

**TERAHERTZ IŞIYAN SÜPERİLETKEN
Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+d} MESALARIN
JOSEPHSON KRİTİK AKIM YOĞUNLUĞUNUN
ALANA BAĞIMLILIĞI**

Proje No: 110T248

Prof. Dr. Lütfi Özyüzer
Doç. Dr. Yusuf Selamet
Arş. Gör. Yasemin Demirhan
Hilal Sağlam
Arş. Gör. Hasan Köseoğlu
Arş. Gör. Fulya Türkoğlu
Sena Gülen

TEMMUZ 2013
İZMİR

ÖNSÖZ

Bu projede $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ (Bi2212) tek kristalleri üzerine mesa yapılar yapılarak sıcaklık-direnç, akım-gerilim ve THz ışına karakterizasyonları yapılmıştır. Bu sayede kritik akım yoğunluğunun alan bağımlılığı gösterilerek THz ışına yapan mesalarda ısı yönetiminin önemi gösterilmiştir. Bu proje bursiyerlerinden Hilal Sağlam proje konusunda yüksek lisans tezini tamamlayarak Doktora için Amerika Birleşik Devletlerinden burs sağlamıştır. Bunda bu proje sayesinde öğrendiklerinin katkısı büyüktür. Proje çalışmalarının tamamına yakını TÜBİTAK tarafından desteklenen 110T248 nolu projenin kısmi desteği ile İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümünde yapılmıştır. TÜBİTAK'a katkılartından dolayı teşekkür ederiz. Aynı zamanda Bi2212 tek kristallerini sağlayan K. Kadowaki, H. B. Wang ve N. Miyakawa'ya teşekkürlerimiz sunarız. Analizlerimizin bir kısmını İYTE'de kurulu olan Uygulamalı Kuantum Araştırma Merkezi (UKAM)'da yapmış bulunmakta olup, UKAM'ın bize sağladığı imkanlardan dolayı sonsuz teşekkürlerimizi bir borç biliriz.

İÇİNDEKİLER

TABLO LİSTESİ.....	5
ÖZET.....	8
ABSTRACT.....	9
1.TERAHERTZ DALGALARI.....	10
1.1.TERAHERTZ BANDI.....	10
1.2.TERAHERTZ DALGALARININ UYGULAMA ALANLARI.....	12
1.3.TERAHERTZ JENERASYONU	15
1.4.HTS SÜPERİLETKEN $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-D}$ ÖRNEĞİNDEN THZ ÜRETİMİ.....	17
1.5.TERAHERTZ KEŞFİ.....	21
2.TEORİK BİLGİ.....	25
2.1 GİRİŞ.....	25
2.2. A SÜPERİLETKENLİĞİN KISA TARİHİ	25
2.3 SÜPERİLETKEN MALZEMELER.....	27
2.4. SÜPERİLETKENLERİN KARAKTERİSTİK ÖZELLİKLERİ.....	27
2.5. BCS MEKANİZMASI.....	29
2.6. I. VE II. TİP SÜPERİLETKENLER	30
2.6.1. II. Tip Süperiletken: Bi2212	31
2.7. TÜNELLEME İŞLEMİ	33
2.7.1. Normal Metal-Yalıtkan-Normal Metal Tünellemesi.....	33
2.7.2. Normal Metal-Yalıtkan-Süperiletken Tünellemesi.....	34
2.7.3 Süperiletken-Yalıtkan-Süperiletken Tünellemesi	35
2.8. JOSEPHSON EKLEMİ	36
2.9. Bi2212 TEK KRİSTALİNİN KATKILAMA BAĞIMLILIĞI	39
2.10. ÇALIŞMANIN AMACI	42
3.DENEYSEL.....	44
3.1 Bi2212 TEK KRİSTALİNİN TAVLANMASI.....	44
3.2. MESA ÜRETİM İŞLEMİ.....	45
3.2.1. Isıl Buharlaştırma.....	45
3.2.2 Elektron Demeti Litografisi İşlemi	47
3.3.3. İyon demeti aşındırma tekniği	49
3.3.5. R-T, I-V ve Golay cell Ölçümleri	52
4. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRİLMESİ.....	55
4.1 YAPISAL KARAKTERİZASYON	55

4.1.1 Optik Mikroskop Görüntüleri	55
4.1.2. Taramalı Elektron Mikroskobu ve Profilometre Sonuçları	57
4.2. ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM SONUÇLARI	63
4.2.1 Bi2212 İçinde C-ekseni Direncinin Sıcaklığa Bağlılığı	63
4.2.2 Bi2212 Tek Kristalinin Tünelleme Karakteristiği.....	77
4.2.3 Golay cell ölçümleri:	89
5. SONUÇ.....	93
KAYNAKÇA.....	96

TABLO LİSTESİ

Tablo 4.1. HS01 için mesa yüksekliği ve kaplanan ince film.....	62
Tablo 4.2. HS02 için mesa yüksekliği ve kaplanan ince filmler.....	63
Tablo 4.3. HS11 için mesa yüksekliği ve kaplanan ince filmler.....	63
Tablo 4.4. HS01 örneğinin elektriksel özellikleri.....	64
Tablo 4.5. Tüm örneklerin elektriksel özellikleri.....	65
Tablo 4.6. HS01 örneğinin elektriksel özellikleri.....	80
Tablo 4.7. HS11 örneğinin I-V karakteristiği.....	82
Tablo 4.8. HS11 örneğinin I-V karakteristiği.....	84
Tablo 4.9. Farklı alanlara sahip üçlü mesaların özellikleri.....	88
Tablo 4.10. Aynı alanlara sahip üçlü mesaların özellikleri.....	88

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1.1 THz aralığında elektromanyetik spektrum	11
Şekil 1.2 Terahertz ışını kaynakları.....	11
Şekil 1.3 Terahertz görüntülemenin güvenlik inceleme, tıbbi tanı ve kalite kontrol gibi bazı uygulama alanları.	13
Şekil 1.4 Konsantre malzemelerde THz aralığının optik özellikleri.	14
Şekil 1.5 Terahertz ışınımları kullanımları	14
Şekil 1.6 Terahertz dalgalarının uygulama alanları.....	15
Şekil 1.7 Kuantum kademeli lazerlerin THz iletim yapısı.....	17
Şekil 1.8 Terahertz ışınması için Bi ₂₂₁₂ kristalinden mesa şeması.....	19
Şekil 1.9 Terahertz ışınmasının koherent tespiti	22
Şekil 1.10 Bolometre dedektörü.....	23
Şekil 1.11 Golay cell	23
Şekil 2. 1 Süperiletkenliğin ilk tanımı	26
Şekil 2. 2 Süperiletken malzemelerin keşif tarih cetveli.....	27
Şekil 2. 3 Meissner etkisi.....	29
Şekil 2. 5 Cooper çifti modeli	29
Şekil 2. 6 I. tür ve II. tür süperiletkenler.....	30
Şekil 2. 7 Bi ₂₂₁₂ 'un kristal yapısı.....	32
Şekil 2. 8 Normal metal-yalıtkan-normal metal tünellemesi	33
Şekil 2. 9 Normal metal-yalıtkan-süperiletken tünellemesi.....	34
Şekil 2. 10 Normal metal-yalıtkan-süperiletken tünellemesinin I-V karakteristiği.....	34
Şekil 2. 11 Süperiletken-yalıtkan-süperiletken tünellemesi.....	36
Şekil 2. 12 Süperiletken-yalıtkan-süperiletken tünellemesi I-V karakteristiği	36
Şekil 2. 13 Yüksek-T _c süperiletkenler içinde katkılama ile faz diyagramı	41
Şekil 2. 14 Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O _{8+d} c-ekseni direncine karşı farklı katkılama seviyeleri için sıcaklık değerleri.....	42
Şekil 3. 1 Argon ortamında tavlama sistemimiz	44
Şekil 3. 2 Vakum altında tavlama sistemi ve tavlama sıcaklığının zamanla değişimi	45
Şekil 3. 3 Mesa üretimi için başlangıç adımları a) kristalin alttaş üzerine yapıştırılması b) kristalin ayrılması c) altın katman kaplama.....	46
Şekil 3. 4 Isıl buharlaştırma sisteminin şeması	47
Şekil 3. 5 Eletron Demeti Litografisi sistemimiz	48
Şekil 3. 6 Elektron Demeti Litografisi İşlemi şematik gösterimi	49
Şekil 3. 7 İyon demeti aşındırma sisteminin şematik gösterimi	50
Şekil 3. 8 Üçlü mesa yapısı şeması	51
Şekil 3. 9 a) Kristal ve mesanın küçük bölümlerinin üzerinin CaF ₂ ile kaplanması b) Mesa ve CaF ₂ tabakası üzerine altın şerit kaplanması	51
Şekil 3. 10 . Mesa yapısının şekillendirilmesinin son ölçümü	52
Şekil 3. 11 He geçişinde kriyostat sistemimizin şeması	53
Şekil 4. 1 Kristallerin tavlama işleminden önce ve sonraki optik görüntüleri	56
Şekil 4. 2 Mesa üretiminden sonra HS14 optik görüntüleri.....	56
Şekil 4. 3 Lift off tekniği ile altın şerit üretiminden sonra HS14 optik görüntüleri	57
Şekil 4. 4 HS02 örneğine ait optik görüntüleri.....	57
Şekil 4. 5 HS14 örneğine ait elektron tarama mikroskobu görüntüleri	58
Şekil 4. 6 HS14 örneğine ait SEM görüntüleri.....	58
Şekil 4. 7 HS02 örneğine ait SEM görüntüleri.....	59
Şekil 4. 8 YD 65 örneğine ait SEM görüntüleri	59
Şekil 4. 9 HS15 örneğine ait SEM görüntüleri.....	60

Şekil 4. 10 HS11 örneğine ait SEM görüntüleri.....	60
Şekil 4. 11HS11 örneğine ait SEM görüntüleri.....	61
Şekil 4. 12 YD66 örneğine ait SEM görüntüleri (aynı alanlı)	61
Şekil 4. 13 HS02 örneğinin adım-yüksekliği iş analizi	61
Şekil 4. 14 HS01a örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	66
Şekil 4. 15 HS01b örneğinin sıcaklık direnç grafiği	67
Şekil 4. 16 HS01c örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	67
Şekil 4. 17 HS01 a, b, c örneklerinin direnç sıcaklık grafiği	68
Şekil 4. 18 HS02a örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	68
Şekil 4. 19 HS02b örneğinin sıcaklık direnç grafiği	69
Şekil 4. 20 HS02c örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	69
Şekil 4. 21 HS02 a, b, c örneklerinin sıcaklık direnç grafiği	70
Şekil 4. 22 HS11a örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	70
Şekil 4. 23 HS11b örneğinin sıcaklık direnç grafiği	71
Şekil 4. 24 HS11c örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	71
Şekil 4. 25 HS11 a, b, c örneklerinin sıcaklık direnç grafiği	72
Şekil 4. 26 HS14a örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	73
Şekil 4. 27 HS14b örneğinin sıcaklık direnç grafiği	73
Şekil 4. 28 HS14c örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	74
Şekil 4. 29 HS1 a, b, c örneklerinin sıcaklık direnç grafiği	74
Şekil 4. 30 YD66a örneğinin sıcaklık direnç grafiği	75
Şekil 4. 31 YD66b örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	75
Şekil 4. 32 YD66c örneğinin sıcaklık direnç grafiği.....	76
Şekil 4. 33 YD66 a, b, c örneklerinin sıcaklık direnç grafiği.....	76
Şekil 4. 34 20 K sıcaklığında HS01a örneğinin I-V ölçümü.....	78
Şekil 4. 35 20 K sıcaklığında HS01b örneğinin I-V ölçümü	78
Şekil 4. 36 20 K sıcaklığında HS01c örneğinin I-V ölçümü.....	79
Şekil 4. 37 20 K sıcaklığında HS02a örneğinin akım gerilim-karakteristiği	81
Şekil 4. 38 20 K sıcaklığında HS02b örneğinin akım-gerilim karakteristiği	81
Şekil 4. 39 20 K sıcaklığında HS02c örneğinin akım-gerilim karakteristiği	82
Şekil 4. 40 20 K sıcaklığında HS11a örneğinin akım-gerilim karakteristiği	83
Şekil 4. 41 20 K sıcaklığında HS11b örneğinin akım-gerilim karakteristiği	83
Şekil 4. 42 20 K sıcaklığında HS11c örneğinin akım-gerilim karakteristiği	84
Şekil 4. 43 HS14a örneğinin akım-gerilim karakteristiği	85
Şekil 4. 44 HS14b örneğinin akım-gerilim karakteristiği	85
Şekil 4. 45 YD66a örneğinin akım-gerilim karakteristiği.....	86
Şekil 4. 46 YD66b örneğinin akım-gerilim karakteristiği	86
Şekil 4. 47 YD66c örneğinin akım-gerilim karakteristiği.....	87
Şekil 4. 48 YD66 a, b, c örneklerinin akım-gerilim karakteristiği	87
Şekil 4. 49 HS11a örneğinin Golay cell ölçüm sonucu	90
Şekil 4. 50 HS11b örneğinin Golay cell ölçüm sonucu	90
Şekil 4. 51 HS11c örneğinin Golay cell ölçüm sonucu	91
Şekil 4. 52 HS14a örneğinin Golay cell ölçüm sonucu	91
Şekil 4. 53 HS14b örneğinin Golay cell ölçüm sonucu	92

ÖZET

Terahertz dalgaları, yolcuların havaalanında taranması, patlayıcı ve ilaç tayini, güvenli kablosuz iletişim ve tıpta kanser tanısı gibi bir çok alanda önemli uygulama alanına sahiptir. Yakın zaman önce $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ (Bi2212) tek kristallerinden yapılan mesaların, küçük boyutlu bir kaynak olarak yüksek güçte terahertz ışıması yapabildiği kanıtlanmıştır. Katmanlı yüksek sıcaklık süperiletkeni Bi2212, özgün Josephson eklemleri olarak adlandırılan Josephson eklemlerinin doğal yığımlarına sahiptir. Terahertz ışıması, elektromagnetik spektrumun mikrodalgalar ile uzak-IR arasında yer alan bölümüdür. Bu bölge 0.1-10 THz frekans aralığına ve 3 mm den 0,03 mm ye dalga boyu aralığına sahiptir. Bu çalışmada farklı alanlara sahip (300×50 , 200×50 , $100\times 50 \mu\text{m}^2$) mesa yapıları aynı kristal üzerinde oluşturulmuştur. İlk önce tavllanmış olan kristaller safir altaş üzerine yapıştırılmıştır ve ardından yontma işlemi gerçekleştirilmiştir. Daha sonra 100 nm kalınlığında altın kaplanmış ve ardından e-demeti litrografisi tekniği ile Ar iyon demeti aşındırma yöntemleri kullanılarak üçlü mesa yapıları elde edilmiştir. Üretilen mesaların alanları çok küçük olduğundan dolayı elektriksel ölçüm almak için oluşturulacak kontakları kolaylaştırmak amacıyla CaF_2 yalıtkan tabakası kaplanmış ve son olarak da gümüş epoksi kullanılarak kontaklar alınmıştır. Mesa üretimi tamamlandıktan sonra SEM ve yüzey profilometrisi kullanılarak üretilen mesaların tam boyutları tayin edilmiştir. Elektriksel karakterizasyon için R-T, I-V ölçümleri alınmıştır. I-V karakteristiklerine bakılarak bir mesa için kritik akım değerleri tayin edilerek, Josephson kritik akım yoğunlukları hesaplanmıştır. Çalışmanın sonucunda Josephson kritik akım yoğunluğunun mesa alanının artmasıyla azaldığı gözlenmiştir. Dahası, yüksek boyutlu mesalarda ısınma etkilerinin baskın olmasından dolayı, akım gerilim grafiklerinde geri bükülme değerleri daha düşük voltajlarda gözlenmiştir.

ABSTRACT

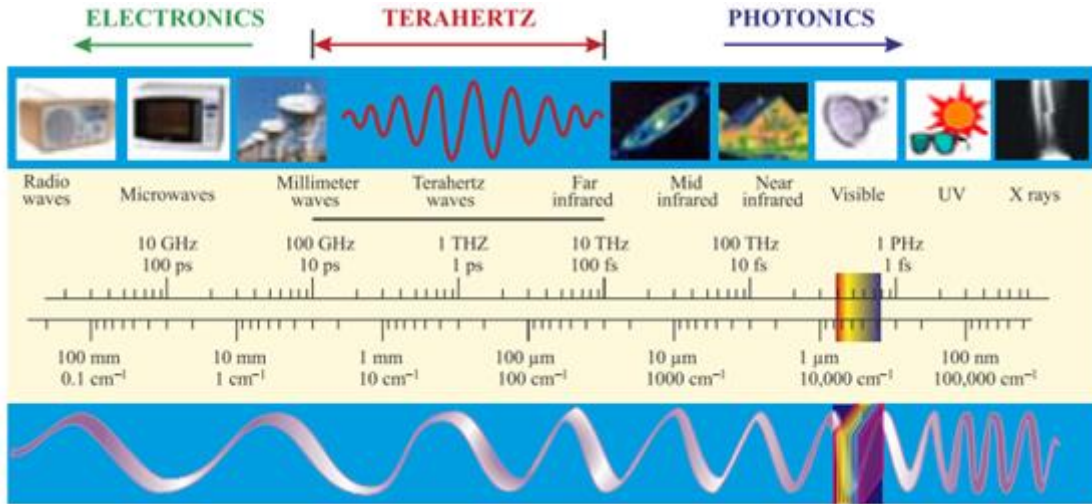
There are numerous application fields of terahertz waves such as airport screening of passengers for weapons, explosives, drugs, secure wireless communications, cancer detection, etc. High-Tc superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) single crystal has been observed as an intense, coherent, continuous electromagnetic wave source in terahertz frequency region. Bi2212, which is highly anisotropic high-Tc superconductor, is considered as a stack of intrinsic Josephson junctions (IJJs) on atomic scale. In this study, we have fabricated triple mesa structures on a same chip with various mesa areas (300×50 , 200×50 , $100 \times 50 \mu\text{m}^2$). Firstly, single crystal of Bi2212 is glued onto a sapphire substrate from its smooth a-b surface by silver epoxy. After deposition of 100 nm Au layer, rectangular mesa structures were fabricated on the surface of an under-doped Bi2212 crystal by using e-beam lithography and Ar-ion etching step by step. On account of the difficulties in making a contact on small area of the mesa, CaF_2 insulating layer deposition was performed. After that, a gold stripe with the width of $30 \mu\text{m}$ was created by lift-off technique on the mesa and CaF_2 layer. Finally, three gold probe wires were connected to the two contact paths and mesa by silver epoxy. After the mesa fabrication, the exact dimensions of the mesas were obtained using atomic force microscope. To obtain the electrical characterization, c-axis resistance versus temperature (R-T), and current-voltage behavior (I-V) were measured. From I-V characteristics, critical current of each mesa structure having different dimension was obtained, after that we have calculated the critical current densities of each mesa structure and then we have studied change in Josephson critical current density of mesas with different dimensions. We can conclude from the I-V measurements of the mesas that the Josephson critical current density is decreasing when area of mesa is increasing. Furthermore, the backbending voltage points are increasing since heating effects dominate for the large areas of the mesa structures.

1. TERAHERTZ DALGALARI

1.1. Terahertz Bandı

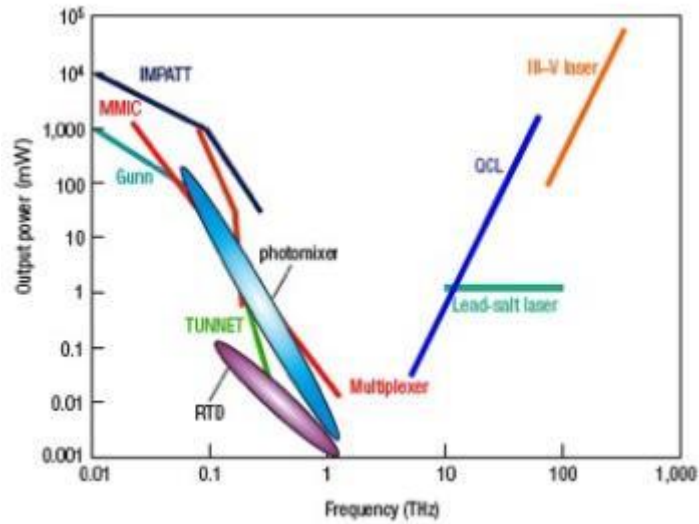
Elektromanyetik dalgalar, insan yaşamına birçok değişik etkide bulunarak bilimde ve teknolojiye çok önemli bir yere sahiptir. Elektromanyetik ışınımın enerjinin bir formu olarak kolayca kullanılabilmesinin yanında bilgilendirici verilerin taşınmasında da bir kolaylıktır. Şekil 1.1.'de görüldüğü gibi, elektromanyetik dalga spektrumları X-Ray gibi çok kısa dalga boylarından radyoların yaydığı uzun dalga boylarına kadar uzanmaktadır. Uzun dalga boyları iletişimde, TV ve radyo yayınlarında kullanılırken, kısa dalga boyları ise genellikle x-ray tomografisi gibi tıbbi görüntüleme uygulamalarında kullanılmaktadır. Yakın zamana kadar, elektromanyetik spektrumda yer alan mikrodalga ve kızılötesi arasında oluşan terahertz (THz) bölgesi bir sırdı. Terahertz aralığı elektromanyetik spektrum ile Şekil 1.1'de görülmektedir. Buna karşın, son on yılda bu bölgenin özelliklerine olan ilgi arttığından dolayı, bu bölgedeki teknolojik ve bilimsel yenilikler de hızla artmıştır. Bu özel bölge, terahertz (THz) bölgesi olarak adlandırılıp, frekans aralığı 0.1 THz ile 10 THz arasında değişmektedir. Buna ek olarak, elektromanyetik fiziğindeki bölge kavramı en iyi kendisinin dalga karakteristiği (mikrodalga) veya parçacık karakteristiği (kızılötesi) ile tanımlanabilir. Bunun yanında, terahertz spektral rejimi 0.1 THz ve 10 THz ve 1 THz aralığında 1ps ölçüsüne, 300 µm dalga uzunluğuna, 4.1 meV electron enerjisine ve 47.6 K sıcaklığına karşılık gelmektedir.

Bu bölgedeki elektromanyetik dalganın birçok önemli özelliği vardır. Bunlardan bazılarını özetleyecek olursak bu dalgalar kızılötesi dalgalar ve mikrodalgalara benzer olarak, iyonlaşma özelliğine sahip değildir. Plastik, tahta, seramik gibi günlük yaşamda yaygın olarak kullanılan birçok malzemeden geçebilme özelliğine sahiptir. Bunların aksine, terahertz dalgaları bulutlardan geçerken zorlanırken, metal malzemelerden ve likit sudan hiç geçemezler, absorbe olurlar (Jlab, 2010). Bu sebeplerden dolayı terahertz dalgaları, tıp, güvenlik, görüntüleme ve tarım gibi birçok önemli alanda çeşitli uygulamalara sahiptir. Terahertz dalgaları elde etmek için birçok farklı yöntem geliştirilmiştir. Diğer bir terahertz kaynağı olan Gunn diyotlar düşük çıkış gücüne sahiptirler. Geri dalga osilatörü kaynakları yüksek frekanslarda düşük çıkış gücüne sahip olmakla birlikte boyutları büyüktür. Optik-pumped THz gaz lazerlerinde boyutları büyük olmakla birlikte ayarlanabilir değildir. Serbest elektron lazerleri mevcut olan en güçlü çıkış gücüne sahip olmasına rağmen, büyük boyutları ve yüksek maliyetlerinden dolayı uygulama için elverişli değildir. Diğer bir yandan, Schottky diyotlar kompakt olmasına karşın, yüksek maliyetli olmasından dolayı yine uygulamada kullanmak için avantajlı değildir.



Şekil 1.1 THz aralığında elektromanyetik spectrum

Kaynak: (Rogalskii, et al. 2011)



Şekil 1.2 Terahertz ışını kaynakları (Tonouchi, 2007)

Yukarıda bahsedilen kaynakların aksine yüksek sıcaklık süperiletkeni olan Bi2212, üstün özelliklerinden dolayı terahertz bölgesinde dalga üretimi için son derece uygundur. Bi2212 kristali doğal Josephson eklemleri barındırmaktadır ve bu eklemler üstün elektriksel özelliklere sahiptir. Örneğin, dış bir voltaj uygulandığında, uygulanan voltajın büyüklüğüne bağlı olarak alternatif bir akım oluşturmaktadırlar. Bu olay aynı zamanda Josephson olayı olarak da tanımlanır. Josephson eklemler kullanılarak çok küçük voltaj uygulandığında bile terahertz bölgesinde elektromanyetik dalga etmek mümkündür.

Terahertz bölgesindeki dalgalar genelde düşük çıkış gücüne ve yüksek termal arkaplan radyasyona sahip olduğundan dolayı, bu bölgede elektromanyetik dalganın üretilmesinin olduğu kadar üretilen dalganın algılanmasıda önemlidir. Bu yüzden, bu bölgedeki elektromanyetik dalgaların dedekte edilebilmesi için birçok çeşit dedektör üretilmiştir. Bu dedektörlerden geniş-band terahertz dalgalarını dedekte edebilmek için golay hücre, bolometer gibi termal dedektörler kullanılırken, dar-band terahertz dalgaları için coherent dedektörler kullanılmaktadır.

Bu proje kapsamında üretilen üçlü mesa yapılarının terahertz sinyali ölçümlerini alabilmek için çeşitli avantajlarından dolayı Golay cell kullanılmıştır. Kısaca golay cell den bahsedecek olursak; Golay cell 1947 yılında M. J. E. Golay tarafından icat edilmiştir. Golay hücre içi soygaz ile dolu olan metal bir silindirdir. Bu dedektör, He soğutucu ile çalışan klasik Si-bolometrelerden farklı olarak oda sıcaklığında çalışmaktadır ve Si-bolometrelere oranla daha düşük çıkış gücündeki dalgaları da algılayabilmektedir. Elektromanyetik ışın bu tip dedektörlere geldiğinde dedektörün içinde bulunan esnek zar genişler ve bu genişleme bir fotodedektör tarafından sinyal olarak algılanır.

1.2. Terahertz Dalgalarının Uygulama Alanları

Terahertz dalgaları elektromanyetik spektrumun mikrodalga ve kızılötesi bölgesi arasında kaldığından dolayı bir nevi köprü görevi görmektedir ve her iki bölgeninde üstün özellikler taşımaktadır. Bu üstün özellikler, terahertz dalgalarının birçok uygulama alanında kullanılmasına olanak sağlamaktadır. Terahertz teknolojisi; T-ışını görüntüleme, tıbbi tanı, malzeme karakterizasyonu gibi geniş bir uygulama alanına sahiptir. Bu yüzden son yıllarda terahertz teknolojisine olan ilgi son derece hızlı bir şekilde artmıştır. Bu bölümde bu uygulama alanlarının bazılarını açıklanacaktır.

Terahertz ışını görüntüleme: Görüntüleme uygulamaları için çeşitli teknikler kullanılabilir. Bu tekniklerden bazıları x-ray geri yansıtma ve milimetre dalgalarıdır. Özellikle tıp alanında en çok x-ışınları ile görüntüleme yöntemi kullanılmaktadır. Fakat bu yöntemlerle görüntüleme yapmanın bazı dezavantajları vardır. Bunlardan en önemlileri, x-ışınları t-ışınlarından farklı olarak iyonlaşabilen ışınlar olduğundan dolayı canlı dokulara zarar vermektedir. Ayrıca x-ışınları ile görüntülemelerde plastik, seramik gibi malzemeler ile canlı dokuları birbirinden ayırmak oldukça zordur. Bunun dışında, Terahertz ışınları kendi içinde bazı avantajlara sahiptir. Bunlardan en önemlisi, terahertz dalgalarının iyonlaşmayan ışınlar olmasıdır. Böylece DNA'lara zarar vermemesinin yanında elektronik ortamdan ayrılırken molekülün titreşim ve dönme hareketlerinde bir değişikliğe sebep olmamaktadır. Bu nedenle, terahertz ışınları x-ray ışınlarından milyon kez zayıf olması nedeniyle daha güvenlidir. Bu ışınım aynı zamanda dokuların su içeriği ve yoğunluk farkının tespiti yeteneğine de sahiptir. Tüm bu önemli özellikleri nedeniyle epiteliyal kanser hücrelerinin tespitinde daha ağrısız

ve güvenli bir metod olarak daha verimli bir şekilde kullanılabilirler. Terahertz görüntülemenin güvenlik inceleme, tıbbi tanı ve kalite kontrol gibi bazı uygulama alanları Şekil 1.2.'de gösterilmektedir. Üstelik bu özelliklere ek olarak terahertz dalgası son derece kısa (femtosaniye) darbeler ile yüksek çözünürlüklü 3D görüntüleme alanında kullanılmaktadır. Bu nedenle, elektromanyetik spektrum parçası içerisindeki bazı aralıklarda x-ray görüntüleme tekniğine nazaran dışların 3D görüntülenmesi daha güvenilir bir yol olarak karşımıza çıkmaktadır.

Güvenlik: Terahertz ışınları plastik, paketleme malzemeleri, taşıma kapları, insan dokusu vb. maddeleri penetre edebilme kabiliyetine sahiptir. Bu tip malzemeler terahertz ışınları içerinden geçtikleri takdirde spektral parmakizi bırakmaktadır. Şekil 1.3. THz bandında yoğun maddelerin optik özelliklerini göstermektedir. Bundan dolayı, bu dalgalar güvenlik alanında bir görüntüleme yöntemi olarak özellikle kişi üzerindeki gizlenen silahları ortaya çıkarmak için iyi bir kaynaktır.



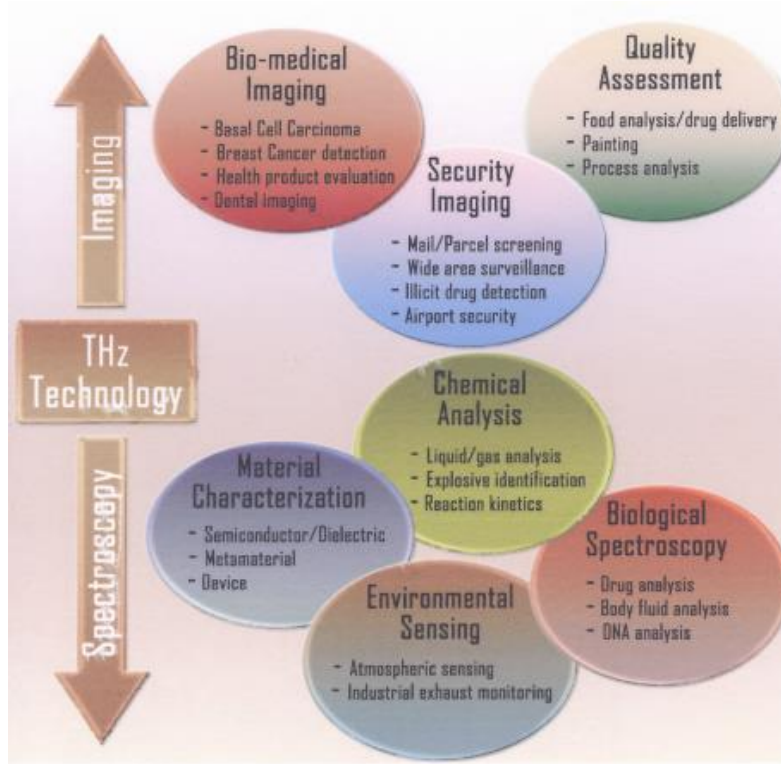
Şekil 1.3 Terahertz görüntülemenin güvenlik inceleme, tıbbi tanı ve kalite kontrol gibi bazı uygulama alanları.

(Kaynak: www2.fkf.mpg.de)

Malzeme türü	Optik özelliği
Sıvı su	Yüksek soğurma ($\alpha \approx 250 \text{ cm}^{-1}$ 1 THz)
Metal	Yüksek yansıtma ($\sim \%99,5$ 1 THz)
Plastik	Düşük Absorpsiyon ($\alpha \sim 0,5 \text{ cm}^{-1}$ 1 THz) Düşük Kırılma indisi ($n \approx 1.5$)
Yarı iletken	Düşük Absorpsiyon ($\alpha \sim 1 \text{ cm}^{-1}$ de 1 THz) Yüksek Kırılma indisi ($n \sim 3-4$)

Şekil 1.4 Konsantre malzemelerde THz araştırmanın optik özellikleri.

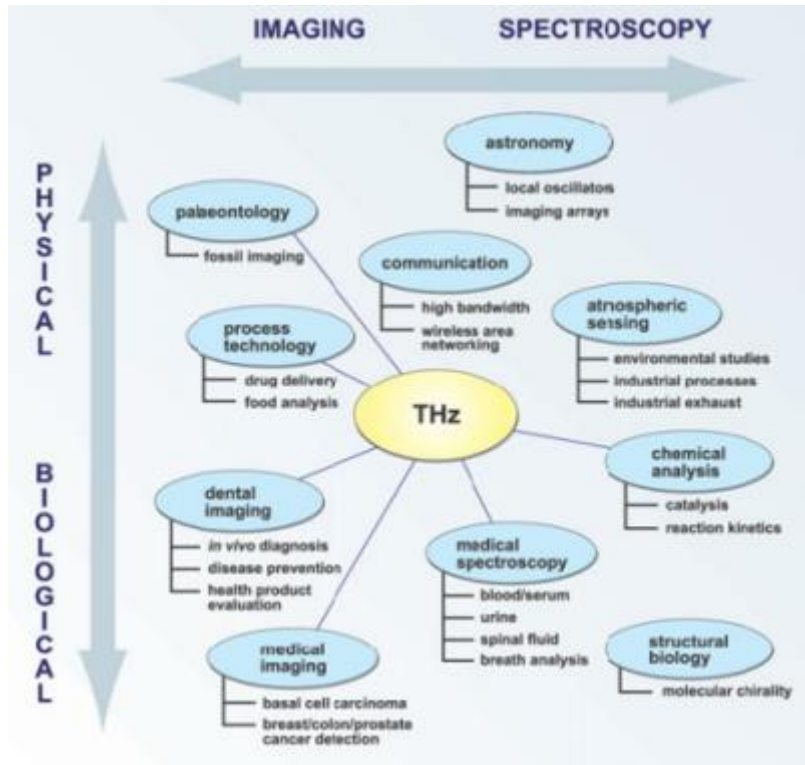
Bilimsel kullanım: Kimya ve biyoloji alanlarında oluşan kimyasal reaksiyonu kontrol etmek için molekül sistemine enjekte edilen enerji, sistemi hassasiyetle kontrol edebilmek için özel bir moda kanalize edilmelidir. Bu yüzden bu alanlarda kimyasal reaksiyonları kontrol altında tutmak oldukça zordur. Bu bakımdan terahertz dalgalarının kullanımı karmaşık molekül sistemlerinde, moleküler etkileşimleri yüksek hassasiyette görüntülemeye kolaylık sağlamaktadır. Ayrıca biyolojik moleküller su ile özel bir temas halindedir. Örneğin; protein molekülleri işlevlerini yerine getirebilmek için suyun bulunduğu ortamları tercih eder ve ayrıca hava/su veya su/katı arayüzlerinde yoğunluk, pH değerlerinde farklı özellikler gösterir. Bundan dolayı, biyolojik sistemleri anlamak için terahertz spektroskopisi kullanılabilir.



Şekil 1.5 Terahertz ışınımları kullanımları

(Kaynak: Bandyopadhyaym, 2006)

İletişim: Terahertz dalgalarının atmosferden geçmediği bilinmesine rağmen bu dalgalar ile iletişim kurmayı sağlayan bazı sistemler geliştirilmiştir. Küçük anten boyutu ve geniş bilgi band aralığı gibi avantajlarından dolayı, terahertz dalgalarının güvenlik amaçlı iletişimde kullanılması avantaj sağlamaktadır. Terahertz dalgaları aerosollere IR (kızılötesi) ve optiksel dalgalardan daha fazla girebildiğinden dolayı bu dalgalar stratosferdeki iletişim sistemleri için avantaj sağlamaktadır. Bu yüzden, elektromanyetik spektrumun bu bölümündeki dalgalar su buharlarının uydudan uduya veya uçaklardan uduya sağlanan sinyalleri absorbe ettiğinden dolayı, yüksek rakımlarda iletişim için kolaylık sağlamaktadır.



