

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

**FeSe-TABANLI YENİ NESİL SÜPERİLETKEN ALAŞIMLARIN TEK
KRİSTAL FORMDA ÜRETİMİ, KARAKTERİZASYONU VE
MÜHENDİSLİK UYGULAMALARI**

KÜBRA ONAR

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

MART 2017

Tezin Başlığı: FeSe-Tabanlı Yeni Nesil Süperiletken Alaşımların Tek Kristal Formda Üretimi, Karakterizasyonu ve Mühendislik Uygulamaları

Tezi Hazırlayan: Kübra ONAR

Sınav Tarihi: 03.03.2017

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

Sınav Jürisi Üyeleri

Tez Danışmanı:	Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI İnönü Üniversitesi	
	Prof. Dr. Bekir ÖZÇELİK Çukurova Üniversitesi	
	Prof. Dr. Şükrü ÇELİK Sinop Üniversitesi	
	Prof. Dr. Ali BAYRİ İnönü Üniversitesi	
	Prof. Dr. M. Ali AKSAN İnönü Üniversitesi	

İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

Enstitü Müdürü

ONUR SÖZÜ

Doktora Tezi olarak sunduğum “FeSe-Tabanlı Yeni Nesil Süperiletken Alaşımların Tek Kristal Formda Üretimi, Karakterizasyonu ve Mühendislik Uygulamaları” başlıklı bu çalışmanın bilimsel ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın tarafımdan yazıldığını ve yararlandığım bütün kaynakların hem metin içinde hem de kaynakçada yöntemine uygun biçimde gösterilenlerden oluştuğunu belirtir, bunu onurumla doğrularım.



Kübra ONAR

ÖZET

Doktora Tezi

FeSe-TABANLI YENİ NESİL SÜPERİLETKEN ALAŞIMLARIN TEK KRİSTAL FORMDA ÜRETİMİ, KARAKTERİZASYONU VE MÜHENDİSLİK UYGULAMALARI

Kübra ONAR
İnönü Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

159+ xiii sayfa

2017

Danışman: Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI

Bu tez kapsamında yapılan çalışmalar iki aşama içermektedir. Birinci aşamada Fe-tabanlı süperiletkenlerin 11- ve 122- fazları malzemenin termodinamik ve faz dönüşüm özelliklerine uygun üretim metodu kullanılarak “tek kristal” formda üretilmiştir. Bu bağlamda, öncelikle 11-fazlı olan FeSe sistemi “Kimyasal buhar taşıma (Chemical Vapor Transport, CVT)” yöntemi ile üretilerek farklı kristalleşme süreçlerinin tek kristal kalitesine ve süperiletkenlik özelliklerine etkileri incelenmiştir. FeSe sisteminde Te elementinin Se ile kısmi yer değiştirmesiyle elde edilen $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) malzemeleri “self-flux” yöntemi ile tek kristal formda üretilmiştir. Bu malzemelerde ilk olarak Te ve Se sitokiyometrisindeki değişimin süperiletkenlik parametrelerindeki etkisi incelenmiştir. Daha sonra, üretilen tek kristallere “O₂-tavlama” işlemi uygulanarak süperiletkenlik parametrelerine etkisi incelenmiştir. Son olarak 122-fazına ait olan $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ malzemesi, FeSe sistemine K⁺ alkali metalinin eklenmesiyle ve “Tek adımda (One-Step) sentez” yöntemi ile tek kristal formda üretilmiştir. $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ sistemi, kristalografik, elektriksel ve manyetik özellikleri bakımından incelenmiştir. İkinci aşamada; günümüz süperiletken teknolojisinde önemli kullanım alanı olan süperiletken prototip bobinlerin (akım kangallarının) sarımı gerçekleştirilmiştir. Tel haline getirilen malzemelerin gerekli test çalışmaları tamamlanmış ve mühendislikteki uygulamaları tartışılmıştır.

ANAHTAR KELİMELE: FeSe-tabanlı süperiletkenler, tek kristal üretim yöntemleri, Powder In Tube (PIT) metodu, süperiletkenlerin mühendislik uygulamaları.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

PRODUCTION AND CHARACTERIZATION OF NEW GENERATION Fe-BASED SUPERCONDUCTING ALLOYS WITH SINGLE CRYSTALLINE FORM AND ENGINEERING APPLICATION

Kübra ONAR

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

159+ xiii pages

2017

Supervisor: Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI

Studies carried out within the scope of this thesis include two stages. In the first step, the 11- and 122-phases of Fe-based superconductors were produced in a "single crystal" form using the production method appropriate to the thermodynamic and phase transformation properties. In this context, firstly 11-phase of FeSe system was produced by "Chemical Vapor Transport (CVT)" method and the effects of different crystallization processes on single crystal quality and superconductivity properties were investigated. $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x = 0.1-0.4$) materials obtained by partial substitution of Te element with Se in FeSe system and produced in single crystal form by "Self-Flux" method. Firstly, the effect of the change in the Te and Se stoichiometry on the superconducting parameters was investigated. Then, the effect of superconducting parameters on the produced single crystals was investigated by applying "O₂-annealing" process. Finally, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$, a 122-phase material, was produced in single crystal form by the addition of K⁺ alkali metal to the FeSe system and "One-Step" synthesis method. The $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ system has been investigated for its crystallographic, electrical and magnetic properties. In the second stage of the thesis; Superconducting prototype coils (current coils), which are important applications in today's superconductor technology, have been produced and tested and at the end suitability of the coils produced in the engineering applications were discussed.

KEY WORDS: Fe-based Superconductors, production methods of single crystalline, Powder In Tube (PIT) methods, engineering applications of superconductors.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması 115F278 kodu ile TÜBİTAK tarafından “1002 Hızlı Destek programı” altında desteklenmiştir. Bu bağlamda maddi desteklerinden dolayı TÜBİTAK’a sonsuz teşekkürlerimizi bildiririz.

Doktora Tez çalışmamın her aşamasında yardım, öneri ve desteğini esirgmeden çalışmalar için beni yönlendiren ve değerli katkısı olan danışman hocam Sayın Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI’ ya,

Bana Japonya/Tsukuba’ da bulunan National Institute of Material Science (NIMS) Laboratuvarlarını açan ve deneysel çalışmalarım boyunca bilgi birikimlerini esirgemeyen Prof. Dr. Yoshihiko TAKANO’ ya,

Yurtdışında olduğum sürece yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen Dr. Masashi TANAKA’ ya ve tüm Nano Frontier grubu üyelerine,

Tezimin uygulama aşamasında Abant İzzet Baysal Üniversitesindeki Laboratuvarlarını açan ve bilgi birikimini paylaşan Prof. Dr. İbrahim BELENLİ’ ye,

Bilgi birikimini bizlerle paylaşmaya her zaman hazır olan Sayın Prof. Dr. Bekir ÖZÇELİK, Prof. Dr. Ali BAYRİ ve Prof. Dr. M. Ali AKSAN’ a,

Deneysel çalışmalarım süresince bana yardımcı olan İnönü Üniversitesi Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi (İBTAM) idaresine, personeline ve yardımlarını esirgemeyen süperiletkenlik çalışma grubu arkadaşlarıma,

Geç saatlere kadar süren çalışmalarımda sabır gösteren ve moral desteklerini hiçbir zaman eksik etmeyen Ailem’ e,

SONSUZ TEŞEKKÜRLER...

İÇİNDEKİLER

ÖZET

ABSTRACT

TEŞEKKÜR

ŞEKİLLER DİZİNİ

TABLolar DİZİNİ

SİMGELER

1.	GİRİŞ	1
1.1.	Süperiletkenlik ve TarihseL Gelişim.....	3
1.2.	Süperiletkenlerin Teknolojideki Uygulama Alanları.....	7
2.	KURAMSAL TEMELLER	10
2.1.	London Teorisi.....	10
2.2.	Ginzburg-Landau Teorisi.....	13
2.3.	BCS Teorisi ve Süperiletkenlik Mekanizması.....	16
2.3.1.	Enerji Aralığı.....	19
2.4.	Süperiletkenlik Durumunun Temel Özellikleri.....	20
2.4.1.	Meissner etkisi.....	21
2.4.2.	I. ve II. Tip Süperiletkenlik.....	23
2.4.3.	Akı kuantizasyonu.....	25
2.4.4.	Josephson Etkisi.....	27
2.5.	Süperiletken Sistemler.....	32
2.5.1.	Elementel Süperiletkenler.....	32
2.5.2.	Süperiletken Alaşım ve Metalik Bileşikler.....	33
2.5.3.	Yüksek sıcaklık Süperiletkenler.....	36
2.5.4.	Demir Tabanlı Süperiletkenler Ailesi.....	45
2.5.4.1.	“1111-fazı” Fe-Bazlı Süperiletkenler.....	50
2.5.4.2.	“111-fazı” Fe-Bazlı Süperiletkenler.....	53
2.5.4.3.	“122-fazı” Fe-Bazlı Süperiletkenler.....	54
2.5.4.4.	“11-fazı” Fe-Bazlı süperiletkenler.....	56
2.6.	Fe-Tabanlı Süperiletkenler için Üretim Metotları.....	58
2.6.1.	Polikristal Üretim Metotları.....	58
2.6.1.1.	Katıhal Reaksiyon Metodu.....	58
2.6.1.2.	Yüksek Basınç Sentez Metodu.....	59
2.6.1.3.	Sıvı (Liquid) Amonia Metodu.....	59
2.6.2.	Tek Kristal Üretim Metotları.....	59
2.6.2.1.	Bridgeman Metodu.....	59
2.6.2.2.	Flux Metodu.....	60
2.6.2.3.	Self-Flux Metodu.....	60
2.6.2.4.	Tek Adım (One-Step) Sentez Metodu.....	61
2.6.2.5.	Optik Yüzer Bölge (Floating Zone, OFZ) Metodu.....	61
2.6.2.6.	Kimyasal Buhar Taşıma (Chemical Vapor Transport, CVT) Metodu.....	61
2.7.	Fe-Kalkojenit Süperiletken Sistemler ile İlgili Literatürde Yer Alan Çalışmalar.....	62
2.8.	Süperiletkenlerin Mühendislik Uygulamaları.....	68

3.	MATERYAL VE YÖNTEM	72
3.1.	Örneklerin Hazırlanması	72
3.1.1.	FeSe _{1.1} Tek Kristal Örneklerin Hazırlanması	72
3.1.2.	FeTe _{1-x} Se _x Tek Kristal Örneklerin Hazırlanması	74
3.1.3.	K _{0.8} Fe _{2-y} Se ₂ Tek Kristal Örneklerin Hazırlanması	75
3.1.4.	Mühendislik Uygulamalar İçin K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ Bobin Üretimi	76
3.2.	Örneklerin Analizi	82
3.2.1.	X-ışını Kırınımı (XRD) Analizi	82
3.2.2.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X-ışınları (EDX) Analizleri	82
3.2.3.	Elektriksel (R-T/MR-T) Ölçümler	84
3.2.4.	Manyetik (M-T/M-H) Ölçümler	85
3.2.5.	Bobinlerin Testleri	86
4.	ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	88
4.1.	CVT Yöntemiyle Üretilen FeSe _{1.1} Tek Kristalleri	88
4.1.1.	XRD Analizi	88
4.1.2.	Mikroyapısal Analizler, SEM/EDX	90
4.1.3.	Elektriksel Ölçümler (Mp-T) ve Üst Kritik Alan (H _{c2} (0)) Hesaplamaları	92
4.1.4.	Manyetik Ölçümler (M-T/M-H) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları (J _c -H)	96
4.2.	Self-Flux Yöntemiyle Üretilen Büyütülen ve O ₂ ile Tavlanan FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) Tek Kristalleri	102
4.2.1.	XRD Analizi	102
4.2.2.	Mikroyapısal Analizler, SEM/EDX/Nokta Haritalandırma	105
4.2.3.	Elektriksel Ölçümler (Mp-T) ve Üst Kritik Alan (H _{c2} (0)) Hesaplamaları	109
4.2.4.	Manyetik Ölçümler (M-T/M-H) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları (J _c -H)	116
4.3.	Tek Adım (One-Step) Sentez Yöntemiyle Üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ Tek Kristalleri	122
4.3.1.	XRD Analizi	122
4.3.2.	Mikroyapısal Analizler, SEM/EDX/ Nokta Haritalandırma	123
4.3.3.	Elektriksel Ölçümler (Mp-T) ve Üst Kritik Alan (H _{c2} (0)) Hesaplamaları	125
4.3.4.	Manyetik Ölçümler (M-T/M-H) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları (J _c -H)	128
4.4.	PIT Yöntemiyle Hazırlanan K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ Süperiletken Bobinin Mühendislik Uygulamalar için Test Sonuçları	131
4.4.1.	Kablolar İçin Mikroskop Görüntüleri	
4.4.2.	Süperiletken Kablonun Elektriksel Ölçümleri	133
4.4.3.	Bobin için I-V Ölçümleri	134
5.	SONUÇ VE ÖNERİLER	137
6.	KAYNAKLAR	140
	ÖZGEÇMİŞ	158

