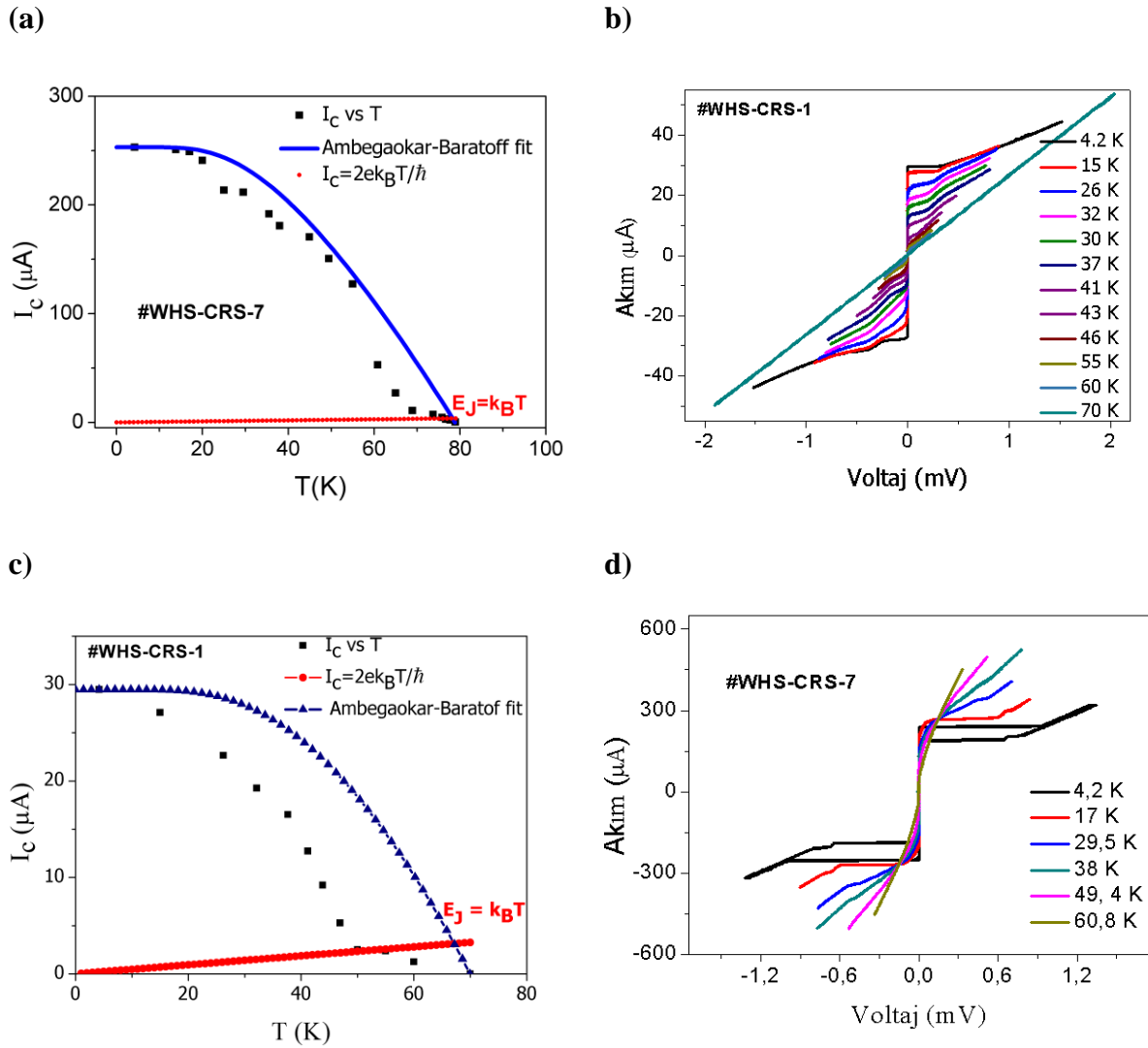
Şekil 5.1.a çapraz şeklindeki whisker eklem (cross-junction) öz direncinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Bi-2212 bazlı whisker' ların *c*-ekseni boyunca doğal (öz) Josephson eklemine sahip olduğunu bilinmektedir. Bölüm 4' de şematik gösterim ile anlatılan whisker' ların iki ucu boyunca bir akım uygulanırsa diğer uçlardan bir potansiyel 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 5.1.a' da elde edilen süperiletken geçiş noktası üzerindeki öz dirençteki eksponansiyel artış yapının yarıiletken davranış sergilediğini göstermektedir. Bu da akımın doğal (öz) Josephson eklem boyunca yani yarıiletken olan BiO-SrO tabakaları boyunca aktığının bir kanıtıdır. Şekil 5.1.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 çiftleniminin başladığı kritik sıcaklıktır.



**Şekil 5.1.** a) Çapraz whisker eklem (cross-junction) öz direncinin sıcaklıkla değişimi ( $\rho$ -T). Kırmızı oklarla gösterilen  $T_J$  Josephson çiftleniminin başladığı sıcaklıktır. b)  $d\rho/dT$  diferensiyelinin sıcaklıkla değişimi.

Isıl işlem süresince oluşan iki whisker arasındaki tünelleme bariyeri yeterince ince ise, termal enerjinin ( $k_B T$ ) 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 5.1.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 sıcaklığın azalması ile birlikte artacaktı. Şekil 5.1.a' daki #WHS-CRS-1 koduyla belirtilen numune için  $\rho_c$ -T eğrisi incelenirse üçüncü geçişten sonra direncin önce arttığı görülmektedir. Bu da eğer tünelleme bariyeri yeterince ince olmasaydı bu artışın devam edeceğinin bir delilidir.

Tez kapsamında üretilen çapraz whisker eklemler üzerine yapılan çalışmalarda yapay Josephson eklemler (cross-junctions) üzerine yoğunlaştırılmıştır. Şekil 5.2 iki farklı Josephson ekleminin  $I$ - $V$  ve  $I_c$ - $T$  karakteristiklerini göstermektedir. Şekil 5.2.b ve d 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 eklem ilave olarak doğal (öz) Josephson eklemlerinin de açılmaya başlamasıdır. 4.2 K' de yüksek akımlara çıkıldığında çapraz eklem ilave olarak doğal (öz) Josephson eklemleri de ortaya çıkmaktadır, Şekil 5.3. 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 5.2.b ve d' de çapraz eklem için kritik akımın üstüne çıkılınca doğal (öz) Josephson eklem açılincaya kadar bir süre lineer voltaj elde edilir. Bu lineer eğri çapraz eklemdaki tünelleme bariyeri hakkında bilgiler taşımaktadır. Lineer eğrinin eğimi tünelleme bariyerinin elektriksel iletkenliği hakkında bilgi verir. Şekil 5.2.d' de eğimin sıcaklıkla değişimi incelendiğinde eğimin sıcaklıkla hızla arttığı yani elektriksel iletkenliğin sıcaklığın azalması ile düştüğü görülmektedir. Bu da tünelleme bariyerinin yarıiletken karakteristik sergilediğinin göstergesidir. Şekil 5.2.b' de bu eğimdeki artış oranının çok daha az hatta durağan olduğu söylenebilir. Bu durumun arayüzeydeki taşıyıcı sayısı ile orantılı olduğunu düşünülmektedir.

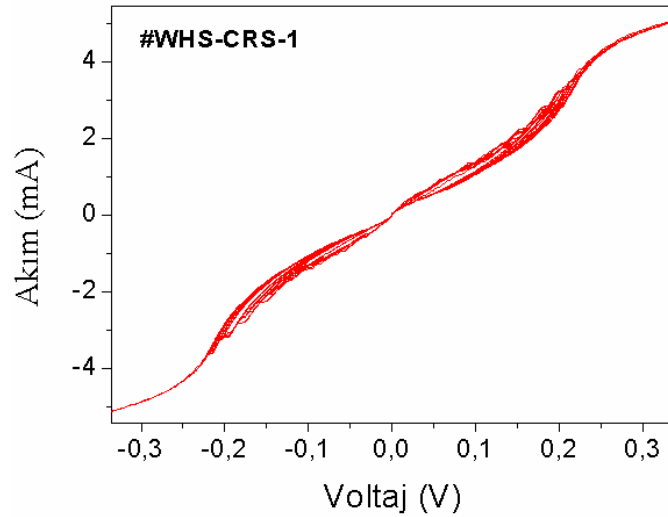


**Şekil 5.2.** a) ve c) sırasıyla WHS-CRS-1 ve WHS-CRS-7 numuneleri için kritik akımın sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Burada mavi ile gösterilen parabolik eğri Ambegaokar-Baratoff teorisini gösterirken kırmızı ile gösterilen eğri termal enerjiden ( $E_J = k_B T$ ) elde edilen eğriyi göstermektedir. b) ve d) sırasıyla ise bu iki numune için farklı sıcaklıklarda  $I$ - $V$  karakteristiğini göstermektedir.

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 5.2.a ve c; iki farklı örnek için 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 5.2.a' da kritik akımın sıcaklıkla değişimi incelendiğinde kritik akımın yaklaşık 50 K' ne kadar parabolik bir davranış

sergilediği görülmektedir. Şekil 5.2.c' de ise kritik akımın 70 K' e kadar Ambegaokar-Baratoff teorisi ile iyi bir uyum içerisinde parabolik olarak azaldığı bulunmuştur. WHS-CRS-1 numunesi, şekil 5.2.a, ve WHS-CRS-7 numunesi, şekil 5.2.c, için 50 K ve 70 K' de sonra Ambegaokar-Baratoff teorisinden bir sapma olduğu belirlenmiştir.

Termal dalgalanmaların kritik sıcaklık noktası civarında materyalin süperiletken özelliklerini etkileyen önemli bir parametre olduğu bilinmektedir. Yüksek sıcaklıklarda Josephson çiftlenim enerjisi  $k_B T$  büyüklüğündedir [103]. Burada  $k_B T$  termal enerjisi Josephson çiftlenim enerjisini bastırarak durumdadır. Şekil 5.2.a ve c' de kırmızı ile çizilmiş eğri teorik olarak  $I_C = 2ek_B T/\hbar$  eşitliğinden hesaplanan  $I_C$  eğrisini göstermektedir. Bu eşitlik doğrudan  $k_B T$  termal enerjisi ile orantılıdır. Deneysel olarak elde edilen kritik akımın teorik olarak hesaplanan verilerle çakıştığı noktaya bakılacak olursa bu nokta kritik akımın sıcaklığa bağlılığının Ambegaokar-Baratoff teorisinden saptığı noktaya karşılık gelmektedir. Bu noktada termal enerji Josephson çiftlenim enerjisini bastırmaya başlar.



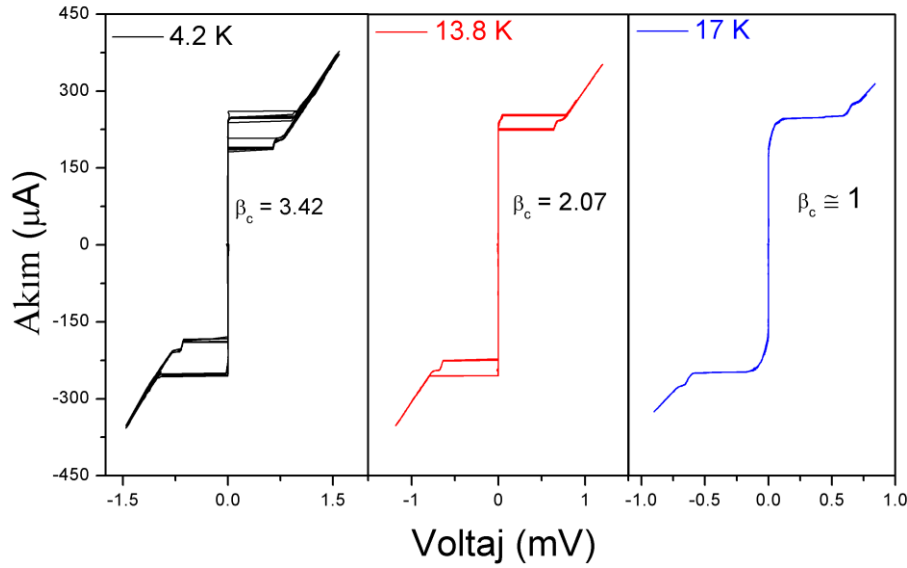
**Şekil 5.3.** Çapraz eklemler için yüksek akımlarda yapay Josephson eklemine ilave olarak doğal Josephson eklemlerin gözlenmesi.

4.2 K' deki  $I-V$  karakteristiğinde, şekil 5.2.b ve d, 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 5.4' de WHS-CRS-7 numunesi için farklı sıcaklıklardaki  $I-V$  karakteristikleri verilmiştir. Özellikle 4.2 K' deki  $I-V$  karakteristiği  $253 \mu A$  lik kritik akıma sahip Josephson etkisini göstermektedir. Ayrıca çapraz eklem  $I-V$  karakteristiği 4.2 K' de

histerisiz bir davranış sergilemektedir. Bu durum yüksek akımlara çıkılarak bir 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. Tuzaklanmış akım değeri bu numune için 4.2 K’ de 180  $\mu\text{A}$  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

$$\frac{I_R}{I_C} \approx 4/\pi \sqrt{\beta_C} \quad (5.1)$$

denklemden hesaplanabilir [104]. Bu eşitlikten Steward-McCumber parametresinin  $\beta_C = 3.42$  değerinde olduğu bulunmuştur. Bu durum çapraz eklem için 4.2 K’ de zayıf sönümlü bir davranış sergilediğini göstermektedir.



**Şekil 5.4.** Farklı sıcaklıklardaki  $I$ - $V$  karakteristiğinden hesaplanan  $\beta_C$  değerinin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 5.4’ den artan sıcaklıkla  $\beta_C$  değerinin azaldığı görülmüştür. Burada histeritisiz davranış sıcaklıkla azalmış ve 17 K civarında tamamen kaybolmuştur. 17 K’ de  $\beta_C \sim 1$  olarak elde edilmesi çapraz eklem için zayıf sönümlü durumdan aşırı sönümlü duruma geçtiğini

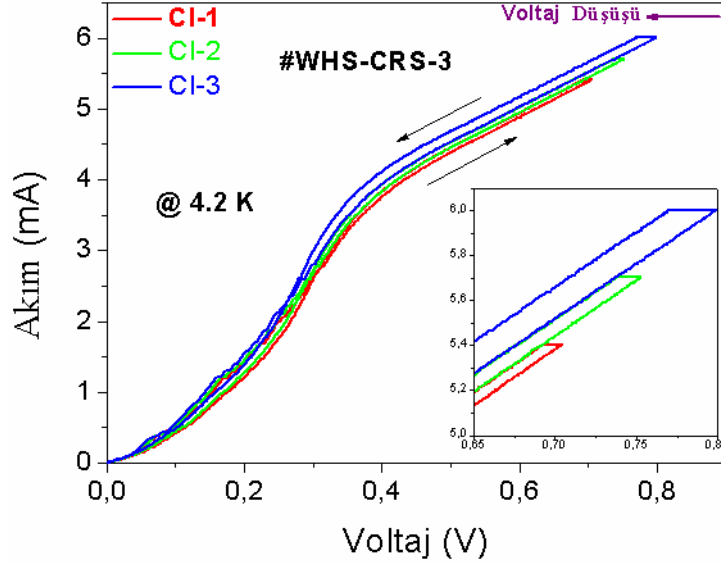
göstermektedir.  $\beta_c$  parametresinin normal durum direncine  $\beta_c = 2eI_c R^2 C / \Phi_0$  eşitliği ile bağlı olduğu 2. bölümde verilmişti. Sıcaklığın artması ile tünelleme bariyerinin normal durum direncinin azaldığı düşünülürse,  $\beta_c$  parametresi de buna bağlı olarak azalacaktır. Genelde bariyerlerin yarıiletken davranış sergilediklerini vurgulamakta fayda vardır. Özet olarak yapay Josephson eklem (çapraz eklem) rahatlıkla hazırlanabilirler ve hemen hemen ideal Josephson eklem karakteristiği sergilerler.

## 5.2. Çapraz-Eklem Üzerine Taşıyıcı Enjeksiyon Etkisi

Bu kısımda taşıyıcı enjeksiyon metodunun çapraz şekildeki whisker' lardan hazırlanan çapraz eklem üzerindeki etkileri verilecektir. Buna ilave olarak elektron tuzaklanma mekanizması tartışılacaktır. Normal durum direnci, kritik akım ve tünelleme bariyerinin geçirgenliği (transparanlığı) gibi parametrelerin taşıyıcı enjeksiyon metodu ile değiştirilebileceği gösterilecektir yani ısı işlem boyunca iki whisker arasındaki ara yüzeyden elde edilen yapay çapraz eklem tünelleme bariyerinin taşıyıcı enjeksiyon metodu ile kontrol edilebileceği verilecektir.

Şekil 5.5 yüksek akımda taşıyıcı enjeksiyonu yapılan çapraz şekildeki whisker' lardan hazırlanan eklem  $I-V$  karakteristiğini göstermektedir. Deney sırasında öncelikle  $c$ -ekseni boyunca yapı içerisine kontrollü bir akım enjekte edilmiştir. 4.2 K' de hem yapay eklem hem de doğal Josephson eklem 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 artırılır. Bu tez kapsamındaki numuneler için bu değer 4.45 mA civarındadır. Ancak, daha yüksek bir taşıyıcı ilavesi (dopingi) oranı elde etmek için 5.4 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 çıktığında ısınma meydana gelecektir. Bu konu ileriki bölümlerde detaylı olarak tartışılacaktır. Dolayısıyla, ısınmadan dolayı elektronlar ekstra enerji kazanacaklar ve bu noktadan sonra eşik voltajından bahsetmek mümkün olmayacaktır. Eşik voltajı olarak isimlendirilen nokta voltaj düşüşünün ilk başladığı yerdir. Şekil 5.5' de görüldüğü gibi  $I-V$  karakteristiğinde sola doğru bir kayma olmuştur. Bu kayma voltajın 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 hole diye adlandırılan boşluklar bırakılır. Bu da  $HT_c$  süperiletkenlerde süperiletkenlikten sorumlu olan CuO düzlemlerindeki hole konsantrasyonunun artması anlamına gelmektedir. Bu durumda kritik akım yoğunluğu ve tünelleme bariyerinin geçirgenliği (transparanlığı) artar.