Şekil 1.6 Terahertz dalgalarının uygulama alanları

1.3. Terahertz Dalgaları Üretimi

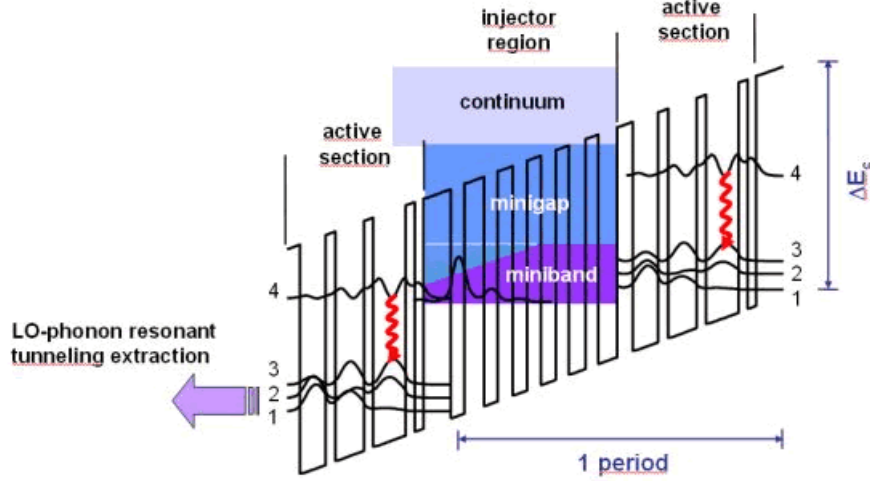
Bu bölümde terahertz ışınımının birçok uygulama alanında terahertz kaynaklarından bahsedilecektir. Bu kaynaklar koherent olmayan ısı teknikler, geniş bant-eğilim teknikleri veya dar bant sürekli-dalga teknikleri olarak kategorize edilebilmektedir.

Genişbant THz kaynakları: Terahertz ışınımları üreten birçok değişik kaynak bulunmaktadır. Halbuki tüm bu kaynaklar çok düşük dönüşüm verimliliğine sahiptir. Bu yüzden, femtosaniye optik kaynaklarının ortalama gücü 1 W rejimi içerisinde iken THz ışın gücü nano ve microwatt aralığındadır. En çok kullanılan genişbant Terahertz ışınım üretme tekniği fotoiletim ve optik yansıma

yaklaşımlarıdır. Bunlardan başlıcaları fotokondaktörler ve kullanan yüksek hızda geçici akım kaynağı yayan antenlerdir. Genellikle fotokondaktörler yüksek dirençli GeAs, InO ve radyasyona maruz bırakılmış silikon plakalar içerirler. THz jenerasyonu fiziksel olarak elektron delik çiftleri oluşturan ultra hızlı lazer atımlı fotoiletkenler kullanırlar. Başka bir mekanizma ise elektro-optik etkinin ters sürecini içeren optik reftifikasyonudur. Bu teknikler içerisinde femtosaniye lazer vuruşları gereklidir ve fotoiletken elemanlarının aksine THz ışınımları verici lazer darbesinden direk olarak gelirler.

Darbant THz kaynakları: Darbant terahertz ışınım jenerasyonu spektroskopi ve iletişim alanlarında önemli bir yere sahiptir. Bunun yanında geçtiğimiz yüzyıldan bu yana darbant kaynaklarının gelişimi konusunda kayda değer bir ilgi artışı söz konusudur. Düşük güçte terahertz ışınımları oluşturmak için kullanılan ortak teknik gerilim kontrollü osilatörler ve dielektrik rezonatör osilatörler gibi düşük frekanslı mikrodalga osilatör yükseltme tekniğidir. Burada dönüşüm ile genellikle düzlemsel GaAs Scottky-diyot çarpanları elde edilir. Bir diğer terahertz ışınımları elde etmek için kullanılan yöntem ise gaz lazerleridir. Kaynaklar arasında düşük basınçlı gaz boşluğu, karbondioksit lazer tarafından pompalanan gaz moleküllerinin emisyon aralığını oluşturmaktadır. Buna karşın bu tip kaynaklar genellikle büyük boşluklar ve kilowatt güç kaynakları gerektirmektedir ve sürekli olarak ayarlanabilir değildirler. 30 mW'ye kadar yüksek güç kaynakları üretebilirler. Son günlerde, enerji-kurtarma lineer hızlandırıcılara sahip serbest elektron gaz lazerlerinin yüksek güçte THz emisyonu elde etmede kuvvetli bir aday oldukları gösterilmiştir. Serbest elektron gaz lazerlerinin çalışma prensibi güçlü, mekânsal olarak değişen manyetik alanlarda güçlü bir vakum ile yüksek hızda yayılan elektron demetlerini temel almaktadır. Ayrıca, birçok optik teknik dar terahertz ışınımları elde etmek için oluşturulmuştur. Darbant THz ışınımı elde etmek için 1979 yılında ilk olarak iki lazer kaynağı arasında doğrusal olmayan photomixing kullanılmıştır. Buna karşın bu teknik yüksek dönüşüm verimliliği vermemiştir. Yarıiletken lazerler darbant THz ışınımı jenerasyonu için daha umut verici bir tekniktir. Yine de bu tür lazerler düşük güç çıkışı ve lazer uygulaması koşulları korumak için kriyojenik soğutma gerekliliği gibi bazı kısıtlamalara sahiptir. 1994 yılında keşfedilen kuantum kademeli lazerler (QCLs) yarıiletken lazerler arasında yer almaktadır. Bu kuantum kuyuları moleküler demet epitaksi tekniği ile inşa edilmiştir. QCL'ler Şekil 1.2'de de gösterilmiş olan AlGaAs potansiyel engelleri arasında sıkışmış GaAs nanometre boyutunda tabakalar tarafından eşleşmiş kuantum kuyularına sahiptir (Şekil 1.2.). Popülasyon değişimi meydana gelirken düşük seviyeye elektron geçişi oluşur ve aktif bölgede spesifik bir dalga boyunda dalgalar oluşur.

Kuantum kademeli lazerler: Elektromanyetik spektrum kızılötesi bölgesinde terahertz ışınımları oluşturmak için kullanılabilirler. Buna karşın uzun dalga boyuna sahip terahertz ışınımları üretiminde bu lazerler hala önemli bir soruna sahiptir.



Şekil 1.7 Kuantum kademeli lazerlerin THz iletim yapısı

(Kaynak: <http://www.wsi.tum.de>)

Daha önce de belirtildiği üzere bu bölgelerdeki (0.1 to 10 THz) elektromanyetik dalgalar görüntüleme, algılama ve spektroskopi gibi oldukça önemli uygulama alanlarına sahiptir (Tonouchi, 2007). Birçok terahertz kaynağı pratikte kendi dezavantajlarına sahiptirler. Buna karşın yüksek güç elde etme kabiliyeti, düşük maliyet ve ayarlanabilir terahertz ışınım kaynakları olarak yüksek bir ilgiye sahiptir. Araştırma yüksek sıcaklık süperiletkenler (HTSs) teknolojisi içeren yeni THz kaynaklarını araştırmaya yoluna doğru ilerlemektedir. THz ışınımı oluşturmada HTS kullanımını önemli kılan en önemli özelliklerden biri Josephson plazma salınımlarıyla dalga Josephson plazma sıklığını mümkün kılan tabakalaşmış yapısıdır (Tachiki, 1994). Ayrıca, Bi2212 içinde IJJs yığınları voltaj ve frekans dönüştürücü olarak kullanılabilir (Josephson 1962). Buna benzer birçok çalışmada sonar 2007 yılında bilimsel bir atılım gerçekleştirilmiştir. HTS süperiletken Bi2212 örneğinden terahertz dalgaları üretmenin detayları 2. bölümde açıklanacaktır.

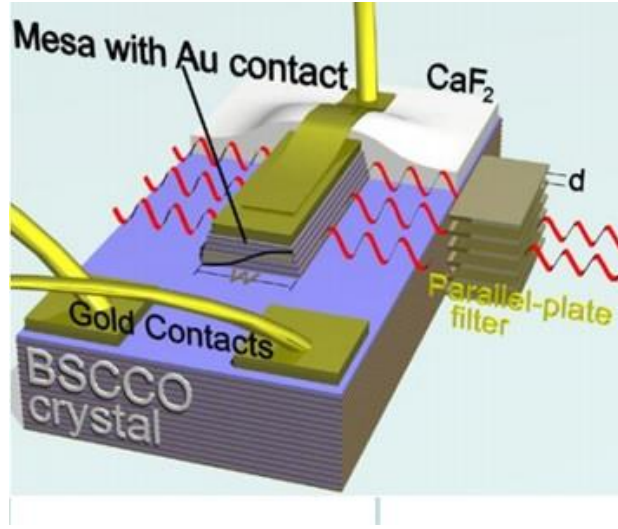
1.4. HTS Süperiletken $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ Örneğinden THz Üretimi

İlk olarak Josephson ekleminden mikrodalga frekans aralığındaki ışığa 1965 yılında Langberg ve arkadaşları tarafından gözlenmiştir (Langberg, 1965). Ancak bu yıllar içerisinde pW aralığında ışığa gücü pratik uygulamalar için oldukça küçüktür. Daha sonra koherent ışığa elde etmek için IJJ dizileri geliştirmek için birçok bilimsel çalışma yapıldı (Jain, 1984, Barabara, 1999). Jain ve arkadaşları tüm eklerin maksimum ışığa sağlayabilecek için dizi içindeki eklerin toplam sayısının karesi ile orantılı olarak ışığa yapmaları gerektiğini göstermişlerdir (Jain, 1984). Öte yandan terahertz yayılımı için yapay eklemeler ve geleneksel süperiletken kullanımı yapay eklemelerin farklı parametrelere sahip

olması ve geleneksel süperiletkenlerin enerji aralığı sınırlarına sahip olması ışımının gigahertz aralığına olmasını sağladığından büyük ilgi gören bir konudur.

1992 yılında Kleiner ve arkadaşları katmanlanmış Bi2212 içeren yüksek sıcaklık süperiletkenlerin özgün Josephson etkisi gösteren terahertz üretiminin temel fikri olduğunu gösterdiler (Kleiner, 1992). Bu büyük atılımdan sonra terahertz aralığı içinde elektromanyetik kaynakların geliştirilmesi rotası çizildi. Çünkü yüksek sıcaklık süperiletkenlerin geniş enerji aralığı terahertz aralığında bu spektral bölgenin pratik uygulamaları için yüksek Josephson frekansı sağlar. Buna ek olarak özgün Josephson eklemleri (IJJs) parametreleri kendi atomik kristal yapısı tarafından kontrol edilen IJJ'lerden farklı olarak dielektrik katman tarafından kontrol edilen parametrelerin yapay eklerlerden çok daha yakın parametrelere sahiptir. Üstelik IJJ'ler yaklaşık c-ekseni boyunca 1.56 nm gibi çok yoğun yapılar olduklarından ışıma dalga boyunu ölçeği üzerinde süper-ışma sistemi ile birçok ekleme ulaşmak için uygundur. Şu ana kadar terahertz üretim mekanizması için büyük çaba sarf edildi. Ancak tüm eklemlerde senkronize salınımlar için aynı problem geçerlidir.

0.5 THz yüksek frekans ışınması ile senkronize olmayan özgün eklemden zayıf bir güç elde edilir (Batoy, 2006). Terahertz ışınmasının yüksek gücünü elde etmek adına senkronize eklemler için birçok çalışma yürütülmektedir. Örneğin, Irie ve arkadaşları koherent Josephson vortex akımı oluşturmak için bir manyetik alan uyguladılar. Madsen ve arkadaşları bir mikrodalga oyuk içine Bi2212 eklediler (Madsen, 2004). Wang ve arkadaşları küçük boyutlu kümelerle paralel bir yan yol kullanmışlardır. Bulaevski ve arkadaşları yüksek güçte terahertz ışınması için manyetik alan uygulamadan mesa ile yan yüzey ve geniş eklem sayısının (yaklaşık 104) kullanılabileceğini gösterdi (Bulaevski ve Koshelev, 2007). Ayrıca onlar salınımlar tarafından kendi kendine üretilen manyetik alanı yüksek güçte ışınma elde etmek için farklı eklemlerde senkronize olmuş salınımlar için kullanılabilir. Fakat özdeş eklemlerin geniş sayısı ile bu şekilde bir mesa üretmek oldukça zor bir teknolojidir. 2007 yılında Ozyuzer ve arkadaşları Bi2212 tek kristali içinde özgün Josephson eklemlerinden dikdörtgen mesa yapılarının terahertz frekansı sisteminde yoğun, uyumlu, sürekli ve tek renkli elektromanyetik dalgalar üretimi için kullanılabileceğini gösterdiler. Elde edilen frekans 0.85 THz kadar yüksek ve radyasyon gücü güç bu çalışmada daha düşük bir mertebe olan önceki çalışmalardan 0.5 mikron farklı olduğu için bu deneysel bir atılım oldu. Buna ek olarak, radyasyon gücü kriyostat dışında çevre ortamından geçtikten sonra tespit edilir. Bu çalışmanın diğer önemli özelliği de Ozyuzer ve arkadaşlarının örneğe hiçbir manyetik alan uygulamamış olmasıdır. Basitçe terahertz ışınmasının yüksek ve de sürekli gücünü elde etmek için sisteme bir dc akımı uygulanmıştır.



Şekil 1.8 Terahertz ışınması için Bi2212 kristalinden mesa şeması

(Kaynak: Ozyuzer, 2007)

Bu çalışmada mesanın boyutları 300 µm boyunda, 40-100 µm genişliğinde ve 1 µm yüksekliğinde olduğu Şekil 1.6 üzerinde şematize edilmiştir. Mesanın c-ekseni boyunca bir dış akım uygulanmıştır; terahertz ışınması için direnç deviyesi Josephson plazmasının rezonans modunu uyarılmaktadır. Bu şekilde Josephson plazmasının devam eden dalgaları mesa yüzeyinde terahertz ışınmasına dönüşür. Daha sonra elektromanyetik dalga mesanın vakum ortamında yayılır.

Kleiner ve arkadaşları elektromanyetik dalgaların yayılımının Josephson plazma modları içinde katmanlanmış Bi2212 yapısının terahertz ışınması için önemini göstermişlerdir (Kleiner, 1994). Josephson plazma modu ile yüksek hız tüm eklemlerin aynı modda salındığı iç-faza karşılık gelirken düşük hız ile mod tüm eklemlerin dış-fazda salınması anlamına gelir. Ayrıca ortalama elektrik alan yüzde diğer modları iptal ettiğinden sadece iç-faz modunda terahertz üretimi sağlanabilir. Tüm eklemler iç-faz modunda salındığı zaman elektromanyetik dalgaların süper pozisyonu ışınma gücünün direk olarak eklem sayısının karesi ile orantılı olduğu mikroskobik durumda sonuçlanır. Mesa içinde yanal boyut Josephson plazma modlarının yayılma aralığından küçük olduğu zaman mesa kenarında toplam yansıma tarafından ideal sürekli bir dalga üretilir. Rezonans koşulu Josephson frekansının oyuk frekansına, $f_{cav} = V/(N\Phi_0)$ eşit olduğu durumdur. Burada w , oyuk genişliği, V eklem kümesine karşı uygulanan voltaj, Φ_0 manyetik kuantum akısı ve N küme içindeki aktif eklem sayısıdır. Buna ek olarak ışınma frekansına göre rezonans durumu $f \sim 1/w$ ifadesine göre mesa genişliği tarafından kontrol edilebilir.

2007 yılındaki bu hamleden sonra birçok bilim insanı katmanlanmış Bi2212 süperiletkeninden THz üretimi üzerine çalışmaya başlamıştır. Son zamanlarda Kadowaki ve arkadaşları on kat daha geniş güç

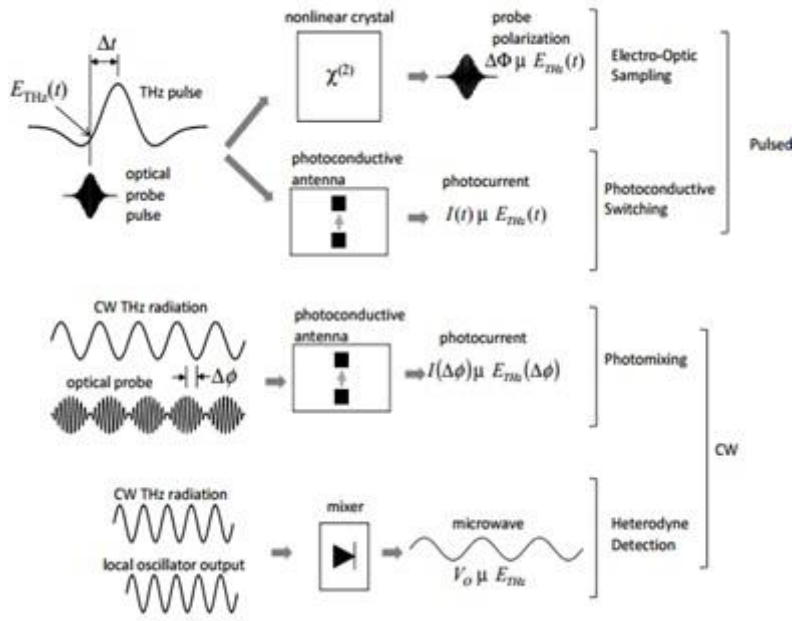
(5 μm) ve 2.5 THz frekansına karşılık gelen kırk kata kadar daha yüksek uyum Bi2212 tek kristalli mesa yapısından elde edilebilir (Kadowaki, 2009). Wang ve arkadaşları oyuk modlarının ısıtımını yapmak için eklemler üzerindeki elektrik alan dağılımını inceledi. Bu çalışmada, bu grup oyuk rezonansına karşılık gelen sürekli elektromanyetik dalgaları gözlemler. Ayrıca yüksek besleme bölgesinde kritik sıcaklıktan daha yüksek sıcaklığa sahip noktaları ve bu noktaların yerlerinin dış akımla değiştiğini gözlemler. Bu sıcak noktalar oyuk boyutlarının ve böylelikle ışımaya frekansının ayarlanmasında kullanılabilir olduğunu gösterdiler (Wang, 2009). Kurter ve arkadaşları I-V eğrisinin geri bükülmesinin ısıya göre Bi2212 içinde $R_{qp}(T)$ şeklinden geldiğini gösterdiler. Ayrıca I-V eğrisi boyunca mesa sıcaklığını bulmak için V/I ve $R_{qp}(T)$ karşılaştırıldı ve ~ 60 K değeri üstünde geri eğilimin kaybolduğu sonucunu elde ettiler. Kurter ve arkadaşları Bi2212 mesalarında özgün Josephson eklemelerinin iletkenliğindeki bu yüksek ve keskin tepe noktalarının süperiletken enerji aralığı olarak nitelendirilmelerine rağmen ısınmanın bir sonucudur. Temel f_1 daha yüksek integral harmonikleri olarak sergilenen frekans spektrumu ve ısı etkisine karşı değişen I-V karakteristiğini elde ettiler, iki gerekli ışımaya koşuluna etki etmediler. $f_1 \sim f_p$ olduğu zaman ışımaya koşulunun sağlanmış olması gerektiğini önerdiler, burada f_p Josephson plazma frekansıdır (Tsujimoto, 2010). 2011 yılında Yamaki ve arkadaşları dikdörtgen şekilli mesa yapısından yoğun elektromanyetik dalga üretimini açıkladılar. Işımanın gücü önceki çalışmalardan on kez daha yüksek olup 30 μm değerinde olduğu gösterildi. Buna ek sıcaklık ve radyasyon gücü arasındaki ilişkiyi bir denge dışı termodinamik durum DC akımı girişi üzerinden gerçekleştirilebilir olabileceğini düşündüren, tersinir ve tersinmez iki tür ışımaya çalışıldı (Yamaki, 2011). Terahertz ışımalarının %12'ye kadar ısı değişimi ve besleme voltajı tarafından ayarlanabilirliği ve bu anlayışın özgün Josephson eklemeleri kümesinden oluşan terahertz düzenleri için oldukça önemlidir (Benseman, 2011). Elektrot kalınlığı etkisi Kakeya ve arkadaşları tarafından çalışıldı. Elektrot kalınlığının 100 nm değerinden küçük olması elektrot üzerinden geçen zayıf ısı akışından dolayı Josephson plazma salınımının harekete geçmesine yardımcı olabileceğini gösterdiler. Ayrıca Kakeya ve arkadaşları yerel sıcaklık artışının terahertz bölgesinde ışımaya elde etmek için faz kıvrımı senkronizasyonun temeli olduğunu ileri sürdüler (Kakeya, 2012). Ardından Tsujimoto terahertz ışımalarının görüntüleme uygulamaları için de kaynak olarak kullanılabilirliğini gösterdi (Tsujimoto, 2012). Daha sonra Benseman ve arkadaşları üç mesa yapısının aynı anda senkronize olmasıyla 600-mikrowatt terahertz ışımaya elde ettiler (Benseman, önbaskı).

Sonuç olarak, ışımaya yaparken ikisi beraber çalışıyor olmasına rağmen terahertz ışımaya mekanizmasının temelini ac Josephson etkisi olduğu ve daha güçlü bir ışımaya elde etmek için oyuk rezonansının gerekli olduğu ortaya çıkmıştır.

1.5. Terahertz Keşfi

Terahertz ışımalarının keşfi elektromanyetik spektrumun terahertz bölgesinde dalga üretimi olarak oldukça önemlidir. Düşük giriş gücüne göre ve ısı tabanlı ışımanın yüksek seviyeleri bu aralıkta oldukça yüksek duyarlılıkları gerektirmektedir. Bu nedenle bu spektral sistemde geniş ve dar bant sinyallerini ölçen birçok dedektör teknolojisi geliştirildi. Genellikle genişbant tespiti için kullanılanlar ısı emilim temeline dayanan direkt dedektörlerdir. Oysaki THz-TDS sistemlerinde darbant tespiti için koherent dedektörler ve çok hızlı lazer kaynaklarına dayanan teknikler genel olarak kullanılmaktadır. Bu bölümde yaygın olarak kullanılmakta olan terahertz algılayan uygulamalar anlatılacaktır.

Birçok koherent saptama tekniği arasında elektro-optik (EO) örnekleme, fotoiletken aktarma, photomixing ve heterodin tarama (heterodyne detection) terahertz dalgalarını tespit etmek için en yaygın kullanılanlarıdır. Serbest elektro-optik (EO) örnekleme ile mevcut genişbant terahertz sinyallerinin elektrik alanı ölçülür. Mevcut elektrik alan optik doğrultma ile yakın ilişkili Pockels etkisi kullanılarak tespit edilir. Bir zaman dilimi içinde genişbant terahertz sinyalleri ölçmenin bir diğer metodu PC anten ile saptamadır. Besleme alanı bulunmadığı zaman terahertz alanı fotoiletken aralık içinde optik prob sinyali fotoakım verdiğinde bir akım oluşturur. Oluşan fotoakım THz alanı şiddetiyle orantılıdır. Fotoakım ölçümü THz sinyali ve optik prob arasında belli bir zaman mühletinde değişirken herhangi bir zaman dilimi içinde terahertz sinyali şeklinin haritalandırılmasını sağlar. Photomixing fotoiletken anahtarlama kullanımına dayanan diğer bir CW (sürekli dalga) THz ışınması ölçüm şeklidir. Bu yöntemde fotoakım bağıl faz üzerinde sinüsel bağımlılık gösterir. Terahertz ışınması tespiti ile heterodin detektör karıştırıcı olarak bilinen lineer olmayan bir alet kullanır. Bu tip taramalarda karıştırıcı olarak Schottky diyotları kullanılır.



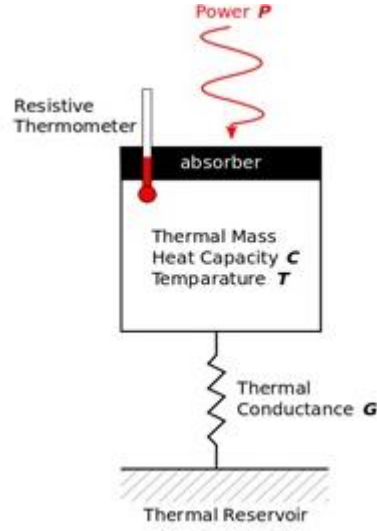
Şekil 1.9 Terahertz ışımının koherent tespiti

(Kaynak: Principles of Terahertz Science and Technology)

Burada ‘ortanca frekans’ olarak adlandırılan farklı frekanslarda çıkış frekansı üretmek için bulunmaktadır. Burada ışımının çıkış frekansının şiddeti THz şiddeti ile orantılıdır. Heterodin tarama tekniği optik tekniklerden farklı olarak genellikle CW koherent olmayan terahertz ışımını saptamak için kullanılır.

Terahertz ışımını algılamak için birçok koherent olmayan tarayıcı türleri arasında ısı elektrikli aleti, bolometreler ve Golay cell yaygın olarak kullanılan ısı sensörleridir. Temel olarak tüm cihazlar emicideki sıcaklık farkını ölçmek için kullanılan bir soğutucu ve termometreye bağlı radyasyon emiciye sahiptir.

Genellikle ısı elektrikli dedektörleri yüksek hassasiyet gerektirmeyen terahertz uygulamaları için sunulmuştur. TGS ya da Lityum Tantalat içeren ısı elektrikli malzemeleri geniş doğal bir elektrik polarizasyonu gösterir ve bu tür dedektörler sadece AC sinyallerini algılayabilir. Ayrıca ısı elektrikli dedektörleri oda sıcaklığında çalışabilme özelliğine sahiptir. Galyum ile katılanmış Germanyum fotoiletken dedektörler başka bir algılama cihazıdır ve diğer element kombinasyonlarından daha uzun dalga boylarına tepki veren fotoiletkene sahiptir. Hiç stres bulunmadığında kesme dalga boyu yaklaşık 120 μm iken detektör kristaline stres uygulandığında sayı yaklaşık 200 μm kadar artış göstermektedir.

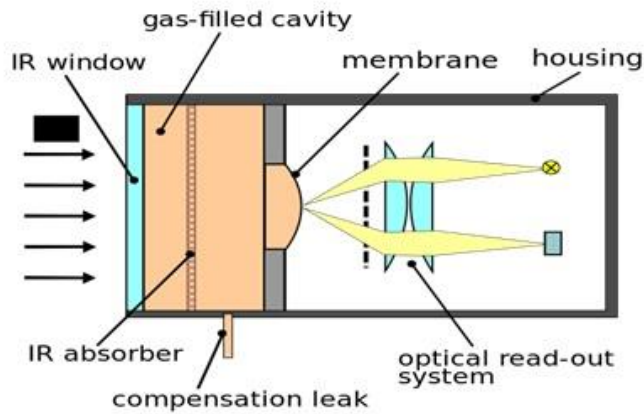


Şekil 1.10 Bolometre dedektörü

(Kaynak: www.wikipedia.com)

Bolometre dedektörü Samuel Pierpont Langley tarafından 1878 yılında icat edilen bir radyant dedektördür. Bu tür ısı dedektörler sıcaklık değişimlerine oldukça duyarlıdır. Isıl dedektörler genel ışımayı ısıya dönüştürebilme özelliğine ve sonra ısıya karşılık vermek için kullanılan aktif elemente sahiptir. Bunun sonucu olarak ısı girişi, cihazın ölçülebilir fiziksel özelliklerinin oluşmasına neden olur. Bolometre dedektörünün şematik gösterimi Şekil 1.10'da görülebilir.

Golay cell: Golay cell 1947 yılında M. J. E. Golay tarafından icat edilmiştir. Golay cell dedektörü içerilen gazın hacim ya da basınç değerlerinin sıcaklıkla değişimine dayanan bir oda sıcaklığı dedektörüdür. Temel olarak oluşan elektromanyetik radyasyon bu tür bir dedektöre ulaştığı zaman hacimdeki değişim, meydana gelen ışınların sapması ile ölçülür. Ayrıca Golay cell iki uca sahip metal bir silindirdir; biri karalı metal yüzey ve diğeri esnek metalize diyaframdır. Hacim ya da basınçtaki değişim ölçmek için bu hücre bir soygaz ile doldurulur.



Şekil 1.11 Golay cell (Kaynak: www.wikipedia.com)

Elektromanyetik radyasyon kararlı metal düzlem tarafından emildiğinde soy gaz ısınır ve ısınan gaz basınçta bazı değişimler meydana getirir ve böylece diyafram genişir. Sonuç olarak oluşan akı diyaframın hareketinden yansıyan ışın tarafından ölçülür. Golay cell düzeneğinin şematik gösterimi Şekil 1.9’da gösterilmiştir. Golay cell bazı avantaj ve dezavantajlara sahiptir. Örneğin eğer spektral duyarlık ön pencere malzemesi tarafından ayarlanabilir ve operasyon için soğutma gerekmezse, bu tür hücreler tüm radyasyona karşılık verir. Ancak çeper kullanımı oldukça narindir ve Golay cell çalışma prensibi ısı etkilenme temeline dayanır. Maksimum hızlarının pratik operasyon sıcaklığı 20 Hz’dir. Üretilen mesalarımızın terahertz ölçümünü sağlamak için, diğer terahertz dedektörleri ile karşılaştırdığımız zaman birçok avantaja sahip olduğundan Golay cell kullanıldı. Deneysel işlemlerin detayları 3. Bölüm’de verilecektir.

2. TEORİK BİLGİ

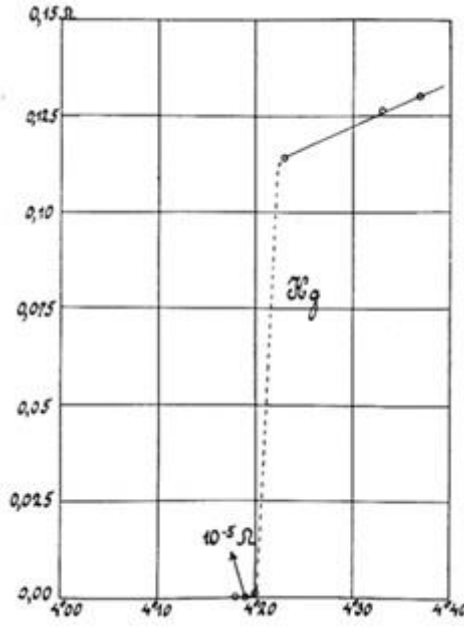
2.1 Giriş

Süperiletkenlik Kimberling Onnes tarafından 1911 yılında yüksek sıcaklıklarda cıvanın elektriksel direnç ölçümü deneylerini yaparken keşfedildi. Daha sonra Einstein gibi önemli bilim adamlarından Landau ve Heisenberg birçok bilimsel çalışmayı tamamladılar. Hemen sonrasında 1957 yılında Bardeen, Cooper ve Schrieffer süperiletken BCS teorisini tanımladılar. Basitçe, BCS teorisi iletim elektronları ile fononlar arasındaki ilişkiden bahseder. Bilindiği üzere, vakum ortamında Coulomb Etkileşim Kuvveti'nden dolayı iki elektron birbirini iter. Fakat eğer bu iki elektron bir süperiletken malzeme içindeyse birbirleri ile kritik sıcaklık T_c altında etkileşeceklerdir. BCS teorisinin tanımından sonra 1979 yılında yeni tür süperiletken malzemeler (organik süperiletkenler, ağır fermiyonlar) keşfedildi. Bu yeni keşifden sonra ilginç haberler gelmeye başladı; bakır çiftleri. Cupratelerin keşfedilmesi deneysel ve teorik çalışmaların ikisini birden canlandırmıştı. Daha sonra yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin karakteristiği BCS teorisinin açıklayamadığı bazı farklı özellikleri göstermesi birçok bilimsel çalışmanın ortaya çıkmasını sağladı. Örneğin, BCS izotop etkisi kritik sıcaklık ile geleneksel süperiletkenlerin çoğunun izotop kütlesi cuprateler içinde görülemedi önemli bir teoridir.

BCS izotop etkisi kritik sıcaklık ile geleneksel süperiletkenlerin izotop kütleleri arasında ilişki kuran cupratler içinde görülemeyen önemli bir teoridir. Özetle, fonon-elektron etkileşimi ile spin dalgalanmalarının yardımı bugün fonon-elektron etkileşim dayanıklılığının malzemeden malzemeye çeşitlilik gösterdiği ve bilinen tek teoridir. Kuvvet metallere içinde çok zayıfsa, cuprates güçlü bir kuvvet gösterir. Ayrıca, metalik süperiletkenler içine dalga fonksiyonları eklenmesi uzun-menşil faz uygunluğu sağlar. Öte yandan eş fazlı yüksek sıcaklık süperiletkenler kadar organik bileşenler ve ağır fermiyonlar içinde de manyetik dalgalanmalarla tespit edilir.

2.2. A Süperiletkenliğin Kısa Tarihi

Bu bölümde yüksek T_c süperiletken malzemelerin daha iyi anlaşılabilmesi için süperiletkenliğin kısa tarihi özetlenecektir. Yukarıda da belirtildiği gibi süperiletkenlik Hollandalı fizikçi H. Kamerlingh Onnes tarafından 1911 yılında keşfedildi. Onun çalışmalarında dc cıvanın direnci 4.2 K sıcaklığı altında sıfıra düşmektedir.



Şekil 2. 1 Süperiletkenliğin ilk tanımı

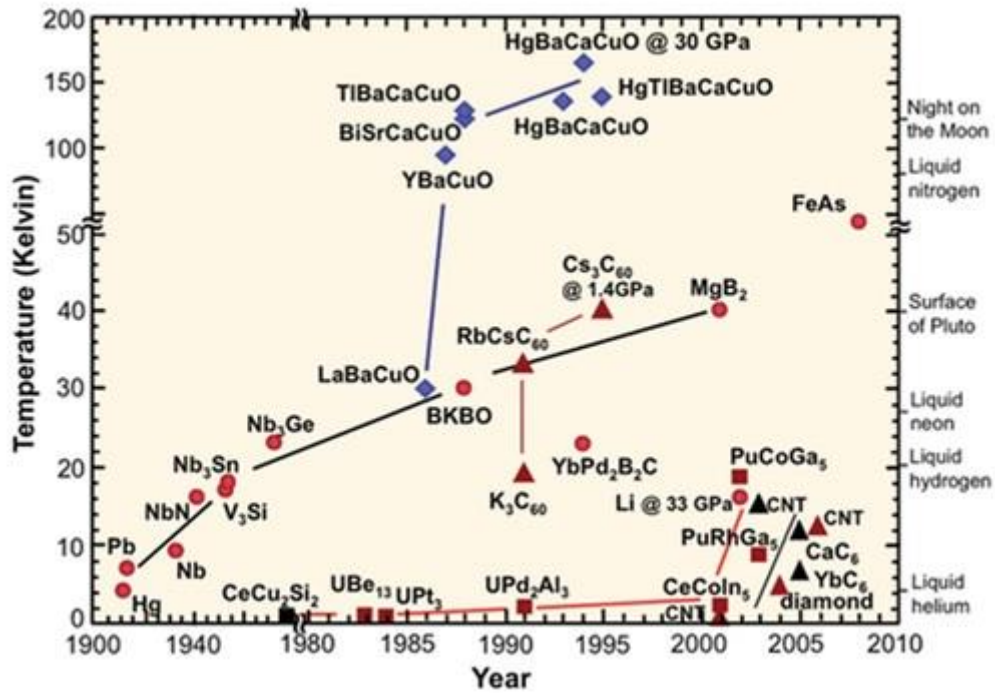
(kaynak: Onnes 1911)

Diğer bir belirleyici keşif 1933 yılında W. Meissner ve R. Ochsenfeld tarafından gerçekleştirildi. Bu iki önemli bilim insanı süperiletken malzemelerdeki mükemmel diyamanyetizmi tanımladılar. 1934 yılında süperiletkenlerin ısıl özelliklerinin anlaşılmasına farklı bir bakış açısı getiren iki-akışkan model C.J. Gorter ve H.B. G. Casimir tarafından keşfedildi.