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Süperiletken sınırında akı yoğunluğunun değişimi.....	12
Şekil 2.2.	Elektron-Örgü-Elektron etkileşmesi: iki elektronun örgü deformasyonu yoluyla etkileşmesi.....	17
Şekil 2.3.	Bir fonon aracılığı ile iki elektronun etkileşmesi.....	18
Şekil 2.4.	Fermi yüzeyi civarında sadece $2\Delta k$ aralığında kalan elektronlar fononlarla etkileşimi.....	18
Şekil 2.5.	Mutlak sıfırda a) Normal metal, b) süperiletken için durum yoğunluğu.....	20
Şekil 2.6.	Bir süperiletkende Meissner etkisi.....	22
Şekil 2.7.	a) Süperiletken bir numunede manyetik alan daima dışlanır, numune içerisinde $\vec{B} = 0$ dır. b) mükemmel bir iletkeni soğutmadan önce alan uygulanıyor. Malzeme $T < T_c'$ ye soğutulduktan sonra alan kaldırıldığında içeride bir miktar akı tuzaklanır.....	22
Şekil 2.8.	Süperiletken-normal metal arayüzeyinde ψ düzen parametresi ve H manyetik alanının uzaysal değişimi a) $\kappa \ll 1$, b) $\kappa \gg 1$ için.....	23
Şekil 2.9.	a) I. Tip süperiletkenler için $H_c(T)$ bağılılığı, b) II. Tip süperiletkenler için $H_{c1}(T)$ ve $H_{c2}(T)$ bağılılıkları.....	24
Şekil 2.10.	a) II. Tip bir süperiletkendeki vorteks yapısı.Uygulanan alan, alt kritik alan değerinden büyük ise paralel silindirik filamentlerin oluşumu, b) Her vorteks süperiletken bölge tarafında çevrelenen normal bir bölgedir.....	25
Şekil 2.11.	II. Tip bir süperiletkenin karışık durumunda normal durumdaki vortekslerin düzenli bir üçgen örgü yapısı.....	25
Şekil 2.12.	Bir boşluk içeren süperiletken. C; Temsili olarak seçilen yüzeyi çevreleyen eğri.....	26
Şekil 2.13.	Farklı zayıf bağlantı (weak-link) oluşumları; a) SIS tünelleme eklemi, b) SNS sandviç, c) mikro köprü, d) nokta kontakt eklemi, e) normal bir film ile süperiletken bir filmin zayıf bağlantısı, f) süperiletken tel üzerine küçük bir damla lehim ile oluşturulan zayıf bağlantı.....	28
Şekil 2.14.	Süperiletken-yalıtkan-süperiletken eklemi.....	29
Şekil 2.15.	A_3B bileşiklerinin kristal yapısı.....	34
Şekil 2.16.	MgB_2 ' in kristal yapısı.....	35
Şekil 2.17.	Perovskite bileşiklerin genel kristal yapısı.....	36
Şekil 2.18.	a) LSCO süperiletken sisteminin kristal yapısı, b) Faz diyagramı.....	38
Şekil 2.19.	a) YBCO süperiletken sisteminin kristal yapısı, b) Faz diyagramı.....	38
Şekil 2.20.	Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemindeki üç faza ait tetragonal kristal yapı.....	39
Şekil 2.21.	Tl-bazlı HTS kristal yapılar a) $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3}$ genel formülü ile verilen seri, b) $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ genel formülü ile verilen	

	seri.....	40
Şekil 2.22.	Hg- bazlı HTS sistemin üç fazına ait kristal yapılar.....	41
Şekil 2.23.	Tl/Bi/Hg-tabanlı yüksek sıcaklık süperiletkenlerin katkılama oranına bağlı genel faz diyagramı.....	42
Şekil 2.24.	a) NCCO süperiletken sisteminin kristal yapısı, b) Faz diyagramı.....	43
Şekil 2.25.	Ruthenocuprate sisteminin kristal yapısı.....	44
Şekil 2.26.	İlk keşfedildikleri dönemde Fe-tabanlı süperiletkenlerin gelişimi.....	46
Şekil 2.27.	Saf Fe' in faz diyagramı.....	47
Şekil 2.28.	PbO' in kristal yapısı.....	48
Şekil 2.29.	Fe-tabanlı ve cuprate sistemlerdeki tipik faz diyagramı.....	49
Şekil 2.30.	LnFeAsO (Ln; nadir toprak elementleri sistemine ait kristal yapı.....	51
Şekil 2.31.	Li _{0.8} Fe _{0.2} OHFeSe sistemine ait kristal yapı.....	52
Şekil 2.32.	1111-fazına ait farklı faz diyagramları, F- katkılanmış a) LaOFeAs, b) SmOFeAs, c) CeOFeAs, d) PrOFeAs.....	52
Şekil 2.33.	a) AFeAs (A=Li ve Na) sistemine ait kristal yapı b) NaFeAs için manyetik düzenleniş.....	53
Şekil 2.34.	111-fazına ait farklı faz diyagramları a) NaFe _{1-x} Co _x As, b) NaFe _{1-x} Cu _x As ve c) LiFe _{1-x} Co _x As.....	54
Şekil 2.35.	AeFe ₂ As ₂ (Ae=Ca, Sr, Ba, Eu, K) sistemine ait kristal yapı.....	54
Şekil 2.36.	Yüksek ve düşük sıcaklıklarda BaFe ₂ As ₂ sisteminin As-Fe-As bağ açıları.....	55
Şekil 2.37.	a) K _x Fe _{2-y} Se _x sisteminin Fe-boşluklarının bir fonksiyonu olarak elektronik ve manyetik faz diyagramı, b) K _x Fe _{2-y} Se _x sisteminin K ve Fe içeriğine bağlı faz diyagramı. (PM;Paramanyetik, AFM;Antiferromanyetik, SC;Süperiletken.).....	55
Şekil 2.38.	FeSe süperiletkenine ait kristal yapı.....	56
Şekil 2.39.	FeSe' da basınca bağlı faz diyagramı.....	57
Şekil 2.40.	Düşük Fe konsantrasyonuna sahip Fe _{1+y} Te _{1-x} Se _x sisteminin faz diyagramı.....	57
Şekil 2.41.	MRI sisteminin şematik gösterimi.....	69
Şekil 2.42.	a) Magnetoensefalografi (MEG) cihazını, b) Magnetokardiyografi (MKG) cihazının şematik gösterimi.....	69
Şekil 2.43.	K100 süperiletken siklatron.....	70
Şekil 2.44.	Süperiletkenlerin J _c >10 ⁴ Acm ⁻² olan gerekli uygulamalar için çalışma koşulları (çizgiler sıcaklığın fonksiyonu olarak alan sınırlarını gösterir).....	71
Şekil 3.1.	a) CVT metodunda kullanılan tüp fırın, b) FeSe tek kristallerini üretmek için hazırlanan kuartz tüp ve c) gerekli ısıl işlem prosedürü.....	73
Şekil 3.2.	Kuartz tüpün daha soğuk olan kısmında oluşan Fe _{1.1} Se tek kristalleri.....	74

Şekil 3.3.	FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) sistemi için ısıtım işlem prosedürü.....	74
Şekil 3.4.	Elde edilen FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) tek kristaller.....	75
Şekil 3.5.	K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ sistemi için ısıtım işlem prosedürü.....	75
Şekil 3.6.	PIT için hazırlanan Fe tüp' ün şematik gösterimi.....	76
Şekil 3.7.	İBTAM laboratuvarlarında bulunan yiv yuvarlama tipi tel çekme sistemi.....	78
Şekil 3.8.	Bolu' da Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fizik Bölümü laboratuvarlarında bulunan a) uç sivriltilme sistemi, b) “die-çekme” tipi tel çekme sistemi.....	79
Şekil 3.9.	Uygulanan PIT yönteminin şematik gösterimi.....	79
Şekil 3.10.	Kablo üretimi ve bobin sarımı sırasındaki gelişmeler.....	81
Şekil 3.11.	SEM donanımını gösteren şematik diyagram.....	83
Şekil 3.12.	Elektron demetinin numune ile etkileşimi sırasında ortaya çıkan elektron türleri.....	83
Şekil 3.13.	a) Elektriksel ölçümler sırasında kullanılan PPMS sistemine ait örnek tutucu b) ölçüm için hazırlanan tek kristal örneğe kontak yapıldıktan sonra mikroskop altındaki fotoğrafı.....	84
Şekil 3.14.	a) MPMS sistemine ait magnet b) Quantum Design PPMS sistemine ait VSM aparatı.....	86
Şekil 3.15.	Bobinler için kritik akım değerlerinin belirlendiği sistemin şematik gösterimi.....	87
Şekil 4.1.	CVT yöntemi ile elde edilen FeSe-1 ve FeSe-2 numunelerine ait optik mikroskop fotoğrafları.....	88
Şekil 4.2.	FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait XRD desenleri.....	89
Şekil 4.3.	FeSe-1 örneğine ait SEM resimleri; a) 90, b) 600 ve c) 3000 büyütme.....	90
Şekil 4.4.	FeSe-2 örneğine ait SEM resimleri a) 90, b) 600 ve c) 3000 büyütme.....	91
Şekil 4.5.	CVT yöntemiyle üretilen FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneğine ait öz direnç-sıcaklık değişimi.....	93
Şekil 4.6.	a) FeSe-1 örneğine ait 0-5 T arasında manyetik alan altında öz direnç-sıcaklık değişimi, b) FeSe-2 örneğine ait 0-5 T arasında alan altında öz direnç-sıcaklık değişimi. Sağ alt köşelerde bulunan grafik $M\rho$ -T eğrilerinin diferansiyel formu olan $d\rho/dT$ -T değişimini göstermektedir.....	94
Şekil 4.7.	a) FeSe-1 örneğine ait $H_{c2}(T)$ -T eğrisi, b) FeSe-2 örneğine ait $H_{c2}(T)$ -T eğrisi. Grafiklerin sol alt köşesinde hesaplanan teorik $H_{c2}(T)$ -T eğrilerini göstermektedir.....	95
Şekil 4.8.	FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait manyetizasyon-sıcaklık (M-T) eğrileri.....	97
Şekil 4.9.	a) FeSe-1 örneğine ve b) FeSe-2 örneğine ait M-H eğrileri.....	99
Şekil 4.10.	a) FeSe-1 örneğine ve b) FeSe-2 örneğine ait J_c -H grafikleri.....	100
Şekil 4.11.	a) FeSe-1 örneğine ve b) FeSe-2 örneğine ait 2 K, 5 K ve 8 K' de	

	hesaplanan F_p -H grafikleri.....	101
Şekil 4.12.	Self-flux yöntemiyle üretilen a) Büyütülen ve b) O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerine ait XRD desenleri.....	103
Şekil 4.13.	Self-flux yöntemiyle üretilen a) Büyütülen ve b) O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerinin (003) piklerindeki kaymalar.....	104
Şekil 4.14.	Self-flux yöntemiyle üretilen a, b) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$ örneği c, d) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$ örneği e, f) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ örneği ve g, h) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneğine ait sırasıyla 600 büyütme ile 3000 büyütmedeki SEM görüntüleri ile her örneğe ait EDX nokta haritalandırma (1) Fe, 2) Te, 3) Se ve 4) genel görüntü	106
Şekil 4.15.	Self-flux yöntemiyle üretilerek O_2 ile tavlanan a, b) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$ c, d) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$ e, f) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve g, h) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait sırasıyla 600 büyütme ile 3000 büyütmedeki SEM görüntüleri ile her örneğe ait EDX nokta haritalandırma (1) Fe, 2) Te, 3) Se ve 4) genel görüntü	108
Şekil 4.16.	Self-flux yöntemiyle üretilen a) Büyütülen ve b) O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerine ait öz direnç-sıcaklık (ρ -T) eğrileri.....	110
Şekil 4.17.	Büyütülen ve O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) sistemi için faz diyagramı.....	110
Şekil 4.18.	Self-flux yöntemiyle Büyütülen a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, c) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve d) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ tek kristallerine ait farklı manyetik alanlar altında M_p -T eğrileri.....	111
Şekil 4.19.	Büyütülen a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, c) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve d) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait M_p -T eğrilerine ait dp/dT -T grafikleri.....	112
Şekil 4.20.	O_2 ile tavlama işlemi yapılan a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, c) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve d) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait M_p -T grafikleri.....	113
Şekil 4.21.	O_2 ile tavlama işlemi yapılan a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, c) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve d) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait M_p -T eğrilerine ait dp/dT -T grafikleri	113
Şekil 4.22.	Büyütülen a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$ örneklere ait $H_{c2}(T)$ -T eğrisi. Grafiklerde sol alt köşede hesaplanan teorik $H_{c2}(T)$ -T eğrileri verilmiştir.....	114
Şekil 4.23.	O_2 ile tavlama işlemi yapılan a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, c) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve d) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklere ait $H_{c2}(T)$ -T eğrileri. Grafiklerde sol alt köşede hesaplanan teorik $H_{c2}(T)$ -T eğrileri verilmiştir.....	115
Şekil 4.24.	a) Büyütülen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklere b) O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) ait ZFC M -T eğrileri.....	117
Şekil 4.25.	Büyütülen a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, c) $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve d) $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait M -H eğrileri. b ve c grafiklerinde sağ	

	alt köşelerde daha küçük skaladaki M-H eğrileri bulunmaktadır.....	118
Şekil 4.26.	O ₂ ile tavlama işlemi yapılan a) FeTe _{0.6} Se _{0.4} , b) FeTe _{0.7} Se _{0.3} , c) FeTe _{0.8} Se _{0.2} ve d) FeTe _{0.9} Se _{0.1} örneklerine ait M-H eğrileri. Grafiklerde sağ alt köşelerinde daha küçük skaladaki M-H eğrileri bulunmaktadır.....	118
Şekil 4.27.	O ₂ ile tavlama işlemi yapılan a) FeTe _{0.6} Se _{0.4} , b) FeTe _{0.8} Se _{0.2} ve c) FeTe _{0.9} Se _{0.1} örneklerine ait J _c ^{mag} -H eğrileri.....	120
Şekil 4.28.	O ₂ ile tavlama işlemi yapılan a) FeTe _{0.6} Se _{0.4} , b) FeTe _{0.8} Se _{0.2} ve c) FeTe _{0.9} Se _{0.1} örneklerine ait F _p -H eğrileri.....	121
Şekil 4.29.	Tek adım sentez yöntemiyle üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğine ait XRD deseni.....	123
Şekil 4.30.	Tek adım sentez yöntemiyle üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğine ait a) 90 büyütme, b) 600 büyütme ve c) 3000 büyütme oranındaki SEM görüntüleri ile EDX nokta haritalandırma 1) K, 2) Fe, 3) Se ve 4) genel görüntü d) 20000 büyütme ve e) 40000 büyütme oranındaki SEM/BSD resimleri.....	124
Şekil 4.31.	Tek adım sentez yöntemiyle üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğe ait ρ-T grafiği (sağ alt köşede süperiletkenlik geçiş bölgesi daha küçük skalada verilmiştir).....	126
Şekil 4.32.	Tek adım sentez yöntemiyle üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğe ait a) farklı alanlar altında M _p -T eğrileri b) M _p -T eğrilerine ait dp/dT-T grafikleri.....	126
Şekil 4.33.	K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğe ait H _{c2} (T)-T eğrisi. Grafiklerin sol alt köşesinde yarı deneysel olarak hesaplanan H _{c2} (T)-T eğrilerini göstermektedir.....	127
Şekil 4.34.	Üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğe ait ZFC ve FC modlarında alınan M-T eğrileri.....	129
Şekil 4.35.	K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğine ait 5 K, 15 K ve 25 K' deki M-H eğrileri.....	129
Şekil 4.36.	Üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğine ait 5 K, 15 K ve 25 K' deki J _c -H eğrileri.....	130
Şekil 4.37.	Üretilen K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ örneğine ait 5 K, 15 K ve 25 K' de F _p -H eğrileri.....	131
Şekil 4.38.	a) 1 mm kalınlığa düşürülmüş Fe kılıflı K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ malzemesinin optik mikroskop resmi, b) ve c) Fe kılıf içerisinde K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ malzemesinin SEM resimleri, d) , e) ve f) ise Fe kılıf içerisinde K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ malzemesinin farklı büyütme oranlarındaki resimleri.....	132
Şekil 4.39	Dolum öncesi K _{0.8} Fe ₂ Se ₂ tek kristal ve doldurulup çekilme işlemi yapıldıktan sonra ölçülen elektriksel öz direnç değerleri.....	134
Şekil 4.40.	Bobinin ölçülen deneysel (transport) I-V sonucu. İçteki şekil y-ekseninin büyütülmüş formunu göstermektedir.....	136