**Şekil 5.5.** Yüksek akım değerlerinde sabit akım modunda taşıyıcı enjeksiyon metodu ile voltaj değişimi.

Burada WHS-CRS-3 örneği üzerine üç defa taşıyıcı enjeksiyonu yapıldı. Şekil 5.5’deki CI-1, CI-2 ve CI-3 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyon adımlarını göstermektedir. Birinci adımda (şekilde kırmızı ile gösterilmektedir) 5.4 mA civarında belirli bir süre yani voltaj düşüşü bir doyuma ulaşıncaya kadar beklenilmiştir. Daha sonra sıfır akım ve voltaj değerine gidilerek  $I-V$  verileri alınmıştır. İkinci adımda ise hole konsantrasyonunu daha fazla artırabilmek için 5.7 mA civarına kadar çıkılmış ve yeniden sıfır durumuna dönmüştür. Üçüncü ve son adımda ise bu işlem 6 mA civarında tekrarlanmıştır. Bu işlemi istenilen taşıyıcı konsantrasyonu değerine ulaşıncaya kadar tekrarlamak mümkündür. Şekil 5.6 WHS-CRS-3 numunesi için taşıyıcı enjeksiyonu deneyleri sırasında voltajın ( $V_{ENJ}$ ) zamanla değişimini göstermektedir. Ayrıca, şekil 5.6’da sabit akım modunda enjeksiyon voltajının zamana bağlılığı elektronların tuzaklanma mekanizmasını tartışmak için genişletilmiş eksponansiyel fonksiyonu olan Kohlrausch fonksiyonuna [105,106] fit edilmiştir. Bu deneysel fonksiyon ilave bir  $\beta$  fonksiyonu ile normal eksponansiyel eşitlikten farklıdır ve aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$V(t) = V(\infty) + [V(0) - V(\infty)]e^{[-(\frac{t}{\tau})^\beta]}, \quad V(t) = V(\infty) + \Delta V e^{[-(\frac{t}{\tau})^\beta]} \quad (5.2)$$

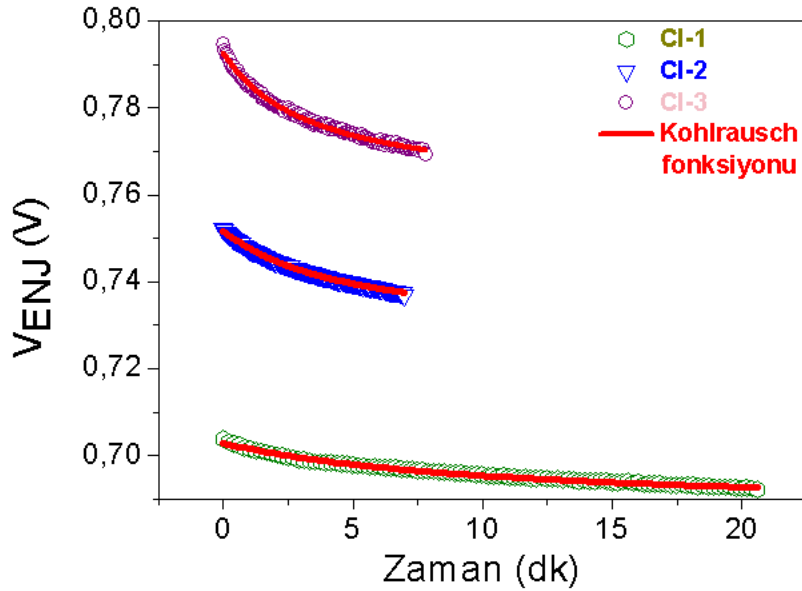
Bu eşitlikte  $\Delta V$ ,  $\tau$ ,  $V(\infty)$  ve  $\beta$  fitting parametreleridir.  $\Delta V$  başlangıçtaki ve taşıyıcı enjeksiyonundan sonraki voltajlar arasındaki farkı,  $V(\infty)$  enjeksiyon basamağı tamamlandıktan sonraki voltaj,  $\tau$  gevşeme zamanı,  $\beta$  ise boyutsuz dağılım parametresidir ve  $0 < \beta < 1$  arasında değişmektedir. Bu fitting parametreleri tezde gerçekleştirilen taşıyıcı enjeksiyon adımları için Tablo 5.1’ de verilmektedir.

**Tablo 5.1.** Şekil 5.6’ da gösterilen taşıyıcı enjeksiyonu ile voltaj düşüşünün Kohlrausch fonksiyonuna fit edilmesi ile elde edilen eğri uydurma parametreleri. CI-N taşıyıcı enjeksiyon adımlarını gösterir ve burada N bir tam sayıdır.

Taşıyıcı Enjeksiyonu (CI)	$\tau$ (sn)	$V(\infty)$ (mV)	$\beta$
CI-1	103	689	0.438
CI-2	46	732	0.46
CI-3	27	767	0.457

J. C. Phillip genişletilmiş eksponansiyel parametresi için mikroskobik bir teori ortaya koymuştur [107,108]. 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 voltaj düşüşünden elde edilen  $\beta$  değerleri Tablo 5.1’ de liste halinde verilmektedir ve bu sonuçlar numunedeki taşıyıcı tuzaklanma etkileşiminin uzun erimli olduğunu göstermektedir. Burada 4.2 K’ de tuzaklanma merkezlerinin hareketsiz olduğu düşünülmektedir. Taşıyıcı enjeksiyonu süresince belirli sayıda elektron BiO tabakasına transfer edilmektedir. Benzer bir fiziksel mekanizmaya sahip YBCO sistemine ışıkla yapılan taşıyıcı ilavesinde elektronların CuO zincirlerindeki oksijen boşluklarında veya CuO zincirinin p-orbitalindeki oksijen boşluklarında tuzaklandığı

düşünülmektedir [109,110]. Bu durum BiSrCaCuO bazlı whisker' larda *c*-ekseni boyunca transfer edilen elektronların BiO tabakalarındaki kusurlarda tuzaklanacağını gösterir. Sonuç olarak CuO düzleminden ayrılan elektronlar arkasında hole ler bırakır. Böylece, CuO düzlemindeki 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. Mikroskopik 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 [111].



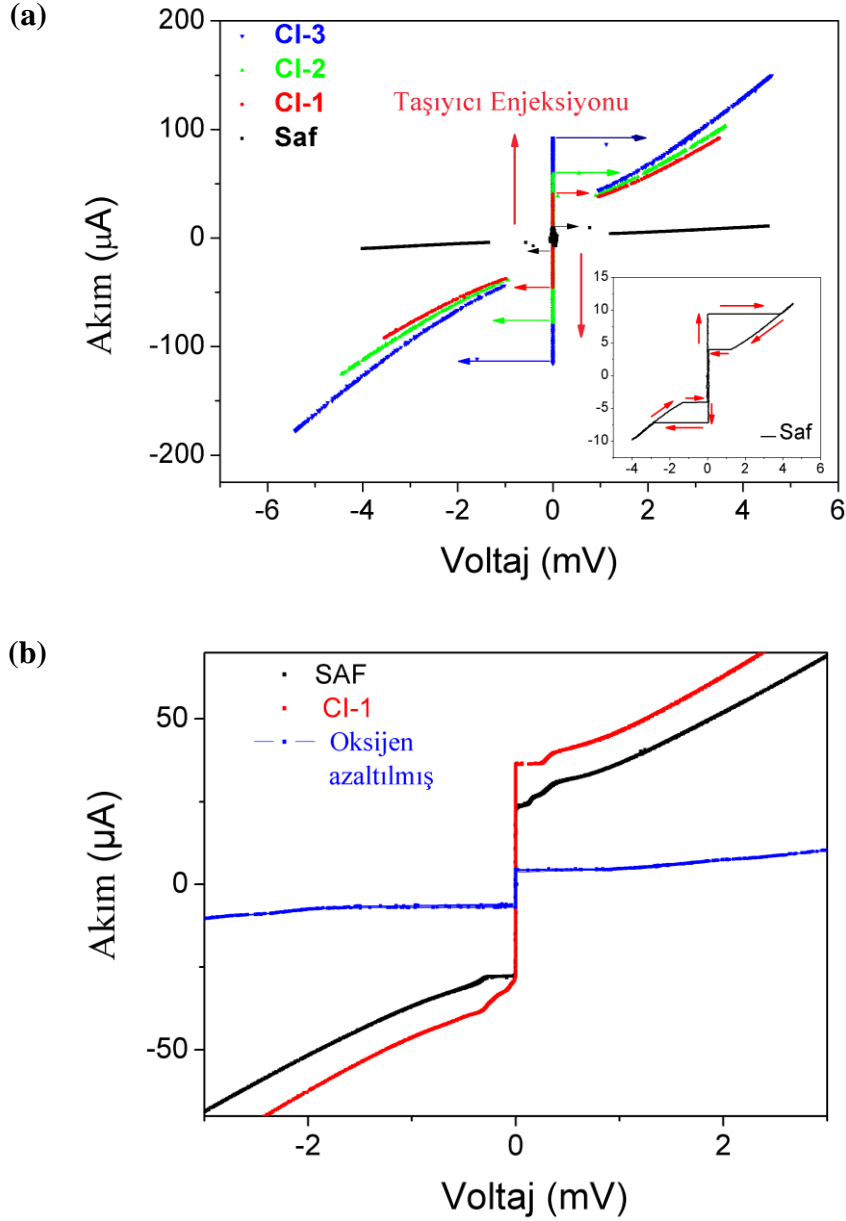
**Şekil 5.6.** Enjekte edilen voltajın zaman bağımlılığı.

Üç adımda gerçekleştirilen taşıyıcı enjeksiyonunun amacı her enjeksiyon adımından sonra alınan *I-V* karakteristiğinden tünelleme bariyerinin nasıl değiştiğini belirlemektir. Bu kapsamda, şekil 5.7 iki farklı örnek için her taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra *I-V* karakteristiğini göstermektedir. Şekil 5.7' de belirli bir kritik akıma kadar Cooper çiftlerinin tünellemesinden kaynaklanan süperakım görülmektedir. Bu noktadan sonra eklem açılarak yüksek voltajlarda metalik davranış gösterir. Giriş kısmında tartışıldığı gibi çapraz eklem zayıf sönüm tarzı histerisiz davranış sergilerler. Bu durum taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış

saf numune için şekil 5.7.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 adımımdan sonra kritik akım yoğunluğu  $9.23 \mu A$  den  $44 \mu A$ ' 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,  $R_N$ ,  $416 \Omega$ ' dan  $29.5 \Omega$ ' a azalmaktadır. Tünelleme direncine ilave olarak kritik geçiş sıcaklığı  $1.1 K$  civarında bir artış göstermiştir. Sonuç olarak ilk taşıyıcı enjeksiyonu adımımdan sonra hem taşıyıcı yoğunluğunun hem de tünelleme transparanlığının arttığı gözlemlenmiştir. Daha sonra iki defa yapılan taşıyıcı enjeksiyon adımlarında ise ilginç bir biçimde tünelleme direnci hemen hemen sabit kalmış ve kritik akım değer, ise  $44 \mu A$ ' den  $93 \mu A$ ' e artmıştır. Bu durumda kritik akımdaki değişimin elektrotlardaki taşıyıcı konsantrasyonundaki artıştan kaynaklandığı düşünülmektedir.

Şekil 5.7.b bu sürecin nasıl ters çevrilebileceğinin bir göstergesidir. Birinci taşıyıcı adımımdan 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  $\sim 2.2 K$  civarında azaldığı görülmüştür.

Şekil 5.8 çapraz eklem için her taşıyıcı enjeksiyon adımımdan sonra elde edilen  $\rho$ -T eğrisini göstermektedir. Buradaki siyah renkle gösterilen  $\rho$ -T eğrisi taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış numune için direncin sıcaklıkla değişimini göstermektedir.  $\rho$ -T ölçümü süresince her seferinde  $5 \mu A$ ' lik bir DC akım uygulanmıştır. Her adımdan sonra numunenin normal durum direncinin yavaşça azaldığı ve son taşıyıcı enjeksiyonundan sonra normal durum direncinin toplamda %12 civarında azaldığı görülmüştür.



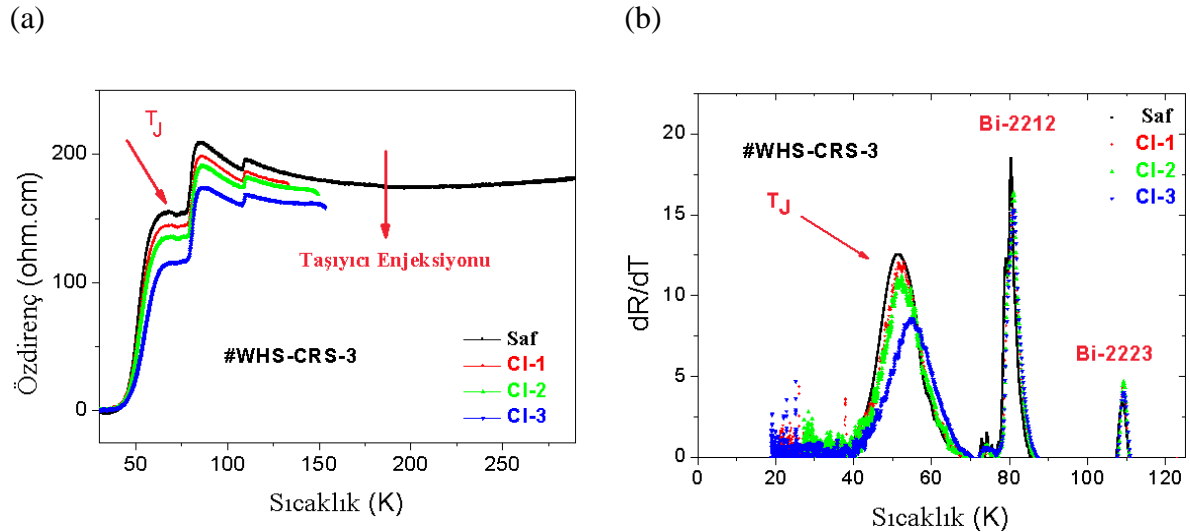
**Şekil 5.7.** a) # WHS-CRS-3 numunesi için taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra elde edilen  $I-V$  karakteristiği. İç kısımdaki küçük şekil taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış saf numune için  $I-V$  karakteristiğini göstermektedir. b) Karşılaştırma amacı ile verilmiş # WHS-CRS-5 numunesine ait çapraz eklem  $I-V$  karakteristiği.

Bölüm 5.1’ de açıklandığı gibi  $\rho-T$  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 5.8’ de her taşıyıcı enjeksiyonundan sonra üçüncü geçişteki  $T_J$  değerinde bir kayma görülmektedir. Şekil 5.8.a ve b’ de görüldüğü gibi taşıyıcı enjeksiyonundan önce ve sonraki

$T_J$  değerleri arasındaki fark  $\Delta T_J = 3.7$  K civarındadır. Bu kaymanın tünelleme bariyerindeki taşıyıcı sayısının değişmesinden yani iletkenliğin artmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. S-I-S eklemler için tünelleme bariyerinin geçirgenliği  $R_N^{-1}$

$$R_N^{-1} = A |T_M|^2 N_1 N_2 e \quad (5.3)$$

şeklinde verilmektedir [38]. 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  $N_1 N_2$  değerleri yük taşıyıcı yoğunluğuna  $p^{2/3}$  şeklinde bağlıdır.



**Şekil 5.8.** a) Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra  $\rho$ -T eğrisi. b) Taşıyıcı enjeksiyon adımlarından sonra kritik geçiş sıcaklıkları.

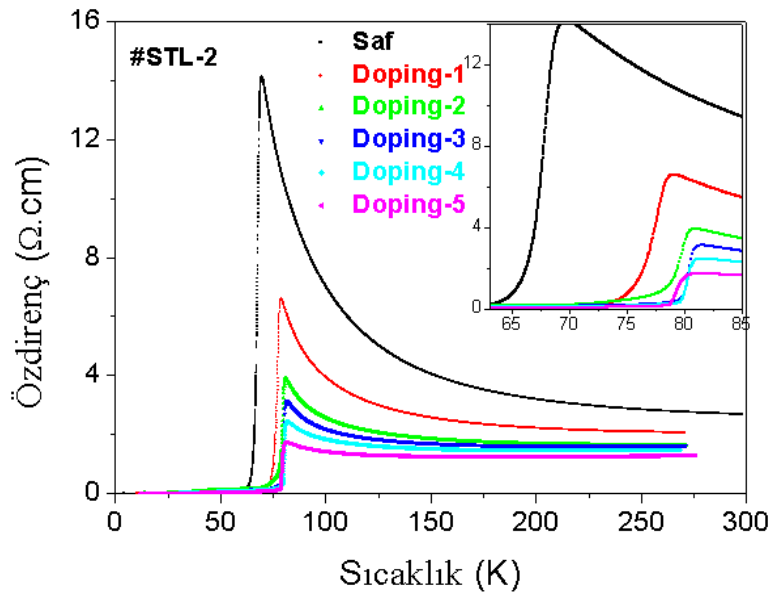
Denklem (5.3)' den tünelleme bariyerinin geçirgenliğinin taşıyıcı sayısı ile doğru orantılı olduğu görülebilir. Bu durumun Şekil 5.7' de kritik akımdaki artışın ve Şekil 5.8' de üçüncü geçişteki kaymanın fiziksel temelini oluşturduğu düşünülmektedir.

### 5.3. Taşıyıcı Enjeksiyonu ile Ayarlanabilir Süperiletkenlik

Taşıyıcı enjeksiyon etkisi süperiletkenliği kontrollü bir şekilde değiştirmenin yanında antiferromanyetik Mott yalıtkanı durumundaki sistemlerin süperiletken duruma geçmesine olanak sağlamaktadır. Aynı zamanda, süperiletken durumdaki sistemin düşük taşıyıcı

konsantrasyonu (underdoped) durumundan optimum taşıyıcı konsantrasyonu durumuna ve oradanda yüksek taşıyıcı konsantrasyonu (overdoped) durumuna kadar kontrollü bir şekilde geçmesini sağlar. Bu da aynı malzeme üzerinde farklı taşıyıcı konsantrasyonlarında çalışma imkanı sunar.

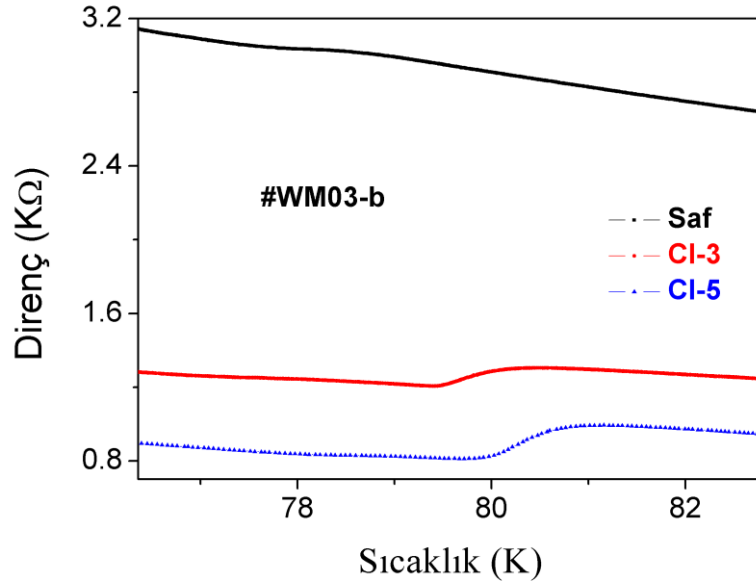
Taşıyıcı konsantrasyon oranının değişmesi ile malzemenin temel süperiletkenlik karakteristikleri olan kritik sıcaklık,  $T_c$ , kritik akım yoğunluğu,  $J_c$ , ve dolayısıyla tünelleme bariyerinin transparanlığı, normal durum direnci gibi parametreleri değiştirmek mümkündür.