Diğer bir önemli fenomena dış manyetik alanda süperiletkenlerin içindeki köşelerin 1937'de L. V. Shubnikov ve arkadaşları tarafından keşfedilmesi olmuştur. Sonra 1950'de izotop etkisi ve Ginzburg-Lan teorisi süperiletkenlik olayının daha iyi anlaşılmasında önemli bir rol oynamıştır. 1957 yılında, J. Bardeen, L. Cooper ve R. Schrieffer BCS teorisi olarak iyi bilinen metallerdeki süperiletkenliğin mikroskobik teorisini ilk olarak ortaya atmışlardır. 1962'de diğer bir önemli bilimsel gelişme meydana geldi; B. D. Josephson teorik olarak bakır çiftlerinin birkaç nanometre kalınlığında ince yalıtkan katmanın kuantum mekaniksel tünellenmesini tahmin etmesi. Bu fenomena süperiletken uygulamalar üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. 1986 yılında yüksek-Tc süperiletkenliğinin keşfi cuprateler içinde süperiletkenlik üzerindeki araştırmaları canlandırmıştır. Bu önemli keşif J. G. Bednorz ve K. A. Muller tarafından gerçekleştirildi. Daha sonra 1987 yılında Anderson, çiftlenim mekanizması ve diğerlerinden farklı eşfazlı yerleştirme için mekanizma öngördü. Ardından 2001 yılında bakır çiftlerinden Bi2212 tek kristalinin tünelleme spektrumu bakır çiftlerinden soliton benzeri uyarılmalar gösterdiği anlaşıldı.

2.3 Süperiletken Malzemeler

Ones'in ciddi araştırmasından sonra binlerce yeni süperiletken malzeme piyasaya sürüldü. Süperiletken malzemeler özelliklerine göre şu şekilde ayrılabilir; metaller, çiftlenmiş alaşımlar ve bileşeler, Chevrel fazları, yarıiletkenler, organik quasi-bir- boyutlu süperiletkenler, ağır fermiyonlar, oksitler, yüksek-Tc süperiletkenler ve diğerleri.



Şekil 2.2 Süperiletken malzemelerin keşif tarih cetveli

(Kaynak: Enerji Bölümü görüntü nezaket - Temel Enerji Bilimleri)

Yüksek Tc süperiletken cuprate, 1989 yılında yaklaşık 30 K sıcaklığında La-Ba-Cu-O seramik süperiletkeninin keşfi ile başladı. Sonrasında 93 K civarında yeni en yüksek iletim sıcaklığı YBCO hesaplamasında çalışan M. K. Wu ve P. W. Chu tarafından gelmiştir. Daha sonra Bi ve Ti tabanlı süperiletken cuprateler ile iletim sıcaklığının sırasıyla 110 K ve 125 K olduğu keşfedildi ve 1993 yılında Hg-tabanlı cuprateler ile Tc değerinin 135 K olduğu ileri sürüldü. Şekil 2.2 süperiletken malzemelerin keşifinin zaman eksenini göstermektedir. Burada tüm cuprateler katkılanmış değil ve sadece elektron katkılanmış olanı (Nd, Pr, Sm) CeCuO 1989 yılında 24 K civarında tanıtılmıştır.

2.4. Süperiletkenlerin Karakteristik Özellikleri

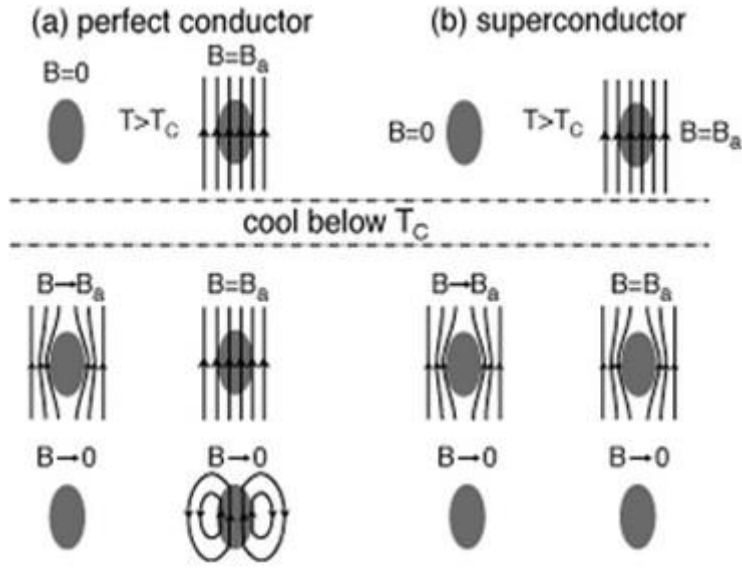
Bu bölümün amacı süperiletken malzemelerin düşük sıcaklıktaki davranışlarını daha iyi anlamak ve bu süperiletken malzemelerin ısıl ve elektrodinamiksel özelliklerinin ani değişikliğini görmektir.

Normal metallerin istikrarlı olarak artması ve sonra ρ_0 sabit değerine ulaşması iyi bilinen bir fenomenadır. Ancak süperiletken malzemelerin direnci dikkat çekici bir şekilde son derece küçük değerlere düşmüştür.

Genellikle direncin iletim sıcaklığında birkaç değere aniden düşmesi ve kritik sıcaklığın altında sıfır olmasını göstermesi mümkün değildir. Bu nedenle en yararlı yol süperiletken malzemede süper akımın oluşturduğu manyetik alanı ortaya çıkararak direncin üst limitlerini araştırmaktır. Örneğin, düşük sıcaklık süperiletken için üst limitin $3.6 \times 10^{-23} \Omega \cdot \text{cm}$ olmasına neden olmaktadır (Quinn, 1962). Bu sebepten kullanışlı uygulamalar için sonsuz akım olarak süper akım incelenebilir.

Normal ve süperiletken metallere için iletim mekanizması Bi-, Ti- ve Hg- tabanlı cuprate süperiletkenler kimyasal kompleks malzemelerdeki gibi, kendi direnç sıcaklık grafiklerinde farklı süperiletken fazlar göstermesine rağmen oldukça basittir. Örneğin iki basamak iki farklı süperiletken iletim fazına karşılık gelmektedir. Genellikle tek faz yüksek sıcaklık malzemeleri metalik düşük sıcaklık süperiletkenlerden daha az keskin süperiletkenlik iletimi gösterir ve tek faz yüksek- T_c süperiletkenler için iletim genişliği genellikle yaklaşık 1K'dir. Diğer bir önemli süperiletkenlik durumu özelliği mükemmel diyamanyetizmdir. Süperiletken kritik sıcaklığın altına kadar soğutulur ve sonrasında zamana bağlı manyetik alan uygulanırsa kalıcı görüntü akımı oluşturulur. Sonra ters akı yoğunluğu, uygulanan alana ters olarak akım tarafından üretilir. Bu sebepten, süperiletken malzeme içindeki manyetik alan çıkarılır. Bu mükemmel iletken mekanizması ile benzerdir. İkinci durum malzeme soğutulurken aynı zamanda bir manyetik alan uygulanır. Hemen örneğin sıcaklığı iletim sıcaklığına çıkar, aniden manyetik alan süperiletken malzemenin içinden çıkarılır.

Bu tartışmaya yer vermeyen fenomeni Meissner etkisi olarak da adlandırılır. Şekil 2.3. (a) mükemmel iletken (b) süperiletken malzeme için adımları göstermektedir. Burada çarpıcı nokta mükemmel iletkenliğin Meissner etkisini açıklamak için yeterli olmamasıdır.

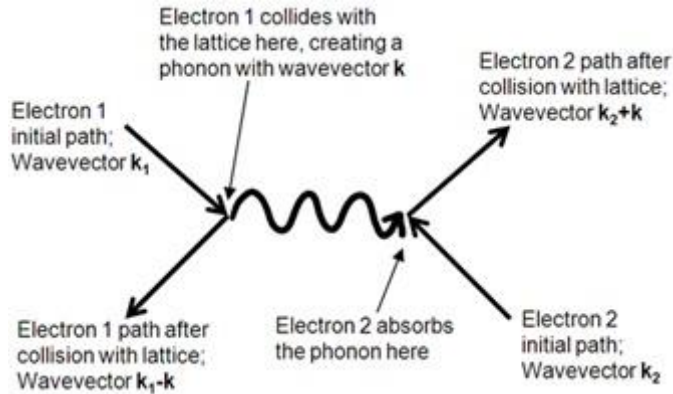


Şekil 2. 3 Meissner etkisi

(Kaynak: <http://Users-PHYS.au.dk>)

2.5. BCS Mekanizması

Bu bölümde BCS teorisi olarak da iyi bilinen süperiletkenliğin mikroskobik teorisi içinde geleneksel süperiletkenler kısaca açıklanacaktır. Ünlü bilim insanlarından H. Fröhlich ve J. Bardeen elektronların fonon denilen örgü titreşimleri sayesinde diğer elektronlar ile etkileşebileceğini tanımladı.



Şekil 2. 4 Cooper çifti cazibe modeli

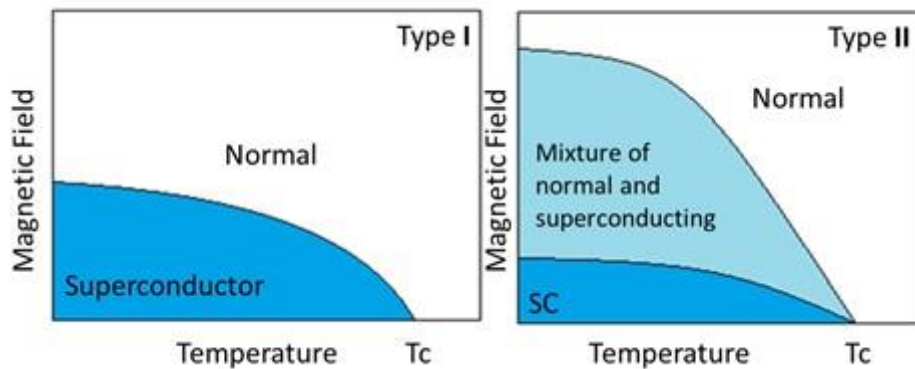
(Kaynak: <http://Hoffman.physics.harvard.edu>)

Metal içinde elektriksel direncin basit mekanizması elektronlar ve örgünün etkileşimi olarak bilinir. Bu basit etkileşim belli koşullar altında süperiletkenliğe sebep olur ve sıfır direnç ile sonuçlanır. Gümüş altın gibi bazı saf metallerin süperiletkenlik göstermemesinin nedeni budur; ancak bu metaller

mutlak sıfır civarında direnç gösterirler. Şekil 2.4. şematik olarak elektron fonon etkileşmesini gösterir. Fonon ve elektron arası etkileşme şöyle özetlenebilir; elektron periyodik bir örgüde hareket ettiğinde pozitif yüklü örgü ve negatif yüklü elektron arasında etkileşime örgüyü aksatma eğilimine girer. Bozukluk kısa bir süre devam ettiğinde, ikinci elektron onu düşürecek ve sonra onun tarafından etkilenmiş olacaktır. Bazı koşullar altında bu, iki elektron arasında zayıf dolaylı bir etkileşim sağlayacaktır. Burada bağlanmış elektronlar ters momentum ve spine sahip Cooper çiftleri olarak adlandırılırlar. Cooper çiftleri bosonlar gibi davranırlar ki bu onların aynı kuantum seviyesinde bulunabilecekleri, düşük enerji seviyesine sahip olabilecekleri ve üzerlerindeki enerji aralığından tahminen ayrılacakları anlamlarına gelir. 001 eV normal dirence sebep olan bu tür karambol etkileşimleri engeller. Bardeen, Cooper, ve Schrieffer'a göre bu 1972 yılında Nobel ödülü almalarını sağlayan önemli bir fikirdi.

2.6. I. ve II. Tip Süperiletkenler

Süperiletken malzemeler uygulanan manyetik alana göre normal seviyede ya da süperiletken seviyede bulunabilirler. Uygulanan alan malzemeden malzemeye değişen kritik manyetik alan değeri H_c ya da H_{c1} sınırlarını aşar, Meissner etkisi bozulur v.b. Manyetik akı süperiletken malzeme içinden geçebilme özelliğine sahiptir. Manyetik alanın düşük değerlerinde Meissner durumu baskındır. Ancak manyetik alan arttığı zaman iki değişik durum olacaktır ve bu iki durum iyi bilinen süperiletken türlerini sunacaktır. Bu iki türün manyetik özellikleri Şekil 2.5.'de görülebilir.



Şekil 2. 5 I. tip ve II. tip süperiletkenler

I. Tip Süperiletkenler: I. tip süperiletken kategorisi yumuşak süperiletkenler olarak da bilinen ilk keşfedilen ve en düşük sıcaklıklarda süperiletken hale gelen türdür. Bu tür süperiletkenlerde manyetik alan değeri H_c kritik değerini geçtiği zaman, süperiletkenlik beklenmedik şekilde birinci derece geçiş vasıtasıyla yok olur. Alüminyum, kurşun, cıva gibi saf metaller bu tür davranış sergiler. Ayrıca normal durumdan süperiletken ve mükemmel diyamagnetizme geçiş oldukça keskindir ve moleküler

titreşimi azaltmak, sekteye uğramış electronun BCS teorisine uymasını kolaylaştırmak için düşük sıcaklığa ihtiyacı vardır.

Ayrıca, manyetik alan akısı bu üç süperiletken malzeme sürekli tabaka halindeki örnekten geçer. Göreli kalınlığının sıcaklık ve manyetik alana bağlı olduğu tabaka normal ve süperiletken katmanları manyetik alana paralel olarak değiştiriyor. Bu özelliği uygulamalarda kullanmak için bazı zorluklar mevcuttur.

II. Tip Süperiletkenler: Süperiletkenlerin yeni ailesi 1930 yılında W. de Haas ve J. Voogd tarafından iki ayrı kritik manyetik alanın farkına varılmasıyla ortaya çıktı (H_{c1} ve H_{c2} olarak bilinen). Bu tür, sert süperiletkenler olarak da bilinir, uygulanan manyetik alana uyar H_{c1} kritik alanından kısmi olarak geçerler. Üstelik burada nüfuz etme, Abrikosov vorteksleri olarak da bilinen vortekslerin kuantize formları meydana gelir. II. tip süperiletkenler metal bileşenler ile karışımları içerir.

Bazı teorik hesaplamalar katmanlanmış cuprateler için bir üst limit öngörürken, diğer tarafta bir sınırı yoktur. İki teoride de hala birlikte çalışan keşfedilmeyi bekleyen birçok bileşen vardır.

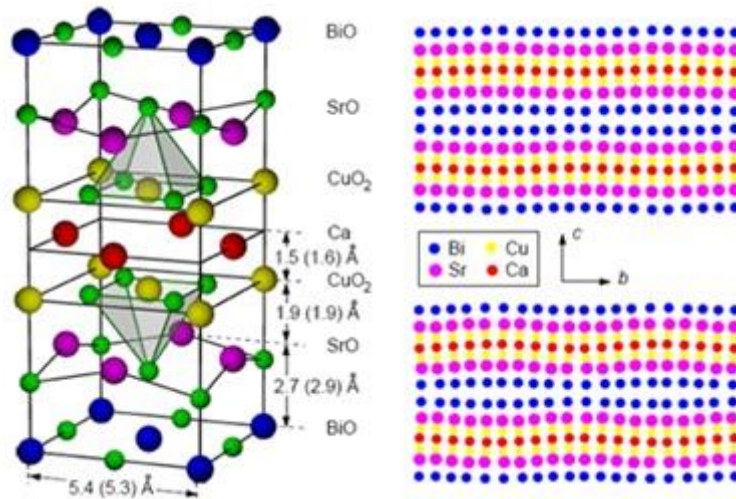
II. tip süperiletkenlerde manyetik akılar çok ince, eksiksiz kuantize edilmiş akı birimleri, $\Phi_0 = h/2e = 2.067833758$ içinden geçebilme yeteneğine sahiptirler. $(46) \times 10^{-1}$ Wb ve burada h : Planck sabiti, elektronik yükün büyüklüğüdür. Dahası uygulanan manyetik alan arttığında akı çizgilerinin yoğunluğu artar.

2.6.1. II. Tip Süperiletken: Bi2212

1986 yılında Bednorz ve Muller tarafından ilk yüksek- T_c süperiletken element, IBM Zurich Araştırma (Bednorz, et al. 1986) Laboratuvarı'nda tanımlandı. Kuşkusuz bu buluş süperiletkenliğin 30 K den daha yüksek sıcaklıklarda oluşabilmesi ve hatta çok kötü iletkenlerde bile gözlemlenebildiği ıspatlandığında süperiletken uygulamalar için bir devrim niteliğindedir.

Eğer bir süperiletken CuO_2 yüzeylere sahipse, bu yüksek- T_c süperiletkenler (kupreytler) ailesine ait olduğunu ve antiferromanyetik Mott yalıtkanları olduğunu gösterir. Mott yalıtkanları süperiletken kupreytlerin ana bileşenleri olarak bilinirler ve bir Mott yalıtkanı sıcaklık sıfıra ulaşırken iletkenliğin yok olduğu buna zıt olarak band teorisinin bunun metalik olması gerektiğini öngören bir malzeme olarak tanımlanabilir. Ayrıca bu kupreytler Mott yalıtkanı olarak bilinen tek süperiletken ailedir. Kupreytlerin kristal yapısı perovskite lerle ilgilidir. Burada perovskitler ABX_3 ya da AB_2X_3 kimyasal formüllü minerallerdir. Bu sebepten yapılar A, B, X olarak üç elemente sahiptir ve bu elementlerin oranları 1:1:1 ya da 1:2:3'dür. A atomları metallerin simgesi, B ve X atomları metal olmayan

bileşiklerdir ve X oksijeni temsil etmektedir. Kupreytlerin fiziksel özellikleri atomların buldukları yere göre anlaşılabilir ve bu süperiletken malzemelerin kristal yapısı anizotropi gösterir. Geleneksel süperiletkenlerde eşfazlı uzunluk, delme derinliğinden daha uzundur, bunun sonucunda önemli yapısal etkiler oluşmamaktadır. Ancak bu yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerden (kupreytler) tamamen farklıdır. Yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerin hepsi bir ya da daha fazla CuO_2 düzlemleri genellikle dörtgen yapıya sahiptir. Bu kupreytler içinde süperiletkenlik bakır-oksit düzlemleri oluşturur ve bu bakır-oksit düzlemleri genellikle Bi, O, Y, Ba, La, v.b. ile ayrılırlar. Ayrıca bu atomlar yük rezervleri olarak da bilinirler. Üstelik CuO_2 düzlemlerinde herbir bakır atomu 1.9 \AA kalınlığında ayrılmış dört oksijen atomuna bağlıdır. Genel olarak CuO_2 katmanları birim hücrede değiştiğinde kritik sıcaklık da değişmektedir. Bu kupreytlerin kritik sıcaklığının bakır-oksit katanlarının sayısı ile ilişkili olduğu anlamına gelmektedir.



Şekil 2. 6 Kristal yapısı Bi2212'un kristal yapısı ve x-ışını kırınımından kristal yapı

(Kaynak: <http://www.PHYS.UFL.edu>)

Şekil 2.6 Bi2212 tek kristalinin birim hücreğini göstermektedir ve örgü sabitleri $a \approx b \approx 5.4 \text{ \AA}$ ve $c \approx 30.89 \text{ \AA}$. Bu durum Bi-tabanlı kristalde örgü sabiti $a \approx b$ olduğunda kristal çiftlenimi oluşmaması özelliğini sağlar. Şekil 2.6 bu yapının iki yarı iletken BiO ve iki yalıtkan SrO katmanlarını içerdiği ayrıca CuO_2 katmanları Ca tarafından eklenmiştir. Ek olarak, bu yapıda Sr +2 değerlikli iken Bi +3 değerliklidir. Ayrıca Bi2212 kristalleri örgü modülasyonu b eksenini $4.76 b$ örgü modülasyonuna sahiptir.

Bizmut kupreytleri tünelleme ve diğer deneyler için bazı avantajlara sahiptir, ilk olarak, Bi2212 (Bi2201 veya Bi2223) oda sıcaklığında kararlı oksijen seviyesine YBCO tam ters özelliğe sahiptir. İkinci olarak, Bi2212 BiO katmanları arsaında çok yetişkinlere bağlara sahip olduğundan dolayı

bunları katmanlar arasından ayırmak oldukça kolaydır. Bu da Bi2212 ayrıldığı zaman taze ve temiz BiO yüzeyi elde edilebileceği anlamına gelmektedir.

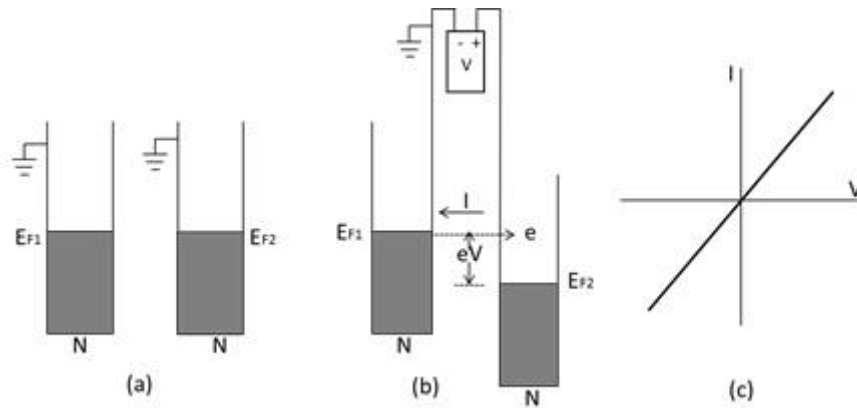
2.7. Tünelleme İşlemi

İlk olarak tünellemeye olan gereksinim bu mekanizmanın daha iyi anlaşılması için kısaca açıklanması gerekmektedir. Başlangıçta elektronların direk iletimini engellemek için sistem arasındaki bariyer oluşmalıdır ve sistem enerjisi korunmalıdır, tünelleme işlemi, elektron üzerinden kazanılan enerji ile diğerlerinin kaybettiği enerjidir. Üçüncü olarak tünelleme Pauli Dışarlama İlkesi'ni devam ettirmek için boş seviyeler yoluyla devam eder. Bariyerin bir tarafı üzerinde meydana gelen enerji seviyesine getirmek için boş seviyeler ile yüklü tarafa bir besleme akımı uygulanır.

Şimdi, normal metal-yalıtkan tünellemesi, normal metal-yalıtkan-süperiletken tünellemesi ve süperiletken-yalıtkan-süperiletken tünellemesi olmak üzere üç farklı tünelleme işleminden bahsedilecektir.

2.7.1. Normal Metal-Yalıtkan-Normal Metal Tünellemesi

Bir yalıtkan ile izole edilmiş iki metali dikkate aldığımız zaman, Fermi seviyeleri aynıdır ve enerji seviyeleri arasında tünelleme yoktur (Şekil 2.7 (a)).



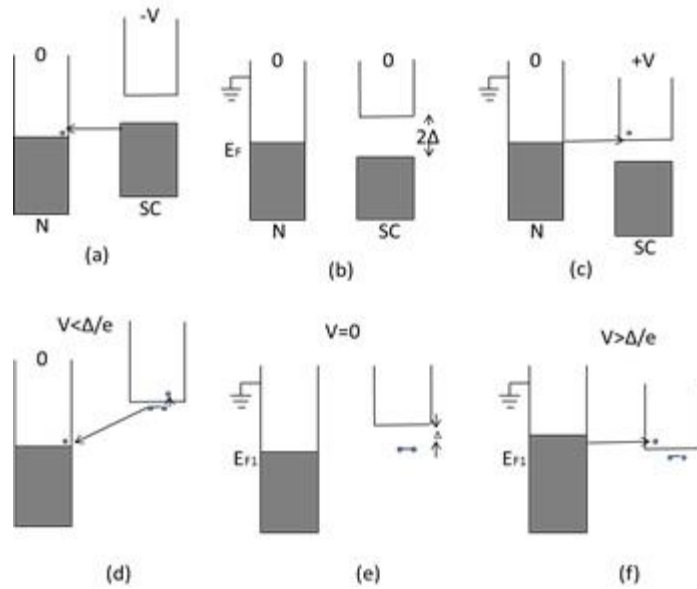
Şekil 2. 7 Normal metal-yalıtkan-normal metal tünellemesi

Sonra, metallerden birine pozitif voltaj uygulandığı zaman yukarıdaki şekilde de gösterildiği gibi bu enerji seviyesinde düşmeye sebep olur ve elektronların tabandaki metalden pozitif olarak sapmasına yol açar (Şekil 2.7 (b)). Burada boş seviyelerdeki elektronların sayısı ve salınan akım, sapmaya bağlıdır.

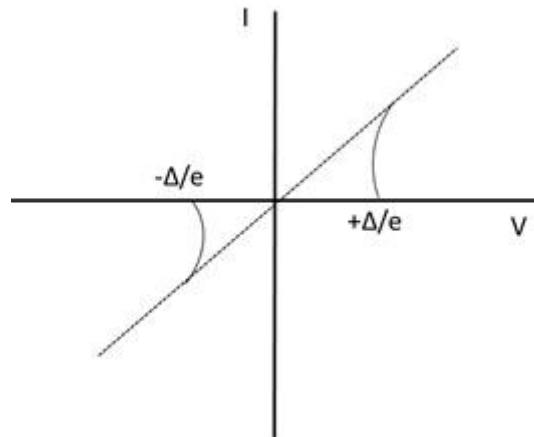
Normal metal-yalıtkan-normal metal tünellemesinin akım – gerilim (I-V) eğrisi Şekil 2.7(c)'de görülebilir. Ayrıca tünelleme akımının büyüklüğü, bariyer olmadan geçen akımdan daha küçüktür. Bu sebeple bariyerin varlığı, enerji korunumu ve boş hedef seviyeleri olmak üzere bu üç durum kanıtıdır.

2.7.2. Normal Metal-Yalıtkan-Süperiletken Tünellemesi

Yalıtkan katmanın süperiletken ve normal metal arasına konulması ikinci durumdur. Bu durumda Şekil 2.8'de gösterildiği gibi tünelleme süreci oluşur. Burada aşağıdaki üç diyagram yarıiletken sembelleri göstermektedir ve bozon yoğunlaşması gösterimi için üç orta diyagram bulunmaktadır. İlk olarak eğilim olmadığı zaman, enerjinin elektron tünellemesi tarafından korunmasının bir yolu olmadığından dolayı tünelleme meydana gelemez ve bu $-\Delta/e < V < +\Delta/e$ aralığı için aynıdır.



Şekil 2. 8 Normal metal-yalıtkan-süperiletken tünellemesi



Şekil 2. 9 Normal metal-yalıtkan-süperiletken tünellemesinin I-V karakteristiği

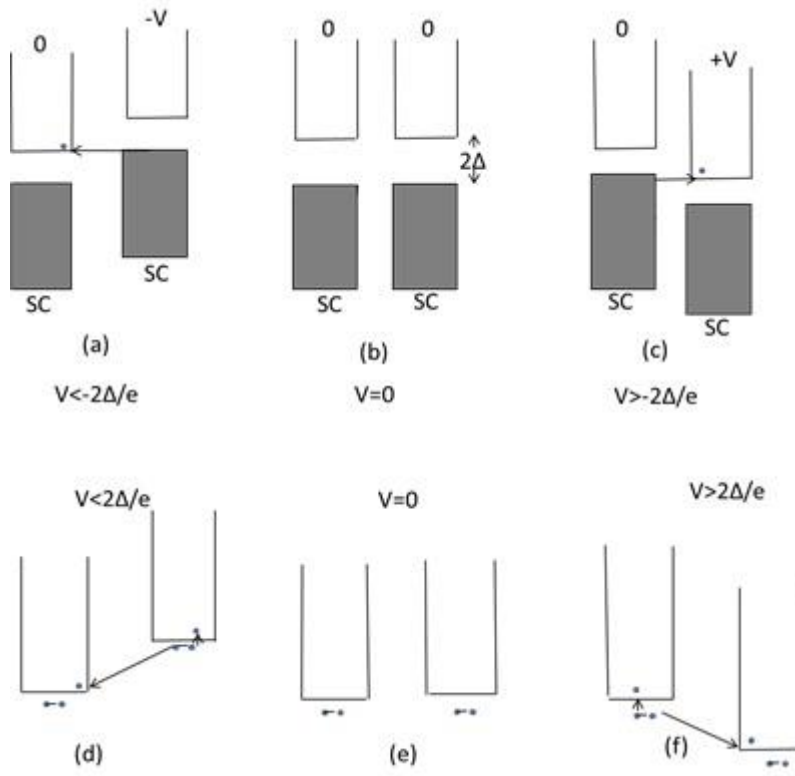
Ancak bu elektronlar pozitif bir sapma $V \geq \Delta/e$ için briyer boyunca tünelleme özelliğine sahiptir. Bakır çiftleri katılmadığı zaman manzara diğerleri gibi görünür. Fakat negatif bir sapma $V \leq -\Delta/e$ olduğundan bu iki durum için yorum farklıdır. Yarıiletken gösteriminde önemli olan, Şekil 2.8 (a) ve Şekil 2.8 (c)'de de gösterilen iletim bandına aktarılan elektrondur. Sonra geçiş yapan elektron kuasiparçacık oluşturmak için bir deşik bırakır.

Yarıiletken gösterimi dışında, bozon yoğunlaşması resminde, süperiletkenin kuasiparçacığı enerji bandına Cooper çiftlerinden bir elektron atlar ve diğeri normal metalin iletim bandı üzerine düşer. Böylelikle Cooper çifti süperiletken içinde bir kuasiparçacık oluşturmak için ayrılır. Bu gösterim Şekil2.8 (d) ve 2.8 (f)'de kolayca görülebilir.

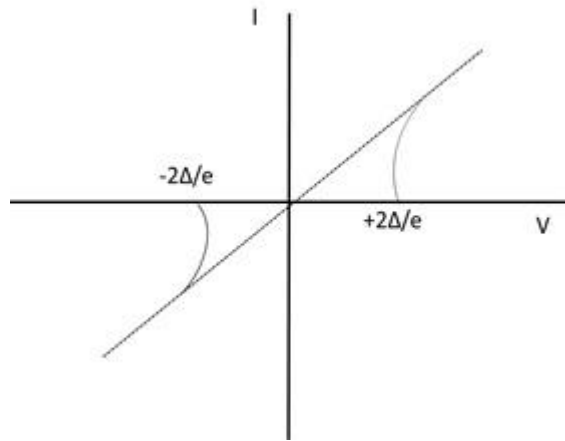
2.7.3 Süperiletken-Yalıtkan-Süperiletken Tünellemesi

Üçüncü durum iki ayrı süperiletken arasındaki tünellemedir. $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$ aralığı için, bir elektron süperiletken seviyeden diğerlerinin normal seviyesinde bir kuasiparçacık olabilme şansına sahiptir. Diğer bir gösterim şekil 2.10 (d) ve şekil 2.10 (f)'de iki yoğunlaşma seviyesi ayrımı ve elektronlardan birinin bir kuasiparçacık olabilmek için yukarı atlaması ve diğer elektronun diğer süperiletkende bir kuasiparçacık oluşturmak için aşağı atlaması olarak görülebilir.

Sapma voltajı $-2\Delta/e < V < +2\Delta/e$ aralığını aştığı zaman Şekil 2.11'de de görüleceği üzere akım artar ve sonra normal metal değerine ulaşır ki akım voltaj grafiği $V=0$ civarında anti-simetriktir ve garafikten de apaçık görüldüğü gibi tünellemenin başlangıcı $V= \pm 2\Delta/e$ 'dir. Bu durum $T=0$ içindir ve sıcaklık arttığında kuasiparçacıklar oluşabilir böylece tünelleme akımının bir kısmı $2\Delta/e$ değeri altında sapma voltajları için geçecektir.



Şekil 2. 10 Süperiletken-yalıtkan-süperiletken tünellemesi



Şekil 2. 11 Süperiletken-yalıtkan-süperiletken tünellemesi I-V karakteristiği

2.8. Josephson Eklemi

1962 yılında B.D. Josephson hiçbir potansiyel fark olmasına rağmen iki elektronun iki süperiletken arasında ince bir yalıtkan bariyer vasıtasıyla tünellenebileceğini önerdi. Daha sonra Anderson ve Rowell 1964 yılında bu görüşte bir araştırma yaptı.

Josephson eklemi, iki süperiletkeni ekleyen süperiletken uygulamaları için aktif bir yöntemdir. Bu eklem çok zayıftır bu nedenle iki süperiletken dalga fonksiyonunun çakışmasına izin verir. Ayrıca bu zayıf eklem yüzünden elektron, karşısında uygulanan bir voltaj olmamasına rağmen bariyer vasıtasıyla tünellenebilir. Kuasiparçacık tünellemesinin aksine Cooper çiftleri tünellemesi uyarım içermez. Bu, eğer bir ekleme akım uygulanırsa sonrasında kayba uğramayan akım iletimi bu akım değerine kadar ulaşılmış olunacağı anlamına gelir. Akım değeri mutlak değerine ulaştığı zaman, Cooper çiftleri akımı taşımayacak ve voltajın bir kısmı sistemde ilerlemiş olacaktır.

İlk olarak, birbirine yakın olan dalga fonksiyonlarının etkisini değerlendirecektir. Uzaklık çok geniş olduğunda herbir süperiletkendeki çiftler şöyle gösterilebilir;

$$\Psi = \left| \Psi(\vec{r}) \right| \exp \left\{ i \left[\theta(\vec{r}) - \left(\frac{2E_F}{\hbar} \right) t \right] \right\} \quad (2.1)$$

Burada iki dalga fonksiyonunun fazları bağımsızdır. Süperiletkenler arasındaki uzaklık azaltıldığında, dalga fonksiyonları, aralarındaki bariyer içinden geçebilir ve sistemin enerjisi çiftlenime göre azalır. Çiftlenime göre enerji aldığı zaman ısıl enerjiyi aşar, sistem kitlenir ve Cooper çiftleri enerji kaybetmeden bariyerden geçer. Şimdi eklem karşısında voltaj olduğu zaman da çift tünellemesinin olduğunu görelim, böylece çiftlenmiş Josephson eklemi şöyle tanımlanabilir:

$$\Psi = \left| \Psi(\vec{r}) \right| \exp \left\{ i \left[\theta(\vec{r}) - \left(\frac{2E_F}{\hbar} \right) t \right] \right\} \quad (2.2)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = U_2 \Psi_2 + K \Psi_1 \quad (2.3)$$

U_1 ve U_2 bu süperiletkenler için dalga fonksiyonlarının enerjileri anlamına gelmektedir ve K çiftlenim sabitidir. İki süperiletken tarafa voltaj kaynağı uygulandığında sonrasında enerji farkı meydana gelir; $U_2 - U_1 = e^*V$. Burada sıfır enerji U_1 ve U_2 'nin orta noktası olarak kabul edilmiştir.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = -e^* \frac{V}{2} \Psi_1 + K \Psi_2 \quad (2.3)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = -e^* \frac{V}{2} \Psi_2 + K \Psi_1 \quad (2.4)$$

(2.3) ve (2.4) dalga fonksiyonları ifadesi çift yoğunluğuna göre sabittir, böylece:

$$\Psi_k = (n_{sk}^*)^{1/2} e^{i\theta_k} \quad (2.5)$$

Burada k 1. ya da 2. içindir. (2.3) ve (2.4) eşitliklerini kullanıp, yeni şeklin gerçek ve imajiner kısmını ayırıp ve faz farkı ifadesi $\phi = \theta_2 - \theta_1$ kullandığımız zaman, Şu ifadeyi elde ederiz,

$$\frac{\partial n_{s1}^*}{\partial x} = 2/\hbar K (n_{s1}^* n_{s2}^*)^{1/2} \sin \phi \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial n_{s2}^*}{\partial x} = -2/\hbar K (n_{s1}^* n_{s2}^*)^{1/2} \sin \phi \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -K/\hbar \left(\frac{n_{s2}^*}{n_{s1}^*}\right)^{1/2} \cos \phi + e^* V/2\hbar \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -K/\hbar \left(\frac{n_{s1}^*}{n_{s2}^*}\right)^{1/2} \cos \phi - e^* V/2\hbar \quad (2.9)$$

(2.6) ve (2.7) eşitliklerinden bir süperiletken içinde çift yoğunluğunun azalma oranı diğesinde negatiftir. Yığın süperiletken içinde Fenomena ile karşılaştırma kullanılarak, akım yoğunluğu işareti belirlenebilir. Akım yoğunluğu J, grad (θ) ile ters yönlüdür. Josephson eklemesinde ϕ sıfırdan büyük olduğunda bu 1'den 2'ye pozitif gradyantına karşılık gelir. Böylece akım yoğunluğu ϕ sıfırdan küçük olduğunda pozitiftir. Bu yüzden 1'den 2'ye elektron transferi bu akım polarizasyonunda oluşmalıdır sonra n_{s2}^* ifadesinin zamana göre türevi pozitif olmalıdır ve ayrıca k negatiftir. Böylece 2'den 1'e akım yoğunluğu şu eşitlikle (2.6) sağlanır;

$$J = J_c \sin \phi \quad (2.10)$$

Burada J_c kritik akım yoğunluğudur. Dahası faz farkını eklemnin her bir noktasına karşı (2.8) eşitliğinden (2.9) eşitliğini çıkararak ve n_{s1}^* ve n_{s2}^* olarak eşitleyerek hesaplayabiliriz,

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} V \quad (2.11)$$

Burada e^* , $-2e$ olarak kullanılmıştır. (2.10) ve (2.11) eşitlikleri elektron çiftlerinin davranışını gösteren Josephson bağıntısı olarak bilinir. Sıcaklık ve voltaj çarpımı sıfırdan farklı olduğu zaman, kuasiparçacıklara ait bir akım meydana gelir.