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 1.1.	Süperiletkenlik alanındaki Nobel fizik ödülleri.....	3
Tablo 2.1.	Bazı elementel süperiletkenler için kritik sıcaklık, $T_c(K)$, sızma derinliği, $\lambda(0)$, koherens uzunluk, $\xi_c(0)$, ve kritik alan, $H_c(T)$, değerleri.....	33
Tablo 2.2.	Sadece yüksek basınç altında süperiletkenlik gösteren elementel süperiletkenler.....	33
Tablo 2.3.	A15 yapısına sahip süperiletkenler ve özellikleri.....	34
Tablo 2.4.	MgB ₂ 'nin Süperiletkenlik önemli parametreleri.....	35
Tablo 2.5.	En çok bilinen ve HTS malzemelerin süperiletkenlik özellikleri ve CuO ₂ düzlemlerinin sayısı.....	37
Tablo 2.6.	Yüksek sıcaklık süperiletken (HTS) sistemlerin genel karakteristik özellikleri.....	45
Tablo 2.7.	Farklı Fe-tabanlı süperiletken sistemler için normal şartlarda maksimum süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları.....	50
Tablo 2.8.	LnFeAsO bileşikleri için en yüksek geçiş sıcaklığı, $T_c(K)$ yapısal dönüşüm sıcaklığı, $T_s(K)$, ve örgü sabitleri.....	51
Tablo 3.1.	PIT işlemi ile doldurulan malzeme ve Fe-boruya ait detaylar.....	77
Tablo 3.2.	“Die-çekme” tipi tel çekme sisteminde die çapı ve tel uzama miktarına ait veriler.....	80
Tablo 4.1.	FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait hesaplanan kristalografik datalar...	89
Tablo 4.2.	FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait EDX analizi.....	92
Tablo 4.3.	FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait süperiletkenlik parametreleri.....	95
Tablo 4.4.	FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait Manyetizasyon-sıcaklık eğrilerinden elde edilen T_c^{on} değerleri ve R-T değerleri ile karşılaştırılması.....	97
Tablo 4.5.	FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerinin Bean formülü kullanılarak M-H eğrilerinden hesaplanan J_c^{mag} değerleri.....	100
Tablo 4.6.	FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) tek kristallerin hesaplanan kristalografik dataları.....	104
Tablo 4.7.	Self-flux yöntemiyle üretilen a) Büyütülen FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) b) O ₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) tek kristallerine ait EDX analizi sonuçları.....	107
Tablo 4.8.	Self-flux yöntemiyle üretilen Büyütülen ve O ₂ ile tavlanan FeTe _{1-x} Se _x (x = 0.1 – 0.4) tek kristal örneklerine ait süperiletkenlik parametreleri.....	109
Tablo 4.9.	Self-flux yöntemiyle üretilen a) Büyütülen b) O ₂ ile tavlanan FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) örneklerine ait M-T eğrilerinden elde edilen T_c^{on} değerleri.....	117
Tablo 4.10.	O ₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe _{1-x} Se _x (x=0.1-0.4) örneklerinin M-H eğrilerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri.....	120

Tablo 4.11.	Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneklerine ait EDX analizi.....	124
Tablo 4.12.	Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait elde edilen süperiletkenlik parametreleri.....	127
Tablo 4.13.	Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait M-H eğrilerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri.....	130
Tablo 4.14.	Dolum öncesi ve doldurulup çekilme işlemi yapıldıktan sonra ölçülen elektriksel öz direnç değerleri. A, B ve C hazırlanan bobinin farklı bölümlerinden kesilen 1 cm uzunluğundaki parçaları göstermektedir..	133
Tablo 4.15.	Süperiletken bobinin ölçülen I-V değerleri. Kırmızı ile işaretli olan rakamlar uluslararası standart olan 1 μV kriterinin geçildiği noktadır.....	135



SİMGELER

$\dot{V}_s$	Süperelektron ivmesi
E	Elektrik alan
D	Yerdeğiştirme akımı
J_s	Süperakım yoğunluğu
n_s	Süperelektron yoğunluğu
B	Manyetik akı yoğunluğu
λ_L	London sızma derinliği
A	Vektör potansiyeli
m	Elektron kütlesi
e^*	Cooper çiftinin yükü
ξ	Uyum (koherens) uzunluk
ξ_{GL}	Ginzburg-Landau uyum uzunluğu
κ	Ginzburg-Landau parametresi
H_c	Kritik manyetik alan
Δ	Enerji aralığı
k_B	Boltzman sabiti
h	Planck sabiti
T_c	Kritik sıcaklık
α	İzotop katsayısı
E_F	Fermi enerjisi
ω_D	Debye frekansı
k	Dalga vektörü
V_F	Fermi hızı
M	Manyetizasyon
χ	Manyetik alınganlık
ψ	Düzen parametresi
S	Toplam spin momentumu
L	Toplam açısal momentum
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı
ρ	Elektriksel öz direnç

1. GİRİŞ

Süperiletkenlik mekanizması, 1911 yılında Hollandalı fizikçi Heike Kamerling Onnes tarafından ilk kez metalik civa' da keşfedilmiş olup daha sonra bu özelliği gösteren farklı element, alaşım ve bileşikler bulunmuştur [1]. Günümüzde ise bu konuda hem teorik hem de uygulamalı olarak araştırmalar devam etmektedir. Süperiletkenliğin en belirleyici özelliği, sıcaklığın mutlak sifıra doğru azaltılmasıyla malzemenin elektriksel direncinin kritik sıcaklık olarak adlandırılan belli bir geçiş noktasında aniden sifıra düşmesidir. Sıfır elektriksel direnç olarak adlandırılan bu özellik süperiletkenlik olgusunun teknolojiye uyarlanması büyük avantajlar sağlamaktadır. Sıfır elektriksel direnç özelliğinin temeli “*mükemmel iletken*” değil, süperiletken malzemeye dışarıdan uygulanan manyetik alanın dışarılanması özelliği olan “*mükemmel diyamanyetizma*” dan kaynaklanmaktadır. Bu diyamanyetik olgu “*Meissner etkisi*” olarak adlandırılmakta ve süperiletkenlerin manyetik özelliklerinin de en az elektriksel özellikleri kadar çarpıcı olduğunu ortaya koymaktadır.

Mükemmel diyamanyetizma, yeterince kuvvetli manyetik alanlarda bozulmaktadır. Bu bozulma, süperiletkenin I. tip veya II. tip olmasına bağlı olarak iki farklı yapı ortaya çıkarmaktadır. I. tip bir süperiletken uygulanan manyetik alan altında mükemmel diyamanyetizma özelliğini korurken, daha karmaşık manyetik özelliklere sahip olan II. tip süperiletkenler, bu özellik bozulduğunda dahi yüksek manyetik alanlara kadar süperiletkenlik özelliklerini koruyabilmektedirler. Bu tür süperiletkenler genel olarak magnet, motor ve jeneratör gibi yüksek alan ve güç cihazlarında kullanılmak için elverişlidirler.

Süperiletkenler, teknolojik uygulamaları açısından değerlendirildiğinde bir diğer önemli parametre de süperiletken malzemenin taşıyabileceği maksimum akım miktarıdır. Nitekim bir telden geçen akımın manyetik alan üretmesine benzer şekilde süperiletken bir malzeme üzerinden akan akımın malzemenin kritik manyetik alan değerinin üzerinde bir alan üretme ihtimali yoktur. Dolayısıyla bir malzemenin süperiletkenlik durumunu belirleyen kritik sıcaklık (T_c), kritik manyetik alan (H_c) ve kritik akım yoğunluğu (J_c) olmak üzere üç temel parametre ön plana çıkmaktadır.

Süperiletkenliğin diğer bir önemli özelliği, Fermi enerjisinin hemen altında iletkenlik elektronlarının bir enerji aralığının bulunmasıdır. Süperiletken durumdaki elektronların enerjisi normal durumun taban durumundakinden daha düşüktür. Bu bağlamda, Fermi enerji seviyesi civarındaki elektronların süperiletken durumu ortaya

çıkaran Cooper çiftlerini oluşturmaları fikri teorik olarak 1957 yılında J. Bardeen, L. Cooper ve R. Schrieffer tarafından ortaya konulmuş ve kendilerine Nobel ödülünü kazandırmıştır [2]. Bu buluş süperiletkenler için BCS teorisi olarak tanımlanıp, mutlak sıfır sıcaklığında enerji aralığının büyüklüğünü, $E_g=3.53k_B T_c$ şeklinde ifade etmektedir. Burada k_B ; Boltzmann sabiti, T_c ; kritik sıcaklık, E_g ; enerji aralığıdır. Genel olarak mikroskobik açıdan bakıldığında, Cooper çiftlerinin oluşumu süperiletken durumda meydana gelmekte ve enerji aralığı süperiletken ve normal durumlar arasında bulunmaktadır. Makroskobik açıdan bakıldığında ise süperiletkenlik durumu termodinamik bir olay olarak kabul edilmektedir.

Süperiletkenlik, günümüzde bulunduğu noktaya ulaşmaya kadar önemli aşamalardan geçmiştir. Kuşkusuz bu olayların başlangıcı ve en önemli olanı H. Kamerling Onnes' in helyum gazını sıvılaştırarak düşük sıcaklıklarda malzemelerin özelliklerinin incelenbilmesinin önünü açmasıdır. Buna bağlı olarak civa üzerinde yaptığı deneylerle süperiletkenlik olgusunu keşfetmiştir. Bu keşif Onnes' e 1913 yılında Nobel ödülünü kazandırmıştır. Diğer önemli gelişme J. Bardeen, L. Cooper ve R. Schrieffer tarafından ilk kez süperiletkenlik olgusunun (BCS) bir teoriyle desteklenmesidir. Bu olayı takip eden bir diğer gelişme günümüzde teorik uygulamalar açısından önemli yere sahip olan Josephson etkisinin keşfidir.

Ancak bilim dünyasını asıl şaşırtan ve bilim tarihinde eşi görülmemiş oranda artış gösteren çalışmaları beraberinde getiren olay 1986 yılında seramik malzemelerde yüksek sıcaklıklarda süperiletkenliğin keşfi olmuştur. Fakat 2001 yılında MgB_2 alaşımında süperiletkenliğin bulunması tekrar ilgiyi alaşımlara yöneltmiştir. 2008 yılında da demir tabanlı süperiletkenlerin bulunması ile güncelliğini korumaktadır. Bunlara ilave olarak H_2S (hidrojen sülfür) sisteminde yüksek basınçta 190 K' de süperiletkenlik bulunması literatürde önemli bir yer tutmaktadır. Buna bağlı olarak günümüzde süperiletkenliğin teknolojik uygulamalarda aldığı yol da yatsınamaz boyuttadır.

Süperiletkenliğin keşfinden günümüze kadar geçen zaman diliminde bu konuda çalışanlar toplam beş Nobel Fizik ödülü almıştır. Bu çalışmalar, süperiletkenlik konusunun gelişmesine ve yeni teknolojik uygulama alanlarının ortaya çıkmasına olanak sağlayan birer dönüm noktası niteliğindedir. Bu da süperiletkenliğin bilim dalları arasında ne kadar önemli olduğunu ortaya koymaktadır. Süperiletkenlik ile ilgili çalışmalarından dolayı Nobel fizik ödülü, alan kişiler ve yıllara göre dağılımı Tablo 1.1' de verilmiştir [3].

Tablo 1.1.*Süperiletkenlik alanındaki Nobel fizik ödülleri [3].*

Ödül konusu	Ödül sahibi	Yılı
civa' da 4.2 K' de süperiletkenliğin keşfi.	Heike Kamerling Onnes	1913
BCS teorisinin keşfi ve süperiletkenlik teorisinin oluşturulması.	John Bardeen, Leon N. Cooper ve J. Robert Schrieffer	1972
Josephson etkisinin keşfi.	Brian D. Josephson	1973
Seramik malzemelerde süperiletkenliğin keşfi.	Georg Bednorz and Alex K. Müller	1987
Süperiletkenlik ve süperakışkanlar teorisineönemli katkılar.	Alexei A. Abrikosov, Vitaly L. Ginzburg ve Anthony J. Leggett	2003

1.1.Süperiletkenlik ve Tarihsel Gelişim

Metalik saf civa' da süperiletkenliğin keşfinden itibaren bilim insanları, teorik olarak mümkün, teknolojik açıdan da uygun süperiletken malzemeleri üretebilmek için yoğun bir çalışma içerisine girmişlerdir. Dünya genelinde sadece fizikçilerin değil neredeyse tüm bilim dallarında çalışan araştırmacıların süperiletken malzemeleri ve bunlara ait teorik mekanizmaların geliştirilebilmesi için yoğun bir çaba içerisindeyler. Günümüzde bu ilerleme öyle bir duruma gelmiştir ki süperiletkenlik geçiş sıcaklığında küçük bir artış dahi teknolojik uygulamaları ve pratik olarak kullanımları önemli ölçüde kolaylaştırabilecek boyuttadır.