**Şekil 5.9.** Taşıyıcı enjeksiyonu ile süperiletkenliğin kontrollü olarak düşük taşıyıcı konsantrasyonu (underdope) durumdan optimum taşıyıcı konsantrasyonu durumuna ve bu noktadan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu (overdope) durumuna taşınması.

Şekil 5.9  $\text{Bi}_{2.43}\text{Sr}_{1.85}\text{Ca}_{0.90}\text{Cu}_{1.82}\text{O}_x$  stokiometrisine sahip Bi-2212 sisteminin basamak-tipi (step-like) düzenlenmeye sahip kristal yığınları için her taşıyıcı enjeksiyon adımından sonraki  $\rho_c$ -T grafiklerini göstermektedir.  $\text{Bi}_{2.43}\text{Sr}_{1.85}\text{Ca}_{0.90}\text{Cu}_{1.82}\text{O}_x$  stokiometrisinden elde edilen tek-kristal whisker' lar Bi-ca zengin olduğu görülmüştür. Taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış saf kristal (native crystal) için  $\rho_c$ -T eğrisi  $T_c$  geçiş sıcaklığına kadar yarıiletken davranış göstermektedir. 67.6 K civarındaki geçiş sistemin düşük taşıyıcı konsantrasyonu (underdope) durumunda olduğunu göstermektedir. Şekil 5.9 grafiğinin içine çizilen şekil geçiş bölgesini daha detaylı olarak göstermektedir. Buradan düşük taşıyıcı konsantrasyonu ( underdope) durumundaki saf yapının  $\Delta T$  geçiş aralığının geniş olduğu görülmektedir. Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra  $\Delta T$  geçiş aralığının

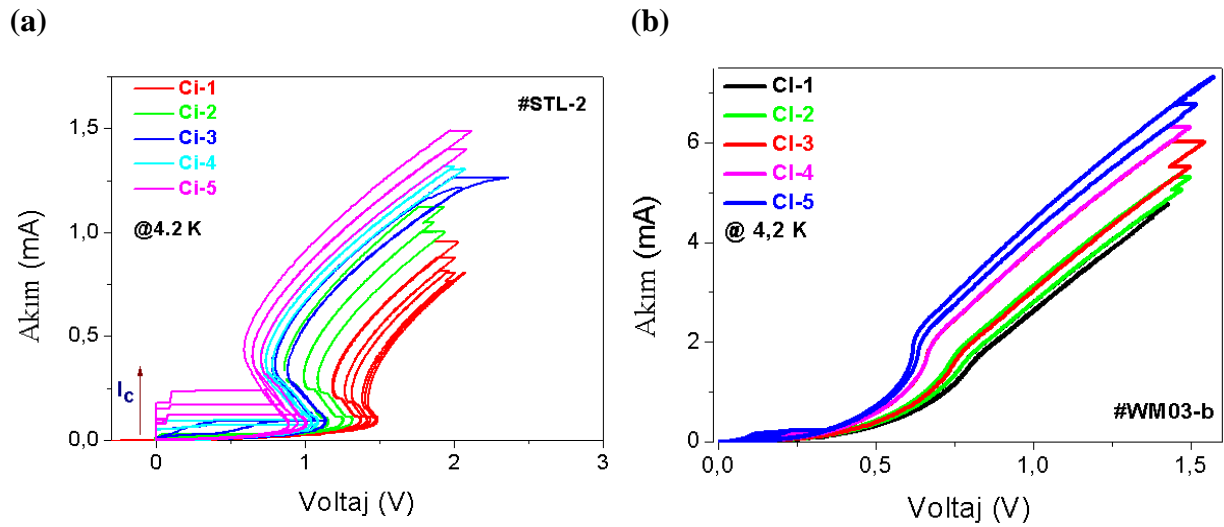
daha küçük olduğu ve dolayısı ile bu geçişlerin daha keskin hale geldiği gözlemiştir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonundaki (Underdope) numune taşıyıcı enjeksiyonunun üçüncü adımından sonra ~80.3 K civarında geçiş gösteren optimum taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine kaymıştır. Bu aşamadan sonra taşıyıcı enjeksiyonuna devam edildiğinde  $\Delta T$  aralığının daha da keskinleştiği ve yapının 79.11 K civarındaki geçiş sıcaklığına sahip yüksek taşıyıcı konsantrasyonu (overdope) bölgesine kaydığı tespit edilmiştir. Bi-2212 sistemi için optimum taşıyıcı konsantrasyonu durumunda  $T_c$  değerinin 90 K civarında olduğunu bilinmektedir ancak burada kullanılan tek-kristal whisker' in Bi-ca zengin olmasından dolayı  $T_c$  değerinin ~80.3 K civarında olduğu belirlenmiştir.



**Şekil 5.10.** Kontak direncinin ve kritik sıcaklığın taşıyıcı enjeksiyonu ile değişmesi.

Şekil 5.10 taşıyıcı enjeksiyonu yapılmış mesa yapılar için R-T grafiklerini ve aynı zamanda kontak direncinin taşıyıcı enjeksiyonu ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Görüldüğü gibi yüksek dereceden kontak direnci  $T_c$  geçiş aralığının gözlenmesini engellemektedir. Taşıyıcı enjeksiyonu yapılmamış saf yapı için geçiş hemen hemen gözlenmemiştir. Taşıyıcı enjeksiyonunun bir diğer avantajı kontak direncinin azaltılabilmesidir. Şekil 5.10' da görüldüğü gibi mesa yapılarda üç nokta kontak kullanılmasından kaynaklanan yüksek kontak direnci mevcuttur. Bu kontak direncinin yüksek olmasının en büyük nedeni kaplanan altın ve kristal arasındaki ara yüzeyden kaynaklanmaktadır. Akım yüksek derecede iletken olan altın kaplama üzerinden taşınmaktadır. Ancak, kristal yüzeyi ile altın arasındaki arayüzey bütün koruma çabalarına

rağmen altın kaplama işlemi sırasında bozulur. Bu durumda BSCCO birim hücresinin en üstteki CuO tabakası zarar görür. Buda kontak direncinin yükselmesine neden olur. Ancak, taşıyıcı enjeksiyon adımlarından sonra  $T_c$  sıcaklığının artmasının yanı sıra kontak direncinin düştüğü görülmektedir. Bu durumun zarar gören en üstteki CuO tabakasının bir şekilde taşıyıcı enjeksiyonu ile iyileştirilmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Ancak mesa yapılarında taşıyıcı enjeksiyonunun yönü önemlidir. Tez kapsamında yapılan deneyler süresince elektronların tabandaki kristalden mesaların ucuna doğru akması sağlanmıştır. Ters yönde yani altından kristale doğru yapılan taşıyıcı enjeksiyonu deneylerinde kontak direncinde bir değişikliğe rastlanmamıştır.

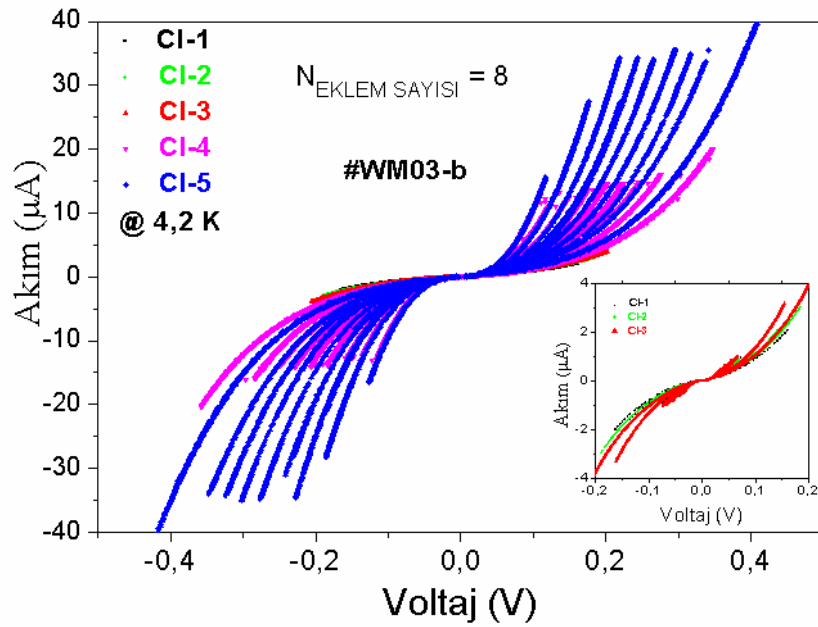


**Şekil 5.11.** a) Basamak-tipi (step-like) ve b) mesa yapılar için taşıyıcı enjeksiyonu adımları sonucu elde edilen I-V karakteristikleri.

Şekil 5.11.a ve b sırasıyla Basamak-tipi (step-like) ve mesa eklemler için taşıyıcı enjeksiyon adımlarını göstermektedir. Burada kristale  $c$ -ekseni boyunca akım uygulanmıştır. Şekil 5.11.a' da 0 - 1 V ve şekil 5.11.b de 0 - 0.5 V voltaj aralıklarına dikkat edilirse ilk olarak doğal Josephson eklemelerin, akımın artırılması ile yavaş ve kontrollü bir şekilde açılması sağlanmıştır. Daha yüksek voltaj değerlerine çıktığında ise süperiletken durumdan metalik duruma bir geçiş gözlenmiştir. Bu geçişin üstünde voltaj değerinde bir düşme görülünceye kadar akım artırılmaya devam edilir ve daha önce de belirtildiği gibi voltaj düşmesinin ilk görüldüğü nokta eşik voltajı olarak adlandırılır. Bu akım değerinde voltaj düşüşü doyuma ulaşıncaya kadar beklenir ve daha sonra yavaşça sıfır direnç durumuna dönlür. Bu döngü tez deneyleri süresince taşıyıcı enjeksiyon adımı olarak adlandırılmıştır. Ayrıca, Basamak-tipi

(step-like) eklemler için kuazi parçacıklara ek olarak Cooper çiftlerinin tünellemesini temsil eden son dalda normal duruma geçiş sürecinde bir negatif eğim görülmektedir. Özellikle, çok sayıda ekleme sahip mesa yapılarında bu etkinin kontak direnci tarafından bastırılmasından dolayı negatif direç şekil üzerinde görülememektedir. Bu negatif eğimin ısınmadan kaynaklandığı düşünülmektedir.

Şekil 5.12 ve 5.13 sırasıyla mesa ve Basamak-tipi (step-like) yapılar için taşıyıcı enjeksiyonu süresince elde edilen I-V karakteristiklerini göstermektedir. Şekil 5.12 ve 5.13, Şekil 5.11' in düşük voltaj aralığına karşılık gelir. Tez kapsamında kullanılan mesaların ve Basamak-tipi (step-like) eklemlerin alanının  $3 \times 3 \mu^2$  büyüklünde olduğu belirtilmelidir.

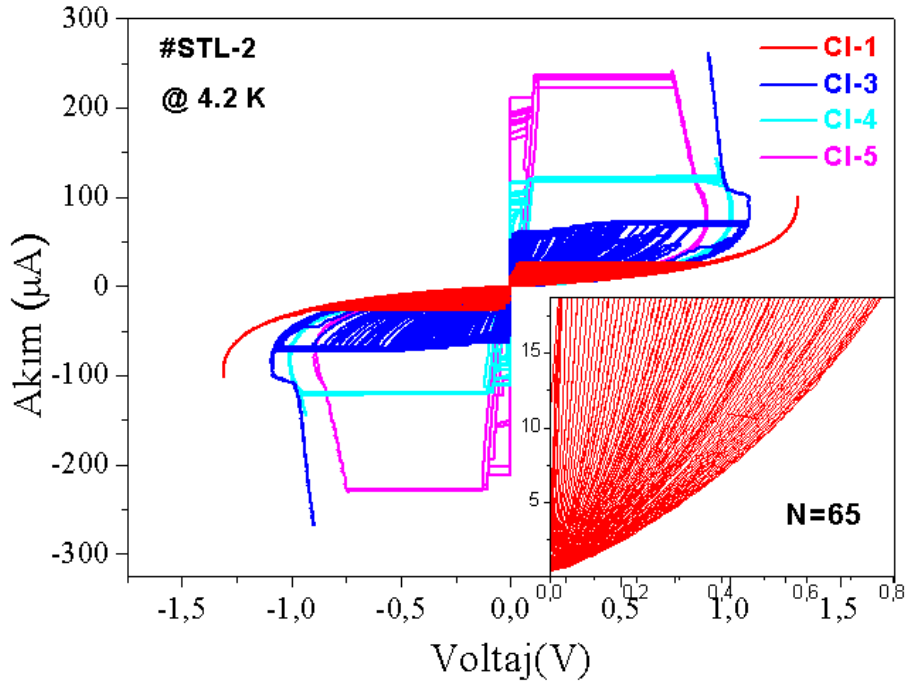


**Şekil 5.12.** Mesa yapılar için taşıyıcı enjeksiyonunun I-V karakteristiği üzerine etkisi. CI-1, CI-2, CI-3, CI-4 ve CI-5 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyonu adımlarını temsil etmektedir.

Şekil 5.12' deki I-V karakteristiği incelendiğinde sıfır voltajda bir akım dalı gözlenmemiştir. Mesa yapıların elektriksel ölçümleri üç nokta kontak tekniği ile gerçekleştirilmiştir ve kontak direnci sıfır voltajdaki akımı doğrudan bastırmaktadır. I-V karakterizasyonunda elde edilen ilk kuazi parçacık dalı sıfır voltajdaki süper akıma karşılık gelmektedir. Basamak-tipi (step-like) yapılarında dört nokta kontak tekniği kullanıldığı için I-V karakteristiğinde belirli bir kritik akım değerine sahip süper akım gözlenmektedir, Şekil 5.13. Mesa yapılarında yontma (etching) süresine bağlı olarak sekiz adet kuazi parçacık dalı gözlenirken (Şekil 5.12), Basamak-tipi (step-like) yapılar için kuazi parçacık dal sayısı 65

adettir. Bir eklemın 15 Å olduğu göz önüne alınırsa mesa yapılarıdaki kristal yığının *c*-ekseni boyunca yüksekliğinin 12 nm ve Basamak-tipi (step-like) yapılarıdaki kristal yığının *c*-ekseni boyunca yüksekliğinin ise 97.5 nm olduğu söylenebilir. Şekil 5.13' nın içindeki küçük şekil Basamak-tipi (step-like) yapılar için kuazi parçacık dallanmalarını detaylı olarak göstermektedir.

Taşıyıcı enjeksiyon adımlarının kritik akım,  $I_c$ , üzerine etkisine bakılacak olursa, düşük taşıyıcı konsantrasyonu (underdope) bölgesinden yüksek taşıyıcı konsantrasyonu (overdope) bölgesine doğru kritik akımın arttığı gözlenmiştir. Basamak-tipi (step-like) yapılar için düşük taşıyıcı konsantrasyonu (underdope) durumunda kritik akımın 3.25  $\mu A$ ' lik bir minimum değere çıktığı saptanmıştır. Mesa yapılar için ise kontak direncinden dolayı sıfır voltajın okunamadığı ilk direnç durumundaki dallanma göz önüne alınırsa kritik akım değerinin 0.43  $\mu A$ ' lik minimum değere 15.75  $\mu A$ ' lik bir maksimum değere çıktığı belirlenmiştir.



**Şekil 5.13.** Basamak-tipi (step-like) yapılar için taşıyıcı enjeksiyonunun I-V karakterizasyonu üzerine etkisi. CI-1, CI-2, CI-3, CI-4 ve CI-5 sırasıyla taşıyıcı enjeksiyonu adımlarını temsil etmektedir.

Taşıyıcı enjeksiyon metodu Şekil 5.13' de görüleceği gibi bütün eklemleri homejen hale getirir ki bu bir avantajdır. Bu da her bir eklemdaki taşıyıcı sayısının hemen hemen eşit olduğu anlamına gelir. Beşinci taşıyıcı enjeksiyon adımından sonra elde edilen I-V karakteristiği incelendiğinde bütün kuazi parçacık dallanmalarının hemen hemen aynı değerde olduğu bulunmuştur. Bu değerlerin birbirine bu kadar yakın olmasından dolayı dördüncü ve beşinci taşıyıcı enjeksiyon adımlarından sonra I-V karakteristiğinde geniş bir voltaj sıçraması görülmektedir. Bunun nedeni ise her bir dalın hemen hemen aynı akım değerinde açılmasıdır.

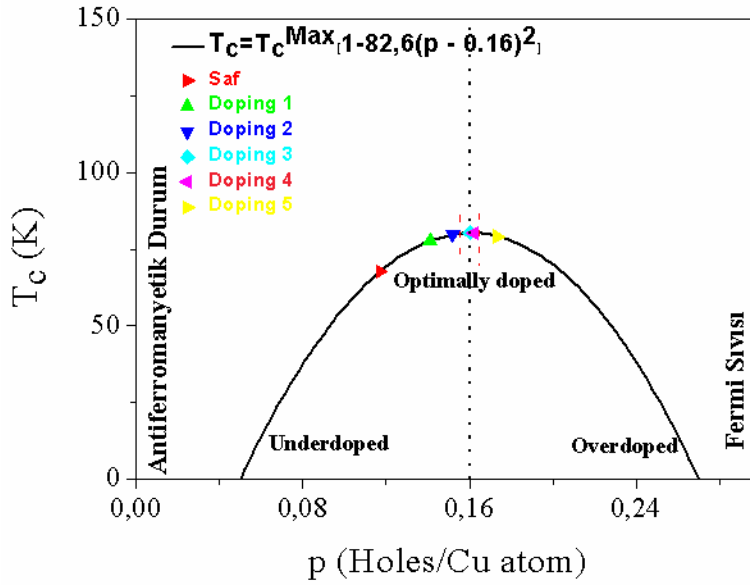
#### 5.4. Kritik Akım Yoğunluğu ve Kritik Sıcaklığın Hole Konsantrasyonu ile Değişimi

Bundan önceki bölümlerde taşıyıcı enjeksiyonu ile taşıyıcı konsantrasyonunun değiştirilebileceği gösterilmiştir. Bu bölümde  $J_c$  kritik akım yoğunluğunun sıcaklıkla ve taşıyıcı konsantrasyonu ile nasıl değiştiğinin bir resmi çıkarılacaktır.  $J_c$  kritik akım yoğunluğunun taşıyıcı ilavesine ve kritik sıcaklığa bağlılığını belirlemek için basamak tipi (step-like) yapılarda (STL-2) elde edilen I-V ve  $\rho_c-T$  karakteristiklerinden faydalanılmıştır, şekil 5.13 ve 5.9. Bir önceki bölümde taşıyıcı enjeksiyonundan sonra numunenin üç farklı taşıyıcı bölgesine taşınabileceği anlatılmıştı.  $\rho_c-T$  karakteristiği incelendiğinde  $T_c$  değerinin her taşıyıcı enjeksiyonundan sonra değiştiği belirlenmiştir. Taşıyıcı oranının  $T_c$ ' ye bağlılığı denklem (2.1) ile verilmektedir [26,27]. Bu eşitlik yardımıyla kritik sıcaklıkları bilinen numuneler için taşıyıcı konsantrasyonu kolaylıkla hesaplanabilir.