AC Etkileri: ekleme zıt olarak dc voltajı uygulandığı zaman faz sonuçlarının birleştirilmesidir.

$$\phi = \phi_0 + (2e/\hbar) Vt \quad (2.12)$$

Eğer bu eşitlik (2.10) içine yerleştirilirse, şu ifade elde edilir:

$$\phi = \phi_0 + (2e/\hbar) Vt \quad (2.12)$$

Yukarıdaki eşitlik ekleme ters olarak bir dc voltajı uygulandığında belli bir frekansta bir ac akımı olduğu anlamına gelir. Burada salınım frekansı şöyle ifade edilebilir;

$$f_j = \frac{\omega_j}{2\pi} = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \frac{2e}{\hbar} V \quad (2.14)$$

Yukarıdaki eşitliğin sabit kısmı 483.6×10^{12} Hz/V'dir. Bu ifade aynı zamanda kritik akımın (I_c) frekansa bağlı olmadığını da gösterir. Bu nedenle salınım şiddeti değiştiği zaman frekans da değişir. Üstelik eklem voltajı aralığı aştığı zaman bile var olan ac çift akımları geçer.

2.9. Bi2212 Tek Kristalinin Katkılama Bağımlılığı

Yüksek sıcaklık süperiletken kupreytlerin fiziksel özelliklerinin kimyasal bileşimi ve taşıyıcı konsantrasyonu ile ilgili olduğu oldukça iyi bilinir. Yarıiletken malzemeler gibi süperiletken kupreytlerin taşıyıcı konsantrasyonu katkılama işlemi ile değiştirilebilir. Doplama işlemi genellikle safsızlıkların veya deşikler ya da elektronlardan oluşan yük taşıyıcılarının tanımlarını kullanıma sokmuştur. Cuprate süperiletkenlerinin ana bileşeni Mott yalıtkanlarıdır ve stokiyometriden farklı olarak katkılandırıldıklarında süperiletkenlik dominant hale gelir. Şekil 2.10'da da görülebileceği gibi cupratelerin sıcaklık-yük taşıyıcısı faz diyagramı paraboliktir. Faz diyagramının iki bölümü Antiferromanyetik yalıtkan seviye (AF)-320 K altında deşik katkılama değeri $p \leq 0.02$ ve süperiletken seviye (SC)-100K altında ve katkılama değeri 0.06 ve 0.26 olarak açıkça görülür. Faz diyagramında süperiletken bölge üç farklı bölüm olarak sınıflandırılabilir; katkılama seviyesi azalırken T_c değerinin azaldığı under-dopped bölgesi, T_c menziline maximum değerinde optimal olarak katkılandırılmış bölge ve son olarak katkılama seviyesi daha ileri giderken T_c değerinin düştüğü over-dopped bölgesi.

Bu nedenle kritik akım yoğunluğu ve geçiş sıcaklığı gibi bazı süperiletken özellikleri katkılama seviyesinin bozulması ile değiştirilebilir. Üstelik yüksek sıcaklık süperiletken cuprateleri yapısal ve akı çivileme özellikleri daha yüksek sıcaklık ve alanlardaki uygulamalar için uygun süperiletken malzeme elde etmek amacıyla doplama seviyesi ile değiştirilebilir. Dahası katkılama yüksek sıcaklık süperiletken mekanizmasını anlamak için oldukça önemlidir. Örneğin, bir safsızlık atomu sistemin içine getirildiği zaman bu atom güçlü bir şekilde elektronik çevreyi bozar ve böylece HTS araştırması atomik ölçüde kullanılabilir.

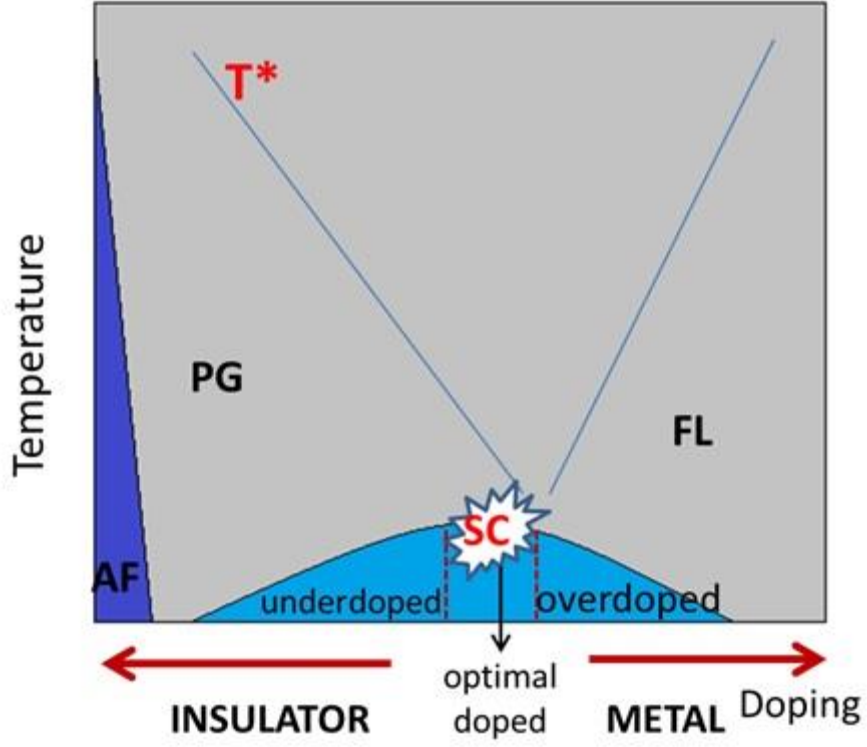
Deşik katkılama oksijen içeriğini değiştirmek için en genel yöntemdir. Yük rezervuar katmanları olarak da bilinen zincir katmanları kullanılan konumlar içinde bazı değişikliklere neden olduğundan oksijen ab eksenlerine yerleşirken her zaman tam doludur.

Oksijen atomları en yakındaki herhangi iki Sr ya da Bi atomları arasında hazırdır. Cu-O düzlemleri süper-akım iletimini dikkate aldırır. Ayrıca bu süperiletkenlerin geçiş sıcaklığı süperiletkenin birim hücresi içinde Cu-O sayısı ile ilişkilidir. Birim hücrede Cu-O katmanları diğer atomlar tarafından ayrılmıştır. Bu katmanlar yapısal katmanlar ve yük rezervuarları olarak iki kategoriye ayrılabilir. Yapısal katmanlar Tc değerinde küçük bir rol oynar. Fakat yük rezervuarları Tc üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Cu-O katmanları arasındaki uzaklık ve Cu-O düzlemleri içine yük rezervuarı sağlayan yük rezervuarları katmanı oldukça önemlidir.

Diğer bir önemli özellik ise Cu-O düzlemlerinin katkılanmasıyla geliştirilen elektriksel iletkenliktir. Katkılama elektronların düzlemlerden hareketini ve deşikler arkasından ayrılmasını sağlar. Son olarak deşikler yeterli olduğu zaman Cu-O düzlemleri süperiletken hale gelebilmek için metalik olarak davranır. Ayrıca geçiş sıcaklığı Cu-O düzlemleri içindeki taşıyıcı konsantrasyonları ile ilgilidir. Üstelik Hall etkisi deneyleri HTS içindeki yük taşıyıcılarının genellikle deşikler olduğunu ortaya çıkarmıştır. Ancak Nd veya Sm tarafından Pr elementinin yeniden yerleştirildiği yerde $\text{PrPr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-d}$ örneğinde olduğu gibi elektron-katkılanmış cuprateler oluşur.

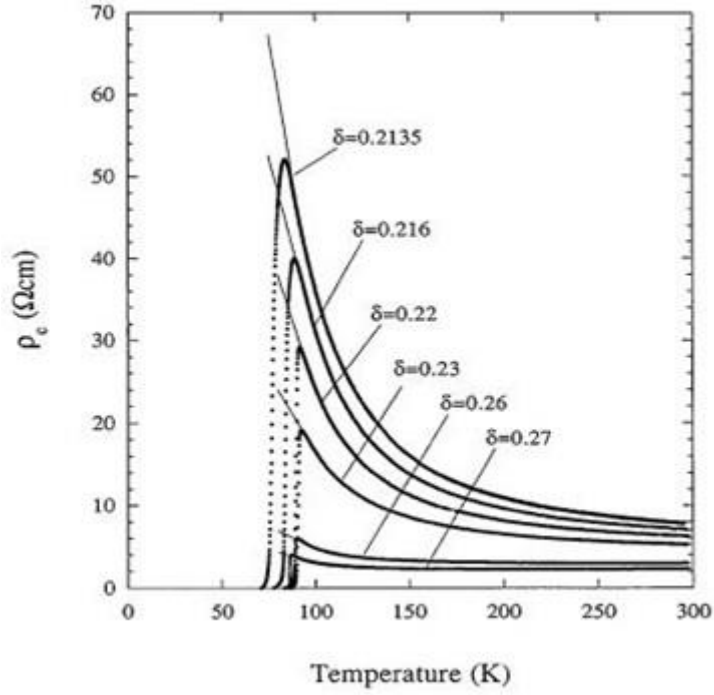
Ayrıca bilindiği üzere yüksek sıcaklık süperiletkenler anisotropiktir. Bu nedenle anisotropiye göre, Cu-O düzlemleri, Cu-O düzlemleri iletme dikken iki-dört çeşit büyüklük özel bileşen ya da kristal özelliği kullanımı ile ilgili olarak yüksek elektriksel iletkenlik gösterir.

Şekil 2.11 c-ekseninin sıcaklığa bağlılığını Bi2212 örneklerinin direnci farklı katkılama seviyelerini gösterir. Katkılama seviyesi azalırken örneklerin c-ekseni dirençlerinin arttığı açıkça görülebilir (Watanabe, 1997).



Şekil 2. 12 Yüksek-Tc süperiletkenler içinde katkılama ile faz diyagramı

Yüksek sıcaklık cupratelerinin katkılanması, enerji aralığı ve underdoped Bi2212 kristali süperiletken enerji aralığı gibi bazı diğer süperiletken özellikleri, optimal olarak katkılanmış ve overdoped örneklerinden daha geniş olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca bu durum önceki çalışma olan deşik katkılama artarken enerji aralığı değerinin azaldığı çalışmalardan da bilinir (Miyakawa, 1998).



Şekil 2. 13 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8 + \delta$ c-ekseni direncine karşı farklı katkılama seviyeleri için sıcaklık değerleri

(kaynak: Watanabe ve diğerleri, 1997).

2.10. Çalışmanın Amacı

Terahertz frekansı aralığı elektromanyetik dalgaların uygulamalarının hızla artması sürekli-dalgalar terahertz ışıması kaynağı elde etmek için yeni teknikler gerektirir. Bu nedenle işlevsel uygulamalar için küçük, sürekli, yüksek enerjili katı-hal terahertz kaynakları gerekmektedir. Birkaç özgün Josephson ekleminden oluşturulan yüksek sıcaklık süperiletken $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8 + \delta$ (Bi2212) istenilen terahertz ışımasını elde etmek için iyi bir adaydır. Üstelik Bi2212 katmanları birim yapılar oldukları için süperiletken (CuO_2) ve yalıtkan (Bi-O) katmanları değişimli olarak birim hücrede istiflenmiştir. Bu nedenle Bi2212 tek kristalinden mesa şeklinde yapı terahertz sistemi frekansı yoğun uyumlu sürekli saçılma elde etmek için kullanılabilir.

THz yayan mesalar en uygun olarak katkılanmış ve aşırı Bi2212 örneklerinden farklı olarak göreceli küçük kritik akım altındadır. Fakat mesa boyutları artarken akım-voltaj eğrisinin geri kıvrımı mesanın geniş hacmine göre kendi kendine ısınmasına sebep olduğu görülür. Bu çalışmada amacımız terahertz ışıması için maksimum saçılma gücünü elde etmek adına mesa alanına bağlı kritik akım yoğunluğunu bulmaktır.

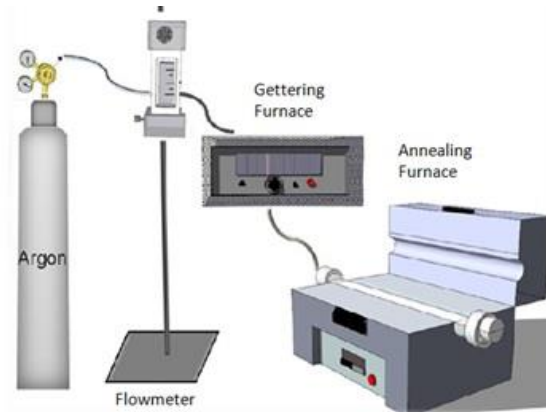
Bu çalışmada, e-beam litografi ve iyon demeti aşındırma teknikleri kullanarak Bi2212 tek kristalinden dikdörtgen üçlü yapılar ürettik. Mesa üretim işleminden sonra üretilen üçlü mesa yapılarının kesin boyutlarını beklenildiği gibi 300×50 , 200×50 ve $100 \times 50 \mu m^2$ bulmak için taramalı elektron mikroskobu, yüzey profilometresi ve atomik kuvvet mikroskobu kullanıldı. Bi2212 mesaları karakterize etmek için c-ekseni direnç sıcaklık (R-T) ve akım voltaj davranışı He akış kriostatında ölçüldü. Mesaların Josephson kritik akım yoğunluğu varyasyonları farklı boyutlarla çalışıldı.

3.DENEYSEL

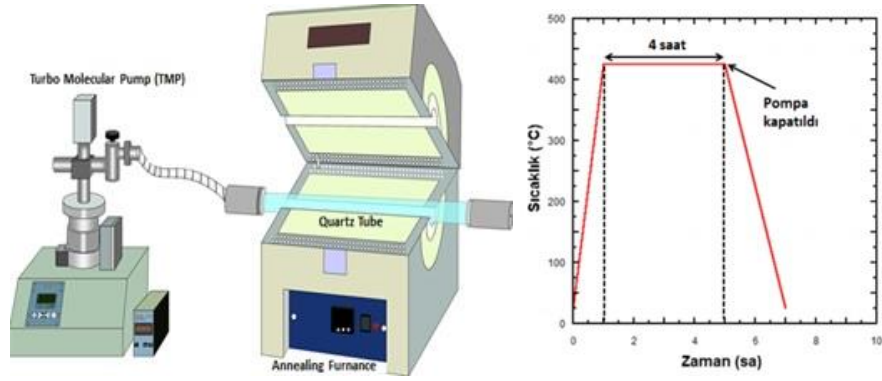
3.1 Bi2212 Tek Kristalinin Tavlama

Maeda ve arkadaşları tarafından 1988 yılında Bi-tabanlı süperiletkenlerin keşfinden sonra birçok bilim insanı yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerin yapısını anlamak için büyük gayret gösterdiler (Maeda, 1988). Yüksek sıcaklık süperiletkenler içindeki Cu-O yüksek sıcaklık süperiletkenlerin fiziksel özellikleri hakkında önemli bir bilgi birikimi sağlayan taşıyıcı konsantrasyonunun saptanmasında önemli bir role sahip olduğu kabul edilmiştir. Cupratelerin taşıyıcı konsantrasyonunu kontrol etmek için oksijen konumunun doluluk oranının kontrol altındaki oksijen kısmi basıncı ile tavlama işlemi tarafından değiştirilmelidir. Burada stokiometresiz oksijen Bi2212 tek kristalinin kritik sıcaklığını kontrol etmek için oldukça önemli bir parametredir. Bi2212 kristalinin kritik sıcaklığı farklı atmosferlerde kontrollü ısı uygulaması tarafından önemli bir şekilde değiştirilebilir oksijen konsantrasyonu optimum seviyeden yüksek ya da düşük olursa kristalin overdoped ya da underdoped olacağı söylenir. Argon, vakum veya oksijen gibi üç farklı atmosfer Bi2212 kristalinin oksijen seviyelerini kontrol etmek için kullanılabilir. Üstelik Bi2212 sistemlerinin ahavada tavlama süperiletken geçişini kritik sıcaklık, c-ekseni direnci ve I_J'nin kritik akımı ile değişir ve ayrıca tavalama süresi mikro sertlik, elastik çap ve yığın yoğunluğu gibi mekaniksel özellikler üzerinde önemli bir etkidir (Khalil, 2000).

Daha önce yapılan çalışmalarda, THz yayan mesalar optimum katkılanmış ve overdoped Bi2212 örnekleri aksine nispeten küçük kritik akım olan belli over-doped seviyesinin altında olduğu gösterilmiştir (Ozyuzer, 2009). Bu nedenle kristalin T_c ve kritik akım değerini değiştirmek için çeşitli katkılama seviyelerinde, büyüklüklerde ve ısı işlem süreçlerinde bir dizi örnek üretildi.



Şekil 3. 1 Argon ortamında tavlama sistemimiz (Kaynak: Demirhan, 2010)



Şekil 3. 2 Vakum altında tavlama sistemi ve tavlama sıcaklığının zamanla değişimi

İlk tavlama kurulumunda örnekleri tavlama için Ar gazı kullanıldı. İlk deneysel kurulumda görüldüğü üzere bu işlemden önce gaz akım ölçer, gaz tutucu fırın ve tavlama fırını kullanıldı. Örneklerimizi bir pota içine yerleştirildi ve sonra Şekil 3.1.'de görüldüğü üzere kuvars tüp içine yerleştirildi. Daha sonra 100 sccm Argon gazı tavlama işlemi süresince kullanıldı. Ancak Bi2212 örneklerinin büyütülmesinde bu yolun yeterli olmadığı kanaatine varıldı.

Bu nedenle Bi2212 tek kristalli olarak büyütülen örnekleri tavlama için, turbo moleküler pompa ve kuvars tüp ile tavlama fırını kullanıldı. İlk olarak tavlama işlemi başlatmadan önce istenilen basınca ulaşmak için turbo moleküler pompa kullanıldı. Sonra Şekil 3.2.'de görüldüğü gibi istenilen sıcaklıkta tavlama işlemi gerçekleştirildi.

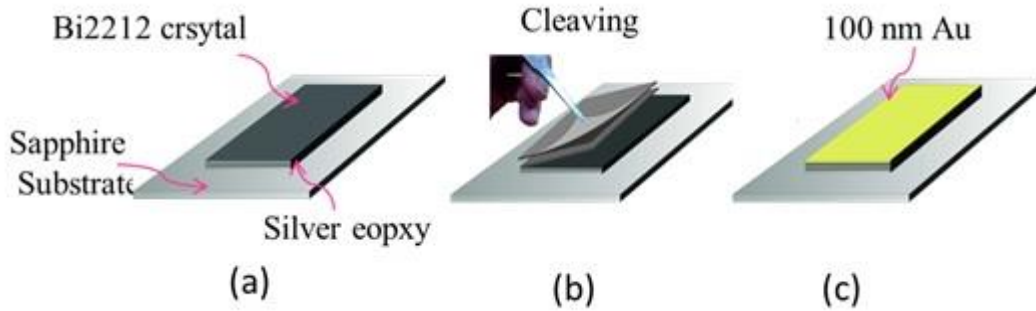
3.2. Mesa Üretim İşlemi

Bu bölüm bu çalışma için üçlü mesa yapılarının üretiminde kullanılacak olan deneysel düzenekleri içermektedir. Bi2212 kristalleri üzerinde mikron düzeyinde mesaların üretim işlemi ilk bölümde sunulmuştur. Sonra örneklerin dirence karşı sıcaklık R-T karakterizasyonu, akıma karşı voltaj I-V karakterizasyonları ve Golay hücre ölçümü teknikleri detaylarıyla açıklanmaktadır.

3.2.1. Isıl Buharlaştırma

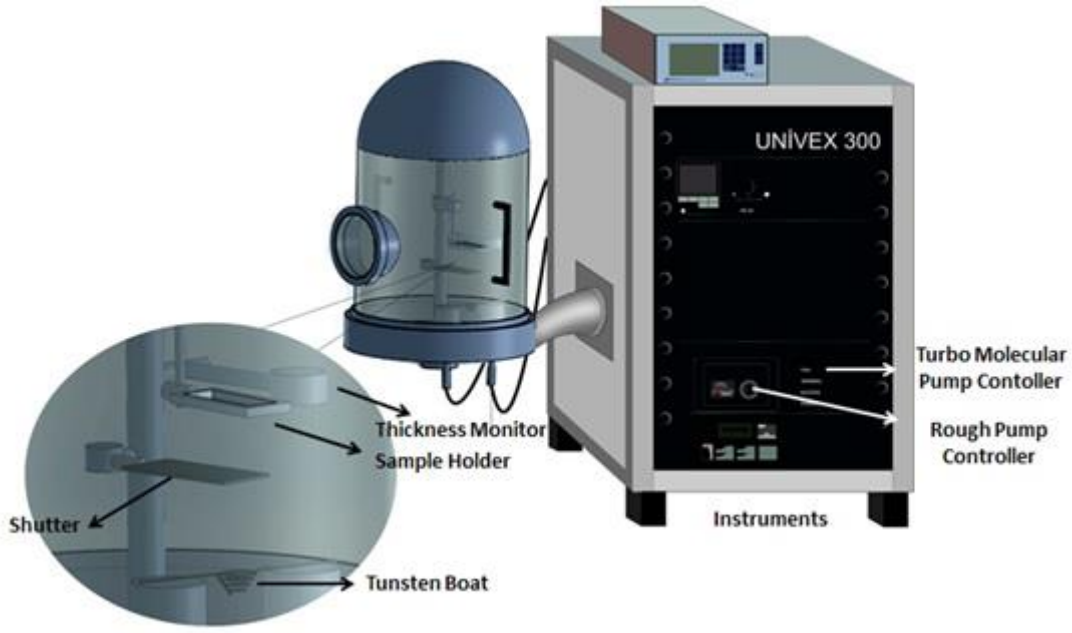
Bu çalışmada University of Tsukuba, Japonya'dan Kazuo Kadowaki ve Tokyo University, Japonya'dan N. Miyakawa tarafından serbest bölge metodu ile büyütülen tavllanmış Bi2212 tek kristallerini kullanıldı. Tavllanmış Bi2212 tek kristalleri yüzeyi üzerinde üçlü mesa üretimi için ilk önce Bi2212 tek kristalli safir alttaşın düzgün a-b yüzeyine silver epoxy ile Şekil 3.2.a'da görüldüğü üzere yapıştırıldı. Burada mükemmel ısı iletken oldukları için silver epoxy ve safir alttaş kullanıldı.

Ayrıca kristal sıcaklığı ile soğuk ön taraf üzerindeki sıcaklık farkı sensör tarafından ölçülerek mesa üzerindeki elektriksel sonuçları etkilememedir. Daha sonra kristal Şekil 3.2.b. 'de görüldüğü gibi, bir yapışkan bant kullanılarak ayrılır. Bu işlemden sonra, örnek hemen üzerine 100 nm altın tabakası buharlaşması için vakum odasına yerleştirilir. Çünkü buharlaşan altın tabakası Bi2212'nun taze ve pürüzsüz tabakasını photoresist, developer ve su gibi kimyasallardan litografi süresince korur. Ayrıca karakterizasyon için elektriksel kontak almak için oldukça kullanışlıdır.



Şekil 3.3 mesa üretimi için başlangıç adımları a) kristalin altın üzerine yapıştırılması b) kristalin ayrılması c) altın katman kaplama

Au tabakası üzerinden ayrılmış Bi-2212 tek kristali kaplaması için kullanmış olduğunuz vakum ısı buharlaştırma sistemi şematik gösterimi Şekil 3.4 'de görülebilir. Buharlaştırma tekniği iki basit işleme dayanır, bunlar malzemenin filaman bot içinde buharlaştırılması ve soğutucu altın üzerinde yoğunlaştırmasıdır. Malzemeyi buharlaştırmak için malzemelerin buharlaştırılması yüksek sıcaklık gerektirdiğinden pota yüksek akım kaynağı tarafından ısıtılmalıdır. Ayrıca akım filaman pota şekline, direncine, v.b. göre kullanılmalıdır. Bizim sistemimizde filaman pota üzerinden geçen akım 65 ve 70 A değerleri arasında sabit tutulmuştur. Pota içindeki malzeme altının yüzeyinde ve buharlaştırma çemberi üzerinde ince film oluşturacak şekilde yoğunlaşır. Buharlaştırma süresince genellikle 10^{-6} Torr civarındaki alçak basınç buhar ve atmosfer (ortam) arasında reaksiyona girmekten kaçınır. Bu düşük basınçta buhar atomlarının ana serbest yolu ve vakum çemberi boyutları yaklaşık olarak eşit olduğundan dolayı parçacıkların yolculuğu kaynaktan altına doğru düz çizgiler halinde sonlanır. Buharlaşma süresince kaplanan film kalınlığı ve kaplanma oranı kalınlık monitörü tarafından bir kuvars kristal kullanılarak kontrol edilir. Burada doğru sonuçlar alabilmek için kuvars kristal periyodik olarak temizlenmiş olmalıdır. Buna ek olarak kaplanmış film kalınlığı, ince filmi buharlaştırmanın başlangıcında potadan gelen kirlilikten koruyan shutter ile de kontrol edilir.



Şekil 3. 4 Isıl buharlaştırma sisteminin şeması

Soğuk altaşa ulaşan buhar atomlarının ortalama enerjisi oldukça düşük olup kT mertebesindedir, diğer bir deyişle 10 eV civarındadır. Bu işlem yüksek vakum ortamından yararlanmaktadır ve böylece yüksek saflıkta ince filmler oluşturulmasını sağlar. Ayrıca kaplama oranı yüksektir ve istemeyerek oluşan alttaş ısınmasına daha az olanak sağlar.

3.2.2 Elektron Demeti Litografisi İşlemi

Elektron demeti litografisi güzel şekiller (~ 50 nm) üretmek ve mümkün olan en küçük ölçüde elementleri yerleştirmeyi ve bilimsel tasarım yapmayı sağlar. Bu teknik, elektron ışınlarını tarama karşısında bu elektronlara duyarlı bir resist film ile kaplı yüzey içeren elektron tarama mikroskopundan türemiştir. Bu teknolojinin ana özelliği; nanometre seviyesinde şekillendirme işlemi için çok yüksek çözünürlük sağlamasıdır. Bu işlem klasik fotolitografide olduğu gibi bir foto maske gerektirmemektedir. Ancak böyle bir hassasiyet ile elektron ışın litografisi tekniği bazı sınırlamalara sahiptir. İlk olarak, şekiller uzun bir zaman aralığında oluşturulabilir ve bu da ticari onay için bir dezavantajdır. Ayrıca, elektronlar yüklü parçacıklar olduklarından dolayı elektron ışın litografisi yüksek vakum ortamı gerektirir bu yüzden istenilen araç ve işlemleri daha da zorlaştırmaktadır. Gerekli elektron demeti litografi en parçaları çok karmaşık olmasına rağmen, e-demti litografisi süreci oldukça basittir. Bu nedenle, elektron demeti litografisinin daha verimli çalışması için bazı önemli bileşenlerine konsantre olmak daha yararlıdır.

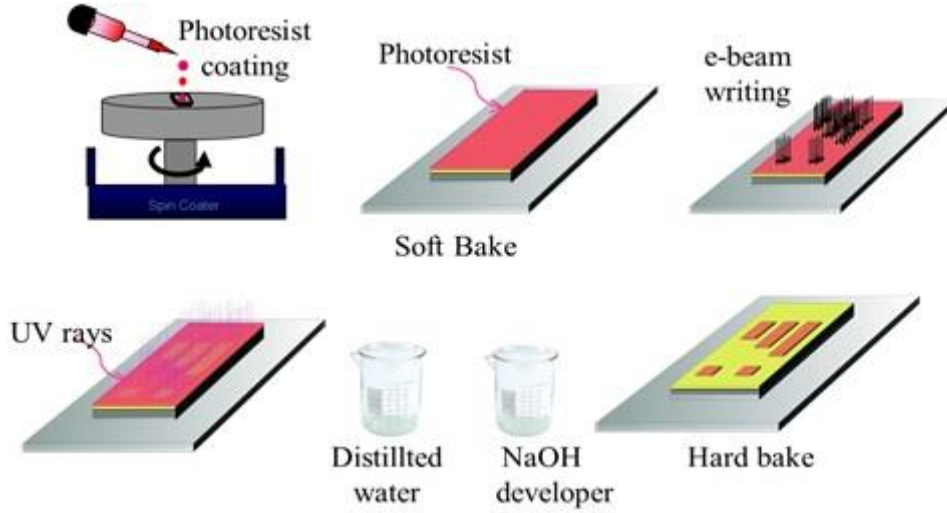
Elektron Tabancası; Özel bir yön içine elektron demeti çekebilen diyafram elektron demeti litografisi işleminde önemli rol oynar. İlk önce elektronları oluşturacak verici ısıtılmıştır ve sonra yüzeyden elektronları hızlandırmak için yüksek gerilim uygulanır ki buna anot da denir. Uygulanan gerilim değiştirildiği zaman yörünge ve elektronların odağı kaydırılabilir.

Elektron Optik Sütunu; Elektron ışınma kolonu elektron demetinin istenilen yöne doğru doğrultabilme yeteneğine sahiptir. Elektrostatik olarak yüklenebilen istenilen yönde elektrik alanı kıvrılma meydana getiren iki paralel levha vardır.

Yüzey; ışınmayı yönlendirmek ve yoğunlaştırmak için optik kolon kullanıldıktan sonra elektronlar yüzeye karşı odaklanmaya hazırdır. Diğer litografi teknikleri gibi, fotoresist tüm yüzeyini kapsayacak şekilde kullanılır. Teknik olarak enerjik elektron bombardımanı herhangi bir polimer içinde bağların kırılmasına neden olmuştur. Elektron demeti yüzeye ulaştığı zaman katkılı ya da katkısız reaksiyon oluşur. Direnç ve yüzeyin bölümlerini kaldırmak ikinciyken, elektronların önceki kullanımları kaplama başlatmak içindir.



Şekil 3. 5 Eletron Demeti Litografisi sistemimizin fotoğrafı



Şekil 3. 6 Elektron Demeti Litografisi İşlemi şematik gösterimi

Çalışmamızda Bi 2212 tek kristalinden üçlü mesa yapısı oluşturmak için birkaç aşama izlenildi. Sonra örnek e-demeti litografisine hazır hale gelmesi için 90 °C'lik fırında 30 dakika bekletilmiştir.

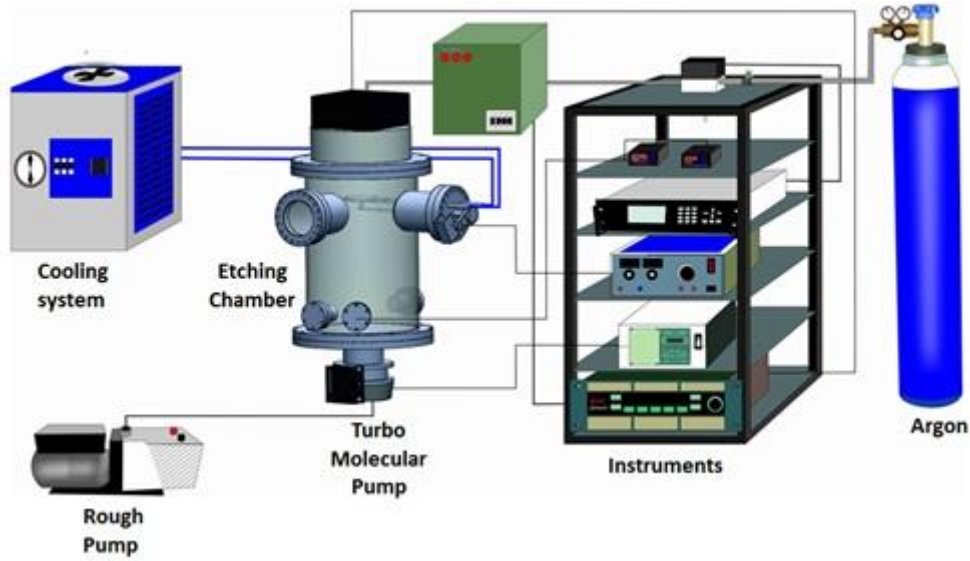
E-demeti litografisi tekniği ile şekillendirme işlemi için aynı Bi 2212 kristali üzerinde 300×100 , 200×50 ve $100 \times 50 \mu\text{m}^2$ kalınlığında alanlara sahip mesa oluşturmak için 5 kV e-demeti kullanıldı. Şekil 3.5 mesa üretiminde kullanılan e-demeti litografisini göstermektedir. Daha sonra örnek 7 saniye UV ışınlarına tutuldu ve sonra 2 M NaOH çözeltisinde 25 saniye bekletildi. Aşındırma işleminden önce ilk olarak örnek 120°C sıcaklığında 30 dakika bekletilmiştir.. Adımların şematik diyagramları Şekil 3.6'da görülebilir. Bu işlemlerden sonra örnek aşındırma için hazırdır.

3.3.3. İyon demeti aşındırma tekniği

Kimyasal ayrıştırma teknikleri kirlenmeye, diğer malzemelerle kimyasal tepkimelere, yüzey sertliğine ve girintilerine göre ömrünün sınırlanması gibi dezavantajlara sahiptir.

Bunun aksine, iyon demeti aşındırma yöntemi geniş iyon demeti üretmek için kullanılan iyon kaynağının vasıtasıyla aşındırma amaçlı olarak altaşa yönlendirildiği stressiz bir yöntemdir. Argon atomları çember içinde elektron bombardımanı ile iyonize edilir. Burada elektronlar katot filament tarafından üretilir ve sonra bir anot tarafından toplanır. Geçiş bir turbo moleküler pompa ile kaba pompa 10^{-6} Torr basınç değerine çıkabilmek için kullanılır. İyon demeti plazması üretmek ve altaş kirliliğini azaltmak için aşındırma işlemi süresince düşük basınç gereklidir.

Çalışmamızda fotorezistin Bi 2212 tek kristalinin 100 nm altın tabakası üzerinde e-demeti litografisi tekniği ile şekillendirilmesi ardından bir sonraki aşama örneği argon iyon demeti aşındırma sistemine yerleştirilip korunmayan bölgenin aşındırılmasıdır. Deneysel işlemlerimizde örnekler aşındırma çemberi içine 67.5° lik açıyla yerleştirilir. Şekil 3.7. Laboratuvarımızdaki iyon demeti aşındırma yöntemini göstermektedir. Aşındırma işlemi başlamadan önce ilk olarak aşındırma çemberi turbo moleküler pompa ve geri pompa ile 10^{-6} Torr basınç değerine kadar pompalanır. Çünkü ana serbest iyon halk demetininin iyon kaynağından hızlandırımını arttırmak için düşük basınç değerleri gereklidir. İstenilen basınç değerine ulaşıldığında ilk olarak denetleyici tarafından gönderilen argon gazı sisteme sürülür. Aşındırma deneyimizde 30 sccm Ar gazı kullanıldı. Daha sonra aşındırma çemberi içerisinde plazma elde etmek için bir DC kaynağı uygulanır ve mezaların enine açılıları içindeki farklılıklara engel olmak için bir döner ayak mekanizması kullanıldı. Aşındırma işlemi süresince hızlandırılan argon iyonları ve kristal atomları birbirleri ile çarpışırlar ve ısı meydana çıkar. Bu nedenle aşındırma deneyleri süresince ısı oluşumuna engel olmak için soğutucu tutucu kullandık. Korunan bölge aşınmadığından dolayı örnek fotorezist kalıntılarından temizlenmesi için aseton içine konuldu. Şekil 3.8. de görüldüğü gibi yaklaşık 700-1200 mikron boyunda üçlü mesa yapılarını elde ettik.