Süperiletkenlikle ilgili ilk deneysel çalışmalar 1911 yılında Hollandalı fizikçi H. Kamerling Onnes' in metalik civada 4,2 K' de süperiletkenliği keşfetmesi ile başlamıştır[1]. Elementel bazda başlayan bu çalışmayı 1913 yılında 7,2 K' de kurşun elementinin ve 1930 yılında 9,2 K' de niobyum elementinin süperiletken olduklarının keşfedilmesi izlemiştir[4,5]. Bu konudaki çalışmalar 1960' lı yıllara doğru daha da ivme kazanarak metal alaşımları da kapsamıştır. Özellikle Nb₃Sn, Nb₃Ga ve Nb₃Ge gibi A15 bileşikler olarak bilinen alaşımlarda çeşitli sıcaklıklarda süperiletkenlik gözlenmiştir.1930' dan 1986' ya kadar olan periyot niobyum çağı olarak da bilinmektedir. Bu dönem içerisinde ~23 K civarında geçiş sıcaklığıgösteren NbTi ve Nb₃Sn bileşikleriozellikle ideal magnet malzemeleri olarak kullanılmışlardır. Sıvı helyum sıcaklığında NbTi ve Nb₃Sn bileşiklerikullanılarak sırasıyla 10 T ve 22 T

alan üretebilen süpermagnetler yapılmıştır. Bunlar aslında süperiletken malzemelerin ilk ve önemli uygulamaları olarak bilinmektedir.

1911 yılından itibaren süperiletkenlik konusundaki çalışmalar hem yeni malzemelerin bulunması ve teknolojik uygulamaların araştırılması hem de teorik altyapının kurulması ve anlaşılabilmesi üzerine hızla devam etmiştir. Bu bağlamda ilk teorik gelişme 1933 yılında W. Meissner ve R. Ochsenfeld tarafından “*Meissner etkisi*” olarak adlandırılan mükemmel diyamanyetizmanın keşfi olmuştur [6].

Bu olayın ardından 1934 yılında Hollandalı fizikçiler C.J. Gorter ve H.B.G. Casimir süperiletken durumda normal ve süperiletken olmak üzere iletkenlik elektronlarının iki bileşenli olduğu varsayımına dayalı “*iki sıvı modeli*” olarak adlandırılan teoriyi ortaya koymuşlardır [7]. Bu teori normal elektronların özelliklerinin süperiletken olmayan durumdaki elektron sistemine özdeş olduğunu ancak, süperiletkenlik elektronlarının farklı davranışlar sergileyen iletimden sorumlu elektronlar olduklarını kabul etmektedir. Buna bağlı olarak ta elektronların bu iki bileşenin süperiletkende kritik sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda bir arada bulunabileceğini iddia etmişlerdir [8]. Ancak “*iki sıvı modeli*” nin ilerleyen süreçte araştırmacılar tarafından yetersiz kaldığı görülmüştür ve bu teoriden ziyade bir model olarak süreç içerisinde yerini almıştır.

1935 yılında ise F. ve H. London kardeşler iki önemli denklemleri ileri sürmüşlerdir [9]. Bu denklemler, zayıf bir dış manyetik alanda süperiletkenlerin diyamanyetizmasını tanımlayarak bir süperiletken içerisine manyetik alanın ne kadar nüfuz edebileceğini “*London sızma derinliği*, λ_L ” göstermektedir. Süperiletkenlerin önemli karakteristiklerinden birisi olarak bilinen, λ_L , günümüzde geçerliliğini koruyan en önemli parametrelerden birisidir.

1950 yılında H. Fröhlich geçiş sıcaklığının artan izotop kütlesi ile azalacağını ve bir materyalde titreşen atomların süperiletkenliğin oluşumunda önemli roller oynadığını iddia etmiştir. Bu iddia aynı yıl içerisinde E. Maxwell ve C.A. Reynolds tarafından deneysel olarak ta doğrulanmıştır. “*İzotop etkisi*” olarak adlandırılan bu teoride, civa’ nın farklı izotopları çalışılarak, kritik sıcaklık T_c , ile izotop kütlesi M arasındaki ilişkinin $T_c \cdot M^{1/2} = \text{sabit}$ olduğu belirlenmiştir. Bu etki, süperiletkenlik mekanizmasını açıklayan teoriye giden yolda belirleyici bir rol oynamıştır [10].

Yine 1950 yılı içerisinde V. Ginzburg ve L. Landau tarafından süperiletken durumun fiziğinin anlaşılmasında önemli bir rol oynayan “*Ginzburg-Landau*

Teorisi” ortaya konmuştur [11]. L. Landau tarafından geliştirilen ikinci dereceden faz geçişleri teorisinde kullanılan ve güçlü manyetik alanlarda süperiletkenlerin davranışlarını tanımlayan “*uyum (Koherens) uzunluğu, ξ* ” ifadesi süperiletkenlerin ikinci karakteristik uzunluk ifadesi olarak bilinmektedir.

Süperiletkenlik mekanizmasının teorik olarak açıklaması ise 1957 yılında J. Bardeen, L. Cooper ve R. Schrieffer tarafından ortaya atılan mikroskobik BCS teorisi ile olmuştur[2]. Bu teoride süperakım taşıyan elektron çiftlerinin oluştuğu ve normal ve süperiletken durumlar arasında bir enerji aralığı yarattığı varsayımı yapılmıştır. Ginzburg-Landau ve London teorilerinden elde edilen sonuçlar BCS teorisi ile tam olarak uyuşmaktadır. Ancak bu teori sadece saf metal ve alaşımlar için geçerlidir ve yüksek sıcaklık süperiletkenler için net bir çözüm getirememektedir.

Günümüzde süperiletkenlerin teorik olarak uygulamalarında önemli etkiye sahip olan “*Josephson etkisi*” ise 1962 yılında B.D. Josephson tarafından keşfedilmiştir. Teori, iki süperiletken arasındaki ince yalıtkan bir bariyerden Cooper çiftlerinin kuantum mekaniksel olarak tünellerebileceğini ortaya çıkarmış ve bu durum bir yıl içerisinde de deneysel olarak doğrulanmıştır [12].

Bu teorik gelişmelerle birlikte süperiletken malzemeler üzerindeki çalışmalar da hızla devam etmiştir ve en önemli buluş 1986 yılında olmuş; yüksek sıcaklık süperiletkenlik (HTS) kavramı ortaya çıkmıştır. Bilim insanlarının büyük çoğunluğu metal alaşımlardan bir patlama beklerken Bednorz ve Müller tarafından bakır oksit düzlemine sahip LaBaCuO seramik malzemesinde ~ 30 K’de süperiletkenlik geçişi elde edilmiştir [13]. Kısa süre içerisinde birçok araştırma grubu ve bilim insanları bu kez seramik malzemeler üzerinde son derece yoğun çalışmalar içerisine girmişler ve 1987 yılının sonlarında lantan’ ın (La) yitrium (Y) ile yer değişmesi sonucu YBa₂Cu₃ seramik sisteminde ~ 92 K’ de süperiletkenliğe ulaşmışlardır[14]. Bu durum tüm dünyada bilim adamlarının ve teknoloji firmalarının ilgisini bir anda süperiletkenlik üzerine çekmiştir. Yaklaşık bir yıl sonra 1988’ de ise 3 farklı süperiletken faza sahip (20, 90 ve 110 K) olan Bi₂Sr₂Ca_{n-1}Cu_nO_x (BSCCO) sistemi ve 125 K’e kadar geçiş verebilen TlBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3} sisteminde süperiletkenlik keşfedilmiştir [15,16]. 1993 yılında da Hg bazlı süperiletkenlerde ~ 134 K’ de süperiletkenlik bulunmuş ve aynı yıl içerisinde yüksek basınç altında bu malzemenin ~ 164 K de süperiletken faza geçtiği gözlenmiştir [17]. Normal şartlarda bilinen en yüksek geçiş sıcaklığı böylece 134 K olmuş ve bu değer henüz geçilememiştir.

Günümüzde süperiletken malzemelerle yapılan çalışmalar sadece HTS sistemlerle kalmayıp metal ve alaşım malzemelerle de devam etmektedir. Örneğin metal veya metal alaşım malzemelerin en önemlisi ve yeni olanı 2001 yılında süperiletken özelliği keşfedilen ve intermetalik bir alaşım olan MgB_2 'dir [18]. Yaklaşık 39 K de süperiletken özellik gösteren bu malzeme aslında yeni bir malzeme değildir ve 1960'lı yıllardan beri iyi bilinen bir katalizördür. MgB_2 bugün önemli malzemeler sınıfına girmiştir ve birçok süperiletken MRI uygulamaları ticari anlamda yapılmaya başlanmıştır. Süperiletken malzemeler içerisinde $MgB_2 \sim 10$ milyar \$/yıl'lık toplam ticari hacim de neredeyse 1/5'ni tek başına oluşturmaktadır.

Bunlara ilave olarak özellikle son yıllarda yeni ve yeni olduğu kadar ilginç özelliklere sahip süperiletken malzemelerin keşifleri de devam etmektedir. Bunlar arasında en son keşfedilenlerden biri Japon araştırmacı H. Hosono tarafından bulunan geleneksel düşük sıcaklık süperiletkenlerden daha yüksek geçiş sıcaklıklarına sahip demir tabanlı malzemelerdir[19]. Bu malzemeler ile birlikte araştırmalar tekrar ciddi bir şekilde metal ve alaşımlar üzerinde hızlanmıştır. Bu malzemeler arasında saydam oksit yarıiletkenlerin üretimi sırasında çalışılmıştır. Oxypnitide' ler olarak bilinen LaT_MP_nO (T_M ; geçiş metalleri, P_n ; pniktojenler), bileşiğinin iki boyutlu elektronik yapısı ve elektromanyetik özellikleri incelenirken malzemelerin ilginç bir şekilde süperiletken duruma geçtikleri görülmüştür.

Demir tabanlı süperiletkenler üzerindeki ilk araştırmalar, oxypnictide ailesinin bir üyesi olan $LaOFeP$ ' un 4 K' de süperiletken olduğunun 2006' da keşfedilmesi ile başlamıştır [20]. 2008 Eylül ayında ise H. Hosono ve arkadaşlarının $LaOFeAs$ bileşiğinde O^{2-} iyonları yerine F^- iyonlarının farklı oranlarda katkılanması ile, $La[O_{1-x}F_x]FeAs$, süperiletken duruma geçiş sıcaklığını ~ 26 K' e taşımışlardır [21]. Bir süre sonrada La yerine Sm' un konulması ile $T_c \sim 43$ K' e çıkmış ve son olarak da yapılan modifikasyonlar ile de $T_c \sim 55$ K' değerine kadar ulaşmıştır [22,23]. Bunlar içerisinde, $ZrCuSiAs$ -tipi $LnFeAsO$ (Ln ; nadir toprak elementleri) [20,22], $ThCr_2Si_2$ -tipi $AeFe_2As_2$ (Ae ; toprak alkali elementler) [24], Fe_2As -tipi $AFeAs$ (A ; Li veya Na) [25,26] ve anti PbO -tipi $Fe(Se,Te)$ [27] olarak üzerinde en fazla çalışılan malzemelerdir ve sırasıyla 1111, 111, 122 ve 11-tipi olarak bilinmektedirler.

Yakın zamanda en önemli gelişme ise H_2S sisteminde yüksek basınçta ~ 190 K' de süperiletkenliğin bulunması ile ortaya çıkmıştır. Süperiletken sistemlerde yüksek frekanslı fononların kombinasyonu, elektronlar ve fononlar arasındaki güçlü bağlantı ve yüksek durum yoğunluğu gibi koşulların bir araya gelmesi ilginç sonuçlar

doğurmuştur. Buna göre, metalik hidrojen ve sistemde kovalent bağlı hidrojenin baskın olduğu bileşiklerde yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin olabileceği ve özellikle de hidritlerin çoğunda kritik sıcaklığın 100-235 K olabileceği tahmin edilmiştir [28-30]. Bunun sonucu olarak, H_2S 'nin ~ 90 GPa basınçta bir metale ve ~ 150 GPa basınçta da ~ 60 K T_c ile süperiletkene dönüştüğü bulunmuştur. $P > 150$ GPa basınç uygulanan H_2S örneğinde ise $T_c \sim 190$ K' de süperiletkenliğe ulaşılmıştır [31]. Bu malzemedeki süperiletkenlik bulguları, dirençteki düşüşün bakır ile kıyaslandığında ~ 100 kat daha fazla olması, uygulanan alan altında süperiletkenlik geçişinin kademeli olarak kayması ve güçlü izotop etkisinin varlığı bu malzemelerde doğrulanmıştır [31].

Günümüzde süperiletkenlik mekanizması ve malzemeler üzerinde hem deneysel ve teorik hem de teknolojik uygulamalar için çalışmalar hızla devam etmektedir. Bu durum büyük şirketlerin gelecek 10 yıllık planlamaları içerisinde süperiletken teknolojisine ayırdığı Ar-Ge payı milyar dolar seviyelerine dayanmıştır. Özellikle gelişmiş ülkelerde önemli uygulamalar şimdiden ticari marketlerde yerini almaya başlamış ve önemli bir sektör olma yolundadır.

1.2. Süperiletkenlerin Teknolojideki Uygulama Alanları

Süperiletkenlerin en belirgin özelliklerinden biri de üzerlerinden yüksek akımlar geçirildiğinde büyük değerlerde manyetik alanlar üretebilmeleridir. Bilindiği gibi geleneksel elektromagnetlerde alan, selenoid şeklinde sarılmış tel üzerinden akım geçirilerek oluşturulmaktadır. Bu şekilde üretilebilecek maksimum manyetik alan telin akım taşıma kapasitesine bağlı olmakta ve sınırlanmaktadır. Bu konuda verilebilecek en basit örnek, maksimum akım yoğunluğu $\sim 400 \text{ Acm}^{-2}$ olan bakır'dır ki bu yoğunluğa karşılık gelen manyetik alan birkaç yüz mT'dir.