Bu kısımdaki hesaplamalar yapılırken düşük taşıyıcı durumunda eklemler homojen durumda olmadıklarından yani her bir eklem farklı kritik akım değeri gösterdiğinden daha doğru bir sonuç elde etmek için her bir taşıyıcı konsantrasyonunda en yüksek voltajdaki akım değerleri göz önüne alınmıştır.  $T_c$  sıcaklığının hole konsantrasyonu ile parabolik olarak değiştiği pek çok bilim insanı tarafından bildirilmiştir [37]. Buna ilave olarak 2011 yılında X.Y. Jin vd  $J_c$ ' nin logaritmasının ( $\log(J_c)$ )  $T_c$  ile parabolik olarak değişeceğini gösterdiler.

Şekil 5.14' de düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumuna kadar  $T_c$ ' nin hole konsantrasyonu ( $p$ ) ile parabolik (kubbe şeklinde) bir şekilde değiştiği görülmektedir. Hole konsantrasyonunun  $T_c$  sıcaklığına bağlılığı denklem (2.1) ile verilmektedir. Şekil 5.14' de görüldüğü gibi hole konsantrasyonu  $p = 0.117$ ' den  $p = 0.173$ ' e kadar değişmektedir. Başlangıçta düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda olan numunede  $T_c$  değeri  $p = 0.16$ ' ya kadar bir artış göstermiştir. Bu noktada numune

optimum taşıyıcı konsantrasyonu ihtiva etmektedir ve maksimum  $T_c$  değerini elde edilmektedir. Bu tezde üretilen Bi-2212 whisker için  $T_c^{max}$  değeri 80.17 K civarındadır.



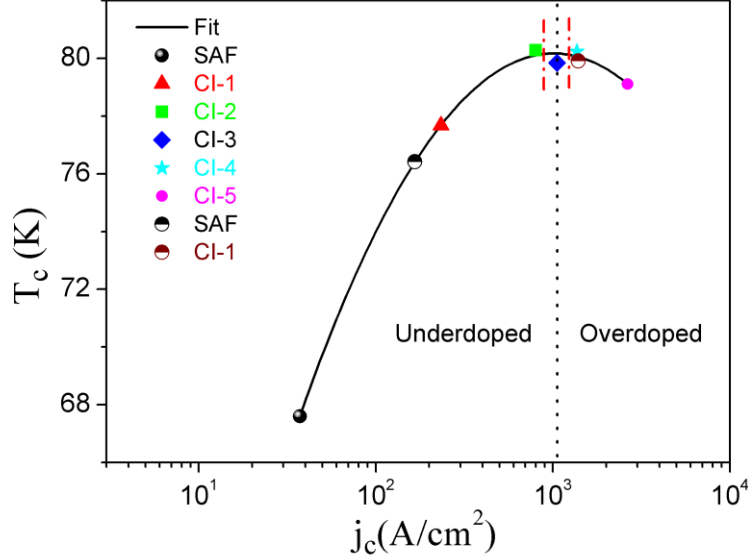
**Şekil 5.14.**  $T_c$  kritik sıcaklığının hole konsantrasyonuna ( $p$ ) bağıllığı.

Bunun nedeni ise başlangıç kompozisyonunun bizmutça zengin olmasından kaynaklanmaktadır. Yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine geçildiğinde, yani hole konsantrasyonu artırıldığında ise  $T_c$  değerinin azaldığı görülmüştür. Ayrıca,  $c$ -eksenindeki  $\rho_c$ - $T$  karakterizasyonu incelendiğinde düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda oda sıcaklığından  $T_c$  sıcaklığına kadar yarıiletken bir davranış sergilendiği gözlenmiştir. Taşıyıcı ilavesi arttıkça yarıiletken davranıştan metalik davranışa geçiş olmuştur. Yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine kadar yapılan taşıyıcı ilavesi için metalik bir davranış elde edilirken yarıiletken davranış tamamen kaybolmuştur, şekil 5.9.

Şekil 5.15' de  $T_c$  kritik sıcaklığının  $\log(J_c)$  ile parabolik olarak değiştiği gösterilmektedir. Değişim fonksiyonunu

$$T_c = T_c^{max} - 1,15K \left[ \ln \left( \frac{J_c}{J_c^{opt}} \right) \right]^2 \quad (5.4)$$

şeklindedir. Bu denklemde  $J_c^{opt}$  fitting parametresidir ve optimum hole konsantrasyonundaki  $J_c$  değerini vermektedir. Bi-2212 whisker' ları için optimum taşıyıcı durumundaki  $J_c$  değeri  $J_c = 1014.6 \text{ Acm}^{-2}$  olarak elde edilmiştir.



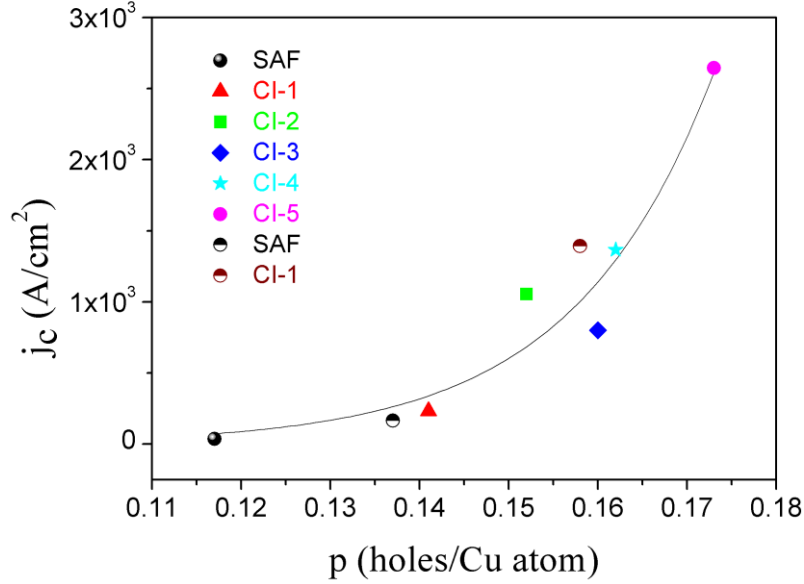
**Şekil 5.15.**  $T_c$  kritik geçiş sıcaklığının,  $J_c$  kritik akım yoğunluğu ( $\log(J_c)$ ) ile değişimi. Siyah çizgi parabolik fit eğrisidir (denklem (5.4)) ve fitting parametreleri  $T_c^{max}$  ve  $J_c^{opt}$  sırasıyla 80.17 K ve  $1014.6 \text{ Acm}^{-2}$ ' dir. Şekildeki tam dolu semboller #STL-2 numunesini, yarı dolu semboller ise #STL-3 numunesini için sonuçları göstermektedir.

Denklem (2.1) ve denklem (5.4) göz önüne alındığında  $J_c$  aşağıda verilen yeni bir fonksiyonla tanımlanabilir:

$$J_c = J_c^{opt} \exp[63,79(p - 0.16)] \quad (5.5)$$

Bu tezde üretilen basamak tipi (step-like) eklemler için deneysel olarak elde edilen veriler ve eksponansiyel fit eğrisi şekil 5.19' da gösterilmektedir. Taşıyıcı enjeksiyonu ile  $J_c$  değerinin  $37 \text{ Acm}^{-2}$  gibi küçük bir değerden  $2644 \text{ Acm}^{-2}$  değerine arttığı bulunmuştur. Bilindiği gibi  $J_c$  süperiletken numuneler içerisindeki safsızlıklar ve kristal kusurlar tarafından etkilenmektedir. Bu sebepten dolayı literatürde  $J_c$ ' nin taşıyıcı konsantrasyonu ile değiştiğini gösteren çok az çalışma vardır [112-113]. Bugüne kadar farklı taşıyıcı konsantrasyonları elde etmek için farklı numuneler kullanılmıştır. Bu durum  $J_c$ ' nin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olarak sistematik olarak incelenmesini zorlaştırmaktadır ve elde edilen sonuçların doğruluk oranının yüksek

olmayacağı düşünülmektedir. Taşıyıcı enjeksiyon metodunun aynı numunenin farklı taşıyıcı konsantrasyonlarında çalışma imkanı sağladığı daha önce belirtilmiştir. Taşıyıcı enjeksiyon metodunun bu avantajı  $J_c$ ' nin de farklı taşıyıcı konsantrasyonlarında çalışılmasına olanak sağlamaktadır. Literatürde bu konuda birkaç çalışma mevcuttur ve o çalışmalarda  $J_c$  değerinin oksijen içeriği ile eksponansiyel olarak değiştiği gösterilmiştir.

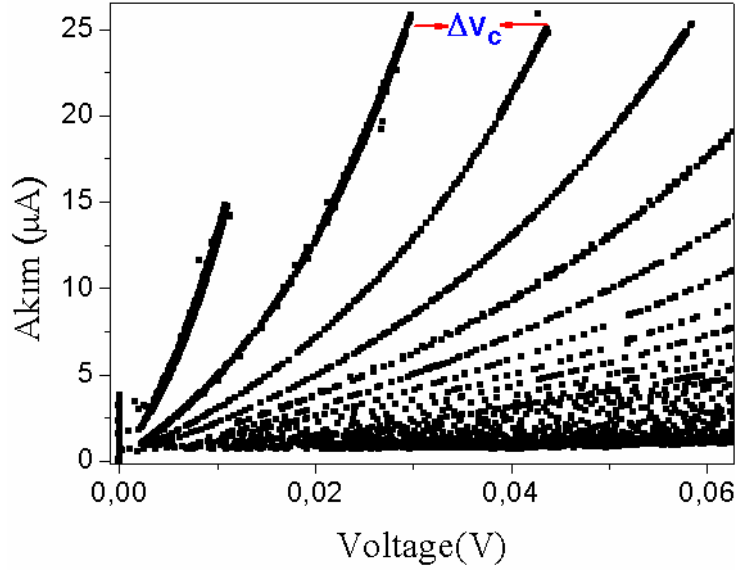


**Şekil 5.16.**  $J_c$ ' nin hole konsantrasyonu ile değişimi. Koyu çizgi  $J_c = J_c^{opt} e^{[63.79(p-0.16)]}$  fit fonksiyonudur ve fitting parametresi  $J_c^{opt} = 1014.6 \text{ Acm}^{-2}$  dir. Şekildeki tam dolu semboller #STL-2 numunesi, yarı dolu semboller ise #STL-3 numunesini için elde edilen sonuçları göstermektedir.

Karakteristik voltaj ve süperiletkenlik enerji aralığı, BCS teorisi ile Ambegaokar-Baratoff teorisi arasında bir bağlantı kurmak için birçok bilim adamı tarafından çalışıldı. Ancak, doğal Josephson eklemeleri üzerine yapılan tünelleme spektroskopisi çalışmaları  $2\Delta_0 = k_B T_c$  ifadesinin 4 ile 12 arasında değiştiğini göstermiştir [114-117]. Yapılan çalışmalar  $I_c R_N$  değerinin  $\Delta_0$  enerji aralığından daha küçük olduğunu göstermiştir. Tezin bu kısmında  $I_c R_N$  değerinin taşıyıcı oranı ile nasıl değiştiği tartışılacaktır. Ambegaokar-Baratoff teorisine göre BCS tipindeki süperiletkenler için düşük sıcaklıklardaki  $I_c R_N$  değeri

$$V_C = I_c R_n = \frac{\pi \Delta(0)}{2e} \quad (5.6)$$

ile verilmektedir.

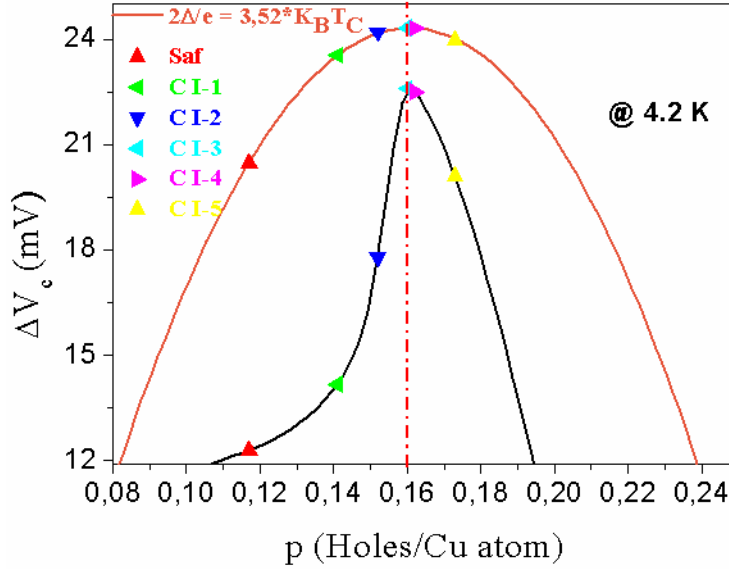


**Şekil 5.17.** Kuazi-parçacık dallanmalarında  $\Delta V_c$  karakteristik voltajının belirlenmesi.

Şekil 5.17 doğal Josephson eklem yığını için  $\Delta V_c$  karakteristik voltajının taşıyıcı ilave oranı ile düşük taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinden yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine kadar nasıl değiştiğini göstermektedir. Burada kullanılan taşıyıcı ilave oranları deneysel bir sonuç olan denklem (2.1)' den belirlenmiştir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda kuazi-parçacık dallanmalarına ait  $I-V$  karakteristiği incelendiğinde ilk dallanmaların genel olarak homejen bir davranış göstermediği ve kritik akımın ilk dallardan son dallara doğru bir minimumdan maksimuma doğru gittiği görülmüştür. Şekil 5.13' deki  $I-V$  karakteristiğinden kuazi-parçacık dallanmalarında ısınma etkisi belirlenmemiştir. Eğer böyle bir etkinin varlığı söz konusu ise dallanmaların açıldığı kritik akım değerlerinde artan dallanma sayısı ile  $J_c$ ' de bir azalma olacaktır. Isınma etkisinin dallanmalar üzerine bir etkisi olmadığı göz önünde bulundurularak karmaşıklığı ortadan kaldırmak için karakteristik voltaj belirlenirken voltaj değeri olarak homojenliğin sağlandığı en yüksek kritik akıma sahip dallanmalar tercih edilmiştir, şekil 5.16.

Şekil 5.18' de turuncu renkle gösterilen kubbe şeklindeki eğri  $2\Delta/e = 3.52 k_B T_c$  ile verilen BCS teorisini gösteren eğridir. Şekil 5.18 incelendiğinde deneysel olarak elde edilen  $V_c = I_c R_N$  değeri BCS teorisine göre elde edilen sonuçlara göre daha küçüktür. Eğri uydurma (fitting) eğrisinin üzerinde gösterilen deneysel veriler ise BCS teorisine göre çeşitli hole konsantrasyonlarında hesaplanan değerlerdir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda hesaplanan  $\Delta V_c$  değerleri parabolik artışın aksine,  $p < 0.16$  değerinin altında eksponansiyel bir

artış gösterir. Bu deneysel veriler eksponansiyel bir eşitliğe uydurulabilir. Optimum taşıyıcı değerinden yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine gidildikçe BCS teorisinde elde edilen kadar geniş olmasada bir parabolik düşüş gözlenmiştir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu bölgesindeki eksponansiyel davranışın nedeninin 4.2 K’ de halen varolan termal dalgalanmalardan dolayı olduğu düşünülmektedir.



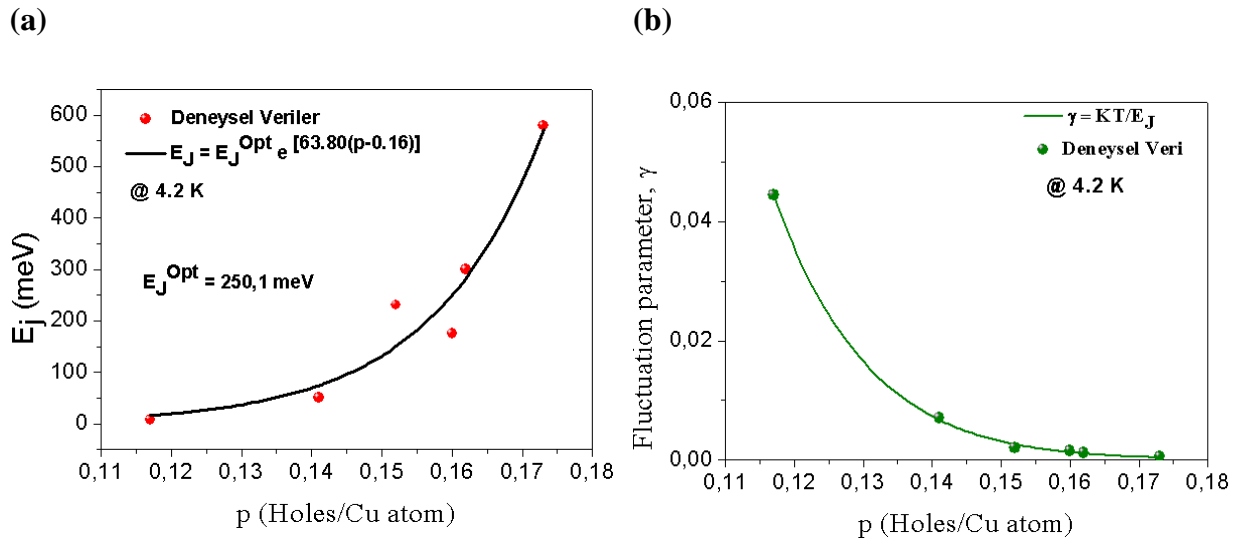
**Şekil 5.18.**  $\Delta V_c$  karakteristik voltajın taşıyıcı ilavesine bağlılığı: Kubbe şeklindeki eğri BCS teorisini için enerji aralığının taşıyıcı ilavesi ile değişimini göstermektedir. Kubbe şeklindeki eğri üzerinde gösterilen deneysel veriler  $T_c$  değerleri kullanılarak  $2\Delta/e = 3.52 k_B T_c$  eşitliğinden hesaplanan enerji aralıklarına karşılık gelmektedir.