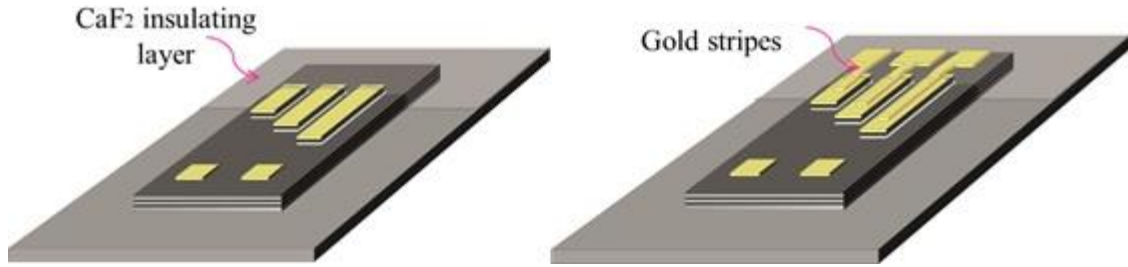
Şekil 3. 7 İyon demeti aşındırma sisteminin şematik gösterimi



Şekil 3. 8 Üçlü mesa yapısı şeması

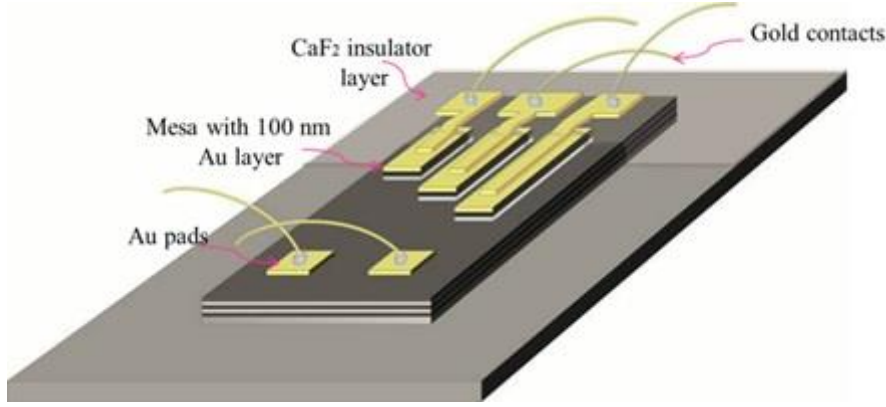
3.3.4 Altın Şerit Üretimi

Üretilen mesalar çok küçük 300×100 , 200×50 and $100 \times 50 \mu\text{m}^2$ alanlarına sahip olduklarından, üzerlerinden kontak almak oldukça güçtür. Bu nedenle Şekil 3.9 (a)'da görüldüğü gibi vakum ısı aşındırma tekniği ile 200 nm CaF_2 yalıtkan tabaka kaplanmıştır.



Şekil 3. 9 a) Kristal ve mesanın küçük bölümlerinin üzerinin CaF_2 ile kaplanması b) Mesa ve CaF_2 tabakası üzerine altın şerit kaplanması

Yalıtkan katmanın kaplanması ardından sonraki adım e-demeti litografisi tekniği ile altın şerit üretimidir. İlk olarak örnek PMMA ile 200 K 3000 rpm'de 45 saniye döndürüldü ve sonra $170 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de 90 dakika hot plate kullanılarak soft-baked yapıldı. Daha sonra, PMMA 950 K 45 saniye 4000 rpm'de spin coater ile döndürülmüştür. Ardından örnek tekrar $170 \text{ }^\circ\text{C}$ 90 saniye hot plate kullanılarak soft-baked yapılmıştır. Sonrasında 200 μm uzunluğunda ve 30 μm genişliğinde altın şeritler oluşturmak için e-demeti litografisi tekniği kullanılmıştır. Bu kez 20 kV e-demeti uygulanmıştır. İşlem tamamlandığında örnek 1:2 MIBK:IPA (Methyl Isobutyl) içinde geliştirilmiştir.



Şekil 3. 10 . Mesa yapısının şekillendirilmesinin son ölçümü

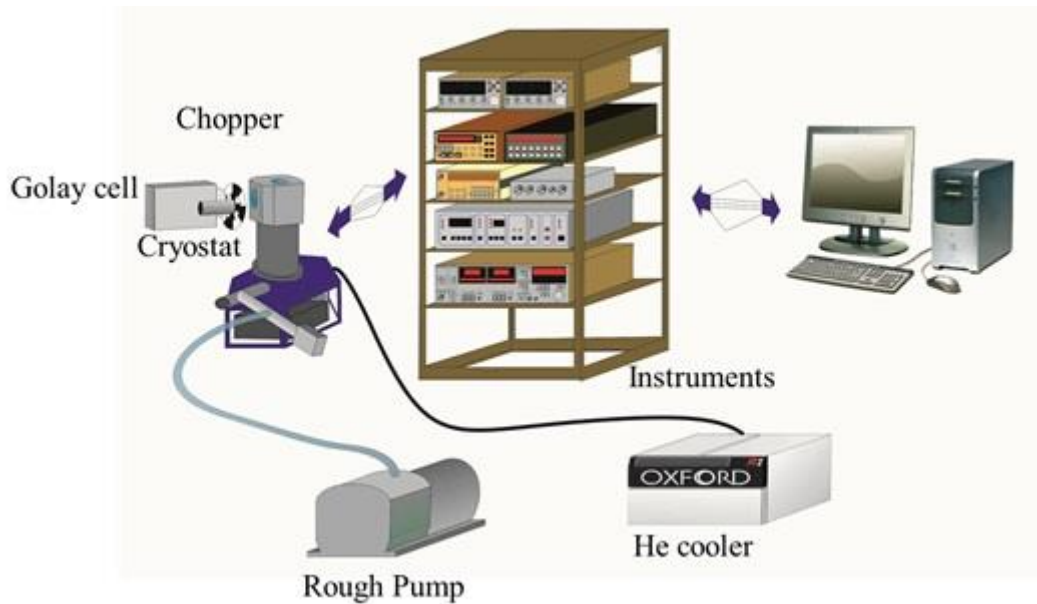
Daha sonra mesaların küçük alanları üzerinde kontak alabilmek için oluşturulan altın şeritler 200 nm Au katman kaplanmıştır. Son olarak üçlü mesa yapılarının son şeklini elde etmek için örnek, aseton ve damıtılmış su çözeltisi içine konulur. Şekil 3.9 (b) mesa ve CaF₂ tabakası üzerinde altın şerit kaplamaları göstermektedir. Sonunda iyi bir iletken olan silver epoxy kullanılarak üç altın tel üçlü mesa yapılarına karakterize edilmesi için Şekil 3.10'da gösterildiği gibi bağlanmıştır.

3.3.5. R-T, I-V ve Golay cell Ölçümleri

Mesa yapılarının karakterizasyonu için gözlenen Josephson kritik akım yoğunluğu ve diğer önemli süperiletken özellikler, sıcaklığa göre c-ekseni direnci (R-T), akım-voltaj davranışı (I-V) deneyleri He düşük sıcaklık kabı içinde ölçüldü. Bu deney sisteminde üretilen mesa yapılarının sıcaklığını oda sıcaklığından 20 K'e düşürmek için kapalı soğutma döngüsü kullanıldı. Burada örnekleri soğutmak için su soğutucu kompresör kullanılarak soğuk baş içinde bunu genişleterek 16.5 bar'a kadar He gazı basıldı. Basılan He gazı uygun bir yolla düşük sıcaklık kabına iletildi. He gazının genişlemesine göre soğuma sıcaklık kontrolleri ile kontrol edilir. İstenilen termal ısı yalıtımını sağlamak ve soğutucu sistemi ortamın ısı etkilerinden korumak amacıyla bu sistemde deneye başlamadan önce düşük basınç değerleri kullanıldı. Düşük sıcaklık kabının örnek holder ve shield arasında ısı yalıtımını sürdürmek için bu bölgenin basıncını düşürmek amacı ile bir mekanik pompa kullanıldı. İstenilen düşük sıcaklığa ulaşmak için vakum değeri 10⁻⁴ or 10⁻⁵ mbar olmalıdır. Kapalı soğutma sistemi kullanmanın çok ekonomik olarak He gazı kaybetmeden kapalı soğutma döngüsü içermesi gibi birçok avantajı vardır. Ayrıca içerdiği ısıtıcı ve kompresöre bağlı sıcaklık kontrolleri sistem sıcaklığını kontrol etmemizi sağlar.

Yukarıda bahsedilen bu sistem ile sıcaklığa karşı direnç ve akıma karşı voltaj ölçümlerini yaparak üretilen mesa yapılarının karakterizasyonunu yaptık. Şematik gösterimi Şekil 3.10.'da görüldüğü gibidir. Bu sistemde deneysel aşamalar Lab-view ile yazılan bir program ile kontrol edilir. Aynı zamanda Lab-view prgramı elde edilen verileri (dataları) depolamak ve kontrol etmek için kullanılır. Ayrıca bu program ölçüm süresince deneysel sonucun sapmasını görmemize olanak sağlar ve yeni deneysel ölçüm aşamaları yaratmak için bazı değişiklikler yapmaya oldukça elverişlidir.

Kapalı soğutma döngüsü kullanılarak sıcaklık düşürüldüğünde, aynı zamanda mesa direnci üzerindeki varyasyonlar ölçülür. R-T ölçüm sistemi bir voltmetre, akım kaynağı ve sıcaklık kontrolcüsü içerir. Uygulanan akım değeri R-T ölçümü süresince sabit tutulur. Daha doğru sonuçlar almak için bir akım kaynağı kullanılarak pozitif ve negatif bölümün ikisine birden hızla akım uygulanır. Daha sonra Lab-View programı tarafından direncin ortalama değeri kullanılır.



Şekil 3. 11 He geçişinde kriyostat sistemimizin şeması

Deneysel sistem şekil 3.11'de görüldüğü gibi iki voltmetre, bir fonksiyon üretici ve bir osiloskop içerir. İki voltmetre kullanılmasının sebebi mesanın gerilimi ve direnç üzerinde uygulanan akımı ölçmektir. Burada direnç, fonksiyon üretici ve mesa arasında bulunmaktadır.

I-V ve Golay cell ölçümleri süresince istenilen frekans ve değerler ile akım uygulamak için bu aşamada fonksiyon üretici kullanılır. İlaveten I-V ölçümü sürecinde örneğin sıcaklığını sabit tutmak için bir ısıtıcı kullanılır. Uygulanan akımın büyüklüğü daha yüksek voltaj değerlerine çıkarken akım

ile düşük frekanslar (0.0003 Hz) histeri davranışı ve birçok quasi-parçacık dallanmaları elde etmek için kullanılır. Osilatör kullanılmasının nedeni deneye başlamadan önce voltaj atlamasını ve I-V eğimini gözlemektir.

Golay cell ölçümü ve I-V ölçümü aynı zamanda, üretilen mesaların emisyonunu saptamak için yapıldı. Uygulanan akım fonksiyon üretici tarafından yayıldığı zaman Goley cell ölçümü mesa yapısının uzun tarafından elde edilir. Golay cell'den çıkan sinyal lock-in amplifier ile yükseltilir ve bu mesadan yayılan saçılma gücü ışımaya başvurur.

4. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRİLMESİ

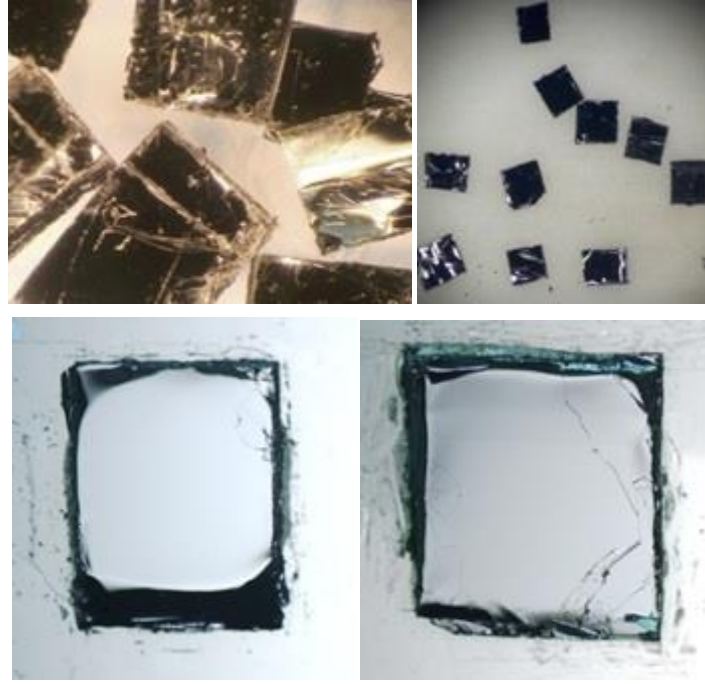
4.1 Yapısal Karakterizasyon

Bu bölümünde, üretilen mesaların yapısal karakterizasyonundan bahsedilecektir. Kısaca mesa üretiminden sonra her bir mesanın boyutlarını tam olarak elde etmek için yüzey profilometresi ve atomik kuvvet mikroskobu kullanıldı. Bi2212 mesalarının karakterizasyonu için c-ekseni direncine karşı sıcaklık (R-T) ve akım-voltaj (I-V) davranışı bir He akım kriyostatu içinde ölçüldü. İleriki bölümlerde karakterizasyon detayları ile ilgili bilgi verilecektir.

4.1.1 Optik Mikroskop Görüntüleri

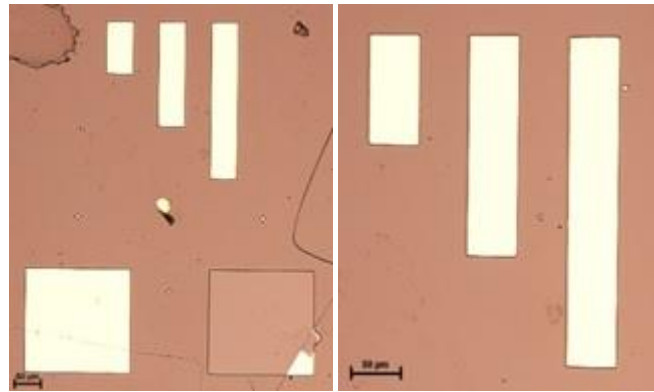
Üretilen üçlü mesa yapılarını test etmek için optik mikroskop kullanımı mesaların yüzeyleri hakkında bilgi sahibi olmak için oldukça yararlıdır. Ayrıca bu karakterizasyon e-demeti litografisi işleminin niteliği hakkında bazı kullanışlı bilgiler sağlar. Diğer bir deyişle litografi ve aşındırma işlemlerinden kristal yüzeyinin kirlenmesi, fotoresist kalıntısı, aşırıya kaçma ya da yetersiz aşındırma gibi bazı sorunlar çıkabilir. Dolayısı ile mesa üretiminin her bir basamağının ön karakterizasyonu, mesaların durumlarını ölçümün başında anlamak için oldukça yararlıdır.

E-demeti litografisi işlemi başlamadan önce tavlanan Bi2212 kristalleri bir bant kullanılarak kristalin pürüzsüz ve taze yüzeyini elde etmek için ayrılır.



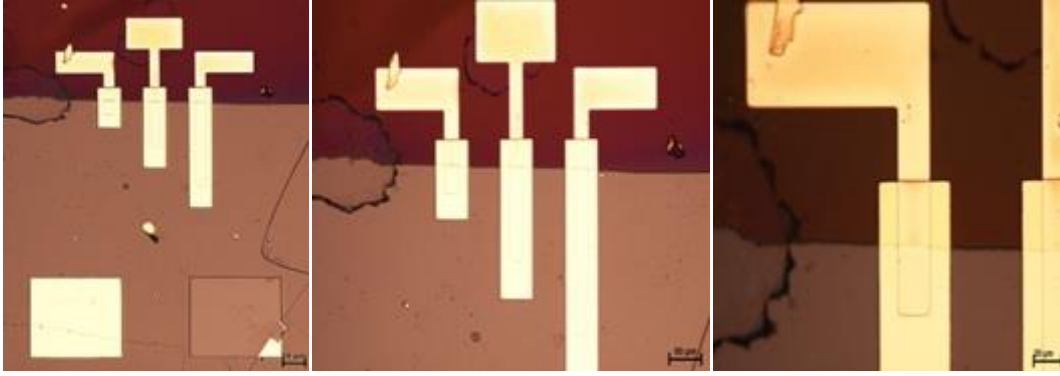
Şekil 4. 1 Kristallerin tavlama işleminden önce ve sonraki optik görüntüleri

Şekil 4.1'den açıkça görülebileceği gibi ayrılmış yüzeyler (cleave edilmiş) oldukça pürüzsüz ve temizdir. Şekil 4.2. mesa yapılarının çeşitli alanlarının optik mikroskop görüntülerini göstermektedir. Mesaların alanları beklenildiği gibi 50×300 , 50×200 , $50 \times 100 \mu\text{m}^2$ 'dir.

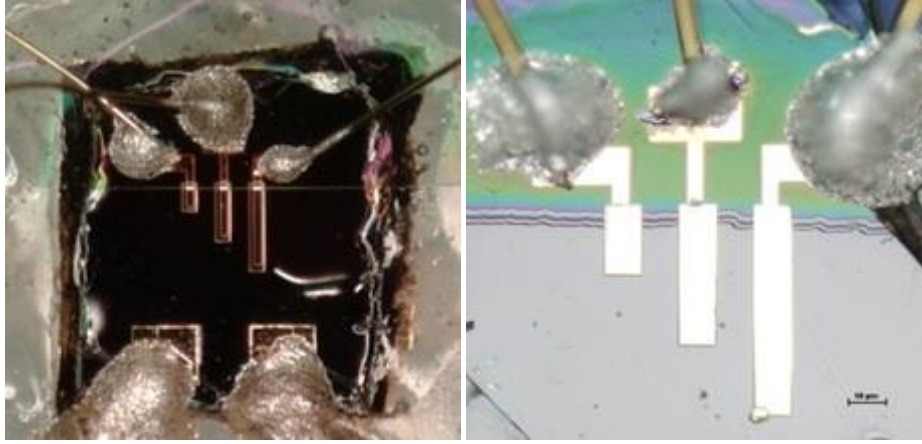


Şekil 4. 2 Mesa üretiminden sonra HS14 optik görüntüleri

Bu mesa yapıları üretildikten sonra elektron-demeti litografisi tekniği ile Şekil 4.3'de görüldüğü üzere altın şeritler oluşturulur.



Şekil 4. 3 Lift off tekniği ile altın şerit üretiminden sonra HS14 optik görüntüleri

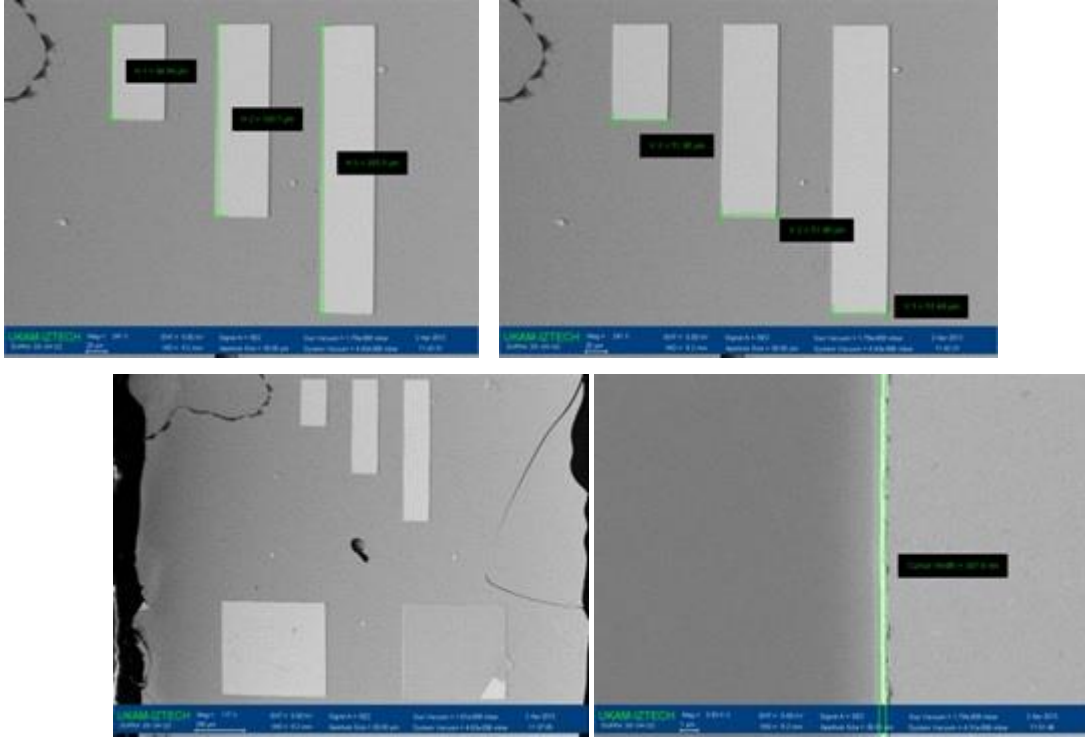


Şekil 4. 4 HS02 optik görüntüleri

Son olarak üçlü mesa yapılarının karakterizasyonu için mesa yapıları üzerine altın şeritler ile üç altın tel yerleştirildi. Şekil 4.4.'de CaF_2 yalıtkan katmanı da görülebilir.

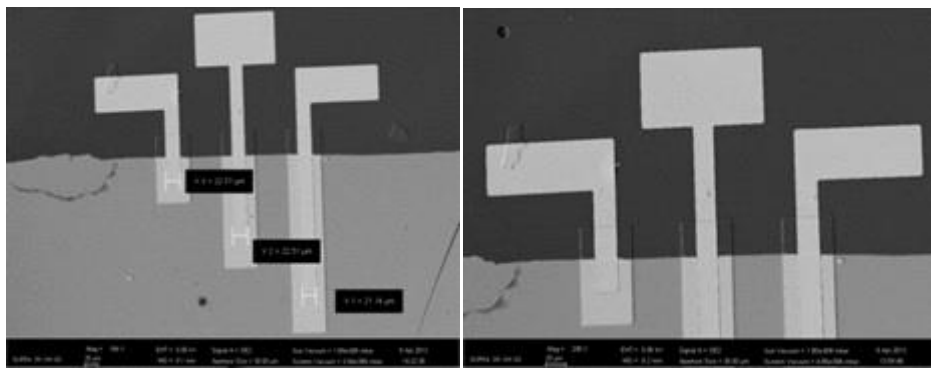
4.1.2. Taramalı Elektron Mikroskobu ve Profilometre Sonuçları

Önceki çalışmalardan Bi2212 ile vakum arasındaki uyumsuzluğa yol açtığından dolayı mesa kenarları oldukça önmeli bir parametredir (Ozyuzer, 2007). Üretilen mesaların yanıl açısının yaklaşık olarak terahertz ışınması için doğru olması gerektiği Koshelev ve arkadaşları tarafından da ortaya konulmuştur (Koshelev, 2008).

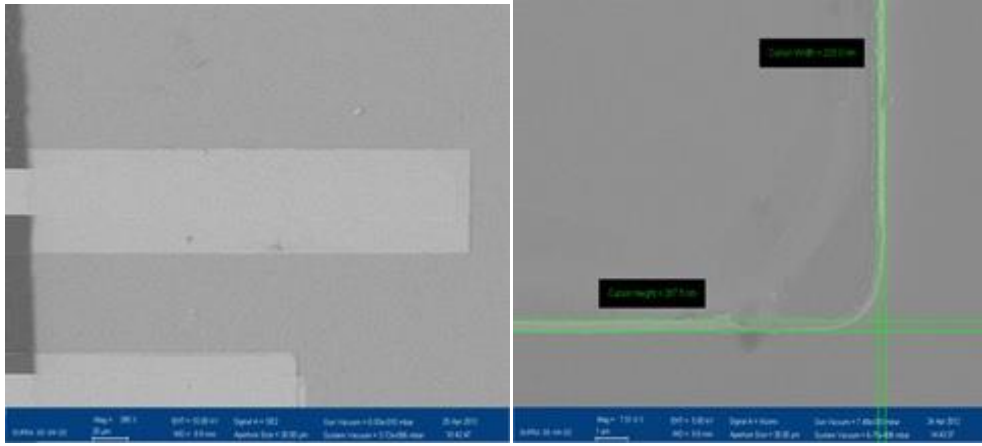


Şekil 4.5 HS14 elektron tarama mikroskobu görüntüleri

Bu nedenle mesaların kesin boyutlarını belirlemek için elektron tarama mikroskobu (SEM) ve yüzey profilometresi kullanıldı. Bu noktada mesanın toplam kalınlığının boyundan 100 nm altın kaplama katmanı yüksekliğinden çıkarılır. Bilindiği üzere bir SIS eklemine bir birim hücredeki boyutu yaklaşık 1,5 mikron ' dir. Bu nedenle eklem sayısını hesaplamak için mesanın toplam boyunu SIS eklemi sayısına böldük. Yüksekliği 1 mikron olan mesa yaklaşık 670 IJJ içerir.

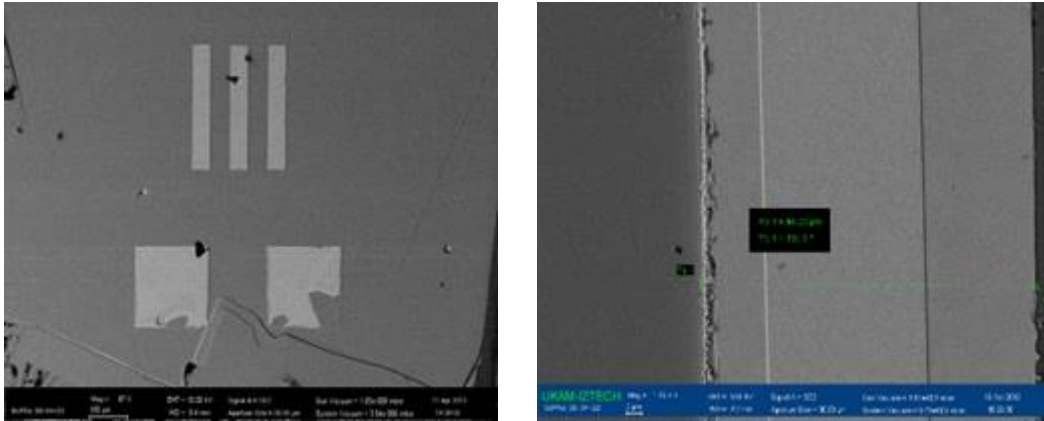


Şekil 4.6 HS14 SEM görüntüleri

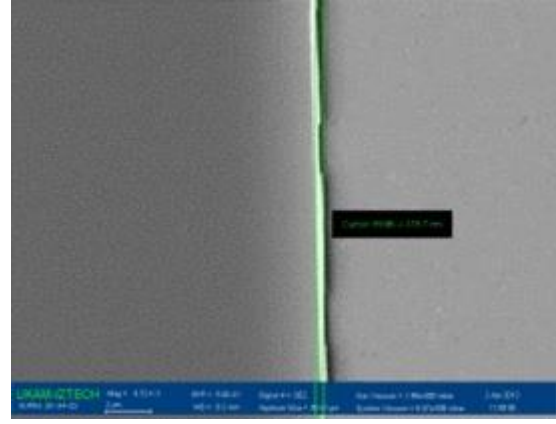
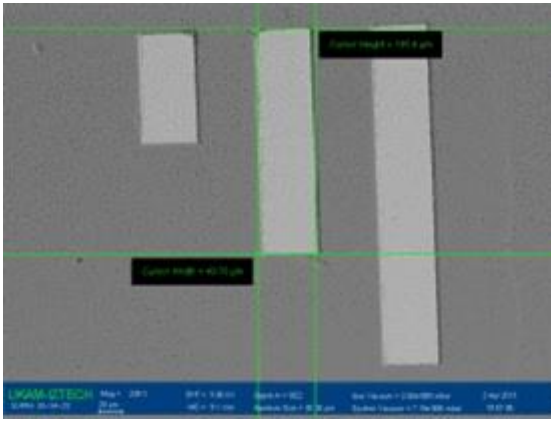
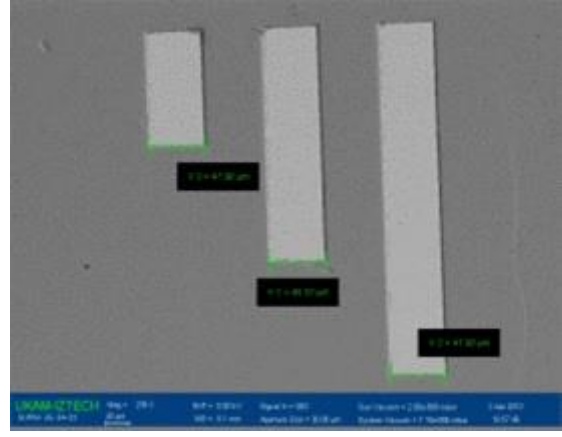
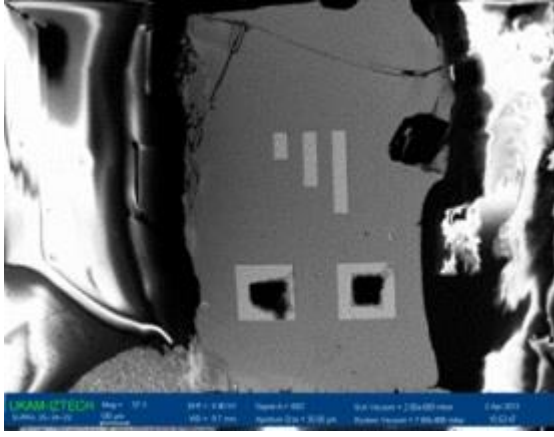


Şekil 4. 7 HS02 SEM görüntüleri

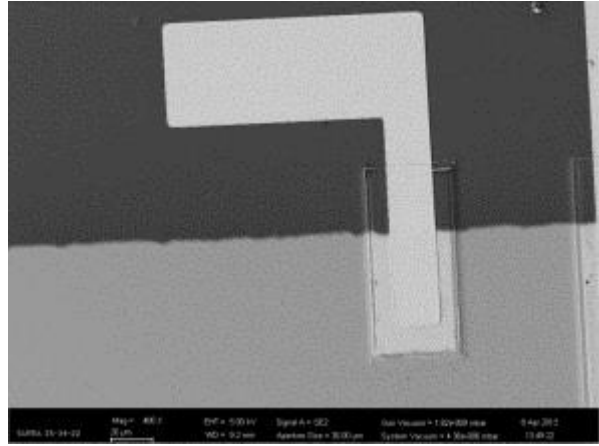
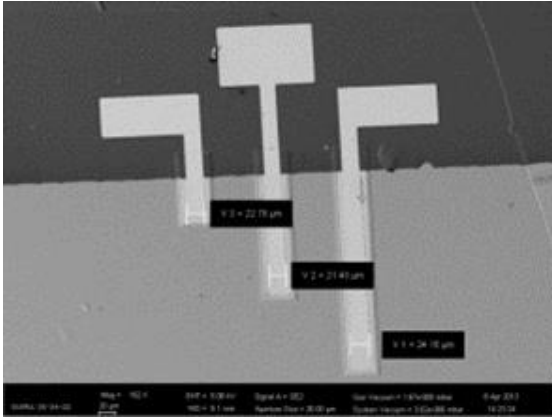
4.5. Şekil. ve 4.7. üretilen mesaların geniş bir tabana ve dar bir üst katmana sahip ikizkenar yamuk şeklinde olduğunu göstermektedir. Böyle ikizkenar yamuk şekillerinin elde edilmesinin nedeni mesanın kenar bölgelerinin fotoresist ile aşındırma işleminden koruduğundan bu kalın fotoresist tabakadır. Dolayısıyla mesa yüksekliği artarken mesa daralmaya başlar.



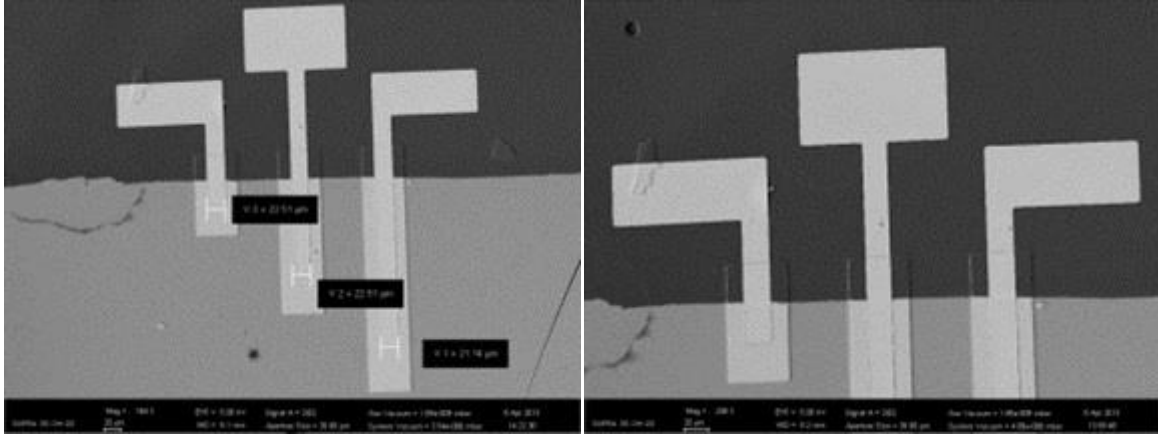
Şekil 4. 8 YD 65 örneğine ait SEM görüntüleri



Şekil 4. 9 HS15 örneğine ait SEM görüntüleri



Şekil 4. 10 HS11 örneğine ait SEM görüntüleri



Şekil 4. 11HS11 örneğine ait SEM görüntüleri



Şekil 4. 12 YD66 örneğine ait SEM görüntüleri (aynı alanlı)



Şekil 4. 13 HS02 adım-yüksekliği iş analizi

Burada mesanın taban düzlemi ve yan tarafı arasındaki farklılıklar SEM görüntüleri kullanılarak bulunabilir. Ayrıca Şekil 4.8'e baktığımız zaman 100 nm altın katmanı içeren mesanın boyunun yaklaşık 900 nm olduğunu görebiliriz. Dolayısıyla altın katmanının kalınlığı çıkardığımız zaman mesanın yaklaşık kalınlığının 800 nm olduğunu söyleyebiliriz. Böylece mesanın taban düzlemi ve yanal düzlemi yükseklik farkı kullanılarak ve profilometre ile kalınlığının ölçülmesi ile sadece eşitlik 4.1 basit eşitliği kullanarak bize yanal açıyı verir. HS02 örneği için hesaplanan yanal açı yaklaşık $70^{\text{E}}y$ ' dir.

$$\theta(\text{lateral angle of mesa}) = \tan^{-1}\left(\frac{\text{profilometer data (c-axis)}}{\text{SEM data (a-axis)}}\right)$$

(4.1)

Üretilen HS01, HS02 ve HS11 örneklerine ait yanal açıları Tablo 4.1, Tablo 4.2 ve 4.3.'de görüldüğü üzere hesaplandı. Tablolar Au yüksekliği mesa boyutları ve mesaların katılma süreleri gibi diğer bilgileri de içermektedir.