Ancak selenoid içerisine bir demir çekirdek yerleştirildiğinde elde edilen manyetik alan şiddeti 2T'ye kadar ulaşmaktadır. Ne yazık ki yerin manyetik alan şiddetinden binlerce defa büyük olan bu değer birçok teknolojik uygulama için yeterli olmamaktadır. Benzer yapı süperiletken tel kullanılarak yapıldığında, elde edilecek akım yoğunluğu 10^7 Acm^{-2} 'ye kadar ulaşmaktadır ve farklı teknolojik uygulamalara imkân sağlamaktadır.

Bilindiği gibi Meissner etkisi, süperiletken malzemelerin uygun koşullar sağlandığı sürece mıknatıs olarak kullanılmalarına olanak sağlamaktadır. Bu özellik

süperiletkenlere günümüzde motor, jeneratör ve manyetik kaldırmalı trenlerde (MAGLEV) uygulama alanı bulmaktadır. Günümüzde Almanya, Amerika ve Japonya’ da MAGLEV tren teknolojileri üzerinde önemli çalışmalar devam etmektedir. Bu konuda en önemli uygulama 2025’ e kadar Japonya’ da Tokyo-Nagoya arasına kurulumun tamamlanması planlanan 600 km uzunluğundaki sistemdir. Bu konudaki ilk örnek, ~30 km’ lik bir hat üzerinde çalışan ve bu mesafeyi kısa sürede geçebilen Çin’ in Şangay kentinde kullanılmaya başlanan tren olmuştur.

Günümüzde bilinen en hassas manyetik alan sensörleri olan SQUID’ ler (Superconducting Quantum Interference Device) tıp, savunma sanayi, yeraltı kaynakları aramaları ve parçacık fiziği araştırmalarını kapsayan birçok alanda kullanılmaya başlanmıştır. Bu sensörler, dünyanın manyetik alanının milyarda biri mertebelerindeki manyetik alanları bile ölçebilecek hassasiyettedirler. Günümüzde bu sensörlerin en önemli ve yoğun kullanım alanı sağlık sektöründe karşımıza çıkmaktadır. Özellikle, yaşam için temel faaliyetleri yerine getiren en önemli organlar hayati faaliyetleri yönetip, duyguları kontrol ederken, vücudun diğer kısımlarından ve çevreden gelen sayısız sinyalleri de alır ve yorumlar. Bu biyolojik oluşum içerisinde insan vücudunda elektriksel aktiviteler önemli rol oynamakla birlikte beraberinde bir biyomanyetik alan da oluşturmaktadır.

Elektriksel aktiviteler yüzey elektrotları ile ölçülürken, manyetik alanlar biyomagnetometreler olarak karşımıza çıkan SQUID sensörler ile ölçülmektedir. Beynin biyoelektrik aktivitesinin neden olduğu manyetik alanın ölçülmesi bünyesinde SQUID bulunduran Magnetoensefalografi (MEG) cihazı ile gerçekleştirilmektedir [32]. Özellikle, beyin fonksiyonlarının anlaşılmasında, sorunların teşhis ve tedavisinde doktorlara kılavuzluk etme açısından oldukça önemli bir yere sahiptir.

Benzer şekilde kalb’ in vücuda kan pompalaması esnasında da kalp kaslarının kasılıp gevşemesi sonucunda çok düşük seviyede oluşan elektriksel akımın oluşturduğu manyetik alan da magnetokardiyografi (MKG) cihazı ile tespit edilmektedir [32]. Günümüzde Kalb’ in elektriksel faaliyetlerini ölçmek için yaygın olarak kullanılan elektrokardiyografi (EKG)’ ye göre avantajı; teşhis bilgilerini daha kısa sürede verebilmesidir [33]. SQUID sensörlerin diğer bir uygulama alanı, yeraltı kaynakları aramalarında, petrol veya diğer minerallerin varlığından dolayı yerin manyetik alanında meydana gelen değişimleri tespit edebilmeleridir. Savunma

alanındaki uygulamalarında ise plastik patlayıcıların ve farklı bombaların uzaktan algılanması önemli örnekler arasındadır.

Süperiletkenlerin teknolojiye diğer bir katkısı, kendisine savunma sanayinden uzay araştırmalarına kadar uygulama alanı bulan Süperiletken bolometreler’ dir. Süperiletken Bolometreler, malzeme üzerine düşen ışınlamaları soğurarak çok düşük sıcaklık değişimlerini algılama kabiliyetine sahiptirler. Süperiletken malzemelerdeki kritik sıcaklık civarında sıcaklık direnç değişiminin çok yüksek olması da metal veya yarıiletken bolometrelere göre üstünlük sağlamaktadır [33].

1962 yılında keşfedilerek B. Josephson’ a Nobel fizik ödülünü kazandıran Josephson etkisi, süperiletkenlerin teknolojik uygulamalarında büyük öneme sahip olmakta ve süperiletken entegre devrelerin (Rapid Single Flux Quantum/ RSFQ) temel devre elemanını oluşturmaktadır [33]. Yarıiletkenlerden daha hızlı anahtarlama yapabilmeleri ve daha az güç tüketimleri süperiletken devreleri daha avantajlı hale getirmekte ve alternatif bir teknoloji sunmaktadır. Özellikle RSFQ tabanlı entegre devrelerden faydalanarak Amerika’daki birçok istihbaratın analiz edildiği Ulusal Güvenlik Teşkilatı (National Security Agency) ve Japonya’da iklim değişiklikleri, yer kabuğu hareketleri gibi simülasyonların yapıldığı Deniz ve Yer Kabuğu Bilim ve Teknoloji Merkezi (Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology) gibi kurumların ihtiyacını karşılamaya yönelik çok yüksek kapasitede ve kabul edilebilir seviyede güç tüketimiyle veri işleyen sistemlerin geliştirilmesi hedeflenmektedir [33-36].

Teknolojinin birçok alanında hayatı kolaylaştırabilecek uygulama alanına sahip olan süperiletkenlerin bugüne kadar çok yoğun kullanılmamasının sebebi, malzemelerin bu özelliği gösterebilmeleri için uygun fiziksel şartların sağlanamamasından kaynaklanmaktadır. Bu şartlar temelde düşük sıcaklıklara inilmesi olarak bilinmektedir. Çünkü süperiletken sistemlerin en yüksek performans ile çalışmaları ancak mutlak sıfır civarında olduğu bilinmektedir. Bunun içinde dünyada rezervleri hızla azalan sıvı He gerekmektedir. Ancak, son yıllarda hızla gelişen soğutma teknolojileri sayesinde süperiletkenlerin birçok alanda daha yoğun kullanımlarının kolaylıkla sağlanabileceği düşünülmektedir. Bunların başında sensör teknolojisi, mikro-cip teknolojisi, sağlık sektörü ve uzay teknolojileri gelmektedir.

2. KURAMSAL TEMELLER

Süperiletkenlik olgusunun keşfi, bu mekanizmanın tam olarak yorumlanıp, geliştirilmesi için birçok teorik modellemeyi de beraberinde getirmiştir. Bu teorik modeller, yeni malzemelerin araştırılması ve teknolojiye uyarlanması yol gösterici olması bakımından büyük önem taşımaktadır.

Teorik açıdan atılan adımlardan bir tanesi elektromanyetizma eşitliklerine süperiletkenlikte deneysel olarak gözlenen özelliklerin uyarlanmış hali olan “*London Teorisi*”’dir. Bu olayı, örgü titreşimlerinin süperiletkenliğe etkisinin araştırılması sonucu ortaya çıkan “*izotop etkisi*” ve süperiletken durumun fiziğinin açıklanmasında önemli rol oynayan “*Ginzburg-Landau Teorisi*” takip etmiştir. Süperiletkenliğin asıl doğası ise ilk defa “*BCS teorisi*” ile açıklanmıştır.

2.1. London Teorisi

Süperiletkenlerin temel elektromanyetik özellikleri, II. tip süperiletkenlerin keşfi öncesinde 1935 yılında London kardeşler tarafından ortaya konulan teori ile tanımlanmıştır. Bu teori, yüksek üst kritik alanlara veya yüksek *Ginzburg-Landau* parametresine sahip olan II. tip süperiletkenler için de bir yaklaşım niteliğindedir.

London kardeşler tarafından ortaya konulan teoride Maxwell denklemleri kullanılarak bir süperiletken içerisinde manyetik alan ve elektrik akımının nasıl davrandığı açıklanmıştır. Bir süperiletken, içerisinde sürekli kalıcı bir akım akabilmektedir. Başka bir ifadeyle, süperiletken içerisindeki süperelektronlar hareketleri süresince bir direnç ile karşılaşmazlar. Bununla birlikte, süperiletken malzemeye bir $\vec{E}$ elektrik alan uygulanırsa, elektronlar bu alan altında hızlanırlar. Dolayısıyla, süperelektronların klasik hareket denklemi bu durumu açıklamaya elverişli olup [37];

$$m\dot{V}_s = eE \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada, m , $\dot{V}_s$ ve e , süperelektronun kütle, ivme ve elektriksel yükünü, E ise elektrik alanı ifade etmektedir. Süperakım yoğunluğu;

$$J_s = n_s e V_s \quad (2.2)$$

olup, bu ifadenin zamana göre türevi alınarak Maxwell denklemleri yeniden yazılırsa;

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{B}} &= -\nabla \times \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J}_s\end{aligned}\quad (2.3)$$

Elde edilir. Burada $\mathbf{E}$ ifadesi $\left(\mathbf{E} = \frac{m}{n_s e^2} \dot{\mathbf{J}}_s\right)$ yerine yazılırsa,

$$\dot{\mathbf{B}} = -\frac{m}{n_s e^2} \nabla \times \dot{\mathbf{J}}_s \quad (2.4)$$

elde edilir. Bu denklemde gerekli düzenlemeler yapıldığında;

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \dot{\mathbf{B}} \quad (2.5)$$

olup, bu denklemin çözümü ise;

$$\dot{\mathbf{B}}(x) = \dot{\mathbf{B}}_a \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad (2.6)$$

şeklinde. Burada, $\dot{\mathbf{B}}(x)$, iletken içerisinde x mesafesindeki akı yoğunluğunu ve $\dot{\mathbf{B}}_a$ ise $\dot{\mathbf{B}}(x)$ 'nin iletken dışındaki değerini ifade eder. Eşitlik (2.6), mükemmel iletken içerisinde akı yoğunluğunun üstel olarak azaldığını gösterir. Başka bir deyişle, akı yoğunluğundaki değişmelerin malzeme yüzeyinin altındaki uzak bölgelere nüfuz etmediğini ancak iletken içerisinde belirli bir mesafede sabit kaldığını gösterir. Bu sonuçlar, sıfır elektriksel dirence sahip bir iletkeni genel elektrodinamik yasalarını uygulayarak elde edilmiştir ve mükemmel bir iletkenin manyetik özelliklerini açıklamasına rağmen bir süperiletkenin davranışlarını açıklamada yetersiz kalmaktadır. Meissner etkisi, süperiletken içerisinde akı yoğunluğunun sadece sabit kalmadığını aynı zamanda daima sıfır olduğunu söyler. Bu yüzden, London kardeşler bir süperiletkenin manyetik davranışının sadece $\dot{\mathbf{B}}(x)$ değil aynı zamanda $\mathbf{B}(x)$ değeri ile de doğru olarak tanımlanabileceğini göstermişlerdir [38]. Buna göre;

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\alpha} \mathbf{B} \quad \text{veya} \quad \frac{\partial^2 \mathbf{B}(x)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \mathbf{B}(x) \quad (2.7)$$

şeklinde yeniden düzenlenen bu eşitlikler kullanılarak bir süperiletken içerisinde manyetik akının dağılımı tespit edilebilir. Buna göre eşitlik (2.7)' in çözümü;

$$B(x) = B_a \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad (2.8)$$

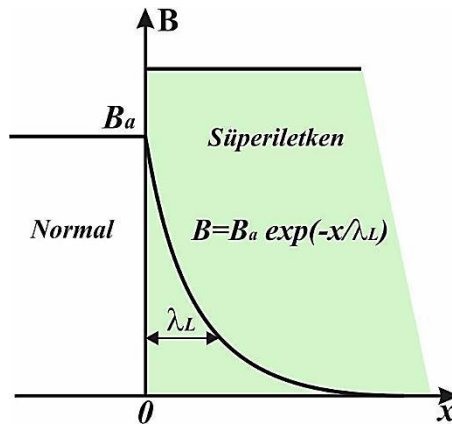
şeklindedir. Bu eşitlik, süperiletken içerisinde akı yoğunluğunun üstel olarak kaybolduğunu ve $x = \sqrt{\alpha}$ mesafesinde akı yoğunluğunun yüzeydeki değerinin $1/e$ ' sine düştüğünü gösterir. Bu mesafe “*London sızma derinliği, λ_L ,*” olarak adlandırılır ve $\alpha = m/n_s e^2$ olduğundan London sızma derinliği, λ_L ;

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.9)$$

ile tanımlanır ve eşitlik (2.6),

$$B(x) = B_a \exp\left(\frac{-x}{\lambda_L}\right) \quad (2.10)$$

şeklini alır. Süperiletken yüzeyinde akı yoğunluğunun değişimi Şekil 2.1' de gösterildiği gibidir. Buna göre, London eşitlikleri süperiletken yüzeyindeki akı yoğunluğunun hızlı bir şekilde üstel olarak düştüğünü doğrulamaktadır.



Şekil 2.1. Süperiletken sınırında akı yoğunluğunun değişimi [38].

Sonuç olarak;

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = -\frac{m}{n_s e^2} \nabla \times \mathbf{J}_s \quad (2.11)$$

$$\mathbf{J}_s = \frac{n_s e^2}{m} \mathbf{E} \quad (2.12)$$

eşitlikleri, süperiletkenlerin elektrodinamiğini tanımlayan “*London Eşitlikleri*” olarak bilinir. Eşitlik (2.11), süperiletkenlerin diyamanyetizmasını tanımlarken, eşitlik (2.12), süperiletkenlerin dirençsizlik özelliğini tanımlar.