Josephson çiftlenim enerjisi ile  $I_c$  arasında

$$E_J = \frac{\hbar}{2e} I_c \quad (5.7)$$

şeklinde bir bağıntı vardır. Bu eşitlikten görüldüğü gibi  $I_c$  ile Josephson çiftlenim enerjisi doğru orantılıdır. Josephson çiftlenim enerjisinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı şekil 5.19.a’ da verilmektedir. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda çiftlenim enerjisinin minimum olduğu belirlenmiştir. Denklem (5.5) ile verilen  $J_c$ ’ ye benzer şekilde Josephson çiftlenim enerjisi de eksponansiyel artış göstermektedir ve optimum taşıyıcı konsantrasyonunda çiftlenim enerjisi  $E_J^{opt} = 250.1$  meV civarındadır. Diğer taraftan termal dalgalanma parametresi  $\gamma = E_T/E_J$ ’ nin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı şekil 5.19.b’ de gösterilmektedir. Burada  $E_T = k_B T$ ’ dir. BCS teorisini termal dalgalanmadan bağımsız olarak

ortaya konulmuştur. Özellikle düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundaki termal dalgalanma parametresi göz önüne alındığında  $\gamma = 0.05$  civarında olduğu bulunmuştur. Ancak, artan taşıyıcı konsantrasyonu ile termal dalgalanma parametresi,  $\gamma$ , eksponansiyel olarak azalmakta ve yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinde sifira yaklaşmaktadır. Bu durum termal dalgalanmaların düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda Josephson çiftlenim enerjisini etkilerken yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumunda artan çiftlenim enerjisi ile etkisini tamamen yitirdiğini ortaya koymaktadır. Böylece, düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda  $I$ - $V$  karakteristiği eksponansiyel artış göstermekte bununla birlikte optimum taşıyıcı konsantrasyonu durumundan sonra ise parabolik bir davranış sergilemektedir.



**Şekil 5.19.** a) Josephson çiftlenim enerjisinin hole konsantrasyonuna bağlı olarak değişimi. b) Termal dalgalanma parametresinin,  $\gamma$ , hole konsantrasyonuna bağlı olarak değişimi.

### 5.5. Taşıyıcı Enjeksiyonu ile $c$ -Ekseni Boyunca Özdirençin Kontrol Edilmesi ve Pseudogap Fazının Sistemik Olarak Araştırılması

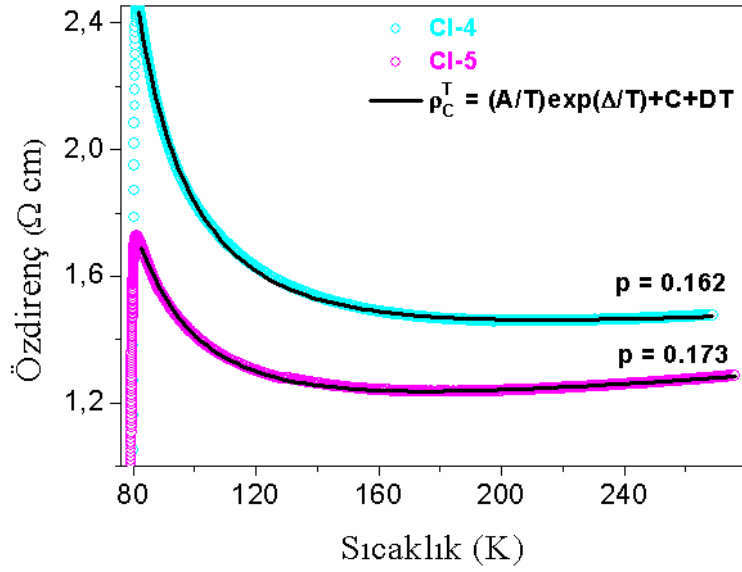
Taşıyıcı enjeksiyon metodunun yavaş dinamiğinden dolayı süperiletken numuneye kolaylıkla istenen oranda taşıyıcı ilavesi yapılabileceği önceki bölümlerde vurgulanmıştı. Taşıyıcı enjeksiyonu ile elektronik faz gelişimini belirlemek  $HT_c$  sistemlerin mekanizmasını anlamak için önemli bir parametredir. ARPES çalışmaları düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundaki Bi-2212 fazında normal durum pseudogap fazının varlığını ve pseudogap fazının süperiletkenlikle ( $d$ -dalga simetrisi) ilişkisini ortaya koymuştur [118]. Bunlara ilave

olarak, pseudogap fazının özelliklerini açıklamak için tünelleme çalışmaları da yapılmıştır [119]. Yarıiletken ve metalik bir faz geçişinin olduğu  $\rho-T$  karakteristiği ile açıkça belirlenmiştir. Yani, taşıyıcı ilavesi yapılmış aynı malzemenin  $\rho-T$  eğrisinde sıcaklığa bağlı olarak geniş bir aralıkta yarıiletken ve metalik davranış beraber gözlenmiştir ( $d\rho_c/dT < 0$ ) [120]. Mott yalıtkanı durumundan Fermi sıvısı fazına geçiş sıcaklığının ( $T^*$ ) üstünde ve altında sırasıyla lineer ve eksponansiyel davranış birlikte gözlenmektedir. Pek çok bilim insanı  $\rho_c - T$  eğrisindeki bu geçiş sıcaklığını pseudogap fazını açıklamak için kullanmışlardır. Pseudogap fazı Fermi yüzeyinde kısmi bir aralık olarak tanımlanmaktadır. Bu aralık düşük sıcaklıklarda görülür ve Fermi sıvısı fazında pseudogap tamamen kaybolur. Tezin bu kısmında  $c$ -eksenindeki özdirenç düşük taşıyıcı konsantrasyonu ( $p = 0.117$ ) durumdan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu ( $p = 0.173$ ) durumuna kadar taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olarak tartışılmıştır.  $\rho_c-T$  eğrisinde düşük sıcaklıklarda yarıiletken davranıştan metalik davranışa bir geçiş olduğu bulunmuştur.

Şekil 5.20,  $p = 0.162$  ve  $p = 0.173$  taşıyıcı konsantrasyonuna sahip bizmutça zengin Bi-2212 kristalinin  $c$ -ekseni boyunca özdirencinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Yapılan işlemlerin daha detaylı olması açısından burada yalnızca iki farklı taşıyıcı konsantrasyonu için  $\rho_c-T$  eğrileri verilmiştir.  $c$ -ekseni boyunca normal durumda özdirencin sıcaklığa bağlılığı

$$\rho_c^T = (A/T) \exp(\Delta/T) + C + DT \quad (5.8)$$

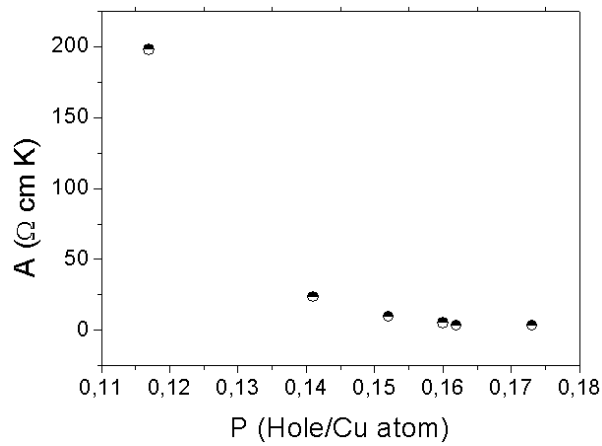
şeklinde verilen fonksiyon ile analiz edilmiştir [121].



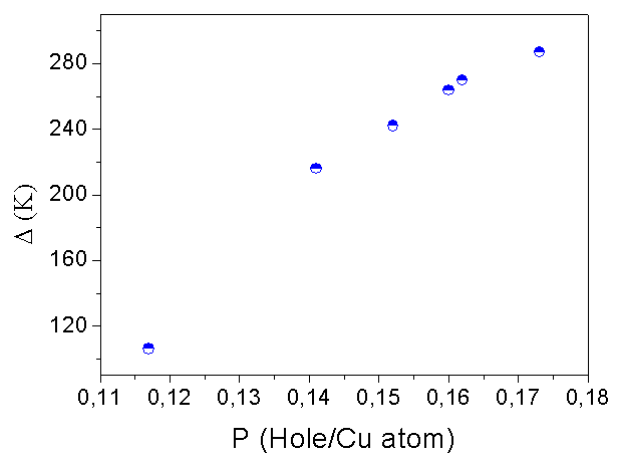
**Şekil 5.20.** Taşıyıcı enjeksiyonu adımlarından sonra  $\rho_c$  özdirencinin değişimi. Siyah renkli eğri deneysel verinin  $\rho_c^T = (A/T) \exp(\Delta/T) + C + DT$  fonksiyonuna uydurma (fitting) eğrisini göstermektedir.

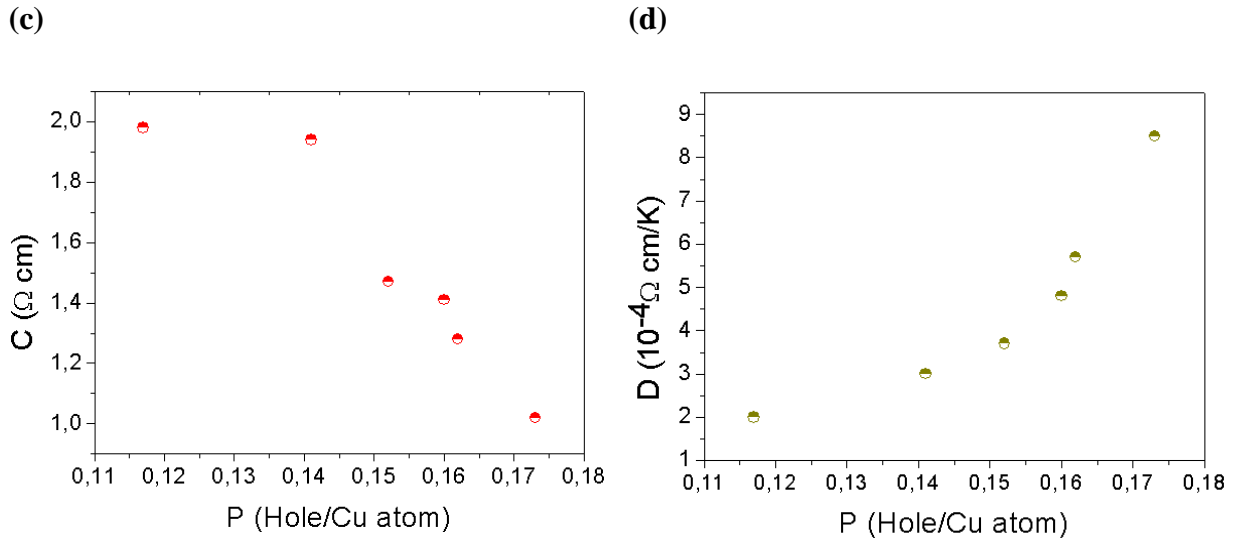
Bu fonksiyonda eksponansiyel kısım  $[(A/T) \exp(\Delta/T)]$  yarıiletken davranışı, lineer kısım  $(C + DT)$  ise metalik davranışı temsil etmektedir. Fonksiyonun deneysel verilere uydurulması (fitting) ile elde edilen grafik Şekil 5.20’ de siyah renkli eğriler ile gösterilmiştir.  $A$ ,  $\Delta$ ,  $C$  ve  $D$  parametrelerinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı Şekil 5.21’ de verilmektedir.

(a)



(b)





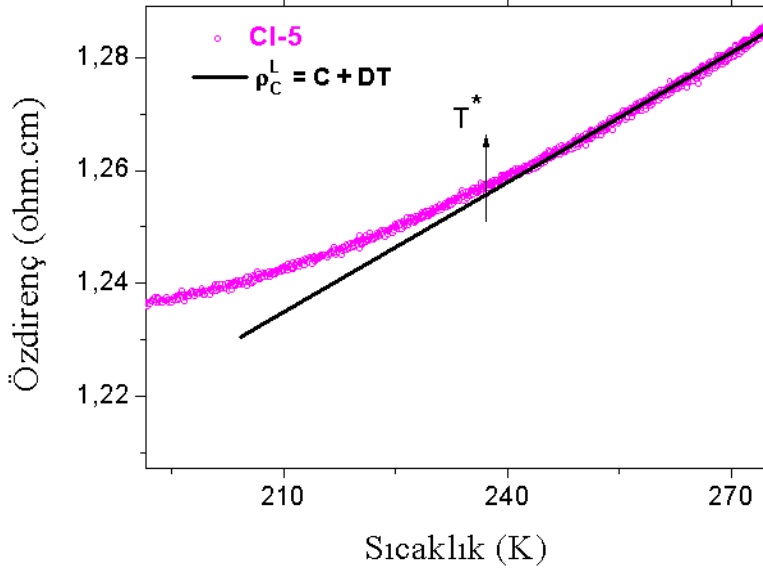
**Şekil 5.21.** Değişik taşıyıcı konsantrasyonuna sahip Bi-2212 tek kristal whisker' ların  $\rho_c-T$  eğrilerinin  $\rho_c^T = (A/T) \exp(\Delta/T) + C + DT$  fonksiyonuna uygulanması (fitting) ile elde edilen parametreler.

Numunedeki hole konsantrasyonunun artması ile eksponansiyel kısımdaki değişim lineer kısma göre daha şiddetlidir. Özellikle düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda lineer kısmı temsil eden  $D$  parametresi çok küçüktür. Taşıyıcı konsantrasyonunun artması ile  $D$  parametresinin temsil ettiği lineer kısım hızlı bir şekilde artmaktadır, Şekil 5.21.d. Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine doğru gidildikçe  $A$  parametresindeki azalma, taşıyıcı konsantrasyonu ile eksponansiyel kısmın zayıfladığını ortaya koyar.  $A$  parametresindeki azalma ve  $D$  parametresindeki artma  $c$ -ekseni boyunca iletkenliğin arttığı gösterir.  $C$  parametresinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı Şekil 5.21.c' de gösterilmektedir. Beklendiği gibi hole konsantrasyonunun artması ile  $C$  parametresi azalmaktadır.

$\Delta$  aralığının taşıyıcı konsantrasyonunun artması ile monotonik olarak arttığı gözlenmiştir.  $\Delta; T_c$ ' nin üstünde  $\rho_c$  öz direncinin eğiminden elde edilir. Bölüm 1' de bahsedildiği gibi pseudogap fazının süperiletkenlikle ilişkili olup olmadığı halen bir tartışma konusudur. Şekil 5.9' da taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olarak  $\rho_c-T$  grafikleri verilmektedir.  $c$ -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 gözleendiği lineer kısımdan %1' lik bir sapmanın olduğu bölge olarak tanımlanmaktadır [122]. Bu bölümde  $T^*$  geçiş

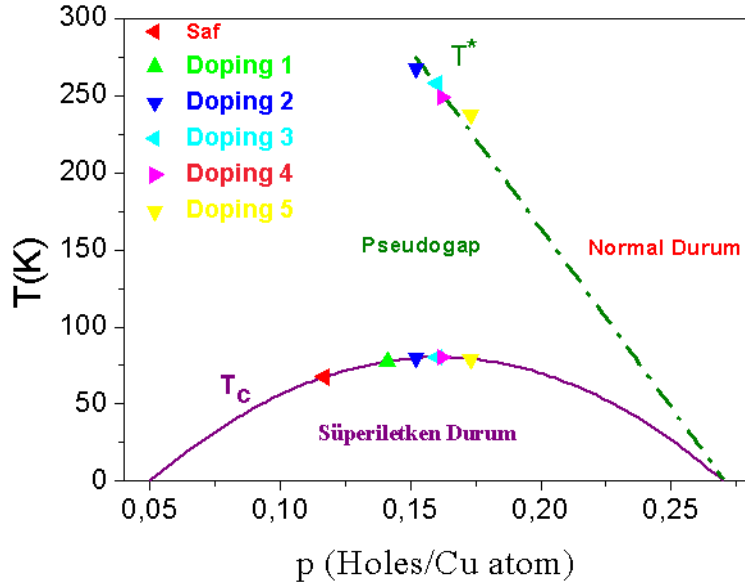
sıcaklığının taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı incelenecek ve literatürdeki pseudogap fazı için önerilen seneryolardan hangisi ile uyum içinde olduğu irdelenecektir.

Şekil 5.22 yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumundaki ( $p = 0.173$ )  $\rho_c-T$  eğrisinden belirlenen  $T^*$  geçiş sıcaklığını göstermektedir.



**Şekil 5.22.**  $T^*$  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.

Düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda  $\rho_c-T$  eğrisi eksponansiyel karakteristik sergilediği için yani  $p = 0.113$  ve  $p = 0.152$  durumlarında herhangi lineer kısım gözlenmediği için bu taşıyıcı konsantrasyonlarında  $T^*$  geçiş sıcaklığı belirlenememiştir. Beş adımda taşıyıcı enjeksiyonu ile hole ilavesi yapılmış ( $p = 0.173$ ) numune için  $T^*$  geçiş sıcaklığı Şekil 5.23' de verilmektedir.  $T^*$  geçiş sıcaklığının hole konsantrasyonun artması ile lineer olarak azaldığı görülmektedir.  $T^*$  geçiş sıcaklığının lineer ekstrapolasyonu şekil 5.23' da noktalı çizgi ile gösterilmektedir. Ekstrapolasyon sonucu yüksek taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinde süperiletken geçiş sıcaklığı ile bir çakışma olduğu bulunmuştur. Bu sonuç Bölüm 1' de anlatılan ikinci senaryo ile uyum içindedir ve pseudogap fazının süperiletkenlikle ilişkili olduğunu vurgulamaktadır.



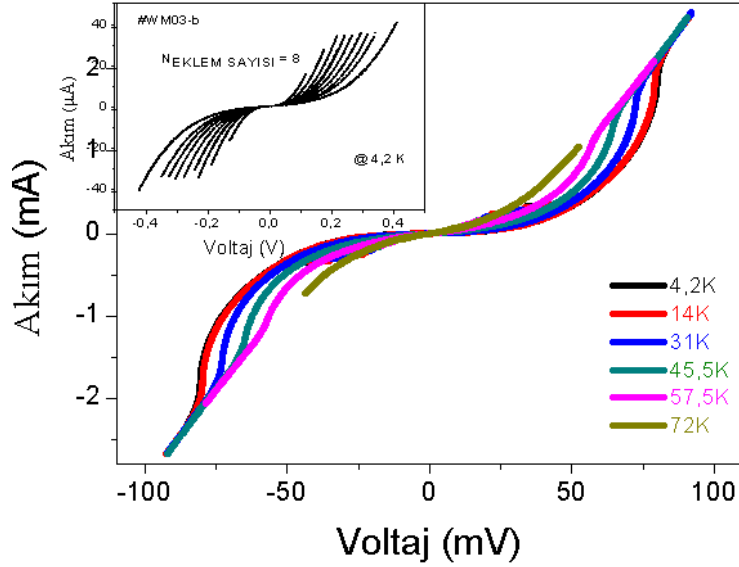
**Şekil 5.23.**  $T^*$  geçiş sıcaklığının taşıyıcı enjeksiyonu ile değiştirilen taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı. Noktalı çizgi  $T^*$  geçiş sıcaklığının lineer ekstrapolasyonunu göstermektedir.