Tablo 4.1. HS01 için mesa yüksekliği ve kaplanan ince film

Mesa türü	Mesa yüksekliği	Au yüksekliği	Mesa boyut	Zaman doping
HS01a	~ 832 nm	~100	50 x 300 μm^2	Olarak büyütülen
HS01b	~ 830 nm	~100	50 x 200 μm^2	Olarak büyütülen
HS01c	~ 852 nm	~100	50 x 100 μm^2	Olarak büyütülen

Tablo 4.1 Bi-2212 tek kristali üzerinde büyütülmüş olan HS01 örneğinin sonuçlarını içermektedir. Mesalar of 832, 830 ve 852 nm yükseklik ile 50×300 , 50×200 ve $50 \times 100 \mu\text{m}^2$ alana sahiptir. Ozyuzer ve arkadaşları güçlü terahertz ışıması elde etmek için mesaların 500 IJJ den daha fazla içermesi gerektiğini göstermiştir. Dolayısıyla Tablo 4.1.'e baktığımız zaman üretilen tüm mesaların terahertz ışıması için uygun olduğunu görebiliriz.

Tablo 4.2. HS02 için mesa yükseklikleri ve kaplanan ince filmler

Mesa türü	Mesa yüksekliği	Au yüksekliği	Mesa boyut	Katkılama süresi
HS02a	~ 820 nm	~ 100 nm	50 x 300 μm^2	7 saat 425 $^{\circ}\text{C}$
HS02b	~ 840nm	~ 100 nm	50 x 200 μm^2	7 saat 425 $^{\circ}\text{C}$
HS02c	~ 830 nm	~ 100 nm	50 x 100 μm^2	7 saat 425 $^{\circ}\text{C}$

Tablo 4.2 mesaların yüksekliklerini ve HS11 örneği hakkında diğer bilgileri göstermektedir. Kristal 450 $^{\circ}\text{C}$ dört saat tavlanan bu örnek için kullanıldı. Üstelik tavlanan aynı kristal üzerindeki mesaların kalınlıkları 600 nm ile 425 nm arasında değişmektedir. Tablo 4.3. 425 $^{\circ}\text{C}$ yedi saat tavlanan HS02 örneği hakkında bilgi vermektedir.

Tablo 4.3 HS11 için mesa yükseklikleri ve ince film kaplamaları

Mesa türü	Mesa yüksekliği	Au yüksekliği	Mesa boyut	Katkılama süresi
HS11a	~ 780 nm	~ 100 nm	50 x 300 μm^2	4 saat 450 $^{\circ}\text{C}$
HS11b	~ 766 nm	~ 100 nm	50 x 200 μm^2	4 saat 450 $^{\circ}\text{C}$
HS11c	~ 760 nm	~ 100 nm	50 x 100 μm^2	4 saat 450 $^{\circ}\text{C}$

4.2. Elektriksel Ölçüm Sonuçları

Üçlü mesa yapıları üretildikten sonra sıcaklığa karşı c-ekseni direnci (R-T) ve Helyum (He) akımı kryostat içinde akım-voltaj davranışı ölçümleri üç nokta kontaklarıyla alınmıştır. Bu bölümde R-T ve I-V ölçümleri hakkında detaylı bilgi verilecektir.

4.2.1 Bi2212 İçinde C-ekseni Direncinin Sıcaklığa Bağlılığı

Bi-2212 kristalinden mesaların c-ekseni direncinin sıcaklığa bağlılığı kapalı He soğutma döngüsü ve He sürekli akış kriyostat sistemleri kullanılarak gözlenmiştir. İlk olarak R-T grafiğine bakıldığında tüm üretilen mesalar normal durumdan süperiletken duruma keskin bir geçiş gösterirler. Bu geçiş ile ilgili bazı özellikler Tablo 4.4’de görülebilir. Bu tabloda görüldüğü gibi geçiş sıcaklığı değerleri farklılık göstermektedir. Bu durumun nedenlerinden biri oksijen katkılama seviyelerinin farklılıklarıdır. Ayrıca tüm mesalar Bi-2212 tek kristali direncinin sıcaklığa bağlı karakteristik davranışlarını gösterir. Şekiller tüm mesaların direncinin oda sıcaklığından geçiş sıcaklığına geçerken direncin üssel olarak arttığını göstermektedir. Sıcaklık geçiş sıcaklığına ulaştığında tüm mesalar için keskin bir düşüş gözlenir. Üstelik tüm üretilen mesalar için $RT_c/R300K$ oranları 1.14 ve 2.90 arasında değişmektedir. Bi-2212 kristalinin sıcaklığı kritik sıcaklığın altına düştüğünde üç nokta ölçüm sistemi ve altın tabaka ile üst yüzey arasındaki arayüzeyine göre örneğin direncinde bir artış vardır.

Tablo 4.4 Bi-2212 tek kristali üzerinde büyütülerek üretilen örneklerin elektriksel özellikleri hakkında bilgi vermektedir. Bu örnekler için kontak direnci değerleri Tablo 4.4.’de görüldüğü gibi oldukça yüksektir. Bu Bi-2212 kristali ile altın tabakası arasındaki arayüzeyin bir sonucu olabilir. Ancak bu örnekler için ΔT_c değerlerinin 0.4 ve 1.3 arasında değişmekte olması örneklerin çok kusura sahip olmadığını göstermektedir.

Tablo 4.4. HS01 örneğinin elektriksel özellikleri

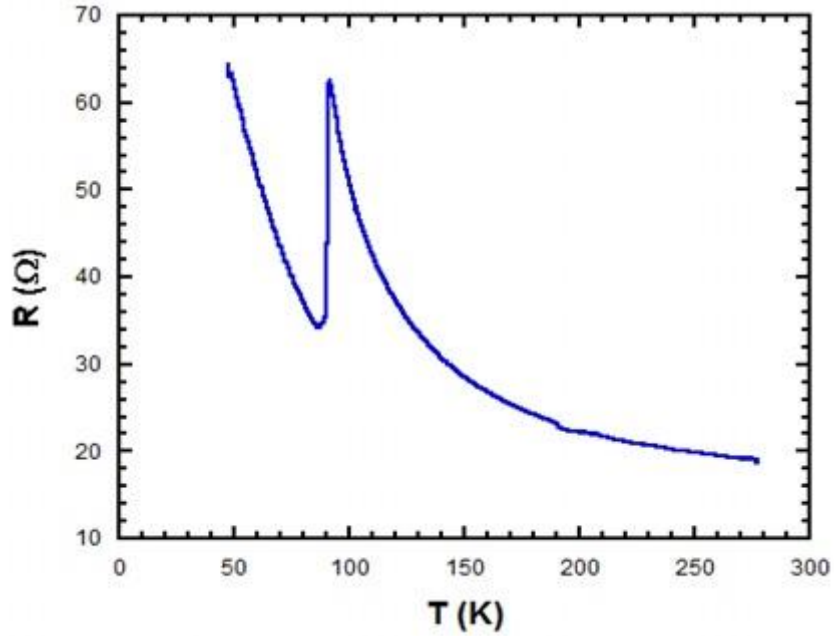
	RT_c(onset) (ohm)	R300 K (ohm)	R_{contact} (ohm)	RT_c/R300 K	T_c(onset) (K)	ΔT_c (K)
HS01a	64.2	25.3	36.3	2.53	91.1	0.9
HS01b	117.3	47.8	89.3	2.47	90.6	0.4
HS01c	381.5	131.1	315.2	2.90	90.6	1.3

Tablo 4.5. Tüm örneklerin elektriksel özellikleri

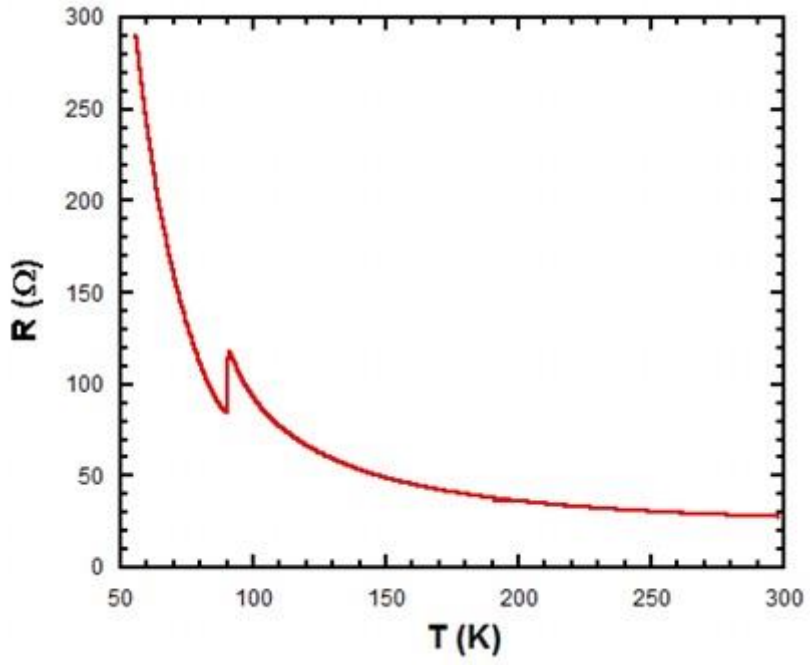
	$R_{Tc(onset)}$ (ohm)	$R_{300 K}$ (ohm)	$R_{contact}$ (ohm)	$R_{Tc}/R_{300 K}$	$T_{c(onset)}$ (K)	ΔT_c (K)
HS01a-triple	64.2	25.3	36.3	2.53	91.1	0.9
HS01b-triple	117.3	47.8	89.3	2.47	90.6	0.4
HS01c-triple	381.5	131.1	315.2	2.90	90.6	1.3
HS05a-triple	24.7	12.5	4.6	1.97	99.2	1.5
HS11a-triple*	16	8,4	1,8	1,95	85	12
HS11b-triple*	40	17	2,9	2,46	85	2
HS11c-triple*	60	24	4,3	2,5	85	4,3
HS14a-triple*	12,4	4,2	0,8	3	86	2,5
HS14b-triple*	27,5	10,7	2,6	2,7	85,8	1,8
HS14c-triple*	44,2	25,6	6,5	1,5	90	1,5
YD24-single	663.2	271.2	602	2.44	75.5	7.7
YD27-single	67.8	281.2	32.6	0.24	74.1	4.4
YD59a-triple	13.45	12.3	2.12	1.09	77.9	1.1
YD60a-triple	4314.8	131.3	3978.1	32.86	73.6	6.4
YD66a-triple*	12	5,6	2	0,8	84	9,1
YD66b-triple*	9,4	5	1,8	1,1	87	1,4
YD66c-triple*	10,2	8,5	1,7	1,2	87,5	0,4

Şekil 4.14.'den Şekil 4.33'e kadar olan tüm grafikler mesa yapılarının R-T karakteristiğini göstermektedir. R-T eğrileri üretilen mesa yapılarının üzerindeki kristalin katkılama seviyesi, kontak direnci ve karakteri ile ilgili bilgi vermektedir. Üretilen tüm mesalar bu R-T eğrisinde görüldüğü gibi geçiş sıcaklığı altında bile bir miktar kontak direnci göstermektedir. Bu tür dirençler genellikle ihmal edilebilir; Ancak Bi2212 içindeki oksijen katkılama seviyesinde bazı farklılara yol açtığına tercih edilmez.

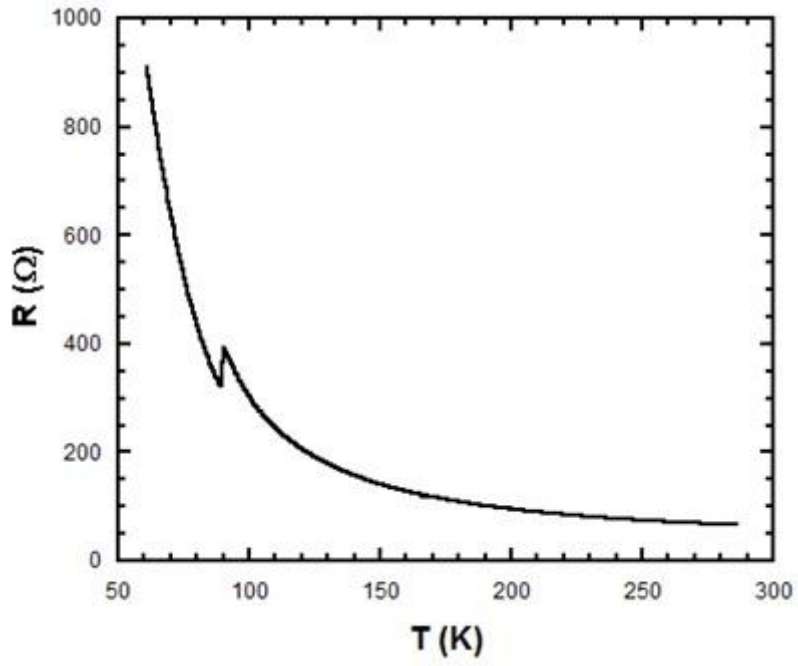
Ayrıca tüm R-T grafikleri Bi2212 kristalleri içindeki mutlak oksijen konsantrasyonu altında gözlenen yarıiletken eğrisine benzer özellik sergiler.



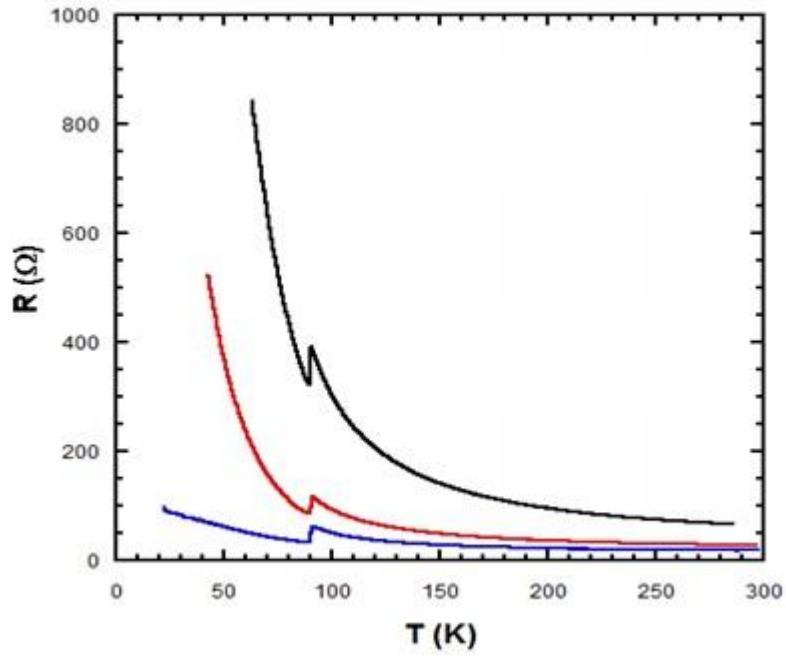
Şekil 4. 14 HS01a örneğinin sıcaklık direnç grafiği



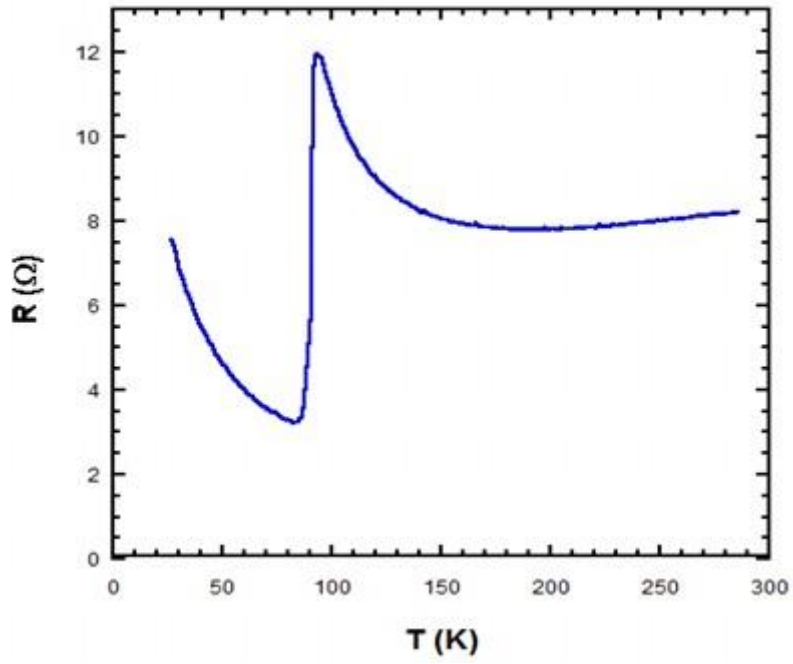
Şekil 4. 15 HS01b örneğinin sıcaklık direnç grafiği



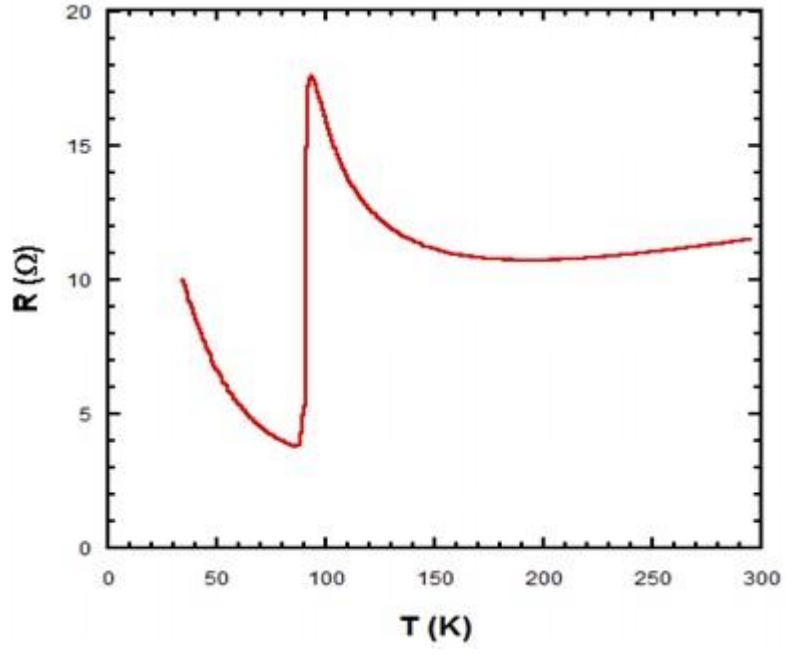
Şekil 4. 16 HS01c örneğinin sıcaklık direnç grafiği



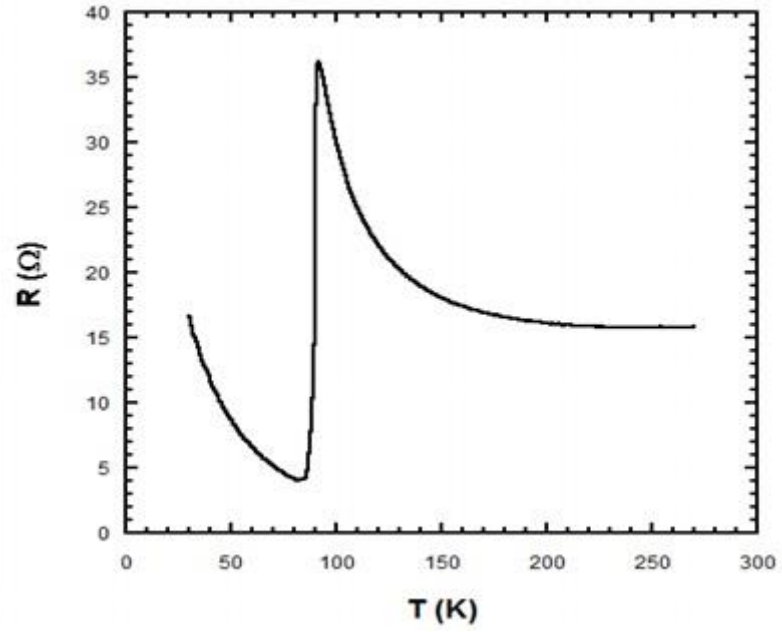
Şekil 4. 17 HS01 a, b, c örneklerin sıcaklık direnç grafiği



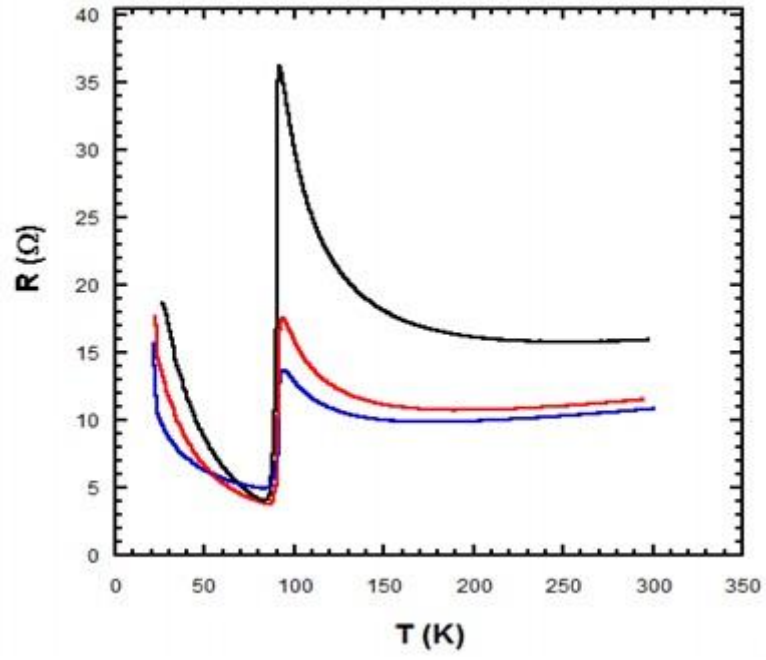
Şekil 4. 18. HS02a örneğinin sıcaklık direnç grafiği



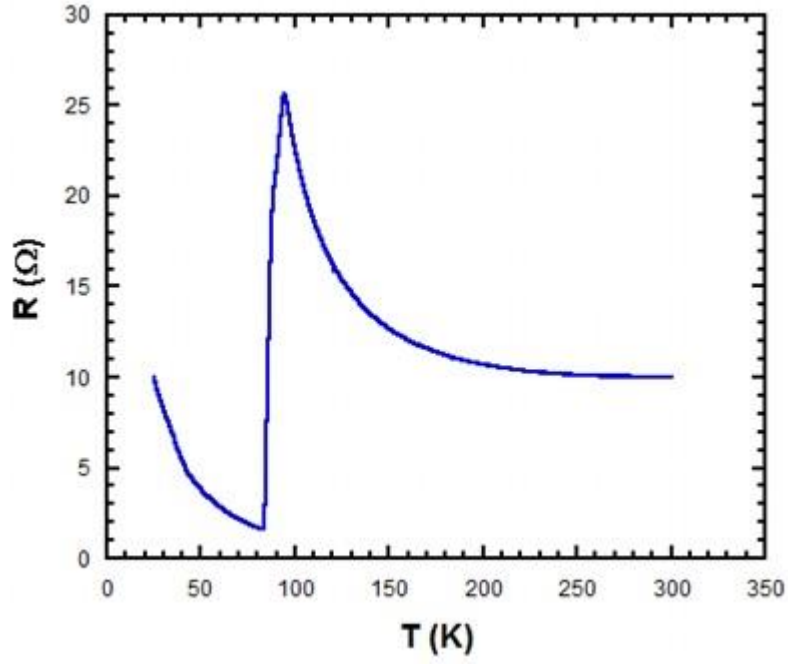
Şekil 4. 19 HS02b örneğinin sıcaklık direnç grafiği



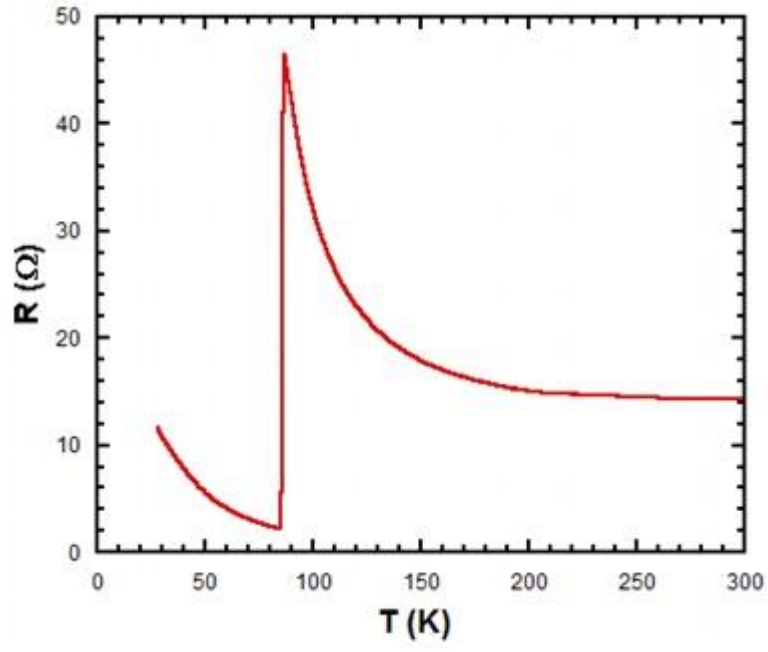
Şekil 4. 20 HS02c örneğinin sıcaklık direnç grafiği



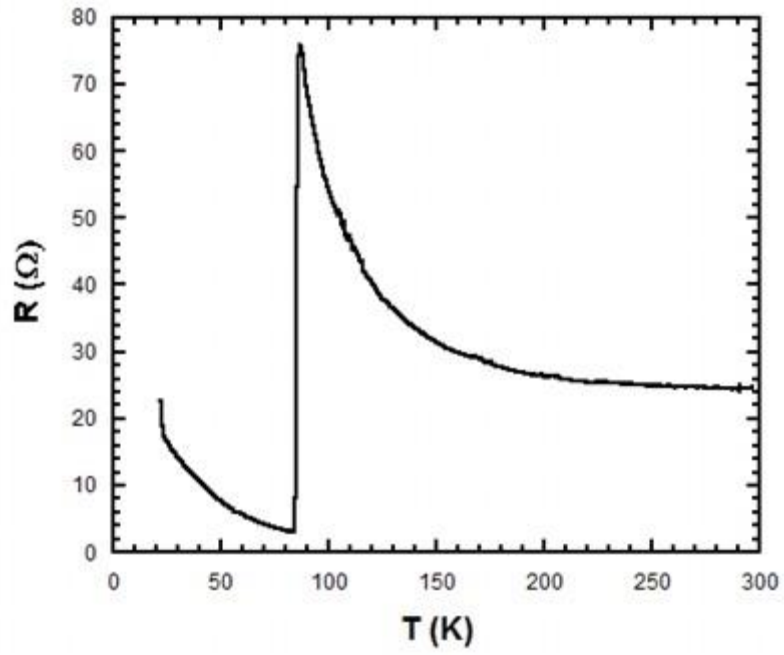
Şekil 4. 21 HS02 a, b, c örneklerin sıcaklık direnç grafiği



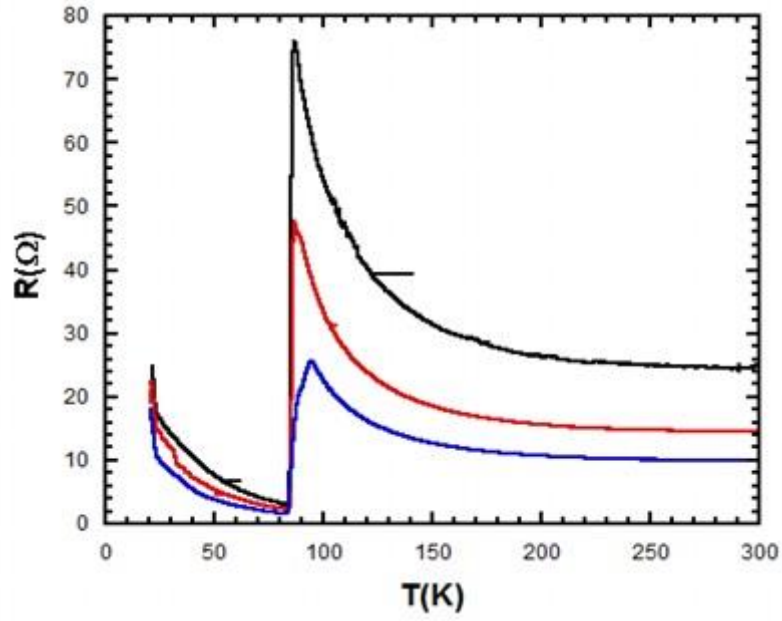
Şekil 4. 22 HS11a örneğinin sıcaklık direnç grafiği



Şekil 4. 23 HS11b örneğinin sıcaklık direnç grafiği



Şekil 4. 24 HS11c örneğinin sıcaklık direnç grafiği



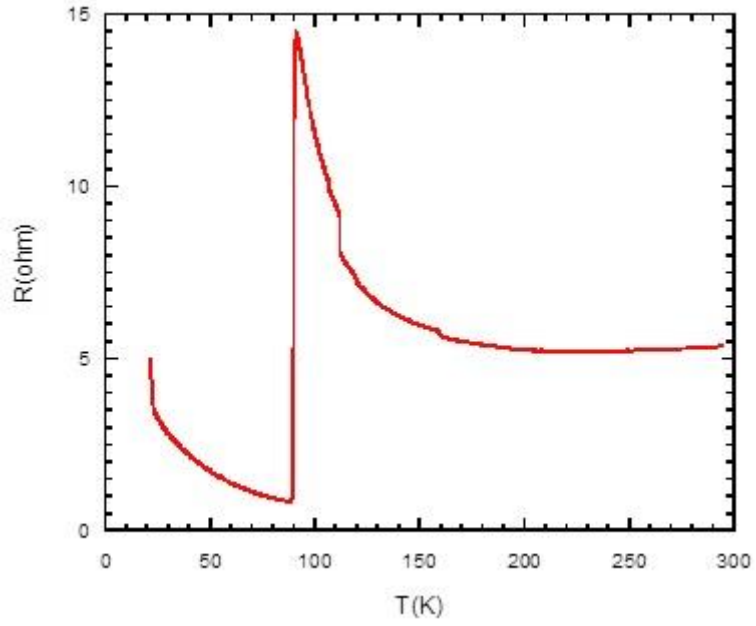
Şekil 4. 25 HS11 a, b, c örneklerinin sıcaklık direnç grafiği

Bu nedenle kritik akım yoğunluğu, geçiş sıcaklığı gibi bazı süperiletken özellikleri katkılama kaynaklarının değiştirilmesiyle değiştirilebilir. Ayrıca katkılama, yüksek sıcaklık süperiletken mekanizmasını anlamak için oldukça önemlidir.

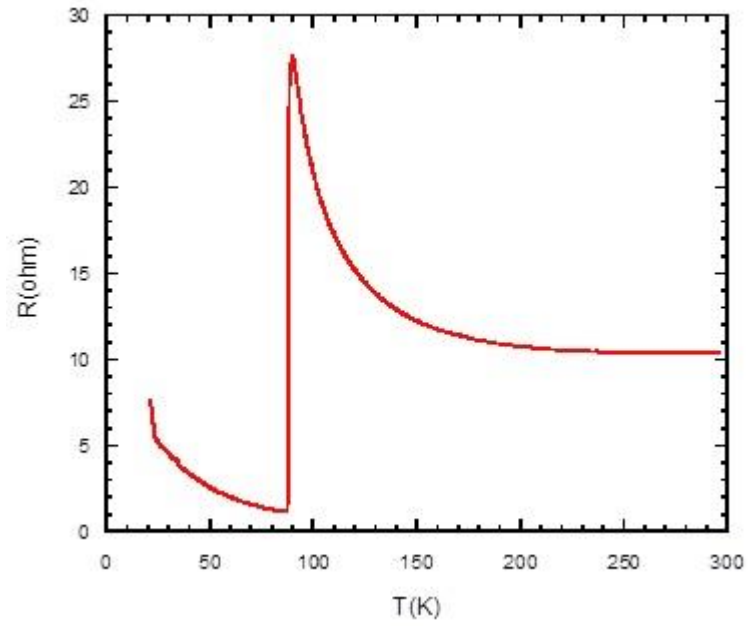
Şekil 4.9, 4.10, Şekil ve Şekil 4,11 incelendiğinde kontak dirençleri geçiş sıcaklığı altında 30 ohm gibi bir değerden oldukça yüksektir. Bunun nedeni Bi2212'nun altın tabaka ile yüzey arasındaki arayüzeyidir. Ayrıca belirtilen şekillerde de görülebileceği gibi bu tür dirençler çok düşük sıcaklıklarda artmaktadır. Fakat HS02 örneğine ait Şekil 4.13, Şekil 4.14 ve Şekil 4,15 ve HS11 örneğine ait Şekil 4,17, Şekil 4,18 ve Şekil 4,19 yaklaşık 5 ohm değerinde düşük kontak direnci göstermektedir.

Kristalin toplam c-ekseni direnç büyüklüğünün, katkılama seviyesinin azalması ile arttığını gözlemledik. Ancak HS02 örneğine ait Şekil 4.13, Şekil 4.14, ve Şekil 4,15 ve HS11 örneğine ait Şekil 4,17 Şekil 4,18 ve Şekil 4,19 yaklaşık 5 ohm değerinde oldukça düşük kontak direnci göstermektedir.

Kristalin toplam c-ekseni direnç büyüklüğünün katkılama seviyesinin düşmesi ile arttığını gözlemledik. Optimal katkılamadan overdoped'a kadar oksijen kaynaklarımızın varyasyonlarında kristalin c-ekseni direnci yavaş yavaş metalik davranış sergilemeye başlar. Ayrıca katkılama seviyesinin etkisi geçiş sıcaklığı değerlerinde görülebilir. HS02 örneğinde geçiş sıcaklığı 90 bin civarındayken HS02 örneği için yaklaşık 85 K'dir.

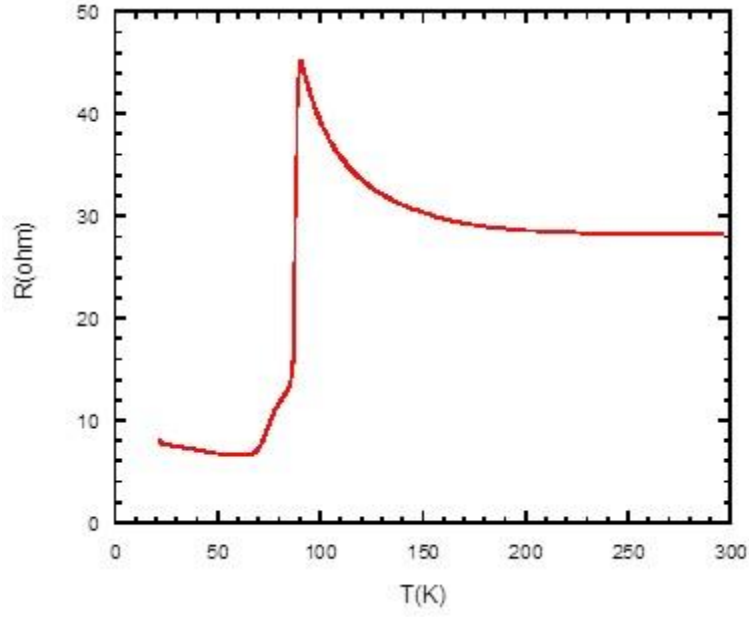


Şekil 4. 26 HS14a örneğinin sıcaklık direnç grafiği



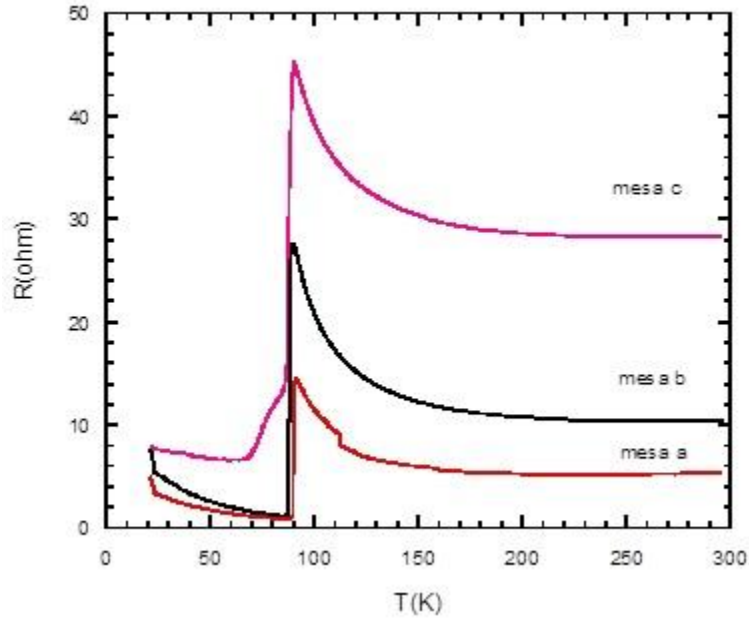
Şekil 4. 27 HS14b örneğinin sıcaklık direnç grafiği

HS14b örneğinin kritik sıcaklığı 85 K civarındır ve underdopeda yakın olarak nitelendirdiğimiz kristaller için görülen tipik kritik sıcaklık aralığındadır.