2.2. Ginzburg-Landau Teorisi

London teorisi, Meissner etkisini açıklamasına rağmen II. tip süperiletkenlerin karışık durumu gibi süperiletkenlik ve manyetik alanın bir arada bulunduğu davranışları açıklamada yetersiz kalmıştır. Ara durumların davranışlarını belirlemek amacıyla ortaya atılan Ginzbur-Landau teorisi [11], London teorisinin önemli ölçüde genişletilmiş halini sunmaktadır [39]. Teorinin T_c civarındaki sıcaklıklarda BCS teorisinden türetilebileceği Gor’kov tarafından gösterilmiştir [40]. Teorinin büyük başarılarından bir diğeri de Abrikosov tarafından vorteks durumunun tahmin edilmesidir [41]. Ginzburg, Landau, Abrikosov ve Gor’kov gibi dört büyük bilim adamının katkılarından dolayı teori günümüzde GLAG teorisi olarak da bilinir [37].

Teorinin temelinde tanımlanan düzen parametresi aslında elektron grubunun merkezinin hareketini tanımlayan temel dalga fonksiyonunun özelliklerine sahip bir termodinamik nicelik olarak düşünülür. Buna göre;

$$0 = \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - e^* \mathbf{A} \right)^2 \psi \quad (2.13)$$

eşitliği “*I. Ginzburg-Landau eşitliği*” olarak bilinir [42-44]. Burada, e^* ; Cooper çiftinin yükü, m^* ; Cooper çiftinin kütlesi, $\mathbf{A}$; vektör potansiyelini ve α ve β katsayıları ise materyalin karakteristiği olan fenomenolojik katsayılardır.

Bu denklem yeniden düzenlendiğinde;

$$0 = \frac{-e^*}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \right) (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) + \frac{e^{*2} A}{m^*} |\psi|^2 + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times A \quad (2.14)$$

ve akım yoğunluğu ifadesi de yeniden yazıldığında;

$$J = \frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{e^{*2} A}{m^*} |\psi|^2 \quad (2.15)$$

ifadesi olan “II. Ginzburg-Landau eşitliği” elde edilir [44].

Ginzburg-Landau teorisi, sızma derinliği λ ve uyum uzunluğu, ξ , olmak üzere iki karakteristik uzunluk içerir. Bir süperiletkene zayıf bir manyetik alanın uygulandığı durumu göz önüne aldığımızda, düzen parametresindeki değişimin küçük olacağı beklenir dolayısıyla $\psi = \psi_\infty$ yaklaşımı yapılarak eşitlik (2.15);

$$J = -\frac{e^{*2}}{m^*} |\psi_\infty|^2 A \quad (2.16)$$

ifadesine indirgenir [45]. Burada, $|\psi_\infty|^2 = n_s$ ve $e^* = 2e$ olduğu düşünülürse, eşitlik (2.16) London teorisine benzer hale gelir. Böylece, Ginzburg-Landau teorisinin düzen parametresi uzayda değişmediğinde London teorisine indirgenen daha genel bir teori olduğu söylenebilir ve sızma derinliği;

$$\lambda = \left(\frac{m^*}{4\mu_0 e^2 |\psi_\infty|^2} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

elde edilir [45]. Sıfır alanda, $H = 0$, $J = 0$ olacağından, $\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^* = 0$ olur. Bu durumda, I. Ginzburg-Landau eşitliğinden;

$$\alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \psi = 0 \quad (2.18)$$

ifadesi yazılabilir. Burada $f = \frac{\psi}{\psi_\infty}$ ve $\psi_\infty = -\frac{\alpha}{\beta}$ alınarak bir boyutta;

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} f + \alpha f + \beta |\psi_\infty|^2 f^3 = 0 \quad (2.19)$$

elde edilir. Eşitlik α' ya bölünürse;

$$-\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}\frac{d^2}{dx^2}f + f - f^3 = 0 \quad (2.20)$$

elde edilir. Bu ifadedeki $\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}$ terimi, $[uzunluk^2]$ boyutunda olup, karakteristik bir uzunluk verir. Bu karakteristik uzunluk,

$$\xi_{GL} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}} \quad (2.21)$$

ile verilen “uyum (*koherens*) uzunluğu, ξ_{GL} ”, olarak adlandırılır [46]. Ginzburg-Landau teorisinde iki karakteristik uzunluğun oranı,

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (2.22)$$

ile ifade edilen Ginzburg-Landau parametresidir. Ginzburg-Landau parametresine göre, λ ve ξ niceliklerinin sıcaklığa bağlılıkları,

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1-T/T_c}} \quad (2.23)$$

$$\xi_{GL}(T) = \frac{\xi_{GL}(0)}{\sqrt{1-T/T_c}} \quad (2.24)$$

şeklindedir ve bunun sonucu olarakta κ sıcaklıktan bağımsızdır [45]. Bilindiği gibi, süperiletkenlerin manyetik özelliklerinin tanımlanmasında Ginzburg-Landau teorisi önemlidir. Özellikle, I. ve II. tip süperiletkenlerin sınıflandırılmasında κ parametresi belirleyici olup, malzemedeki $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ise II. tip süperiletken, $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ise I. tip süperiletken olarak davranır [47].

Bir süperiletkene z-ekseni boyunca dış manyetik alan, $H_{dış}$, uygulandığında, süperiletkendeki manyetik akı yoğunluğunun uzaydaki dağılımı düzenli olacaktır ve

vektör potansiyeli, $\mathbf{A} = \mu_0 H_{dış} x i_y$ ile verilir. Burada i_y , y-ekseni boyunca yönelmiş birim vektörü ifade etmektedir. Buna göre eşitlik (2.13),

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2e^2\mu_0^2}{m^*} (He^2x^2 - 2H_c^2\lambda^2)\psi = 0 \quad (2.25)$$

şeklinde yeniden yazılır. Bu ifade, aslında bir boyuttaki harmonik osilatörün Schrödinger dalda denkleminde eşdeğerdir. Dolayısıyla,

$$\left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar H_{dış} = 2e\mu_0 H_c^2 \lambda^2 \quad (2.26)$$

ifadesi bir çözümdür. Bu ifadeye göre, $n = 0$ için $H_{dış}$ 'nin maksimum değeri elde edilir ki bu değer süperiletkenliğin bulunduğu maksimum alan olan H_{c2} üst kritik alan değerine karşılık gelmektedir. Bu durumda;

$$H_{c2} = \frac{4e\mu_0 H_c^2 \lambda^2}{\hbar} \quad (2.27)$$

elde edilir. Uyum (Koherens) uzunluğu ξ ve κ , bilinen ifadeleri kullanılarak;

$$H_{c2} = \sqrt{2}\kappa H_c \quad (2.28)$$

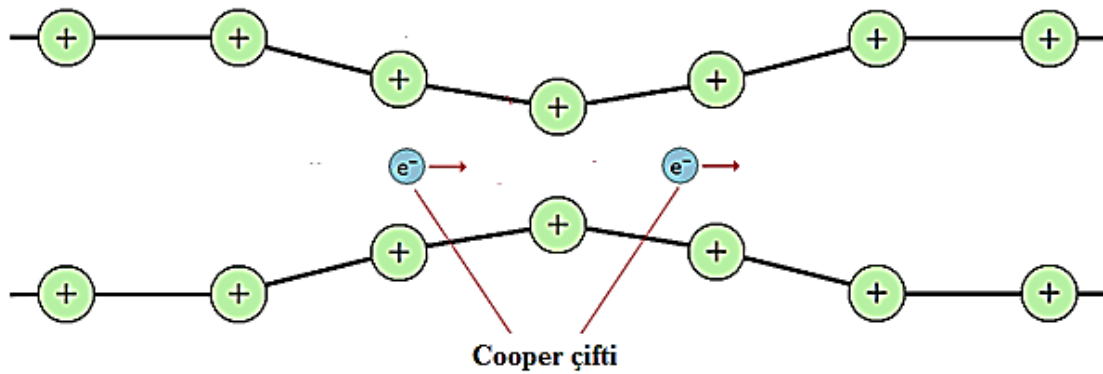
ifadesine ulaşılır. II. tip bir süperiletken için H_c alt kritik alandan daha büyük bir değerdedir. Bu, süperiletkenin karışık durumuna denk gelir ve II. tip süperiletkenler için “*termodinamik kritik alan*” olarak adlandırılır [47].

2.3. BCS Teorisi ve Süperiletkenlik Mekanizması

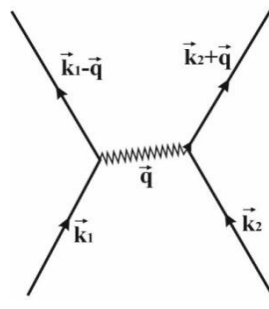
1957 yılında J. Bardeen, L. Cooper ve R. Schrieffer tarafından geliştirilen BCS teorisi süperiletken durumu açıklayan ilk mikroskobik teori olması bakımından önemlidir [2]. Teoride, süperakım taşıyan elektron çiftlerinin varlığı ve süperiletken ile normal durumlar arasında bir enerji aralığının olduğu kabul edilmektedir [47, 48]. Bu varsayım doğrultusunda mutlak sıfır sıcaklığında kristal örgü içerisine bir elektron girdiğinde, kristal örgüde bulunan pozitif yüklü çekirdekler ile arasında bir

etkileşme ortaya çıkar. Çekirdekler ağır ve yavaş oldukları için yer yer pozitif yük yoğunlaşmasına neden olur ve örgüye ikinci bir elektron girmesi durumunda, birinci ve ikinci elektronlar arasında bir Coulomb etkileşmesi meydana gelir. Ancak elektronun kristal örgü ile etkileşmesi elektronlar arasındaki etkileşmeden daha kuvvetli olduğu için iki elektron arasında olan Coulomb etkileşmesi perdelenir ve iki elektron bir bağ oluşturarak birlikte hareket eder. Elektronların bu bağlı durumları “Cooper çifti” olarak adlandırılır [46]. Bu durumda BCS teorisi ile süperiletkenlik olayı açıklanırken, elektronlar arasındaki çekim kuvvetinin itme kuvvetini yendiği mekanizmalarda, elektronlar ile örgü ve elektronların da birbirleri arasındaki makroskobik etkileşmelerin ön planda olduğu görülmektedir [38].

Şekil 2.2’ de bir elektronun örgü ile etkileşerek örgü deformasyonu oluşturması ve ikinci bir elektronun bu örgü deformasyonundan etkilenerek enerjisini azaltacak şekilde durumunu yeniden düzenlemesi şematize edilmiştir. İki elektronun bir fonon aracılığı ile etkileşmesi bir elektron tarafından sanal bir fononun yayılması ve diğeri tarafından absorbe edilmesi olarak ta düşünülebilir. Şekil 2.3’ te gösterildiği gibi, $\vec{k}_1$ durumundaki bir elektron bir fonon yayınlar ve $\vec{k}'_1 = \vec{k}_1 - \vec{q}$ durumuna geçer. $\vec{k}_2$ durumundaki bir elektron bu fononu absorbe ederek $\vec{k}'_2 = \vec{k}_2 + \vec{q}$ durumuna geçer [38]. Öyle ki, $\vec{k}_1$ durumundan $\vec{k}'_1$ duruma saçılan bir elektronu elde etmek, Pauli prensibi gereğince şekil 2.4’ de gösterildiği gibi momentum uzayında $\vec{k}_F$ yarıçaplı küre ile temsil edilen Fermi yüzeyi civarında mümkün olmaktadır.



Şekil 2.2. Elektron-örgü-elektron etkileşmesi: İki elektronun örgü deformasyonu yoluyla etkileşmesi [46].

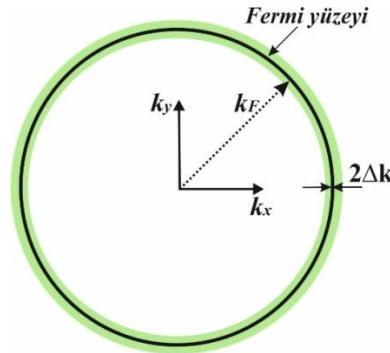


Şekil 2.3. Bir fonon aracılığı ile iki elektronun etkileşmesi[38].

BCS teorisinin temelinin oluşturan elektronlar arasındaki fonon aracılıklı etkileşme tanımlanacak olursa, $\hbar\omega_D$ ’den daha yüksek olmayacak şekilde Fermi enerjisinden farklı enerjideki elektronların birbirleri ile etkileşmeleri dikkate alınmalıdır. Böylece BCS mekanizmasında Fermi yüzeyi civarında dar bir küre tabakasındaki durumu işgal eden bu elektronlar karşılıklı etkileşirler ve denklem en basit haliyle şu şekilde yazılabilir;

$$\frac{\Delta k}{k_F} \sim \frac{\hbar\omega_D}{E_F} \quad (2.29)$$

Burada, $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$ ’dir, m ; elektron kütlesidir. Görüldüğü gibi, etkileşme zıt spinli elektronlar için ($\vec{s}_1 = -\vec{s}_2$) en büyüktür ve dalga vektörleri eşit ve zıt büyüklüktedir ($\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$) [38]. Bu da şekil 2.3’ü açıklayan en önemli göstergedir. BCS teorisinin bir diğer doğal sonucu da eş uyum uzunluğu kavramıdır. Bilindiği gibi süperiletkenlik elektron çiftlenimi ve faz uyumunu gerektirir. Dolayısıyla, Ginzburg-Landau teorisinde tanımlanan uyum uzunluğu, ξ_{GL} , düzen parametresinin değişimi ile meydana gelen karakteristik bir parametredir.



Şekil 2.4. Fermi yüzeyi civarında sadece $2\Delta k$ aralığında kalan elektronların fononlarla etkileşimi [38].