### 5.6. Bi-2212 Numunelerde Süperiletken Enerji Aralığı ve Süperiletken Geçiş Sıcaklığının Altında Termal Aktivasyondan Tabakalar Arası Kuantum Tünellemesine Geçiş

$HT_c$  süperiletkenlerin Fermi yüzeylerindeki enerji aralığı d-dalgası çitlenim simetrisinden dolayı anizotropiktir. Bu durumda genişletilmiş BCS tipi durum yoğunluğu denklem (2.5)' deki gibi tanımlanmıştır ve  $HT_c$  süperiletkenler için iyi sonuçlar verdiği belirlenmiştir [46]. BCS teorisi için verilen durum yoğunluğu ifadesinde enerji aralığını daha iyi tanımlamak için kuazi-parçacık geri birleşim zamanını gösteren  $\Gamma$  ( $\Gamma = \hbar/\tau$ ) parametresi tanımlanmaktadır [45].

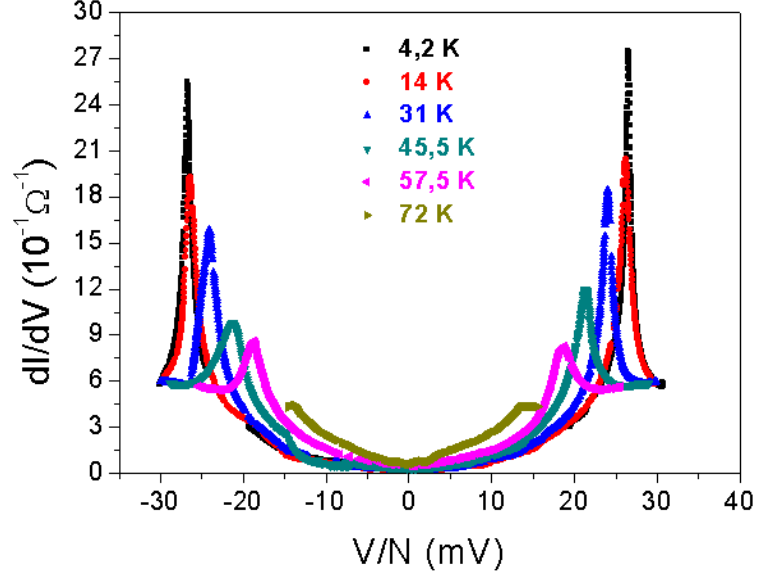
Bu kısımda 80 K civarında düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda bulunan kristal için yapılan ölçümler tartışılmıştır. Kullanılan IJJ yığınının  $I$ - $V$  karakteristiği Şekil 5.24' in iç kısmına çizilen düşük voltaj sıkalasındaki küçük şekille detaylı olarak gösterilmektedir. Kristal yığını sekiz adet ekleme sahiptir ve kullanılan kristalin mesa alanı  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  büyüklüğündedir.

Şekil 5.24 yüksek voltaj aralığında farklı sıcaklıklardaki  $I$ - $V$  karakteristiğini göstermektedir. Bu verilerden daha açık fiziksel bilgiler edinmek için deneysel verilerden kontak dirençleri çıkarılmıştır. Yüksek voltaj değerlerine çıkıldığında yapıda süperiletkenlik bozularak metalik duruma geçiş gözlenmiştir. Süperiletken durumdan metalik duruma geçtikten sonra beklenildiği gibi normal durum direncinin sıcaklıktan bağımsız olduğu açıkça görülmektedir.



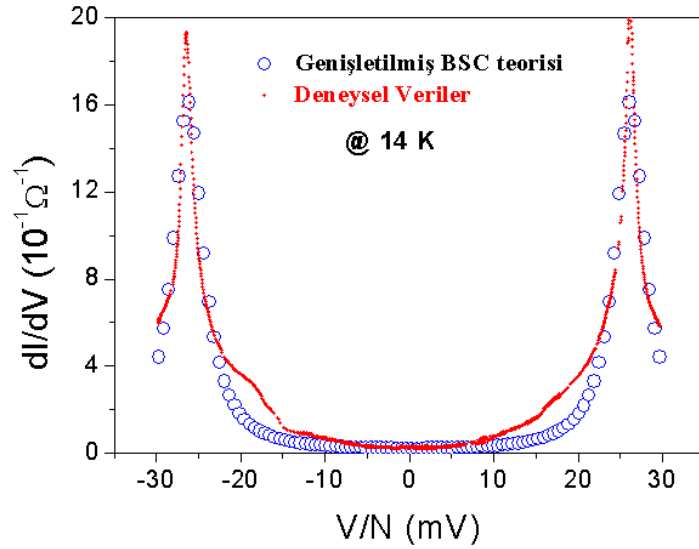
Şekil 5.24. Doğal Josephson eklemlerin (IJJ)  $I$ - $V$  karakteristiğinin sıcaklığa bağlılığı.

Şekil 5.25 süperiletken geçiş sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda  $dI/dV$  -  $V$  karakteristiğini göstermektedir. Burada x-ekseni eklem başına düşen voltaj değerini ( $V/N$ ) göstermektedir. Şekildeki ana iletkenlik piki süperiletken enerji aralığını,  $2\Delta$ , temsil etmektedir. Sıcaklığın artması ile süperiletken enerji aralığını,  $\Delta_s$ , temsil eden ana pik beklenildiği gibi kaymış ve iletkenlik pikinin şiddeti azalmıştır. Böylece, sıcaklık ile süperiletken enerji aralığının küçüldüğü belirlenmiştir. Süperiletken enerji aralığının sıcaklıkla davranışını daha iyi analiz edebilmek için farklı sıcaklıklardaki elde edilen deneysel veriler tünelleme deneylerinde sık sık kullanılan Dynes tarafından önerilen denklem (2.5)' e uydurulmuştur (fit edilmiştir). Bu eşitlikte süperiletkenlik enerji aralığı,  $\Delta$ , ve kuazi-parçacık geri birleşim zamanı,  $\Gamma = \hbar/\tau$ , denklem uydurma (fitting) parametreleridir.



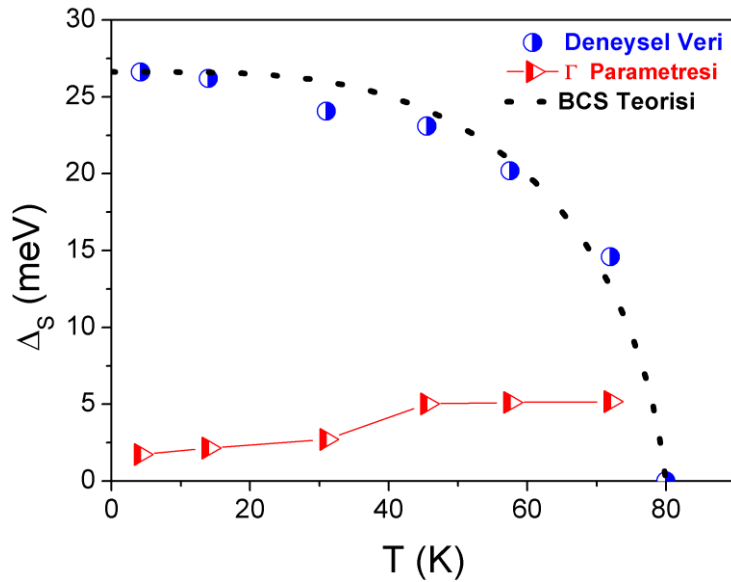
**Şekil 5.25.** Bir IJJ yığınmında iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 5.26, 14 K’ de S-I-S eklemlerden elde edilmiş  $dI/dV - V$  verilerinin denklem (2.5)’ e uydurulmasını (fit edilmesini) göstermektedir. Şekildeki kırmızı renkteki eğri deneysel verileri gösterirken mavi renkteki eğri uydurma (fitting) eğrisini göstermektedir.



**Şekil 5.26.** 14 K sıcaklığında  $dI/dV - V$  karakteristiğinin genişletilmiş BCS teorisine uydurulması. Mavi renkli eğri uydurma (fitting) eğrisini temsil ederken kırmızı renkli eğri deneysel verileri göstermektedir.

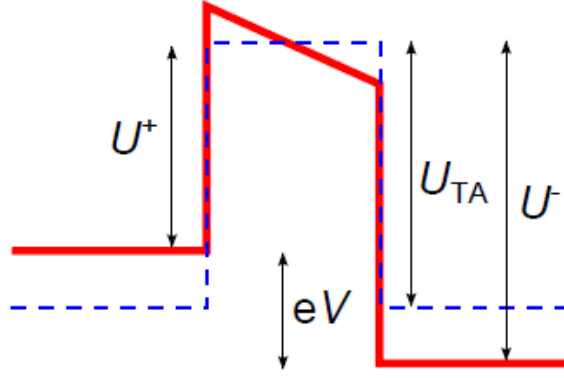
Şekil 5.27 ise eğri uydurma sonucunda elde edilen süperiletken enerji aralığının ve  $\Gamma$  parametresinin sıcaklığa bağlılığını ve BCS teorisinden çıkarılan sonucu göstermektedir. Siyah renkli parabolik çizgi BCS teorisi için süperiletken enerji aralığının sıcaklıkla değişimini vermektedir. Şekilden görüldüğü gibi 4.2 K’ de süperiletken enerji aralığı 26.61 meV civarındadır ve sıcaklığın artması ile BCS teorisine uygun olarak parabolik bir şekilde azalmaktadır. Denklem (2.5)’ deki  $\Gamma$  parametresi ise iletkenlik pikinin genişliğini temsil etmektedir. Şekil 5.25’ den kolaylıkla görüleceği gibi artan sıcaklıkla iletkenlik piklerinde bir yayılma gözlenmektedir. Genişletilmiş BCS teorisinden hesaplanan  $\Gamma$  parametresi Şekil 5.27’ de kırmızı renkli eğri ile gösterilmiş ve sıcaklığın artması ile  $\Gamma$  parametresinin, yani pikteki yayılımın arttığı gözlenmiştir [123].



**Şekil 5.27.** Süperiletken enerji aralığının ve kuazi-parçacık geri birleşim zamanının,  $\Gamma = \hbar/\tau$ , sıcaklığa bağlılığı. Siyah renkli parabolik noktalı çizgi, süperiletken enerji aralığı için BCS teorisinden ( $\Delta(T) = \Delta(0) \tanh[A(B((T_c/T) - 1))^C]$ ,  $A = 1.82, B = 1.018, C = 0.51$ ) elde edilen sonucu göstermektedir.

Bu kısımda tartışılacak olan diğer konu ise tabakalar arası elektron geçiş mekanizmasıdır.  $c$ -ekseni boyunca elde edilen  $I$ - $V$  karakteristiğinden ve  $\rho_c$ - $T$  grafiğinden tabakalar arası elektron geçiş mekanizması hakkında bilgi edinilebilir. Bunun için öncelikle termal olarak aktive edilmiş akımın tanımlanması gerekmektedir.

Süperiletken geçiş sıcaklığının üstünde bir  $I$ - $V$  karakteristiği, sıcaklıktan bağımsız  $U_{TA}$  yüksekliğine sahip bir bariyer üzerinde tanımlanabilir:



**Şekil 5.28.** Sıfır voltajda ve sonlu bir voltaj değerinde TA (termal aktivasyon) bariyerinin şematik olarak gösterimi.  $U^+$  soldan sağa akan akım için,  $U^-$  sağdan sola akan akım için etkin bariyeri temsil etmektedir.

Şekil 5.28 hem sıfır voltajda hem de sonlu bir voltajda TA bariyerini şematik olarak göstermektedir. Termal olarak aktive edilmiş soldan sağa ve sağdan sola yük transferi için potansiyel bariyeri sırasıyla

$$U^+ = U_{TA} - \frac{1}{2}eV, U^- = U_{TA} + \frac{1}{2}eV \quad (5.9)$$

şeklindedir. Diğer yandan termal olarak aktive edilmiş taşıyıcı akımı ise sırasıyla soldan sağa ve sağdan sola olmak üzere

$$I^+ = ne^{-U^+/K_B T}, I^- = ne^{-U^-/K_B T} \quad (5.10)$$

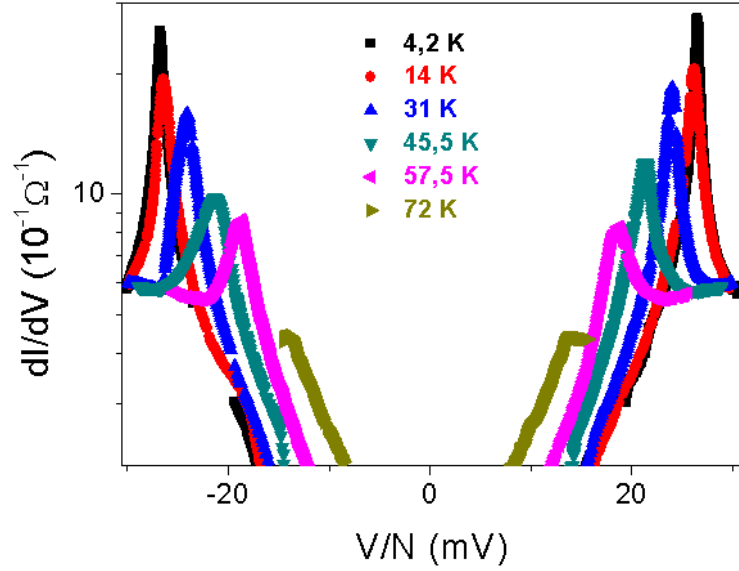
olarak verilmektedir. Burada,  $n$  kuazi-parçacık yoğunluğudur ve toplam akım  $I^+ - I^-$  aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$I(T, V) = ne^{-U_{TA}/K_B T} \sinh \frac{eV}{2K_B T} \quad (5.11)$$

Denklem (5.11)' in potansiyele göre diferansiyeli sıcaklık ve voltaja bağılı olarak iletkenliği verir:

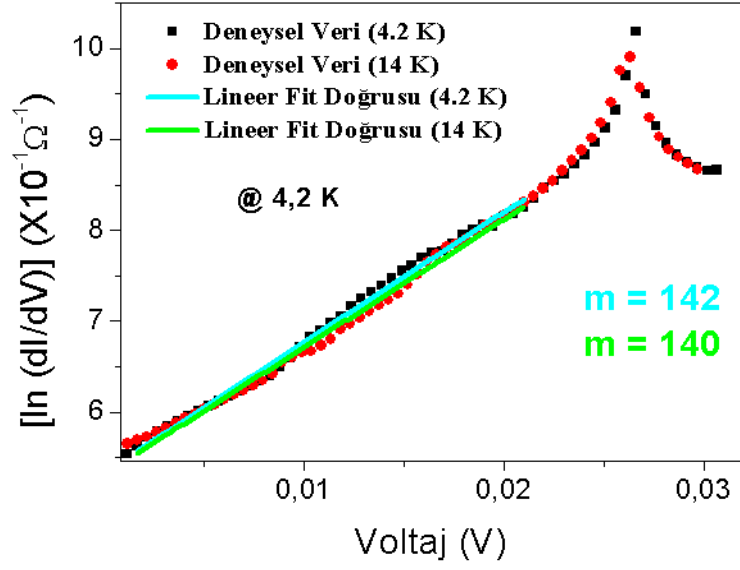
$$\frac{dI(T,V)}{dV} = \frac{n}{T} e^{-U_{TA}/K_B T} \cosh \frac{eV}{2K_B T} \quad (5.12)$$

Denklem (5.12)' ye göre termal olarak aktive edilmiş davranış için sıcaklığın azalması ile eğimin artması gerekmektedir [124].



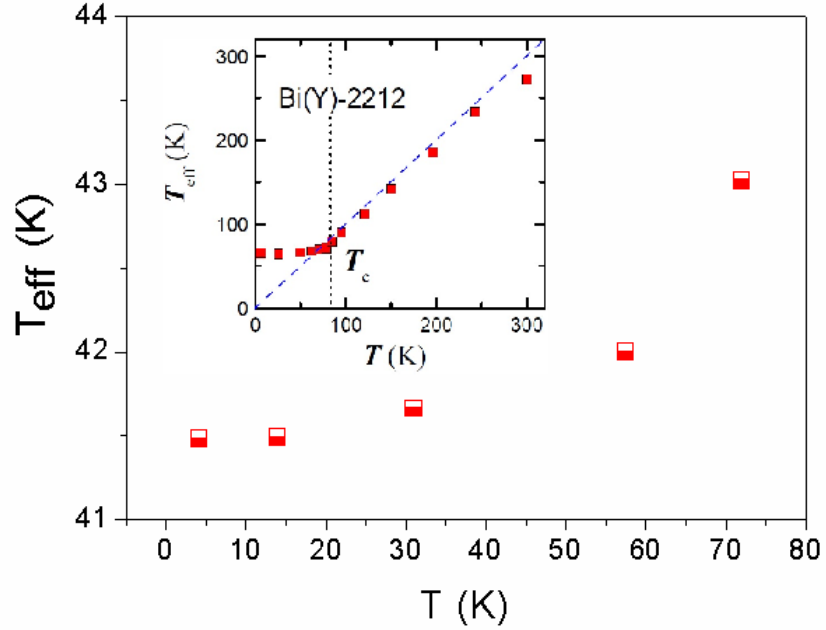
**Şekil 5.29.** Bi-2212 sistemi için  $T_c$ ' nin altındaki sıcaklıklarda  $dI/dV-V$  eğrileri.

Şekil 5.29 süperiletken geçiş sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda  $dI/dV-V$  karakteristiğini göstermektedir. Görüldüğü gibi geçiş sıcaklığının altındaki sıcaklıklar için iletkenlik pikinin eğimi hemen hemen aynıdır. Eğim hakkında daha açık bir bilgi edinmek için iki farklı sıcaklıkta iletkenlik pikini eğimi Şekil 5.30' da verilmiştir. Şekil üzerinde gösterilen  $m$  değerleri doğruların eğimini göstermektedir. Bu durum  $T < T_c$  için deneysel verilerin TA davranışı ile uyum içinde olmadığını göstermektedir. Çünkü TA davranışına göre sıcaklığın azalması ile eğimin artması beklenmektedir. Şekil 5.30' da elde edilen eğim yaklaşık olarak  $d[\ln(dI/dV)]/dV \approx e/2K_B T_{eff}$  eşitliğine uymaktadır. Bu durumda deneysel eğrilerin eğiminden etkin sıcaklık hesaplanabilir.



Şekil 5.30. İletkenlik pikinin eğiminin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 5.31,  $T_c = 80$  K geçiş sıcaklığına sahip ve düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda bulunan Bi-2212 kristalinde  $T_{eff} - T$  değişimini göstermektedir. Ayrıca Şekil 5.31'ün iç kısmında verilen şekil, Krasnov vd tarafından Bi(Y)-2212 için oda sıcaklığından düşük sıcaklıklara kadar  $T_{eff} - T$  karakteristiği üzerine yapılan bir çalışmayı göstermektedir [124].



Şekil 5.31. Sonlu bir voltaj değerinde  $\ln(dI-dV)$  eğrisinin eğiminden elde edilen etkin sıcaklığın ( $T_{eff}$ ) sıcaklıkla değişimi. İçteki şekilde köşegenler arasında çizilmiş mavi renkli

çizgi ideal TA davranışını göstermektedir.