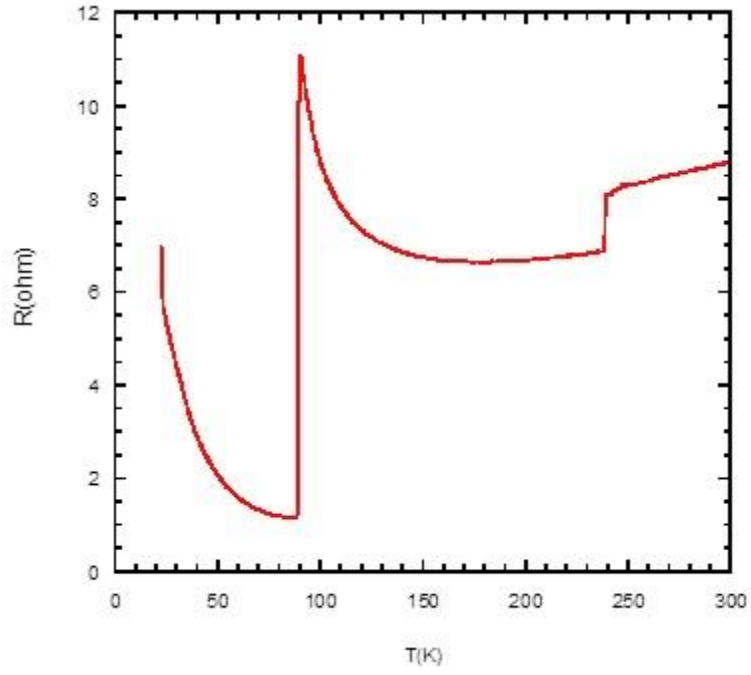
Şekil 4. 28 HS14c örneğinin direnç sıcaklık grafiği

HS14c örneğinin kritik sıcaklığı 88 K civarındır ve underdopeda yakın olarak nitelendirdiğimiz kristaller için görülen tipik kritik sıcaklık aralığındadır.

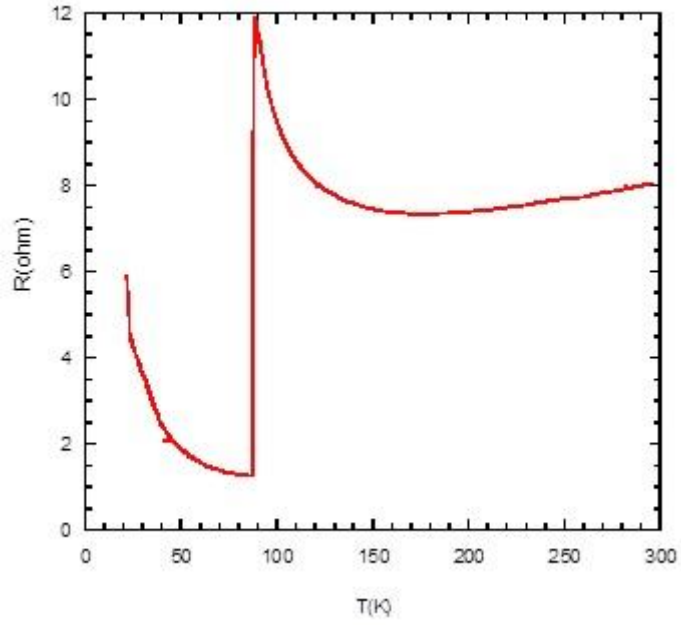


Şekil 4. 29 HS1 a, b, c örneğinin sıcaklık direnç grafiği

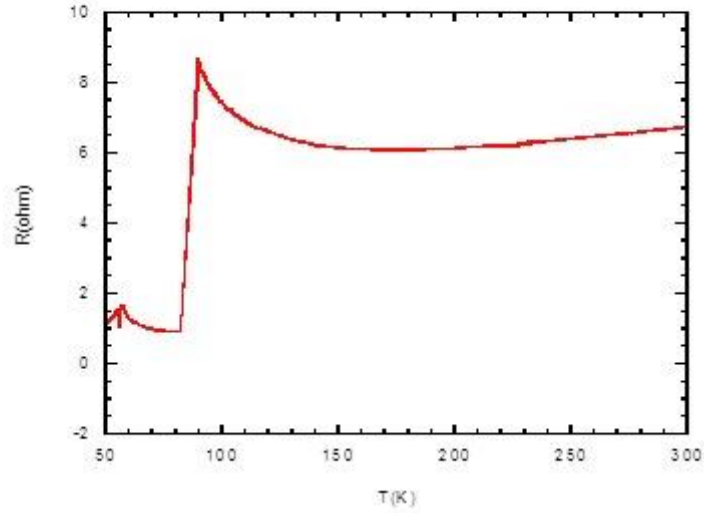
HS14 örneğinin farklı boyutlardaki mesa yapılarının c-ekseni direncini incelersek kritik sıcaklık değerlerinin aynı değerlerde olmadığını ve doping seviyelerinin de biraz farklı olduğunu görebiliriz. Kristalin homojen olmamasından kaynaklanan bu durum kritik akım yoğunluklarını da etkilemektedir. Örnek üzerindeki a-b-c kodlu 50×100 - 200 - $300 \mu\text{m}^2$ lik mesaların $R(T_c)/R(300\text{K})$ değerleri sırasıyla 3, 2,7 ve 1.5'dur. Mesa a underdopeda en yakın özelliكتedir.



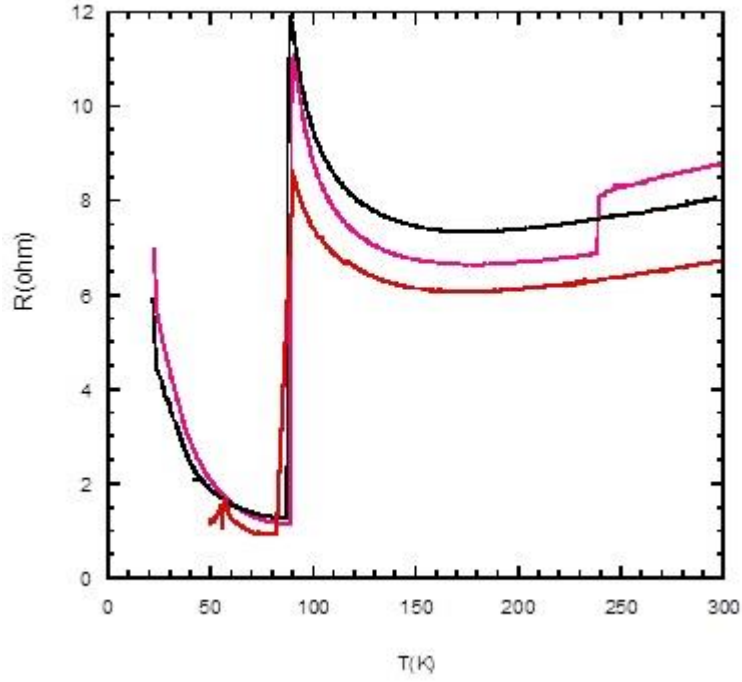
Şekil 4. 30 YD66a örneğinin direnç sıcaklık grafiği



Şekil 4. 31 YD66b örneğinin direnç sıcaklık grafiği



Şekil 4. 32 YD66c örneğinin direnç sıcaklık grafiği



Şekil 4. 33 YD66abc örneğinin sıcaklık direnç grafiği

Aynı alanlı YD66 örneğinin grafiğini incelersek kritik sıcaklıkların hemen hemen aynı değerlerde olduğunu görebiliriz. Kontak dirençleri de neredeyse aynı değerlerde olan mesaların katkılama seviyeleri biraz farklıdır. Aynı koşullarda tavlanan ve yükseklikleri ve alanları aynı olan mesaların $R(T_c)/R(300K)$ değerleri 2, 1.8 ve 1.7 dir. Örneğin fabrikasyonu sırasında iyon demeti aşındırma sisteminde teknik sebeple soğutma iyi yapılamadığından örneğin katkılama seviyesi biraz değişmiş

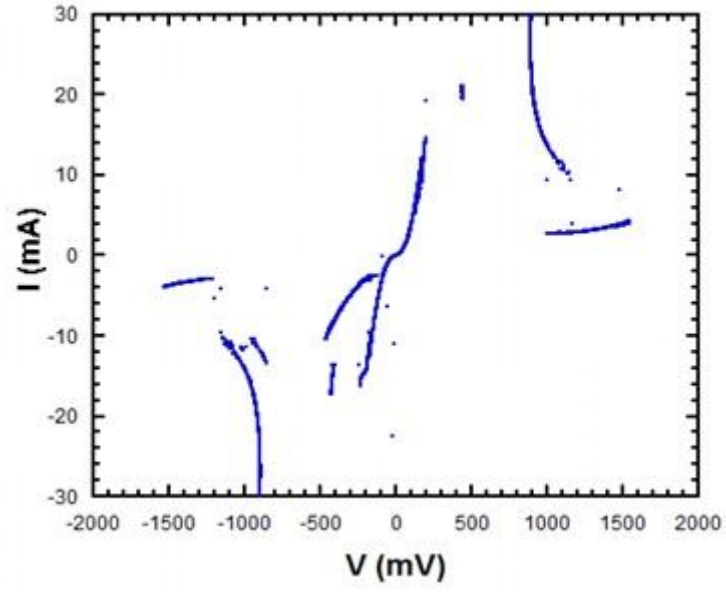
olabilir. Kristal kalitesinin kötü olmasından dolayı, örneklerin oda sıcaklığındaki öz dirençlerinin de farklı olduğu açıkça görülmektedir (mesa alanları aynı olduğu içi direnç değerlerinin öz direnç değerleri olarak düşünebiliriz).

R-T ve I-V ölçümleri mesanın kontak direnci, örnek kalitesi, katkılama düzeyi gibi özellikleri belirlemek açısından gereklidir. Sırasıyla YD ve HS kodlu örneklere ait direnç sıcaklık grafiklerinin analizleri Tablo 1'de görülmektedir. Bütün verilerde kritik sıcaklıkta süperiletken hale keskin faz geçişleri görülmektedir. Kritik sıcaklıklar 81 ve 91 K arasındadır. Mesaların dirençlerinin sıcaklık bağımlılığı ve süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları örneklerin Bi2212 kristalinin underdoped hali yakınlarında olduğunu gösterir. Geçiş genişliği ΔT_c çoğunlukla 4-7.5 K dir. Örneklerin geçiş sıcaklıkları ve genişlik değerleri tabloda gösterilmiştir. R-T grafiklerinden görüldüğü gibi T_c 'nin altında bile direnç gözlemlenir. Bu direnç üç nokta ölçüm konfigürasyonunun kontak direncidir. Ürettiğimiz mesalarda kontak direnci genellikle birkaç ohm civarındadır bundan dolayı ölçümlerimizi etkilemezler fakat yerel sıcaklığı etkileyebilir.

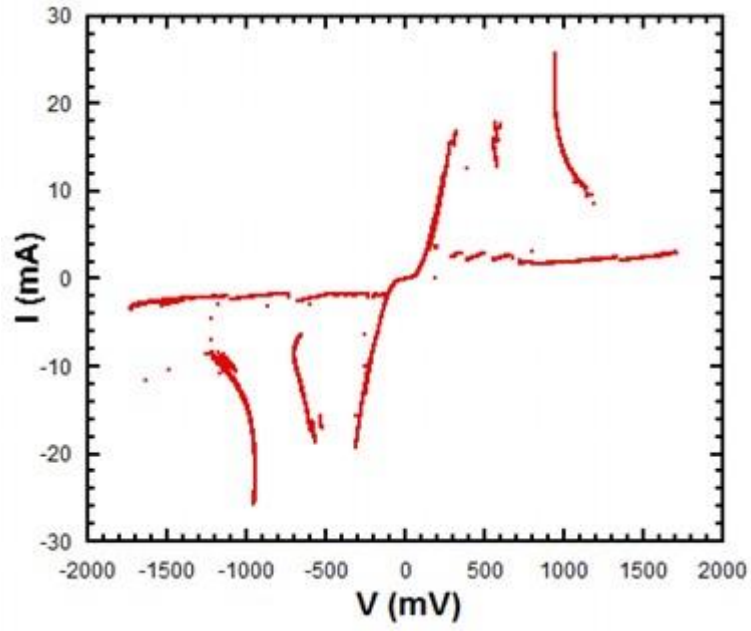
4.2.2 Bi2212 Tek Kristalinin Tünelleme Karakteristiği

Bu çalışmada mesaların farklı boyutları ile Josephson kritik akım yoğunluğundaki değişimler çalışıldı. Bu nedenle süperiletken Bi2212 mesalarında terahertz ışması için alanın Josephson kritik akım yoğunluğuna bağlılığını görmek, Josephson kritik akım değerlerini bulmak amacıyla 20 K'de I-V ölçümleri alındı.

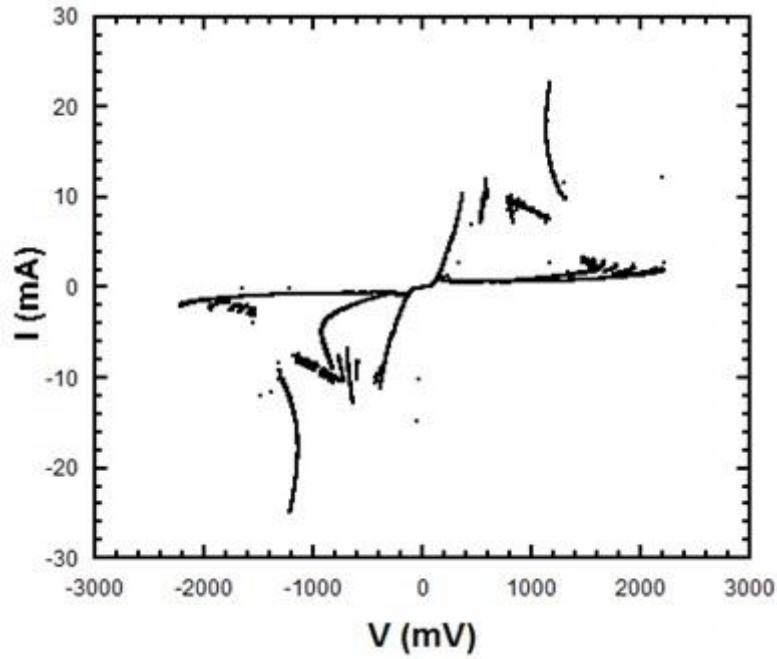
I-V ölçümleri 20 K'de alınmıştır. Şekil 4.23, Şekil 4.25, Şekil 4.27 ve Şekil 4.28'de açıkça görüldüğü gibi bazı quasi-parçacık dalları gözlenmiştir. Besleme voltajı artarken tüm IJJs tamamen normal duruma geçene kadar bu dallanmalar bir voltaj atlaması içinde gibi görünür. Besleme voltajı düşerken I-V verileri bu dallanmaları göstermez çünkü burada normal durumdan süperiletken duruma bir geçiş vardır. Bu, I-V karakteristiği içinde hysteresis davranışını yönlendirmektedir. Isıtma etkisinin sonucu I-V eğrisinde geribükülme (backbending) görülebilir.



Şekil 4. 34 20 K sıcaklığında HS01a örneğinin I-V ölçümü



Şekil 4. 35 20 K sıcaklığında HS01b örneğinin I-V ölçümü



Şekil 4. 36 20 K sıcaklığında HS01c örneğinin I-V ölçümü

Şekil 4.21, Şekil 4.22 ve Şekil 4.23 HS01a, HS01b ve HS01c örneklerinin I-V ölçümlerini göstermektedir. Bu ölçümler 20 K sıcaklıkta alınmıştır. Bu örnek için mesa örnekleri Tablo 4.6'da görülebilir. I-V ölçümü 20 K sıcaklığında alınmıştır. I-V eğrileri her bir eklem besleme akımının her bir eklem kendi kritik akımından büyük olduğu zaman süperiletken durumdan normal duruma geçerken kendi manevraları yüzünden çeşitli dallanmalar göstermektedir (Yurgens, 2000). Bu her bir eklem tek bir dal gibi davranması anlamına gelmektedir. Tüm dallanmaları elde etmek için besleme voltajını pozitif ve negatif olarak bir çok kez yayılmıştır.

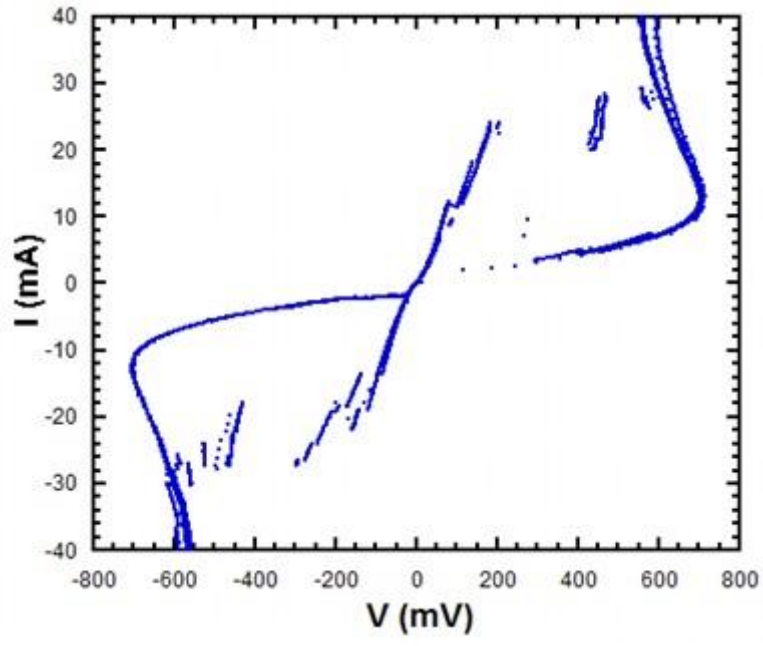
Bu çalışmada mesaların farklı boyutları ile Josephson kritik akım yoğunluğundaki değişimi incelendi. Bu sebeple I-V ölçümleri Josephson kritik akım yoğunluğunun süperiletken Bi-2212 mesalarında alana bağlılığını bulmak için 20 K sıcaklığında alındı. HS02 örneği için Bi2212 tek kristalinin Josephson kritik akımı büyüklüğü yaklaşık 12, 15.5, 10 mA değerindedir. Daha sonra her bir mesanın kritik akım yoğunluklarını 80, 155 ve 400 A/cm² olarak hesaplandı. Ayrıca mesa alanları arttığında kritik akım yoğunluğunun azaldığı sonucuna vardık. Buna ek olarak Tablo 4.6'da görüldüğü üzere mesa boyutu azalırken bacbending noktaları artmaktadır.

Tablo 4.6 HS01 örneğinin elektriksel özellikleri

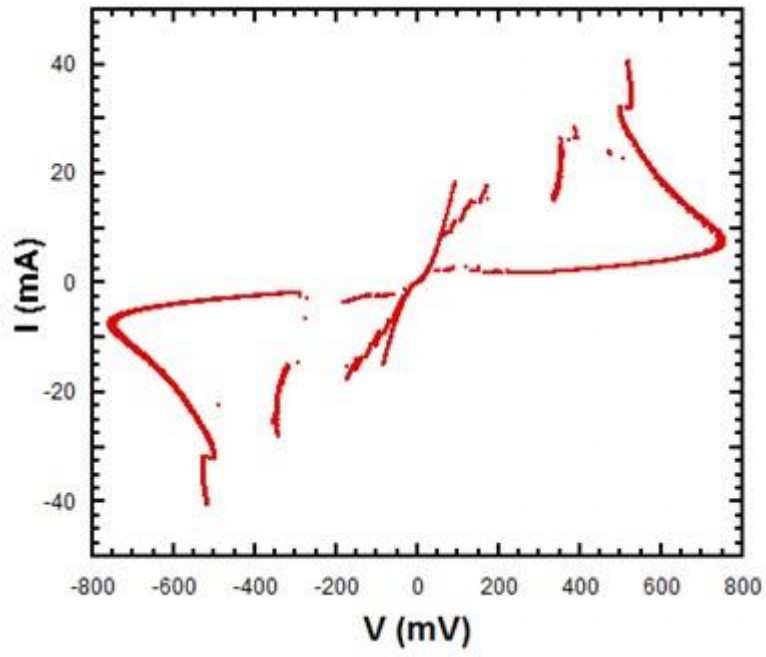
	Mesa boyutları (Mm kalınlığında²)	I_c (mA)	J_c (A /²cm)	Geribükülme noktası (mV)
HS01a	300 × 50	12,0	80	1555
HS01b	200 × 50	15,5	155	1750
HS01c	100 × 50	10,0	400	2000

Şekil 4.24, Şekil 4.25 ve Şekil 4.26 HS02 örneğinin I-V karakteristiğini göstermektedir. I-V ölçümü 20 K sıcaklığında alınmıştır. Yüksek yayılım frekansı ve fonksiyon jeneratör çıkışı büyüklüğündeki ani yükselme gibi ölçüm sorunlarından dolayı bazı ölçümlerimizde daha az quasi-parçacık dallanmaları görünmektedir. Yine de genel bakış ısı etkileri ortaya koymaktadır.

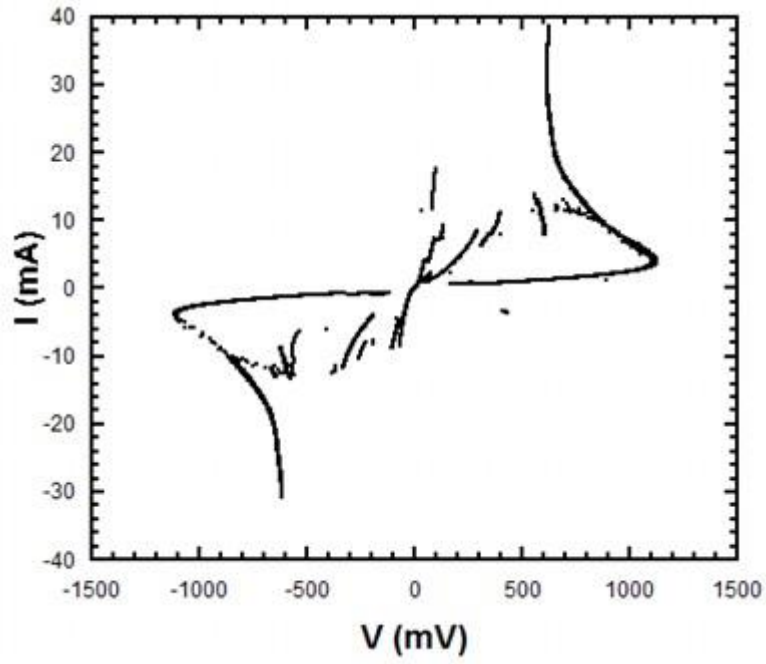
Bir I-V grafiğinde daha çok quasi-parçacık dallanmaları elde etmek için yayılım frekansı, mesa üzerinde AC besleme akımı fonksiyon üretici tarafından negatif ve pozitif olarak yayılırken düşük olmalıdır. Ayrıca Bi2212 tek kristalinin c-ekseni tünelleme karakteristiğinin sıcaklığa bağlılığı bazı sabit sıcaklıklarda I-V ölçümleri yapılarak analiz edildi. Şekil 4.25, 4.26, 4.27'den de anlaşıldığı gibi Josephson kritik akım yoğunlukları 140, 160 ve 180 A/cm² değerindedir. Böylece mesanın alanı artarken kritik akım yoğunluğunun azaldığını tekrar görmekteyiz. Üstelik ısı etkisi mesa yapılarının geniş alanlarında baskın olduğunda geribükülme voltaj noktaları HS02 örneğinin I-V eğrilerinde görüldüğü gibi artmaktadır.



Şekil 4. 37 20 K sıcaklığında HS02a örneğinin akım gerilim-karakteristiği



Şekil 4. 38 20 K sıcaklığında HS02b örneğinin akım-gerilim karakteristiği

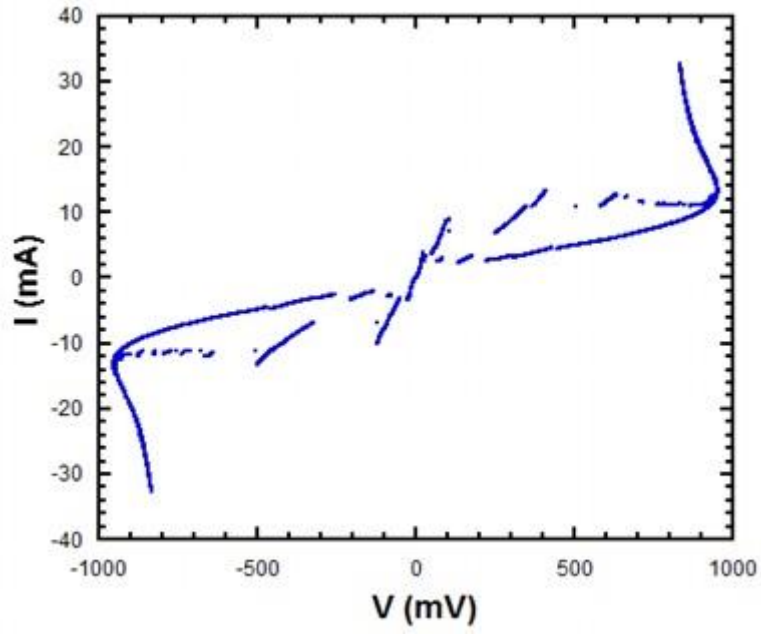


Şekil 4. 39 20 K sıcaklığında HS02c örneğinin akım-gerilim karakteristiği

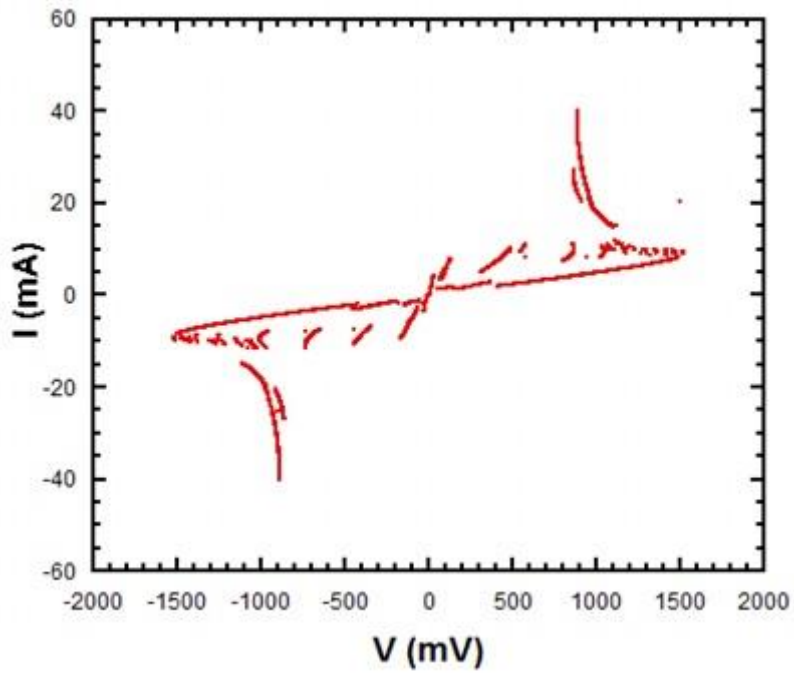
Table 4.7. HS11 örneğinin I-V karakteristiği

	Mesa boyutları (Mm kalınlığında ²)	I _c (mA)	J _c (A / ² cm)	Geribükülme noktası (mV)
HS11a	300 × 50	21,8	140	720
HS11b	200 × 50	18,4	160	760
HS11c	100 × 50	9	180	1120

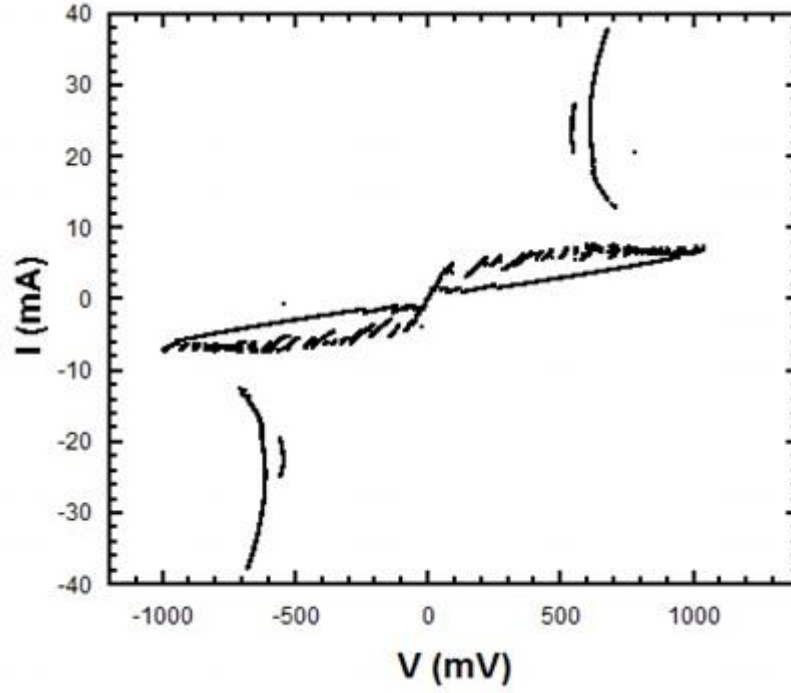
Şekil 4.27, Şekil 4.28 ve Şekil 4.29 450 °C sıcaklığında 4 saat tavlanan HS11 örneğinin I-V ölçümünü göstermektedir. Özellikle 100 × 50 µm² alanlı mesaya ait Şekil 4.29 birçok quasi-parçacık dallanması göstermektedir. Üretilen mesaların HS11a, HS11b and HS11c örnekleri için kritik akım değerlerinin 10.03, 8.05 ve 5.03 mA olduğunu görülebilir. Ayrıca Josephson kritik akım yoğunluklarını HS11a, HS11b ve HS11c örnekleri için kritik akım yoğunluklarını 60, 80 ve 100 A/cm² olarak hesaplanır.



Şekil 4. 40 20 K sıcaklığında HS11a örneğinin akım-gerilim karakteristiği



Şekil 4. 41 20 K sıcaklığında HS11b örneğinin akım-gerilim karakteristiği



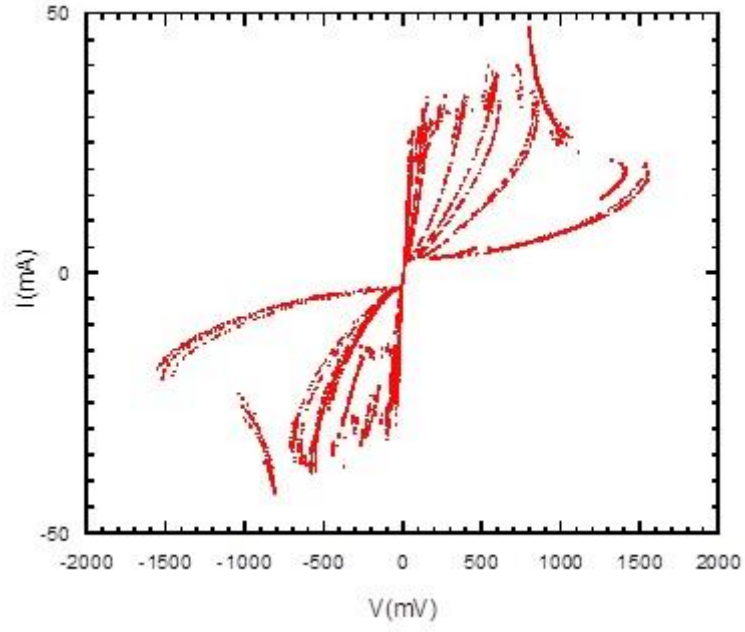
Şekil 4. 42 20 K sıcaklığında HS11c örneğinin akım-gerilim karakteristiği

Ayrıca geribükülme noktaları HS11a, HS11b ve HS11c örnekleri için 1000, 1522, 1038 mV değerindedir.

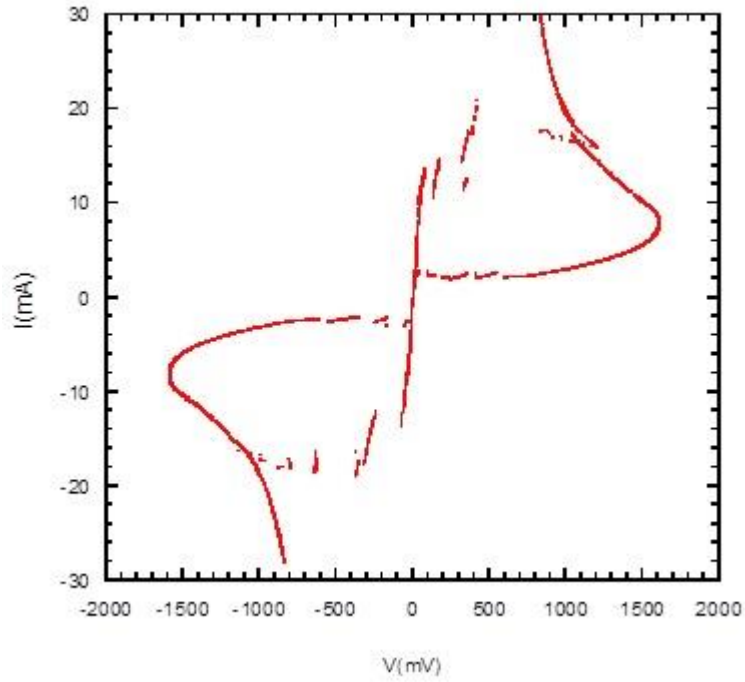
Tablo 4.8. HS11 örneğinin I-V karakteristiği

	Mesa boyutları (μm kalınlığında ²)	I_c (mA)	J_c (A/cm^2)	Geribükülme noktası (mV)
HS11a	300×50	3.9	26	1000
HS11b	200×50	4,49	44	1522
HS11c	100×50	5.03	100	1038

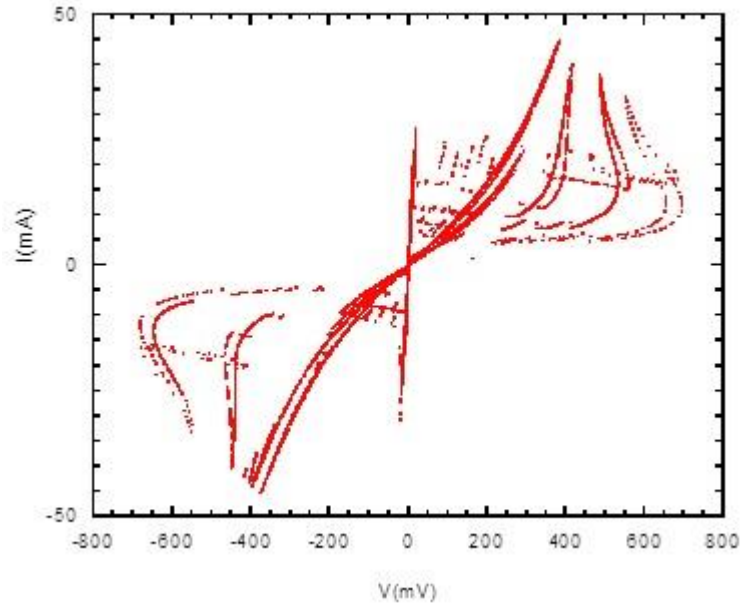
Bazı araştırmacılar ısı etkisini azaltmak için HgB_2 , HfI_2 , I_2 gibi bazı moleküllerin c-ekseni direncini arttıran Bi-O çift katmanı içine eklenmesi ile akım yoğunluğunun azalması gibi ısı etkilerini düşürmek için bir çok yöntem kullanmaktadırlar. Ayrıca kısa sinyaller kullanmak ve mesa boyutlarını düşürmek kendi kendine ısıtma etkisini azaltmak için diğer yöntemlerdir [9]. Buna ek olarak tüm I-V eğrileri geniş akım yoğunluğu ve Bi2212 eklemi komşu eklemlerin dizilimleri bu ısıtma etkilerine neden olarak değerlendirilmektedir.