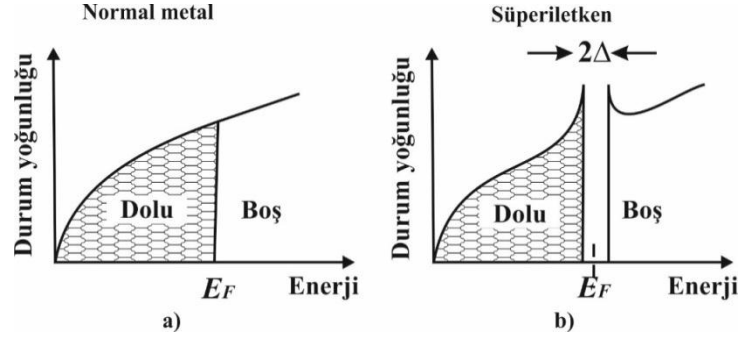
Aynı zamanda, bir Cooper çiftinde iki elektron arasındaki mesafe de uyum uzunluğu, ξ , olarak adlandırılmaktadır. Ancak bu iki fiziksel kavram farklı ve birbirinden bağımsızdır. uyum uzunluğu, $\xi_{GL}(T)$, sıcaklığa bağlıyken, Cooper çifti mesafesi, ξ , sıcaklıktan bağımsızdır. Ancak, $T=0$ ' da konvensiyonel süperiletkenlerde faz uyumu Cooper çifti dalga fonksiyonlarının üst üste gelmesiyle ortaya çıkar. Cooper çifti dalga fonksiyonlarının üst üste binmesi “*Josephson çiftlenimi*” olarak adlandırılır. Dolayısıyla elektron çiftlenimi ve konvensiyonel süperiletkenlerdeki faz uyumunun başlaması T_c ' de aynı anda meydana geldiğinden $\xi_{GL}(0) = \xi$ ' dir. Ancak $0 < T < T_c$ ' de saf konvensiyonel süperiletkenlerde koherens uzunluk değeri daima Cooper çifti mesafesinden büyüktür, $\xi < \xi_{GL}(T)$. Konvensiyonel olmayan süperiletkenlerde faz uyumu Josephson çiftlenimi ile meydana gelmez, dolayısıyla faz uyumu mekanizması da farklıdır; $\xi_{GL}(0) \neq \xi$ ' dir [38]. Sonuç olarak, konvensiyonel süperiletkenlerde, BCS teorisi gereğince uyum uzunluğu, ξ_0 , mutlak sıfırda enerji aralığı ile belirlenir ve;

$$\xi_0 = \frac{\hbar V_F}{\pi \Delta(0)} \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir. Burada V_F ; Fermi hızı ve $\hbar = h/2\pi$ olup h ; Planck sabitidir. ξ_0 ; Cooper çifti mesafesi olarak bilinen “*Pippard uyum uzunluğu*” olarak adlandırılır ve konvensiyonel süperiletkenlerde uyum uzunluğu, ξ_{GL} , değerine eşittir [38]. BCS teorisine göre elektronlar arasındaki çekici etkileşme bir enerji aralığının oluşmasına neden olur. Süperiletkenlerde kritik alan, termal ve elektromanyetik özelliklerin büyük çoğunluğu bu enerji aralığının bir sonucu olarak ortaya çıkarılmıştır.

2.3.1. Enerji Aralığı

Süperiletken sistemlerin enerji aralığı yalıtkan sistemlerin enerji aralığından tamamen farklı özellikler sergilemektedir. Yalıtkan sistemlerdeki enerji aralığına elektron-örgü etkileşmeleri neden olur ve bu etkileşmeler elektronları örgüye bağlar. Süperiletken sistemlerde ise en önemli etkileşme elektron-elektron etkileşmeleridir ve Fermi sıvısının Landau teorisi ile açıklanır. Fermi sıvısının Landau teorisi etkileşmeli elektron sisteminin düşük enerjili tek parçacık uyarılmalarına iyi bir



Şekil 2.5. Mutlak sıfırda **a)** normal metal, **b)** süperiletken için durum yoğunluğu [49, 50].

açıklama getirir ve bu tek parçacık uyarılmalarına “Kuazi- parçacık” adı verilir. Kuazi parçacıklar elektron çiftlerinin bozulmasıyla süperiletkenlik taban durumunun dışında da oluşabilirler ancak, bu durumda uyarılma başına minimum Δ enerjisi harcanması gerekir. Bu minimum Δ enerjisi “enerji aralığı” olarak adlandırılır [49]. Buna göre, BCS teorisi Fermi enerji seviyesi civarındaki bütün elektronların Cooper çifti oluşturmaları durumunda işgal edilmiş en yüksek enerji seviyesi ile işgal edilmemiş en düşük tek elektron seviyesi arasında bir enerji aralığı oluşacağını ifade eder [50]. Şekil 2.5 normal bir metal ve bir süperiletken için mutlak sıfırdaki durum yoğunluklarını şematik olarak göstermektedir. Şekil 2.5’ e göre her iki durumda da Fermi enerjisine kadar olan bütün durumlar dolu, Fermi enerjisinin üstündeki durumlar ise boştur. Ancak, süperiletken sistemde dolu olan en yüksek enerji seviyesi ile boş olan en düşük tekelektron seviyesi arasında 2Δ büyüklüğünde bir enerji aralığı bulunmaktadır. BCS teorisine göre süperiletken bir sistemde Δ enerji aralığının kritik sıcaklığa bağlılığı;

$$2\Delta = 3,52k_B T_c \quad (2.31)$$

eşitliği ile verilmektedir. Burada k_B ; Boltzmann sabiti, T_c ; kritik sıcaklıktır [38].

2.4. Süperiletkenlik Durumunun Temel Özellikleri

Süperiletkenlik durumunun sıfır direnç özelliği, konvensiyonel bir süperiletkenin kapalı bir halka etrafında küçük genlikli bir dc akım oluşturularak gözlenmiştir. Uzun süreli deneyler sonunda akımda herhangi bir bozulmaya rastlanmamıştır. Bunun sonucunda, bir süperiletkenin direncinin aslında $10^{-23}\Omega m$ ’ den daha küçük

olduğu konusunda birleşmiştir[38]. Bununla birlikte, süperiletken malzemelerin manyetik alana karşı verdikleri tepkiler de sıfır elektriksel direnç özelliği kadar önem taşımaktadır. Meissner ve Ochsenfeld tarafından yapılan keşiftesüperiletkenlik durumunun “*mükemmel diyamanyetizma (Meissner etkisi)*” olarak adlandırılan temel bir özelliğe daha sahip olduğu bulunmuştur.

2.4.1. Meissner etkisi

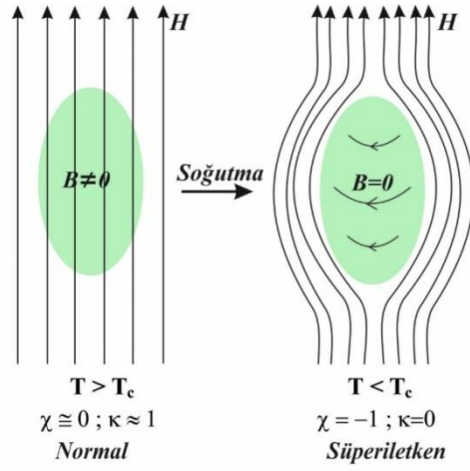
Meissner ve Ochsenfeld $T > T_c$ ’ de malzemeye manyetik alan uyguladıktan sonra $T < T_c$ ’ ye soğuttuklarında, süperiletken içerisinde manyetik alanın $\vec{B} = 0$ olacak şekilde süperiletkenden dışlandığını gözlemişlerdir. Şekil 2.6’ da gösterildiği gibi, süperiletkenlerde manyetik alanın dışlanması olayı “Meissner etkisi” olarak adlandırılmaktadır [51]. Bu olay, süperiletken durum için manyetizmanın temel eşitliğini kullanarak;

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + M) = 0 \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade bir süperiletken için $M = -\vec{H}$ olduğu anlamına gelir. Dolayısıyla, manyetik duyunluk değeri;

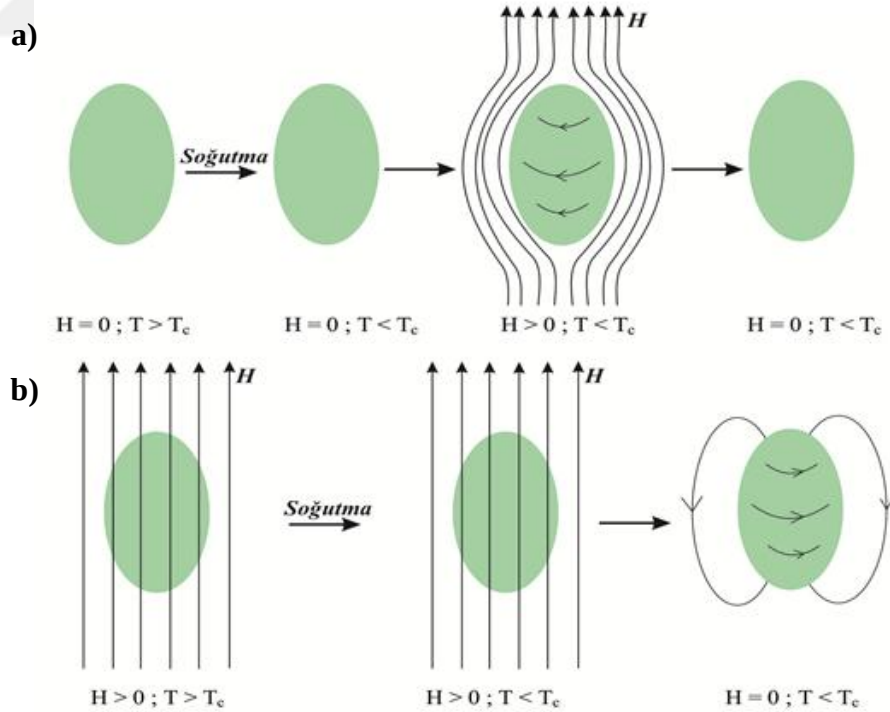
$$\chi = \frac{dM}{dH} = -1 \quad (2.33)$$

şeklinde mükemmel bir diyamanyet için ideal değeri alır. Bu durumda, manyetik geçirgenlik $\kappa = 1 + \chi$ olduğundan T_c ’ nin altında $\kappa = 0$ olacaktır [51]. Aynı zamanda, klasik açıdan bakıldığında her süperiletken bu şekilde “mükemmel diyamanyetizma” özelliği gösterir. Ancak, bildiğimiz gibi manyetik alan süperiletkene çok ince bir yüzey tabakasından nüfuz eder. Süperiletken malzeme zayıf bir manyetik alan altında kritik sıcaklığın altına soğutulduğunda, manyetik alanı yok etmek için yüzeyde manyetizasyona neden olan bir dc akım yaratır ve eşitlik 2.32 gereğince süperiletken içerisinde $\vec{B} = 0$ olur. Süperiletkenin direnci sıfır olduğundan, bu yüzey akımı enerji harcamaz ve bozulmadan kalır.



Şekil 2.6. Bir süperiletkende Meissner etkisi [51].

Süperiletken malzeme Meissner durumunda iken uygulanan alan kaldırıldığında şekil 2.7a’ da gösterildiği gibi malzeme normal durumuna döner. Ancak malzeme bir mükemmel iletken ise şekil 2.7b’ deki gibi, $T < T_c$ ’ ye soğutularak alan kaldırıldığında içeride bir miktar akı tuzaklanacaktır. Bu durum bir süperiletken ile mükemmel iletken arasındaki farkı ortaya koymaktadır [38].

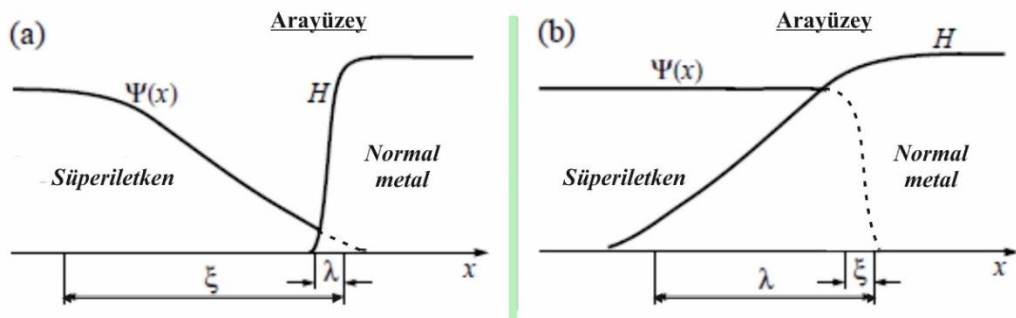


Şekil 2.7. a) Süperiletken bir numunede manyetik alan daima dışlanır, numune içerisinde $\vec{B} = 0$ ’dır. b) Mükemmel bir iletkene soğutmadan önce alan uygulanıyor. Malzeme $T < T_c$ ’ ye soğutulduktan sonra alan kaldırıldığında içeride bir miktar akı tuzaklanır [51].

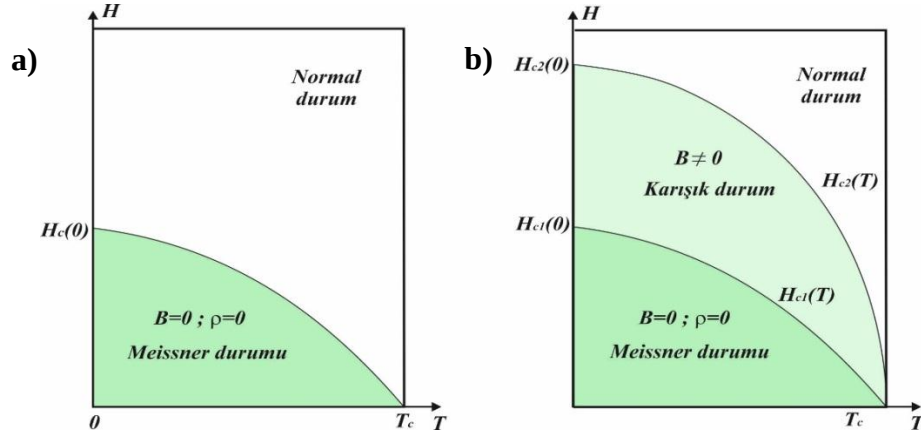
Meissner etkisinin en çarpıcı tarafı “kaldırma (levitasyon) etkisi” ile gözlenmektedir. Küçük bir mıknatıs $T > T_c$ ’ de kendisinden daha büyük boyutlara sahip bir süperiletken üzerine yerleştirilerek $T < T_c$ ’ ye soğutulduğunda mıknatısın süperiletkenin yüzeyi üzerinden kalktığı (havalandığı) görülür. Kaldırma (levitasyon) etkisi dediğimiz bu olayda, mıknatıs üzerine uygulanan çekim kuvveti süperiletkenin yüzeyi üzerinde dolanan süperakımdan dolayı ortaya çıkan manyetik alan (basınç) ile dengelenir [38].