Krasnov' un elde ettiği sonuçlar  $T_{eff}$  sıcaklığının; oda sıcaklığından süperiletken geçiş sıcaklığına kadar lineer değiştiğini ve TA davranışı ile uyum içerisinde olduğunu göstermektedir. Ancak,  $T_c$  sıcaklığının altına inildiğinde eksponansiyel bir yığılma görülmüş ve  $T_{eff}$  değeri 55 K civarında doyuma ulaşmıştır. Bu tezdeki çalışmalar  $T_c$ ' nin altındaki dar bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir.  $T_c$ ' nin altında iletkenlik pikinin eğimi ile doğru orantılı olan  $T_{eff}$  sıcaklığı sıcaklığın azalmasıyla eksponansiyel olarak azalmış ve 41.3 K civarında doyuma ulaşmıştır. Bu durum 41.3 K' nin altındaki elektron tünellemesinin termal uyarılmadan dolayı değil kuantum tünellemesinden dolayı gerçekleştiğini ortaya koymaktadır. Yani 41.3 K' nin altında gözlenen doyum TA tünellemesinden kuantum tünellemesine geçişin bir kanıtıdır [125].

## 6. SONUÇ

Bu tezde  $HT_c$  BSCCO tek-kristal whisker' lardan hazırlanan çapraz-eklem (cross-junction), mesa ve basamak tipi (step-like) eklemeler üzerine taşıyıcı enjeksiyonun etkisi çalışıldı. BSCCO whisker' ına  $c$ -ekseni boyunca uygulanan bir akımla taşıyıcı konsantrasyonu düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumundan yüksek taşıyıcı konsantrasyonu durumuna kadar değiştirildi. Üretilen Josephson eklemelerinin 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. Çapraz-eklemlerin  $I-V$  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 çapraz-eklemin tünelleme bariyerinin kontrol edilebileceğini göstermiştir. Taşıyıcı enjeksiyonu yöntemi ile çapraz-eklemin 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  $9.3 \mu A$ ' lik değerden  $95 \mu A$ ' lik bir değere yükseldiği bulunmuştur. Çapraz-eklemler düşük sıcaklıklarda zayıf sönümlü davranış gösterirken, yüksek sıcaklıklara çıktıkça değişen normal durum direncine bağlı olarak aşırı sönümlü davranış gösterdikleri saptanmıştır. Bu durum Steward-McCumber parametresi,  $\beta_c$ , parametresi ile açıklanmıştır:  $\beta_c$  parametresinin sıcaklığın artması ile aşırı sönümlü durumu gösteren  $\beta_c = 1$  değerine yaklaştığı belirlenmiştir.

Tezde elektron tuzaklama mekanizması tartışılmıştır. Taşıyıcı enjeksiyonu süresince sabit akım modunda voltajın ( $V_{ENI}$ ) zamanla değişimi araştırılmış ve enjeksiyon voltajının zamana bağlılığının genişletilmiş eksponansiyel fonksiyon Kohlrausch fonksiyonu ile uyum içinde olduğu görülmüştür. J. C 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 kusurlara tuzaklandığını göstermektedir.

Basamak-tipi (step-like) yapılar üzerine yapılan taşıyıcı enjeksiyon deneyleri süperiletkenliğin çok geniş aralıkta değiştirilebileceğini göstermiş ve doğal (öz) Josephson eklemlerin  $J_c$  değerlerinin yaklaşık 80 kat arttığı görülmüştür. Buna ilave olarak düşük taşıyıcı konsantrasyonu durumunda bulunan ve homojen olmayan Josephson eklemlerinin yapılan taşıyıcı enjeksiyonu ile homejen hale geldiği görülmüştür. Çeşitli taşıyıcı konsantrasyonlarında  $J_c$  ve  $T_c$ ' nin hole konsantrasyonuna bağlılığı araştırılmıştır.  $T_c$  sıcaklığının hole konsantrasyonu ile değişimi literatürdekine benzer şekilde kubbe şeklinde bir eğriyi takip etmiştir.  $J_c$ ' nin hole konsantrasyonu ile eksponansiyel olarak arttığı saptanmıştır. Ayrıca,  $J_c$ ' nin logaritmasının da sıcaklıkla optimum taşıyıcı konsantrasyonu bölgesine kadar parabolik olarak arttığı görülmüştür.

$\Delta V_c$  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 hole konsantrasyonu ile değişimi kubbe şeklindeki bir eğri ile temsil edilmektedir. Ancak, tez kapsamında optimum taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinin altında  $\Delta V_c$  karakteristik voltajının hole konsantrasyonu ile değişiminin bu eğri ile uyumlu olmadığı saptanmıştır. Optimum taşıyıcı konsantrasyonu bölgesinin altında  $\Delta V_c$  karakteristiğinin eksponansiyel olarak arttığı bulunmuştur. Bu durum düşük taşıyıcı konsantrasyonu bölgesindeki Josephson çiftlenim enerjisinin küçük olmasından dolayı termal dalgalanma parametresinin,  $\gamma$ , çiftlenim enerjisini etkileyecek düzeyde olmasına bağlanmıştır.

Farklı 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 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.

Mesa yapılardan elde edilen süperiletken enerji aralıklarının BCS teorisine uygun olarak sıcaklıkla parabolik olarak azaldığı belirlenmiştir.  $T_c$  sıcaklığının altında tünelleme

mekanizması tartışılmış ve 41.3 K civarındaki tünelleme davranışının termal aktivasyondan kaynaklanan tünellemeden kuantum tünellemesine geçtiği saptanmıştır.

Elde edilen sonuçlardan Josephson eklemlerinin kendisine geniş uygulama alanları bulabileceği görülmüştür. Sonuçlar, Josephson eklemlerin biyomedikal alanda önemli uygulaması olan ve insan vücudunda çok küçük manyetik alanları bile algılayarak çeşitli dokuların/organlarının görüntülenmesine olanak sağlayan  $HT_c$  SQUID sensörlerin daha hassas yapılabileceğini göstermiştir. Böylece bu tezde kullanılan taşıyıcı enjeksiyon metodu ile Josephson eklemlerinin taşıyıcı konsantrasyonu dolayısı ile süperiletken özellikleri değiştirilerek istenilen hassasiyette biyomedikal uygulamalar için 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)  $HT_c$  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 ışıma (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  $TH_z$  frekansında titreşmesinden kaynaklanmaktadır. Yani, bu tez kapsamında üretilen mesa yapılar aslında birer terahertz ışıma kaynağıdır ve geniş çaplı teknolojik (özellikle biyomedikal ve mühendislik alanlarında) uygulama alanlarına sahiptirler.  $TH_z$  kaynağını kullanmanın avantajlarından birisi x-ışınlarına göre daha düşük foton enerjisine sahip olmasıdır. T-ışınlarının biyolojik dokuları iyonize etmemesinden dolayı x-ışınlarına göre zararsızdır. Ayrıca, moleküllerin dönme ve titreşim enerjisi  $TH_z$  bölgenin altında kalmaktadır. Hidrojen bağları gibi moleküller arası titreşimler  $TH_z$  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

- [1] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba–La–Cu–O system*, **Physik B: Condensed Matter** 64 (1986) 189
- [2] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Müller, *Intrinsic Josephson effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals*, **Phys. Rev. Lett.** 68, (1992) 2394–2397.
- [3] Y. Koval, X. Jin, C. Bergman, Y. Simsek, L. Özyüzer, P. Müller, H. Wang, G. Behr, B. Büchner, *Tuning superconductivity by carrier injection*, **App. Phys. Lett.** 96, (2010) 082507
- [4] X. Y. Jin, S. Probst, Y. Simsek, C. Steiner, Y. Koval, and P. Müller, *Macroscopic quantum tunneling of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  after doping by carrier injection*, **Conference Series** 2013.
- [5] Y. Koval, F. Chowdhury, X. Jin, Y. Simsek, F. Lichtenberg, R. Pentcheva, P. Müller, *Resistive memory switching in layered oxides:  $A_n\text{B}_n\text{O}_{3n}\text{R}_2$  perovskite derivatives and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$  high- $T_c$  superconductor*, **Physica Status Solidi A** 208, (2011) 284–299.
- [6] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, *Pairing symmetry in cuprate superconductors*, **Rev. Mod. Phys.** 72, (2000) 969.
- [7] N. C. Yeh, C. T. Chen, G. Hammer, J. Mannhart, A. Schmeih, C. W. Schneider, R. R. Schulz, S. Tajima, K. Yoshida, D. Garrigus, *Evidence of doping-dependent pairing symmetry in cuprate superconductors*, **Phys. Rev. Lett.** 87 (2001) 087003.
- [8] L. Al, A. Beck, R. Gross, A. Marx, S. Klee, T. Bauch, H. Sato, M. Naito, G. Koren, *Observation of bound surface states in grain-boundary junctions of high-temperature superconductors*, **Phys. Rev. B** 58 (1998) 11197.
- [9] L. Shan, Y. Huang, H. Gao, Y. Wang, S. L. Li, P. C. Dai, F. Zhou, J. W. Xiong, W. X. Ti, H. H. Wen, *Distinct pairing symmetries in  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-y}$  and  $\text{La}_{1.89}\text{Sr}_{0.11}\text{CuO}_4$  single crystals: Evidence from comparative tunneling measurements*, **Phys. Rev. B** 72, 144506
- [10] B. Stadlober, G. Krug, R. Nemetschek, R. Hackl, J. L. Cobb, J. T. Markert, *Is  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  a high-temperature superconductor?*, **Phys. Rev. Lett.** 74 (1995) 4911.

- [11] C. T. Chen, P. Seneor, N. C. Yeh, R. P. Vasquez, L. D. Bell, C. U. Jung, J. Y. Kim, M. S. Park, H.-J. Kim, S.I. Lee, *Strongly correlated s-wave superconductivity in the n-type infinite-layer cuprate*, **Phys. Rev. Lett.** 88 (2002) 227002.
- [12] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, *Phase-sensitive evidence for d-wave pairing symmetry in electron-doped cuprate superconductors*, **Phys. Rev. Lett.** 85 (2000) 182.
- [13] H. Matsui, K. Terashima, T. Sato, T. Takahashi, M. Fujita, K. Yamada, *Direct observation of a nonmonotonic  $d_{x^2-y^2}$ -wave superconducting gap in the electron-doped high- $T_c$  superconductor  $Pr_{0.89}LaCe_{0.11}CuO_4$* , **Phys. Rev. Lett** 95 (2005) 017003.
- [14] G. Blumberg, A. Koitzsch, A. Gozar, B. S. Dennis, C. A. Kendziora, P. Fournier, R. L. Greene, *Nonmonotonic  $d_{x^2-y^2}$  superconducting order parameter in  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$* , **Phys. Rev. Lett.** 88 (2002) 107002.
- [15] A. Krol, C. S. Lin, Z. H. Ming, C. J. Sher, Y. H. Kao, C. L. Lin, S. L. Qiu, J. Chen, J. M. Tranquada, M. Strongin, *X-ray-absorption studies of  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$* , **Phys. Rev. B** 42 (1990) 4763.
- [16] G. Liang, Y. Guo, D. Badresingh, W. Xu, Y. Tang, M. Croft, J. Chen, A. Sahiner, B.H. O, J. T. Markert, *X-ray-absorption studies of electron doping and band shifts in  $R_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$  ( $R=Pr, Nd, Sm, Eu, \text{ and } Gd$ )*, **Phys. Rev. B** 51 (1995) 1258.
- [17] J. M. Tranquada, S. M. Heald, A. Moodenbaugh, M. Suenaga, *X-ray absorption studies of  $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$  superconductors*, **Phys. Rev. B** 35 (1987) 7187.
- [18] A. Fujimori, E. Takayama-Muromachi, Y. Uchida, B. Okai, *Spectroscopic evidence for strongly correlated electronic states in La-Sr-Cu and Y-Ba-Cu oxides*, **Phys. Rev. B** 35, (1987) 8814.
- [19] Z. Tan, S. M. Heald, S.-W. Cheong, A. S. Cooper, A. R. Moodenbaugh, *Nature of hole doping in  $Nd_2NiO_4$  and  $La_2NiO_4$ : Comparison with  $La_2CuO_4$* , **Phys. Rev. B** 47 (1993) 12365.
- [20] J.M. Tarascon, Y. Le Page, L. H. Greene, B.G. Bagley, D.M. Barboux, G. W. Hull, W.R. McKinnon, M. Giroud, *Preparation, structure, and properties of superconducting compound series  $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$  with  $n = 1, 2$  and  $3$* , **Phys. Rev B**, 38 (1988) 2504.

- [21] P. A. P. Lindberg, Z. X. Shen, B. O. Wells, D. S. Dessau, D. B. Mitzi, I. Lindau, W. E. Spicer, A. Kapitulnik, *Reaction of Rb and oxygen overlayers with single crystalline  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  superconductors*, **Phys. Rev. B** 39 (1989) 2890.
- [22] A. L. Patrick, N. Nagaosa, X. G. Wen, *Doping a mott insulator: Physics of high-temperature superconductivity*, **Rev. Mod. Phys.** 78 (2006) 17.
- [23] P. W. Anderson, *The Resonating valence bond state in  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  and superconductivity*, **Science**, 235 (1987) 1196.
- [24] T. Timusk, B. Statt, *The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey*, **Rep. Prog. Phys.** 62 (1999) 61.
- [25] S. Hufner, M. A. Hossain, A. Damascelli, G. A. Sawatzky, *Two gaps make a high-temperature superconductor*, **Rep. Prog. Phys.** 71 (2008) 062501.
- [26] M. R. Presland, J. L. Tallon, R. G. Buckley, R. S. Liu, N. E. Flower, *General trends in oxygen stoichiometry effects on  $T_c$  in Bi and Tl superconductors* **Physica C** 176 (1991) 95
- [27] H. Zhang, H. Sato, *Universal relationship between  $T_c$  and the hole content in p-type cuprate superconductors*, **Phys. Rev. Lett.** 70 (1993) 1697.
- [28] V.I. Kudinov, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, R. Laiho, E. Lähderanta, *Photoinduced superconductivity in  $\text{YBaCuO}$  films*, **Physics Letters A**, 151 (1990) 358.
- [29] C. H. Ahn, A. Bhattacharya, M. Di Ventura, J. N. Eckstein, C. Daniel Frisbie, M. E. Gershenson, A. M. Goldman, I. H. Inoue, J. Mannhart, Andrew J. Millis, A. F. Morpurgo, D. Natelson, J.-M. Triscone, *Electrostatic modification of novel materials*, **Rev. Mod. Phys.** 78 (2006) 1185.
- [30] N. Chandrasekhar, Oriol T. Valls, A. M. Goldman, *Charging effects observed in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films: Influence of oxygen ordering*, **Phys. Rev. B** 49 (1994) 6220.
- [31] N. Chandrasekhar, O. T. Valls, A. M. Goldman, *Mechanism for electric field effects observed in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films*, **Phys. Rev. Lett.** 71 (1993) 1079.
- [32] J. C Phillips, A. Saxena, A. R. Bishop, *Pseudogaps, dopants, and strong disorder in cuprate high-temperature superconductors*, **Rep. Prog. Phys.** 66 (2003) 2111.

- [33] T. Timusk, B. Statt, *The pseudogap in high-temperature superconductors: An experimental survey*, **Rep. Prog. Phys.** 62 (1999) 61.
- [34] M. Kugler, C. Renner, S. Ono, Y. Ando, Ø. Fischer, *Scanning tunneling spectroscopy of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ : New evidence for the common origin of the pseudogap and superconductivity*, **Phys. Rev. Lett.** 86 (2001) 4911.
- [35] C. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, Ø. Fischer, *Pseudogap precursor of the superconducting gap in under- and overdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* , **Phys. Rev. Lett.** 80 (1998) 149.
- [36] A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen, *Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors*, **Rev. Mod. Phys.** 75 (2003) 473.
- [37] T. Nakano, N. Momono, M. Oda, M. Ido, *Correlation between the Doping dependences of superconducting gap magnitude  $2\Delta_0$  and pseudogap temperature  $T^*$  in high- $T_c$  cuprates*, **J. Phys. Soc. Jpn.** 67 (1998) 2622.
- [38] M. Tinkham, 1996, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill), 2nd edition.
- [39] S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey, C. Chamon, H. Ding, E. J. R., Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. K. Gupta, K. W. Ng, E. W. Hudson, *Microscopic electronic inhomogeneity in the high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$* , **Nature** 413 (2001) 282.
- [40] M. Kugler, G. Levy de Castro, E. Giannini, A. Piriou, A. A. Manuel, C. Hess, Ø. Fischer, *Scanning tunneling spectroscopy on  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  single crystals*, **J. Phys. Chem. Solids** 67 (2006) 353.
- [41] B. W. Hoogenboom, C. Berthod, M. Peter, Ø. Fischer, *Modeling scanning tunneling spectra of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* , **Phys. Rev. B** 67 (2003) 224502.

- [42] Øystein Fischer, Martin Kugler, Ivan Maggio-Aprile, Christophe Berthod, *Scanning tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors*, **Rev. Mod. Phys.** 79 (2007) 353
- [43] Ivar Giaever, *Electron tunneling between two superconductors*, **Phys. Rev. Lett.** 5 (1960) 464.
- [44] T. V. Duzer, C. W. Turner, *Principles of superconductive devices and circuits*, Elsevier, 1981, p-87.
- [45] R. C. Dynes, V. Narayanamurti, J. P. Garno, *Direct measurement of quasiparticle-lifetime broadening in a strong-coupled superconductor*, **Phys. Rev. Lett.** 41 (1978) 1509.
- [46] J. K. Ren, Y. F. Wei, H. F. Yu, Ye Tian, Y. F. Ren, D. N. Zheng, S. P. Zhao, C. T. Lin, *Superconducting gap and pseudogap in near-optimally doped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$* , **Phys. Rev. B** 86 (2012) 014520.
- [47] H. Won, K. Mal, *d-wave superconductor as a model of high- $T_c$  superconductors*, **Phys. Rev. B** 49 (1994) 1397.
- [48] Vinay Ambegaokar ve Alexis Baratoff, *Tunneling between superconductors*, **Phys. Rev. Lett.** 10 (1963) 486.
- [49] R. C. Jaklevic, J. Lambe, J. E. Mercereau, A. H. Silver, *Macroscopic quantum interference in superconductors*, **Phys. Rev.** 140 (1965) A1628.
- [50] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Müller, *Intrinsic Josephson effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals*, **Phys. Rev. Lett.** 68 (1992) 2394.
- [51] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, *Pairing symmetry in cuprate superconductors*, **Rev. Mod. Phys.** 72 (2000) 969.
- [52] D. J. Van Harlingen, *Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors - Evidence for  $d_{x^2-y^2}$  symmetry*, **Rev. Mod. Phys.** 67 (1995) 515.
- [53] H. Hilgenkamp, J. Mannhart, *Grain boundaries in high  $T_c$  superconductors*, **Rev. Mod. Phys.** 74 (2002) 485.