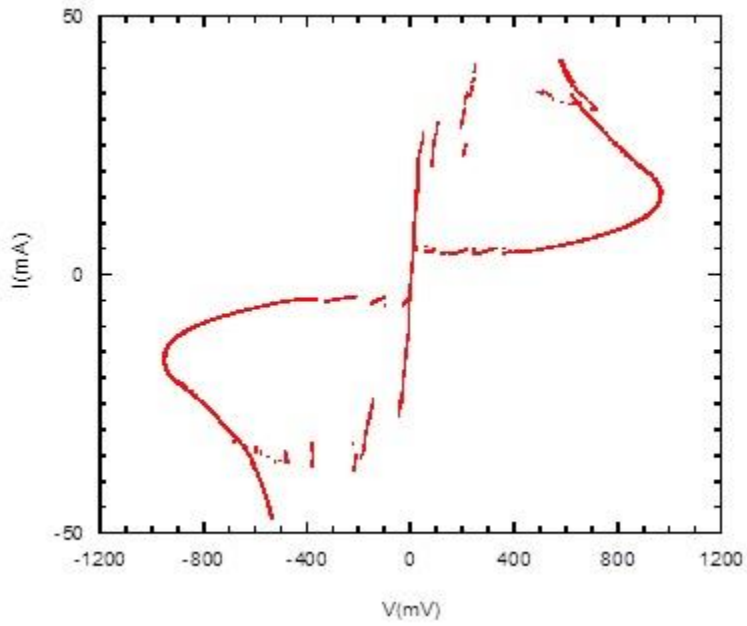
Şekil 4. 43 HS14a örneğinin akım-gerilim karakteristiği



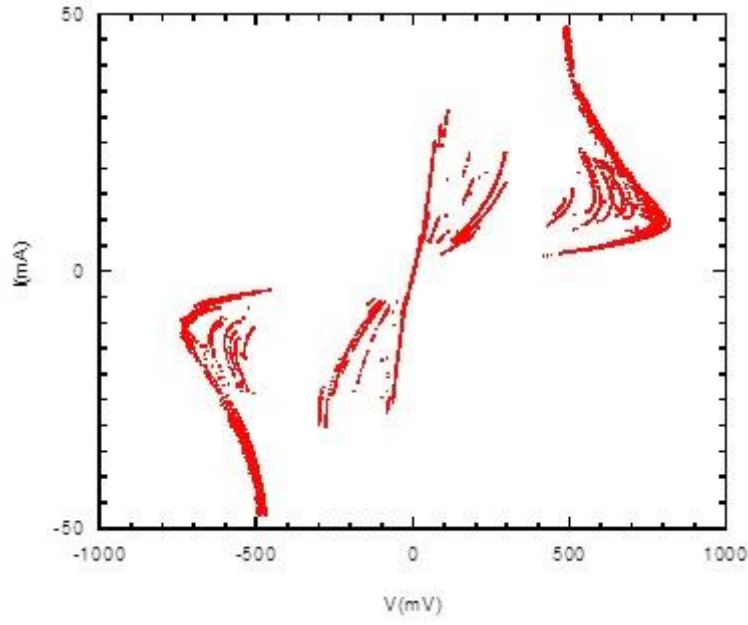
Şekil 4. 44 HS14b örneğinin akım-gerilim karakteristiği



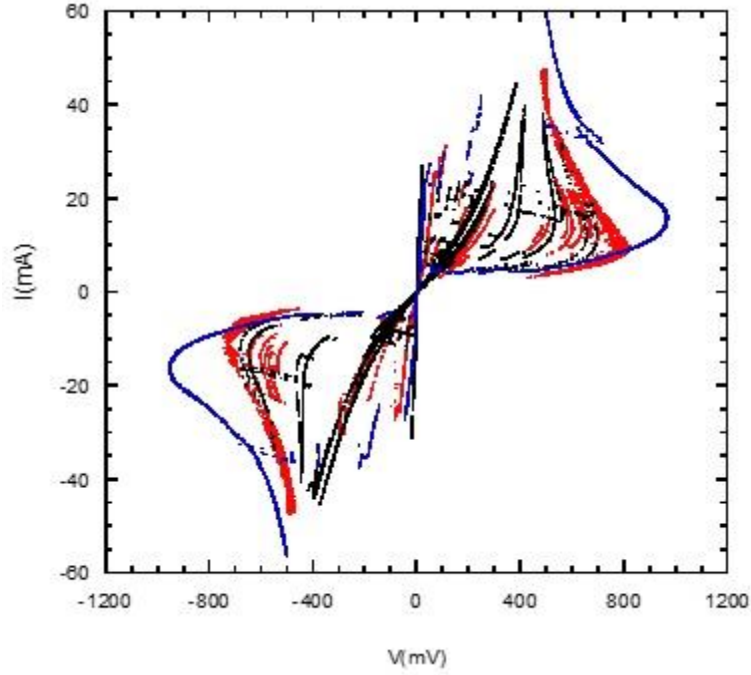
Şekil 4. 45 YD66a örneğinin akım-gerilim karakteristiği



Şekil 4. 46 YD66b örneğinin akım-gerilim karakteristiği



Şekil 4. 47 YD66c örneğinin akım-gerilim karakteristiği



Şekil 4. 48 YD66 a, b, c örneklerinin akım-gerilim karakteristiği

Aynı kristal üzerinde aynı alanlı mesalar oluşturulan YD66 örneğinin akım gerilim karakteristiğini incelersek, kritik akımların 27mA, 28,6mA, 31mA olduğunu görebiliriz. $50 \times 300 \text{ um}^2$ lik mesaların kritik akım yoğunlukları da 180,190 ve 206 A/cm^2 dir. Aynı kristal üzerinde olmalarına rağmen kristalin homojen olmamasından kaynaklı kritik akım yoğunlukları ve geribükülme değerleri biraz

farklıdır. I-V eğrisinin düşük besleme kısımlarında bazı atlamalar gözlemlenir, bazı eklemlerde sıfır voltaj durumuna geçiş olur. Bu atlamalara re-trapping denir.

Tablo 4.9: Farklı alanlara sahip üçlü mesaların özellikleri

	Mesa boyutu	Au kalınlığı	Mesa yüksekliği	Yanal açı	Tavlama süresi
HS01a-triple	50x300 μm^2	~100	~832	68.73	tavlanmadı
HS01b-triple	50x200 μm^2	~100	~830	68.25	tavlanmadı
HS01c-triple	50x100 μm^2	~100	~852	69.32	tavlanmadı
HS05a-triple	50x300 μm^2	~100	~720	65.4	4 saat 450 °C
HS11a-triple*	50x300 μm^2	~100	~735	66.33	4 saat 450 °C
HS11b-triple*	50x200 μm^2	~100	~685	70.23	4 saat 450 °C
HS11c-triple*	50x100 μm^2	~100	~735	60.1	4 saat 450 °C
HS14a-triple*	50x300 μm^2	~100	~800	68.45	4 saat 450 °C
HS14b-triple*	50x200 μm^2	~100	~755	67.5	4 saat 450 °C
HS14c-triple*	50x100 μm^2	~100	~752	68.1	4 saat 450 °C

Tablo 4.10: Aynı alanlara sahip üçlü mesaların özellikleri

	Mesa boyutu	Au kalınlığı	Mesa yüksekliği	Yanal açı	Tavlama süresi
YD59a-triple	50x300 μm^2	~100	760	25.17	4 saat 425 °C
YD59b-triple	50x300 μm^2	~100	750	14.03	4 saat 425 °C
YD59c-triple	50x300 μm^2	~100	755	13.49	4 saat 425 °C

YD60a-triple	50x300 μm^2	~100	1144	33.82	4 saat 425 °C
YD60b-triple	50x300 μm^2	~100	1144	33.82	4 saat 425 °C
YD60c-triple	50x300 μm^2	~100	1140	33.82	4 saat 425 °C
YD61a-triple	50x300 μm^2	~100	1195	21.30	4 saat 425 °C
YD61b-triple	50x300 μm^2	~100	1182	37.95	4 saat 425 °C
YD61c-triple	50x300 μm^2	~100	1190	23.74	4 saat 425 °C
YD66a-triple*	50x300 μm^2	~100	850	48.8	4 saat 450 °C
YD66b-triple*	50x300 μm^2	~100	835	52.7	4 saat 450 °C
YD66c-triple*	50x300 μm^2	~100	895	46,2	4 saat 450 °C

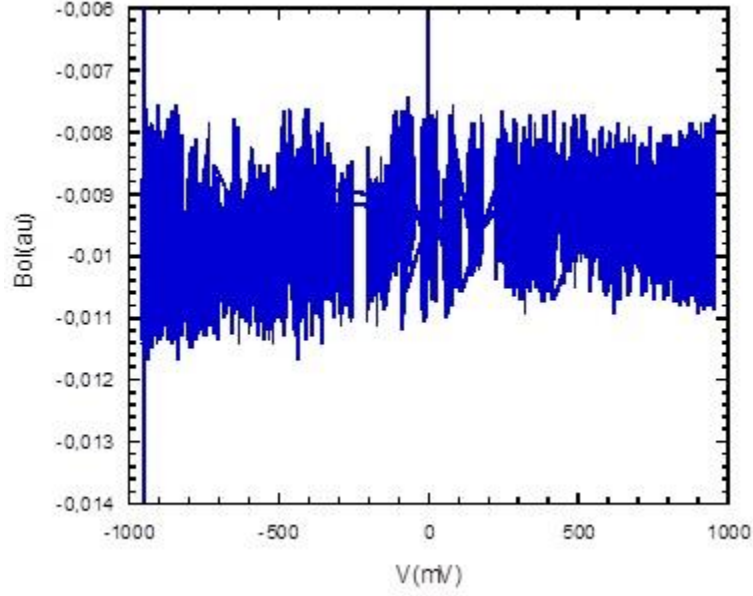
4.2.3 Golay cell ölçümleri:

Terahertz dedeksiyonu

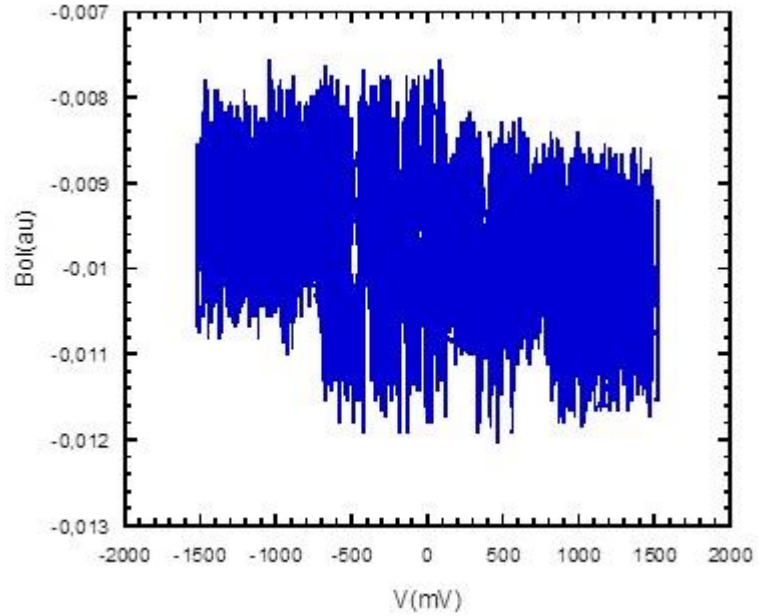
BSCCO süperiletkeninde bulunan Josephson eklemleri dc voltajı yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalara dönüştürebilmektedirler. Mesa yapısının c-ekseni boyunca bir dış akım uygulandığı zaman dirençli durumdaki ac josephson akımı tarafından dalganın kavite rezonans modu uyarılmaktadır ve rezonanstaki elektromanyetik enerjinin bir kısmı rezonans frekansındaki THz radyasyonu dalgasına dönüştürülmektedir. Kısaca bu olay Josephson etkisine dayanır. Gözlemlenebilir bir güç için çok sayıda josephson eklemine gerek vardır. Yakın zamanda, araştırmalarımızda, mikron boyutlarında sürekli dalga terahertz kaynakları ürettik ve 0.85 THz'e kadar frekanslarda 60mW gücüne kadar ışımaya gözlemledik [9-10], bolometrik dedeksiyon ve interferometre ölçümlerini gerçekleştirdik [2-3-4].

Proje örneklerinde, ölçümlerimizi alırken örneklerin uzun kenarları Golay cell ile 90 açı yapacak şekilde yerleştirildi. Ayrıca terahertz ışınımının copper çiftlerin tekrar birleşmesinde yayımlandığı bilindiğinden dolayı besleme voltajının azaldığı değerler daha düşük frekanslarda taranmıştır. 1 mm kalınlığındaki bir kristal yaklaşık olarak 670 tane yığından oluşmaktadır. Eğer bu yığınli eklemlerin josephson osilasyonları senkronize edilebilirse koherent ve nispeten yüksek güçte THz ışınması elde edilir. Bolometrik ölçümlerde detekte edilebilecek güçte THz ışınması yaklaşık 700-800 Josephson eklemine gerektirir. Projede üretilen mesaların yükseklikleri profilometre ile ölçüldüğünde yaklaşık

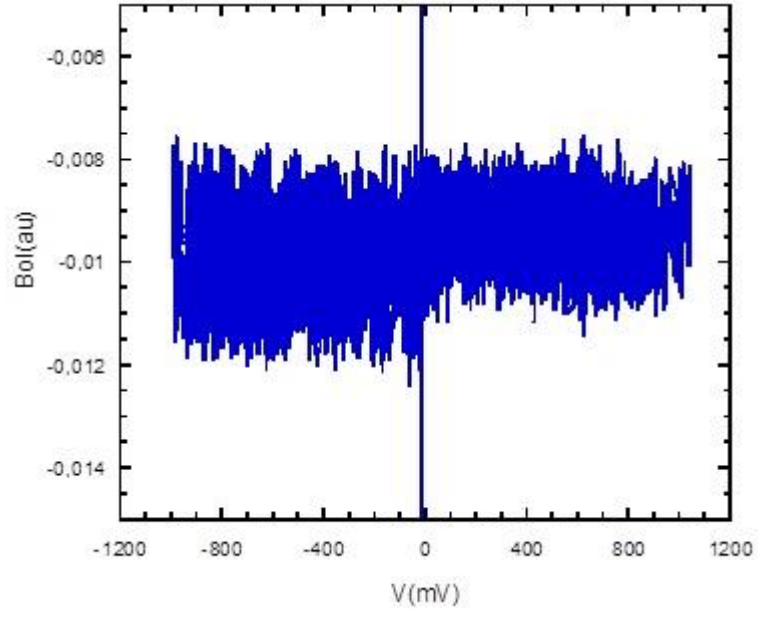
700-800 nm arasında değiştiği görülmüştür. Golay cell lmlerinde örneklerden terahertz ışması dedekte edilememesinin sebebi örneklerin güçlü terahertz ışması yapabilecek sayıda josephson eklemi içermemesidir. Bu aşamadan sonra üretilcek örnekler şuana kadarki çalışmalarımızda bulduğumuz optimum koşullarda tavlacak ve daha uzun süre aşındırma yapılarak daha kalın mesa yapıları oluşturulacaktır.



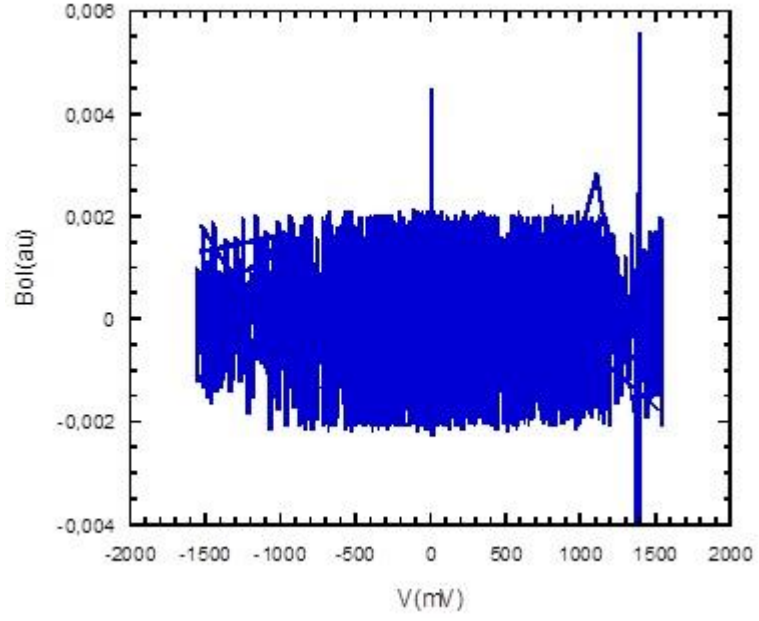
şekil 4. 49 HS11a örneğinin Golay cell ölçüm sonucu



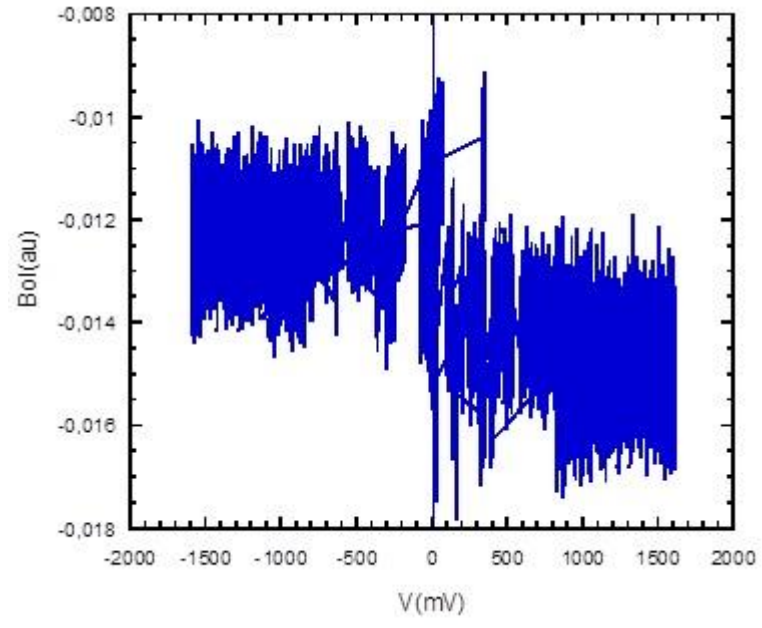
şekil 4. 50 HS11b örneğinin Golay cell ölçüm sonucu



Şekil 4. 51 HS11c örneğinin Golay cell ölçüm sonucu



Şekil 4. 52 HS14a örneğinin Golay cell ölçüm sonucu



Şekil 4. 53 HS14b örneğinin Golay cell ölçüm sonucu

5. SONUÇ

Projenin temel hedefi olan yüksek sıcaklık süperiletkeni olan Bi2212 den elde edilen THz ışımasının mekanizmasının bulunmasına yardımcı olacak Josephson kritik alan yoğunluğunun alana bağımlılığının anlaşılmasını sağlayacak deneysel sonuçların elde edilmesi ve bu sonuçlar ışığında güçlü THz ışıyan mesaların üretilmesidir. Elde edilecek sonuçlar bizim daha yüksek güçlü ve daha yüksek frekansa ulaşmamızı, THz kaynağının frekansını ayarlayabilmemizi ve bu sayede kolayca farklı frekanslara ulaşarak THz spektroskopisi olarak kullanılacak cihazlara doğru ulaşmamızı sağlayacaktır. Şu an kendi grubumuzda elde ettiğimiz en yüksek güç $0.5 \mu\text{W}$ tır. Terahertz frekans alanı içinde elektromanyetik dalgaların uygulamalarındaki hızlı artış sürekli-dalga terahertz ışıması kaynakları elde etmek için yeni kaynaklar gerektirmektedir. Bu nedenle e-demeti litografisi ve argon iyon demeti aşındırma teknikleri kullanılarak Bi2212 tek kristallerinden üçlü mesa yapıları üretilmiştir. Burada amaç terahertz ışıması için en fazla ışıma gücü sağlamak adına mesa alanlarının kritik akım yoğunluğuna bağımlılığını bulmaktır.

Deneysel olarak THz aygıtı elde etmek için mesa üretim işlemine başlamadan önce üçlü mesa yapılarının üretimi için tavllanmış ve büyütülmüş olan Bi2212 tek kristalleri kullanılmıştır. İlk olarak, bu tavllanmış olan tek kristaller safir alttaş üzerine ısı ve elektriksel iletken gümüş epoksi kullanarak yapıştırılmıştır. Sonra yontma işlemi ile Bi2212 pürüzsüz ve temiz yüzeyi elde edilmiştir. Daha sonra kimyasal reaksiyonlardan korumak adına yontma (cleave) edilmiş kristal üzerine 100 nm altın tabaka kaplanmıştır. Çeşitli hacim ve yüksekliklerde özgün IJJ yığını elde etmek için e-demeti litografisi ve argon iyon demeti aşındırma tekniklerini kullanarak Bi2212 üzerinde mesa oluşturulmuştur. Küçük alana sahip mesalar oluşturulduğunda CaF₂ yalıtkan katmanı ile kaplanmıştır (sonra e-demeti litografisi ile lift off tekniği kullanarak 30 μm genişliğinde altın şeritler ile yalıtkan katman ve mesa üzeri kaplandı). Son olarak üç altın tel gümüş epoksi kullanılarak yerleştirilmiştir.

Mesa üretiminden sonra yüzey profilometresi ve atomik kuvvet mikroskobu kullanılarak her bir mesanın istenilen boyutları saptanmıştır. Bi2212 mesalarının karakterizasyonu için sıcaklığa bağlı c-ekseni (R-T) direnci ölçümü için üç nokta kontağı ve akım-gerilim (I-V) davranışı ölçümleri alınmıştır. R-T grafiklerine baktığımızda tüm üretilen mesalar Bi2212 yüksek sıcaklık süperiletkeninin c-ekseni sıcaklığa karşı direnç karakteristiğini göstermektedir. Sıcaklık oda sıcaklığından 20 K sıcaklığına düşürüldüğü zaman direncin üssel olarak arttığı grafiklerden görülmektedir. Bu artış literatürle uyumlu olup oksijen miktarı ile değişmektedir. Başlangıç kritik sıcaklıkları 85 K ile 92 K iken genellikle (T_c) R/r (300 K) değerleri arasındadır. Üstelik sonuçlara baktığımız zaman kontak direncinin geçiş sıcaklığı altında olmasına gösterilen sınırlı olduğunu

görmekteyiz. Bunun nedeni altın katman ile Bi2212 kristali arasındaki arayüzdür ve bu arayüz düşük sıcaklıklarda bir tünelleme bariyeri olarak davrandığından direnç kritik sıcaklık altında artmaktadır.

Bu çalışmada mesaların farklı boyutları ile Josephson kritik akım yoğunluğundaki değişimleri araştırılmıştır. Bu nedenle I-V ölçümleri, Josephson kritik akım değerlerini süperiletken Bi2212 mesaları alanın terahertz ışınması için Josephson kritik akım yoğunluğuna bağlılığını bulmak amacıyla 20 K sıcaklığında alınmıştır. Üretilen mesaların I-V ölçümlerinden mesa alanı arttığı zaman Josephson kritik akım yoğunluğunun azaldığı sonucuna ulaşılmıştır. Bunun yanında I-V karakteristiğinde bazı dallanmalar gözlenmektedir. Besleme gerilimi artarken bu dallanmalar tüm IJJ değerleri tamamen normal seviyede bulunana kadar bir voltaj atlama gibi görülmektedir. Besleme gerilimi azalırken I-V verileri bu dallanmaları göstermemektedir çünkü burada normal seviyeden süperiletken seviyeye bir geçiş oluşmaktadır. Bu durumda I-V karakteristiği histeresis davranışına sebep olmaktadır. Üstelik mesa boyutları artarken akım gerilim eğrisi üzerinde geribükülme (backbending) mesaların geniş hacimde olmalarından dolayı kendilerini ısıttıklarının kanıtıdır. Isınmaya göre de sanki-parçacık dallanmaları arasındaki alanlar bu çalışma ile gösterilmiştir ki, mesalarda ısınma büyük sorundur. Bunu engellemenin farklı yolları olabilir, örneğin mesaların ince film Bi2212 üzerine yapılması altlık ile mesa arasında ısı transferini arttıracaktır. Özellikle Bi2212 kristalin safir alttaşa gümüş epoksi ile tutturulması düşük ısı iletkenlik sağlamak ve mesanın yeterince soğumasını engellemektedir. Türkiye’de Bi2212 ince film büyütme çalışmaları başlamıştır. Gereken kaliteye ulaşıldığında bu grubun filmleri üzerine THz ışınma amaçlı mesa yapılması planlanmaktadır. Bunun yanında darbeli akım sürerek mesanın ısınmadan anlık THz ışınma yapması sağlanabilir. Bu öneriler ilerisi için bu konunun gelişme yönüdür. Projemizin önerisi esnasında B planı olarak bahsedilen kullanacağımız Bi2212 tek kristalleri istediğimiz kalitede olmadığı takdirde Bi2223, Tl2212, Hg1222 gibi başka katmanlı süperiletkenlerin kullanılması konusunda da proje sürecinde gerekli arayışlara gidilmiştir. Bi2223, Tl2212, Hg1222 gibi kristallerden Bi2223 kristali Japonya’dan sağlanmıştır ve ilerki zamanda mesa haline getirilme çalışmaları başlayacaktır. Bu projenin sonuçlarından çıkarılan veriler ışığında THz kaynaklarının günlük hayatta yoğun kullanımı amaçlı uygulamalı disiplinler arası yeni projelerin örneğin görüntülme vb. hazırlanmasını mümkün olacaktır.

KAYNAKÇA

- ANDERSON J. R. and Rowell J. M., Probable observation of the Josephson superconducting tunnel effect, *Physical Review Letters*, 10, 230, (1963)
- BARDEEN, J., Cooper L. N. and Schrieffer J. R., The Theory of Superconductivity, *Physical Review Letters*, 108, 1175, (1957)
- BEDNORZ, Müller J. G. and K. A., Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system, *Z. Phys., B* 64, 189-193, (1986)
- BOOSKE, J. H., Dobbs R. J., Joye C. D., Kory C. L., Neil G. R., Park G., Park J., and Temkin R. J., Vacuum electronic high-power terahertz sources, *Ieee Transactions On Terahertz Science And Technology*, 1, 54-75
- DAVIES, A. G., Linfield, E. H. and Johnston, M. B., The development of terahertz sources and their applications, *Phys. Med. Biol*, 47, 3679–3689, (2002)
- GENOUD, J. Y., Triscone J. Y., Triscone G., Junod A and Muller, Reversible magnetization as a function of the oxygen concentration in Bi-2212 superconducting ceramics. *Physica C, Superconductivity*, 242, 143-154, (1995)
- JOSEPHSON, B. D., Possible new effects in superconductive tunneling, *Physics Letter*, 1, 251-253, (1962)
- JOSEPHSON, B. D., Coupled Superconductors. *Review of Modern Physics*, 36, 216–220, (1964)
- JOSEPHSON, B. D., The discovery of tunnelling supercurrents, *Review of Modern Physics*, 46(2), 251-254, (1974)
- KADOWAKI K., Kakeya I., T. Yamamoto, Yamazaki T., Kohri M. and Kubo Y., Dynamical properties of Josephson vortices in mesoscopic intrinsic Josephson junctions in single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$, *Physica C*, 437-438, 111-117 (2006)
- KADOWAKI K., Yamaguchi H., Kawamata K., Yamamoto T., Minami H., Kakeya I., Welp U., Ozyuzer L., Koshelev A., Kurter C., Gray K. E. and Kwok W. K., Direct observation of terahertz electromagnetic waves emitted from intrinsic Josephson junctions in single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$, *Physica, C* 468, 634-639, (2008)
- KADOWAKI K., Tsujimoto M., Yamaki K., Yamamoto T., Kashiwagi T., Minami H., Tachiki M and Klemm R. A., Evidence for a Dual-Source Mechanism of Terahertz Radiation from Rectangular Mesas of Single Crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Intrinsic Josephson Junctions, *Journal of the Physical Society of Japan*, 79, 023703, (2010)
- KHALIL S. M., Effects of Optimum Annealing Time on Superconducting Properties of $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *System Phys. Stat. Sol.*, 178-731, (2000)

- KLEINER R., Steinmeyer F., Kunkel G., and Müller P., Intrinsic Josephson effects in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ single crystals, *Physical Review Letters*, 68, 2394, (1992)
- KLEINER R., Two-dimensional resonant modes in stacked Josephson junctions, *Physical Review B* 50, 6919, (1994)
- KRESIN V. Z., Stuart A., Wolfb Yu. N., Ovchinnikovc, Exotic normal and superconducting properties of the high-T_coxides, *Physics Reports*, 288,347-354
- LANGENBERG D. N., Scalapino D, J., Taylor B. N. and Eck R. E., Investigation of Microwave Radiation Emitted by Josephson Junctions, *Physical Review Letters*, 15, 294, (1995)
- LEYRAUD, N.D., C. Proust, LeBoeuf D., Levallois J., J. Bonnemaïson J. B., Liang R., Bonn D. A., Hardy W.N. and L. Taillefer, Quantum oscillations and the Fermi surface in an underdoped high-T_c superconductor, *Nature* 447, 565-568, (2007)
- MEISSNER W. And Ochsenfeld R., Ein neuer effect bei eintritt der supraleitfähigkeit, *Naturwissenschaften*, 21(44), 787, (1933)
- MIYAKAWA N., Guptasarma P., Zasadzinski J. F., Hink D. G. and Gray K. E., Strong dependence of the Superconducting gap on oxygen doping from tunneling measurements on Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}, *Physical Review Letters*, 80, 157, (1998)
- ONNES H. K., Disappearance of the electrical resistance of mercury of Helium temperature, *Akad. Van Wetenschappen (Amsterdam)*, 14, 113, (1911)
- OZYUZER L., Koshelev A. E., Kurter C., Gopalsami N., Li Q., Tachiki M., Kadowaki K., Tamamoto T., Minami H., Yamaguchi H., Tachiki T., Gray K. E., Kwok W. K. and Welp U., Emission of coherent THz radiation from superconductors, *Science* 318, 129, (2007)
- OZYUZER L., Simsek Y., Koseoglu H., Turkoglu F., Kurter C., Welp U., Koshelev A. E., Gray K. E., W. K. Kwok, Yamamoto T., Kadowaki K., Koval Y., Wang H. B. And Müller P., Terahertz wave emission from intrinsic Josephson junctions in high-T_c superconductors, *Superconductor Science & Technology*, 22, 114009, (2009)
- ROGALSKII A. and Sizov F., Terahertz detectors and focal plane arrays, *Opto–Electronics Review* 19:346-404, (2011)
- SUZUKI M., Hamatani T., Yamada Y., Anagawa K., and Watanabe T., Significantly doping-dependent Josephson critical current–inhomogeneity in real space or heterogeneity in k-space, *Journal of Physics, Conference Series*, 150, 052252, (2009)
- TACHIKI M., Fukuya M. S. and Koyama T., Mechanism of Terahertz Electromagnetic Wave Emission from Intrinsic Josephson Junctions, *Physical Review Letters*, (2009)
- TONOUCHI M., Cutting-edge terahertz technology, *Nature Photonics*, 1, 97-105, (2007)
- TURKOGLU F., Koseoglu H., Demirhan Y., Ozyuzer L., Preu S., Malzer S., Simsek Y., Muller P., Yamamoto T. and Kadowaki K., *Supercond. Sci. Technol.*, 25, 125004 (2012).

TURKUGLU F., Ozyuzer L., Koseoglu H., Demirhan Y., Preu S., Malzer S., Simsek Y., Wang H. B., Muller P., Physica, C Superconductivity 491, 7 (2013).

WATANABE T., Fuji T. and Matsuda A., Anisotropic resistivities of precisely oxygen controlled single-crystal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$: Systematic study on “Spin Gap” effect, Physical Review Letters, 79, 2113 (1997)

WADE, A., Fedorov G., Smirnov D., Kumar S., Williams B. S., Hu Q. and Reno J. L., Magnetic-field-assisted terahertz quantum cascade laser operating up to 225 K, Nature Photonics 3,4, (2009)

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Prof. Dr. LÜTFİ ÖZYÜZER
Proje No:	110T248
Proje Başlığı:	Terahertz Işıyan Mesalarda C-ekseni Josephson Akım Yoğunluğunun Yüze Alan ve Oksijen Doping Bağımlılığı
Proje Türü:	Uluslararası
Proje Süresi:	36
Araştırmacılar:	YUSUF SELAMET
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	İZMİR YÜKSEK TEKNOLOJİ ENS. FEN F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	01/11/2010 - 01/11/2013
Onaylanan Bütçe:	346675.0
Harcanan Bütçe:	326264.43
Öz:	<p>Terahertz dalgaları, yolcuların havaalanında taranması, patlayıcı ve ilaç tayini, güvenli kablosuz iletişim ve tıpta kanser tanısı gibi bir çok alanda önemli uygulama alanına sahiptir. Yakın zaman önce Bi₂Sr₂CaCu₂O₈+d (Bi2212) tek kristallerinden yapılan mesaların, küçük boyutlu bir kaynak olarak yüksek güçte terahertz ışınması yapabildiği kanıtlanmıştır. Katmanlı yüksek sıcaklık süperiletkeni Bi2212, özgün Josephson eklemleri olarak adlandırılan Josephson eklemlerinin doğal yığınlarına sahiptir. Terahertz ışınması, elektromagnetik spektrumun mikrodalgalar ile uzak-IR arasında yer alan bölümüdür. Bu bölge 0.1-10 THz frekans aralığına ve 3 mm den 0,03 mm ye dalga boyu aralığına sahiptir. Bu çalışmada farklı alanlara sahip (300×50, 200×50, 100×50 ?m²) mesa yapıları aynı kristal üzerinde oluşturulmuştur. İlk önce tavllanmış olan kristaller safir altaş üzerine yapılandırılmıştır ve ardından yontma işlemi gerçekleştirilmiştir. Daha sonra 100 nm kalınlığında altın kaplanmış ve ardından e-demeti litrografisi tekniği ile Ar iyon demeti aşındırma yöntemleri kullanılarak üçlü mesa yapıları elde edilmiştir. Üretilen mesaların alanları çok küçük olduğundan dolayı elektriksel ölçüm almak için oluşturulacak kontakları kolaylaştırmak amacıyla CaF₂ yalıtkan tabakası kaplanmıştır. En son olarak da gümüş epoksi kullanılarak kontaklar alınmıştır. Mesa üretimi tamamlandıktan sonra SEM ve yüzey profilometrisi kullanılarak üretilen mesaların tam boyutları tayin edilmiştir. Elektriksel karakterizasyon için R-T, I-V ölçümleri alınmıştır. I-V karakteristiklerine bakılarak bir mesa için kritik akım değerleri tayin edilerek, Josephson kritik akım yoğunlukları hesaplanmıştır. Çalışmanın sonucunda Josephson kritik akım yoğunluğunun mesa alanının artmasıyla azaldığı gözlenmiştir. Dahası, yüksek boyutlu mesalarda ısınma etkilerinin baskın olmasından dolayı, akım gerilim grafiklerinde geri bükülme değerleri daha düşük voltajlarda gözlenmiştir.</p>
Anahtar Kelimeler:	THz Işıma, Özgün Josephson Eklemleri, Josephson kritik akım yoğunluğu
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projeden Yapılan Yayınlar:	<p>1- Emission of the THz Waves from Large Area Mesas of Superconducting (Bildiri), 2- Emission of the THz waves from large area mesas of superconducting Bi₂Sr₂CaCu₂O₈+d by the injection of spin polarized current (Bildiri), 1- Interferometer measurements of terahertz waves from Bi₂Sr₂CaCu₂O₈-d mesas (Makale/Kitap/Kitapta Bölüm)2- Emission of the THz waves from large area mesas of superconducting Bi₂Sr₂CaCu₂O₈+delta by the injection of spin polarized current (Makale - Diğer Hakemli Makale), 3- Interferometer measurements of terahertz waves from Bi₂Sr₂CaCu₂O₈+d mesas (Makale - İndeksli Makale (B)),</p>