- [54] R. Kleiner, P. Müller, *Intrinsic Josephson effects in high- $T_c$  superconductors*, **Phys. Rev. B** 49 (1994) 1327.
- [55] A. A. Yurgens, *Intrinsic Josephson junctions: recent developments*, **Supercond. Sci. Technol.** 13 (2000) R85.
- [56] K. Schlenga, W. Biberacher, G. Hechtfisher, R. Kleiner, B. Schey, O. Waldmann, W. Walkenhorst, P. Müller, F.X. Régi, H. Savary, J. Schneck, M. Brinkmann, H. Bach, K. Westerholt, G. Winkel, *Intrinsic Josephson effects in various layered superconductors*, **Physica C** 235–240 (1994) 3273.
- [57] M. Rapp, A. Murk, R. Semerad, W. Prusseit, *c-Axis conductivity and intrinsic Josephson effects in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , **Phys. Rev. Lett.** 77 (1996) 928.
- [58] D. C. Ling, Grace Yong, J. T. Chen, L. E. Wenger, *Experimental evidence for intra- and inter-unit-cell Josephson junctions in a  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystal*, **Phys. Rev. Lett.** 75 (1995) 2011.
- [59] A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, T. Murayama, Y. Ando, *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*, **Phys. Rev. Lett.** 82 (1999) 3148.
- [60] K. Schlenga, G. Hechtfisher, R. Kleiner, W. Walkenhorst, P. Müller, H. L. Johnson, M. Veith, W. Brodkorb, E. Steinbeiss, *Subgap structures in intrinsic Josephson junctions of  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$  and  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , **Phys. Rev. Lett.** 76 (1996) 4943.
- [61] K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hechtfisher, M. Mößle, S. Schmitt, Paul Müller, Ch. Helm, Ch. Preis, F. Forsthofer, J. Keller, H. L. Johnson, M. Veith, E. Steinbeiß, *Tunneling spectroscopy with intrinsic Josephson junctions in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  and  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$* , **Phys. Rev. B** 57 (1998) 14518.
- [62] A. Yurgen, D. Winkler, T. Claeson, S.J Hwang, J. choys, *Pseudo-gap features of intrinsic tunneling in (hgbr2)-bi2212 single crystals*, **Int. J. mod. Phys. B** 13 (1999) 3758.
- [63] V. M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson, *Evidence for coexistence of the superconducting gap and the pseudogap in Bi-2212 from intrinsic tunneling spectroscopy*, **Phys. Rev. Lett.** 84 (2000) 5860.

- [64] J. C. Phillips, A Saxena, A R Bishop, *Pseudogaps, dopants, and strong disorder in cuprate high-temperature superconductors*, **Rep. Prog. Phys.** 66 (2003) 2111.
- [65] V. M. Krasnov, A. E. Kovalev, A. Yurgens, D. Winkler, *Magnetic field dependence of the superconducting gap and the pseudogap in Bi2212 and HgBr2-Bi2212, studied by intrinsic tunneling spectroscopy*, **Phys. Rev. Lett.** 86 (2001) 2657.
- [66] N. Morozov, L. Krusin. Elbaum, T. Shibauchi, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, *High-field quasiparticle tunneling in Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub>: Negative magnetoresistance in the superconducting state*, **Phys. Rev. Lett.** 84 (2000) 1784.
- [67] N. Morozov, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, *Quasiparticle and Cooper pair tunneling in the vortex state of Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub>*, **Phys. Rev. B** 62 (2000) R14681.
- [68] A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, G. Yang, I. F. G. Parker, C. E. Gough *Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub> Intrinsic Josephson junctions in a magnetic field*, **Phys. Rev. B** 59 (1999) 7196.
- [69] K. Inomata, S. Sato, Koji Nakajima, A. Tanaka, Y. Takano, H. B. Wang, M. Nagao, H. Hatano, S. Kawabata, *macroscopic quantum tunneling in a d-Wave High-T<sub>c</sub> Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub> superconductor*, **Phys. Rev. Lett.** 95 (2005) 107005.
- [70] X. Y. Jin, J. Lisenfeld, Y. Koval, A. Lukashenko, A. V. Ustinov, P. Müller, *Enhanced macroscopic quantum tunneling in Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub> intrinsic Josephson junction stacks*, **Phys. Rev. Lett.** 96 (2006) 177003.
- [71] H. B. Wang, Y. Aruga, T. Tachiki, Y. Mizugaki, J. Chen, K. Nakajima, T. Yamashita, P. H. Wu, *Microwave-induced current steps in intrinsic Josephson junctions patterned on Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub> single crystal*, **Appl. Phys. Lett.** 74 (1999) 3690.
- [72] H. B. Wang, Y. Aruga, J. Chen, K. Nakajima, T. Yamashita, P. H. Wu, *Individual Shapiro steps observed in resistively shunted intrinsic Josephson junctions on Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+x</sub> single crystals*, **Appl. Phys. Lett.** 77 (2000) 1017.

- [73] H. B. Wang, P. H. Wu, T. Yamashita, *Terahertz responses of intrinsic Josephson junctions in high  $T_c$  superconductors*, **Phys. Rev. Lett.** 87 (2001) 107002.
- [74] I. E. Batov, X. Y. Jin, S. V. Shitov, Y. Koval, P. Müller, A. V. Ustinov, *Detection of 0.5THz radiation from intrinsic  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  Josephson junctions*, **Appl. Phys. Lett.** 88 (2006) 262504.
- [75] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W. K. Kwok, U. Welp, *Emission of coherent THz radiation from superconductors*, **Science** 318 (2007) 1291.
- [76] M. Sandberg, V. M. Krasnov, *Superconducting quantum interference phenomenon in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystals*, **Phys. Rev. B** 72 (2005) 212501.
- [77] V. M. Krasnov, *Stacked Josephson junction SQUID*, **Physica C** 368 (2002) 250
- [78] V. M. Krasnov, *Self heating in small mesa structure*, **J. Appl. Phys.** 89 (2001) 5578
- [79] V. M. Krasnov, M. Sandberg, I. Zogaj, *In situ measurement of self-heating in intrinsic tunneling spectroscopy*, **Phys. Rev. Lett.** 94 (2005) 077003.
- [80] C. Kurter, L. Ozyuzer, T. Proslir, J. F. Zasadzinski, D. G. Hinks, K. E. Gray, *Counterintuitive consequence of heating in strongly-driven intrinsic junctions of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  mesas*, **Phys. Rev. B** 81 (2010) 224518.
- [81] H. B. Wang, T. Hatano, T. Yamashita, P. H. Wu, P. Müller, *Direct observation of self-heating in intrinsic Josephson junction array with a nanoelectrode in the middle*, **Appl. Phys. Lett.** 86 (2005) 023504.
- [82] A. Yurgens, *Temperature distribution in a large  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  mesa*, **Phys. Rev. B** 83 (2011) 184501.
- [83] B. Gross, S. Guénon, J. Yuan, M. Y. Li, J. Li, A. Ishii, R. G. Mints, T. Hatano, P. H. Wu, D. Koelle, H. B. Wang, R. Kleiner, *Hot-spot formation in stacks of intrinsic Josephson junctions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$* , **Phys. Rev. B** 86 (2012) 094524.
- [84] I. Iguchi, *Study of the nonequilibrium state of superconductors by large quasiparticle injection from an external current source*, **Phys. Rev. B** 16 (1977) 1954.

- [85] W. H. Parker, *Modified heating theory of nonequilibrium superconductors*, **Phys. Rev. B** 12 (1975) 3667.
- [86] V. M. Krasnov, *Nonlinear nonequilibrium quasiparticle relaxation in josephson junctions*, **Phys. Rev. Lett.** 103 (2009) 227002.
- [87] M. Ovadia, B. Sacépé, D. Shahar, *Electron-phonon decoupling in disordered insulators*, **Phys. Rev. Lett.** 102 (2009) 176802.
- [88] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity, ikinci baskı (1996)*: Dover publication, INC, New York.
- [89] W. C. Stewart, *Current-voltage characteristics of Josephson junctions*. **Appl. Phys. Lett.** 12 (1968) 277.
- [90] D.E. McCumber, *Effect of ac impedance on dc voltage current characteristics of superconductor weak link junction*. **J. Appl. Phys.** 39 (1968) 3113.
- [91] B. D. Josephson, *Possible new effects in superconductive tunneling*, **Phys. Lett.** 1 (1962) 251.
- [92] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver, J. E. Mercereau, *Quantum interference effects in Josephson tunneling*, **Phys. Rev. Letters** 12 (1964) 159
- [93] R. Gross, A. Marx, *Applied Superconductivity: Josephson effect and superconducting electronics*, **Walther-Meißner-Institut-Garching**, October 2005.
- [95] O. Kizilaslan, M. A. Aksan, *Crystallization of glass-ceramic  $\text{Bi}_3\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  superconducting system*. **J. Cryst. Growth** 381 (2013) 77-82.
- [96] Y.I. Latyshevt, S.-J. Kim, T. Yamashita, *Fabrication of submicron BSCCO stacked junctions by focused ion beam (FIB)*, **IEEE T. Appl. Supercon.** 9 (1999) 4312.
- [97] S. Niratisairak, O. Haugen, T.H. Johansen, T Ishibashi, *Observation of hotspot in BSCCO thin film structure by fluorescent thermal imaging*, **Physica C** 468 (2008) 442.
- [98] A. N. Iyer, W. Lu, M. Mironova, C. Vipulanandan, U. Balachandran, K. Salama, *Current transport and microstructural development in BSCCO tapes and joints fabricated by groove Rolling*, **Supercond. Sci. Technol.** 13 (2000) 187.

- [99] Y. Yamada, T. Watanabe, M. Suzuki, *Fabrication and transport properties for cleaved thin film BSCCO single crystals*, **IEEE T. Appl. Supercon**, 17 (2007) 3533.
- [100] Y. K. Tao, Y. Q. Wang, Y. Y. Xue, P. H. Hor, C. W. Chu, *Preparation and characterization of interface morphologies of silver-sheathed superconducting Bi-Sr-Ca-Cu-oxide ribbons*, **J. Mater. Sci. Lett.** 12 (1993) 706.
- [101] H. B. Wang, P. H. Wu, T. Yamashita, *Stacks of intrinsic Josephson junctions singled out from inside  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$  single crystals*, **Appl. Phys. Lett.** 78 (2001) 4010 .
- [102] Y. I. Latyshev, I. G. Gorlova, A. M. Nikitina, V. U. Antokhina, S. G. Zybtssev, N. P. Kukhta, V. N. Timofeev, *Growth and study of single-phase 2212 BSCCO whiskers of submicron cross-sectional area*, **Physica C** 216 (1993) 471.
- [103] A. Franz, Y. Koval, D. Vasyukov, P. Müller, H. Schneidewind, D. A. Ryndyk, J. Keller, C. Helm, *Thermal fluctuations in ultrasmall intrinsic Josephson junctions*, **Phys. Rev. B.** 69 (2004) 014506.
- [104] A. Barone, G. Paterno, *Physics and applications of the Josephson effect*, **John Wiley and Sons**, New York (1982) 121.
- [105] R. Kohlrausch, *Theorie des elektrischen Rückstandes in der Leidner Flasche*, **Ann. Phys. Chem.** (Poggendorff) 91 (1854) 179.
- [106] A. Gilabert, A. Hoffmann, M. G. Medici, I. K. Schuller, *Photodoping effects in high critical temperature superconducting films and Josephson junctions*, **J. Supercond: Incorp. Nov. Magn.**, 13 (2000) 1.
- [107] J.C. Phillips, *Microscopic theory of atomic and electronic stretched exponential relaxation in high temperature superconductors*, **Physica C** 340 (2000) 292.
- [108] J. C. Phillips, *Stretched exponential relaxation in molecular and electronic glasses*, **Rep. Prog. Phys.** 59 (1996) 1133.
- [109] V. I. Kudinov, I. L. Chaplygin, A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, *Persistent photoconductivity in  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$  films as a method of photodoping toward metallic and superconducting phases*, **Phys. Rev. B** 47 (1993) 9017.

- [110] J. Hasen, D. Lederman, I. K. Schuller, V. Kudinov, M. Maenhoudt, Y. Bruynseraede, *Enhancement of persistent photoconductivity in insulating high- $T_c$  thin films*, **Phys. Rev. B** 51 (1995) 1342.
- [111] K. Tanabe, S. Kubo, F. H. Teherani, H. Asano, M. Suzuki, *Control of superconducting properties of  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  ( $\text{Ln}=\text{Y}, \text{Eu}$ ) thin film microbridges by visible light irradiation*, **Jpn. J. Appl. Phys.** 32 (1993) L264.
- [112] K. Hitoshi, K. Itsuhiro, S. Minoru, *Intrinsic tunneling spectroscopy for Pb-substituted Bi-2212 in the underdoped region*, **Journal of Physics: Conference Series**, 400 (2012) 022043
- [113] S. Minoru, *Maximum Josephson current and inhomogeneous superconductivity in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$*  **Journal of Physics: Conference Series**, 43 (2006) 1110
- [114] A. Yurgens, D. Winkler, N. V. Zavaritsky, T. Claeson, *Strong temperature dependence of the c-axis gap parameter of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  intrinsic Josephson junctions*, **Phys. Rev. B** 53 (1996) R8887.
- [115] K. Tanabe, Y. Hidaka, S. Karimoto, M. Suzuki, *Observation of both pair and quasiparticle tunneling in intrinsic junction stacks fabricated on  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystals*, **Phys. Rev. B** 53 (1996) 9348.
- [116] A. Irie, T. Mimura, M. Okano, G. Oya, *Intrinsic Josephson tunnelling properties in small-sized Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O mesas*, **Supercond. Sci. Technol.** 14 (2001) 1097.
- [117] C. Kurter, L. Ozyuzer, J. F. Zasadzinski, D. G. Hinks, K. E. Gray, *The value in intrinsic Josephson tunnel junctions in  $\text{BiSrCaCuO}$  (Bi2212) mesas*, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 24 (2011) 101.
- [118] D. S. Marshall, D. S. Dessau, A. G. Loeser, C. H. Park, A. Y. Matsuura, J. N. Eckstein, I. Bozovic, P. Fournier, A. Kapitulnik, W. E. Spicer, Z.-X. Shen, *Unconventional electronic structure evolution with hole doping in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  angle-resolved photoemission results*, **Phys. Rev. Lett.** 76 (1996) 4841.

- [119] J. K. Ren, Y. F. Wei, H. F. Yu, Ye Tian, Y. F. Ren, D. N. Zheng, S. P. Zhao, *Superconducting gap and pseudogap in near-optimally doped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$* , **Phys. Rev. B** 86 (2012) 014520.
- [120] Y. Iye, in *Physical properties of high temperature superconductors III*, edited by D. M. Ginsberg (World Scientific, Singapore, 1992), p. 285.
- [121] Y. F. Yan, P. Matl, J. M. Harris, N. P. Ong, *Negative magnetoresistance in the c-axis resistivity of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  and  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$* , **Phys. Rev. B** 52 (1995) R751.
- [122] T. Watanabe, T. Fujii, A. Matsuda, *Anisotropic resistivities of precisely oxygen controlled single-crystal  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : Systematic study on “spin gap” effect*, **Phys. Rev. Lett.** 79 (1996) 11.
- [123] J. K. Ren, Y. F. Wei, H. F. Yu, Ye Tian, Y. F. Ren, D. N. Zheng, S. P. Zhao, *Superconducting gap and pseudogap in near-optimally doped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$* , **Phys. Rev. B**, 86 (2012) 014520.
- [124] S. O. Katterwe, A. Rydh, V. M. Krasnov, *Doping-induced change in the interlayer transport mechanism of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  near the superconducting transition temperature*, **Phys. Rev. Lett.** 101 (2008) 087003.
- [125] J. M. Martinis, M. H. Devoret, J. Clarke, *Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction*, **Phys. Rev. B**, 35 (1987) 4682.

## ÖZGEÇMİŞ

- Ad Soyad:** Olcay KIZILASLAN
- Doğum Yeri ve Tarihi:** Malatya/Hekimhan
- Adres:** İnönü Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü 44280, Malatya, TÜRKİYE
- E-Posta:** olcay.kizilaslan@inonu.edu.tr
- Lisans:** Gaziosmanpaşa Üniversitesi, Fen/Edebiyat Fakültesi (2004-2008)
- Yüksek Lisans:** İnönü Üniversitesi, Fen/Edebiyat Fakültesi (2008-2010)
- Mesleki Deneyimler:**
- 2011- İnönü Üniversitesi, Fizik Bölümü  
**Ünvanı:** Araştırma Görevlisi
- 2013-2014 Erlangen Üniversitesi, Fizik Enstitüsü  
**Ünvanı:** Araştırmacı

### Yayın Listesi (SCI Kapsamında):

1. M. A. Aksan, **O. Kizilaslan**, E. N. Aksan, M. E. Yakinci, Thermoelectric power and thermal conductivity study of the  $Y_3Ba_5Cu_8O_x$  system, Physica B 407 (2012) 2820–2824
2. **O. Kizilaslan**, F. Yılmaz, M.A. Aksan, M. E. Yakinci, Nanoindentation Properties of  $HTc$  Superconducting Single-Crystalline Whiskers, J. Supercond. Nov. Magn. (2013) 26:907–911
3. **O. Kizilaslan**, M. A. Aksan, Crystallization of glass-ceramic  $Bi_3Sr_2Ca_2Cu_3O_y$  superconducting system, Journal of Crystal Growth 381 (2013) 77-82
4. G. Kirat, **O. Kizilaslan**, M. A. Aksan, M. E. Yakinci, Effect of Co addition on the critical current density of MgB2 superconductor, Physica B 445 (2014) 24–27.
5. M. Ozabacı, Sh. Rasekh, **O. Kizilaslan**, M.A. Madre, A. Sotelo, M.E. Yakinci, Growth speed and substitution effects on alignment and thermal transport properties of Bi-2212 textured superconductors , Journal of the Minerals, Metals & Materials Society (Baskıda, 2014) DOI: 10.1007/s11837-014-1231-5.

### **TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR (SCI Kapsamında):**

1. **O. Kizilaslan**, Y. Simsek, M. A. Aksan, Y. Koval, M. E. Yakinci, and P. Müller, Adjustable tunneling barrier in Bi-based high-T<sub>c</sub> cross-whisker junctions, Superconductor Science and Technology, (Baskıda, 2014).

### **TEZDEN TÜRETİLEN SUNUMLAR:**

1. Asian Conference on Applied Superconductivity and Cryogenics, **O. Kizilaslan**, *c*-axis characterization of BSCCO cross-whisker junction, Ürgüp, Nevşehir, TURKEY, 2013 (**Oral**)
2. IV. International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM-2014), **O. Kizilaslan**, Large-range variation of superconductivity in BSCCO intrinsic Josephson junction, Antalya, TURKEY, 2014 (**Oral**)