2.4.2. I. ve II. Tip Süperiletkenlik

Abrikosov tarafından tanımlanan fenomenolojik teoriye göre $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ise süperiletken I. tip, $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ise II. tiptir. Buna göre, saf metal ve metal alaşımların oluşturduğu metalik süperiletkenler I. Tip iken başta HTS’ ler olmak üzere diğer süperiletken sistemlerin büyük çoğunluğu II. tiptir. Bu iki sınıf arasındaki temel fark, manyetik alana karşı verdikleri tepkilerde ortaya çıkar. I. tip süperiletkenler, kritik alan değerine kadar tamamen alanı dışlarken, II. tip süperiletkenler sadece küçük alan değerlerinde alanı tamamen, daha yüksek dış manyetik alanlarda ise alanı kısmen dışlarlar. Bu fark, süperiletken ve normal bölgeler arasındaki ara yüzey enerjisinin I. tip süperiletkenler için pozitif, II. tip süperiletkenler için ise negatif olmasından kaynaklanmaktadır. Bilindiği gibi, λ dış manyetik alanın sızma derinliğini verirken, Ginzburg Landau parametresi, ξ_{GL} , ψ düzen parametresinin değişimi ile meydana gelen karakteristik bir parametredir. Şekil 2.8, $\kappa \ll 1$ ve $\kappa \gg 1$ gibi iki limit değeri için I. tip ve II. tip süperiletkenler arasındaki farkı göstermektedir.



Şekil 2.8. Süperiletken-normal metal arayüzeyinde ψ düzen parametresi ve H manyetik alanının uzaysal değişimi **a)** $\kappa \ll 1$, **b)** $\kappa \gg 1$ [52].



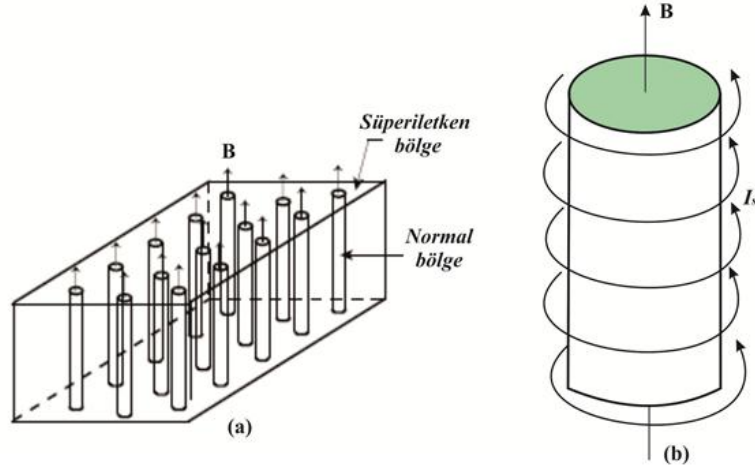
Şekil 2.9. a) I. tip süperiletkenler için $H_c(T)$ bağılılığı, b) II. tip süperiletkenler için $H_{c1}(T)$ ve $H_{c2}(T)$ bağılılıkları [51].

Yeterince güçlü alanlarda bozulan süperiletkenlik durumu için termodinamik kritik alan H_c 'nin sıcaklıkla değişimi;

$$H_c(T) \cong H_c(0)[1 - (T/T_c)^2] \quad (2.34)$$

ile verilmektedir. Burada $H_c(0)$; mutlak sıfırdaki kritik alan değeridir. Şekil 2.9a ve b, sırasıyla I. tip ve II. tip süperiletkenler için $H_c(T)$ bağılılığını göstermektedir. II. tip süperiletkenler, alt kritik alan $H_{c1}(T)$ ve üst kritik alan $H_{c2}(T)$ olmak üzere iki kritik alan değerine sahiptirler. Alt kritik alan değerinden daha düşük uygulanan alanlarda tıpkı I. tip süperiletkenler gibi davranarak alanı tamamen dışlarlar. $H_{c1}(T)$ alanının hemen üstündeki değerlerde manyetik alan süperiletken içerisine kısmen girmeye başlar. Bu, “*karışık durum*” olarak adlandırılır. Alan, düzgün örgü şeklinde “*vortex*” denilen mikroskobik filamentlerde süperiletken içerisine nüfuz eder.

Şekil 2.10’da gösterildiği gibi, her vortex süperiletken bölge tarafından çevrelenen ve içerisinde manyetik alanın büyüdüğü normal kollarından oluşur ve neredeyse dış manyetik alana paralel uzun silindirler şeklindedirler. Silindirlerin içerisinde süperiletkenlik düzen parametresi, ψ , sıfırdır ve silindirin yarıçapı, uyum uzunluğu, ξ_{GL} , seviyesindedir. Süperakım ise, $\sim \lambda$ yarıçaplı bölgedeki vortex etrafında dolandır [53]. $H > H_{c1}$ ’de II. tip bir süperiletkenin içerisine $\sim \xi_{GL}$ boyutunda vortekslerin sızması termodinamik olarak uygundur. Süperiletken içerisine vorteksler birbirlerinden $\sim \lambda$ mesafesinde sıralanırlar. Enerjik açıdan en uygun vorteks örgüsü üçgendir, şekil 2.11. Dış alan arttırıldığında vorteks örgüsü periyodik olarak azalır ve vortekslerin yoğunluğu artar.

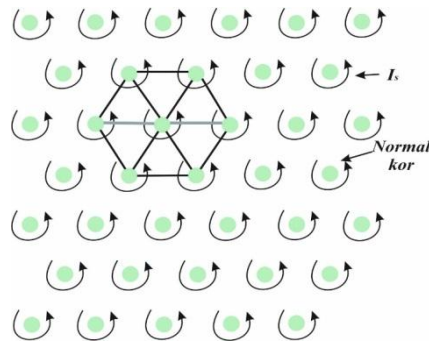


Şekil 2.10. a) II. tip bir süperiletkendeki vorteks yapısı. Uygulanan alan, alt kritik alan değerinden büyük ise paralel silindirik filamentlerin oluşumu **b)** Her vorteks süperiletken bölge tarafında çevrelenen normal bir bölgedir [53].

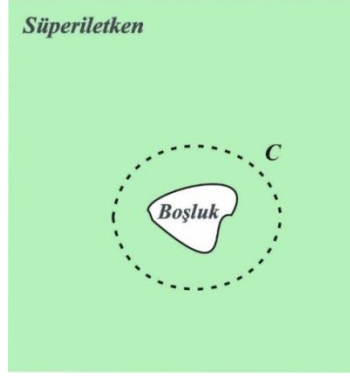
$H = H_{c2}$ ' de vorteks örgüsü, komşu vorteksler arasındaki mesafe azalınca kadar büyür. Bu durumda, vortekslerin normal kolları birbirleri ile iletişime geçerler ve düzen parametresi süperiletkenin toplam hacmi üzerinden sıfır olur. Bu durumda süperiletkenlik durumu baskılanır ve süperiletken normal duruma geçer.

2.4.3. Akı kuantizasyonu

Süperiletkenlerin kuantum doğası manyetik akının kendiliğinden kuantize olduğunu gösterir. Bilindiği gibi, kuantum teorisi enerji, spin, momentum gibi fiziksel niceliklerin kuantumlu olduğunu ifade eder. Süperiletkenlik durumu da makroskobik skalada meydana gelen bir kuantum durumu olduğundan, süperiletken durumu açıklayan bazı fiziksel niceliklerin de kuantumlu olmasını gerektirir.



Şekil 2.11. II. tip bir süperiletkenin karışık durumunda normal durumdaki vortekslerin düzenli bir üçgen örgü yapısı [53].



Şekil 2.12. Bir boşluk içeren süperiletken [38]. C ; temsili olarak seçilen yüzeyi çevreleyen eğri.

Şekil 2.12' te gösterildiği gibi, içerisinde boşluk olan bir süperiletkeni düşünelim. Manyetik alanın $T > T_c$ de boşluk duvarına paralel olacak şekilde süperiletkene uygulandığını varsayalım. Süperiletken $T < T_c$ ye soğutulduğunda, süperiletken olmayan boşlukta boşluğun dış yüzeyinde oluşan süperakım tarafından üretilen bir miktar manyetik akı donmuş olarak kalacaktır. Konvensiyonel bir süperiletkenin düzen parametresi $\psi(r) = (n_s/2)^{1/2} e^{i\theta(r)}$ olarak yazılır. Burada n_s ; süperiletkenlik elektronlarının yoğunluğu olup, düzen parametresinin normalize edilmesiyle elde edilir. $\theta(r)$ ise gerçekte uzayda periyodik bir fonksiyon ile verilen fazları ifade eder. Süperiletkenlerde n_n normal elektronları ve n_s süperiletken elektronları ifade etmektedir ve $T < T_c$ durumunda tüm elektronlar aynı özellikte olup bir faz uyumu gözlenirken $T > T_c$ için $\theta(r) = 0$ dır. Boşluk içeren bir süperiletkende düzen parametresinin boşluk etrafındaki salınımların integre edilmesi boşluk içerisinde manyetik akının neden kuantize olduğunu açıklar [51]. Kuantum mekaniğinde, akım yoğunluğu ifadesi;

$$J = \frac{1}{2m} [(-i\hbar\nabla\psi)^*\psi + \psi^*(-i\hbar\nabla\psi)] \quad (2.35)$$

ile verilir. Parçacıklar yüklü ve $\mathbf{A}$ vektör potansiyeli ile hareket ediyorsa, akım yoğunluğu ifadesi;

$$J = \frac{1}{2m} \{ [(-i\hbar\nabla - q\mathbf{A})\psi]^*\psi + \psi^*(-i\hbar\nabla - q\mathbf{A})\psi \} \quad (2.36)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlik (2.36)' da $\psi(r) = (n_s/2)^{1/2} e^{i\theta(r)}$ ifadesini yerine yazarak, her Cooper çiftinin kütlesini $2m$ ve yükünü $2e$ alırsak, süperakım yoğunluğu;

$$J = \frac{1}{c\Lambda} \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \nabla\theta - \mathbf{A} \right) \quad (2.37)$$

şeklinde “*genelleştirilmiş II. London eşitliği*” ifadesine indirgenir. Burada $\Lambda = m^2/n_s e^2$ ve $\phi_0 = \pi\hbar c/e$ ile verilen akı kuantumudur. Şekil 2.12' de gösterildiği gibi, C eğrisinin herhangi bir noktasında süperakım sıfırdır ve eğri boyunca integrali;

$$\oint \mathbf{A} dl = \frac{\phi_0}{2\pi} \oint \nabla\theta dl \quad (2.38)$$

şeklindedir. Eşitliğin sol tarafındaki ifade C eğrisi boyunca toplam akıya karşılık gelir. Yani, $\oint \mathbf{A} dl = \phi$ dir. Bu durumda;

$$\phi = \frac{\phi_0}{2\pi} \oint \nabla\theta dl \quad (2.39)$$

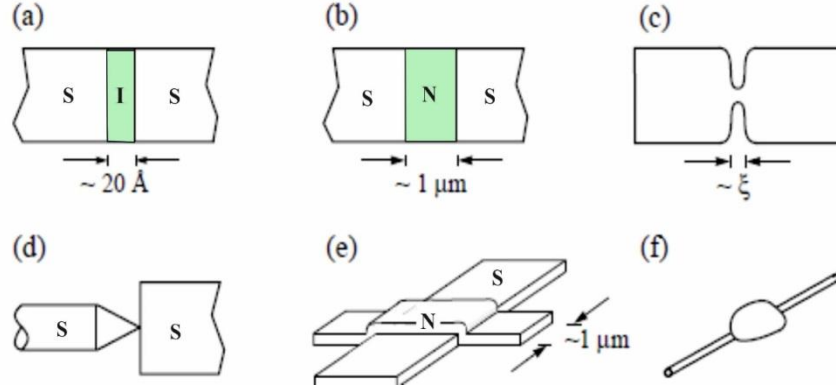
elde edilir. Düzen parametresi tek değerli olduğundan, θ ; 2π ile değişir ($2\pi n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$)) ve $e^{i(\theta+2\pi n)} = e^{i\theta}$ olduğundan,

$$\phi = \frac{\phi_0}{2\pi} 2\pi n = n\phi_0 \quad (2.40)$$

elde edilir[51]. Bu da bize C eğrisi boyunca boşluk içerisinde kalan manyetik akının daima ϕ_0 akı kuantumunun integraliolacağını göstermektedir.

2.4.4. Josephson Etkisi

1962 yılında Josephson birkaç nanometre kalınlığında ince yalıtkan bir tabaka ile ayrılmış süperiletkenler arasından Cooper çiftlerinin tünellemesiyle bir dc tünelleme akımının oluşabileceğini düşünmüştür. Teorik olarak düşünülen bu olay deneysel olarak gözlenmiş ve “*dc-Josephson etkisi*” olarak adlandırılmıştır. Josephson aynı zamanda sabit bir V voltajının etkisiyle eklem içerisinde Cooper



Şekil 2.13. Farklı zayıf bağlantı (weak-link) oluşumları; **a)** SIS tünelleme eklemi, **b)** SNS sandviç, **c)** mikro köprü, **d)** nokta kontakt eklemi, **e)** normal bir film ile süperiletken bir filmin zayıf bağlantısı, **f)** süperiletken tel üzerine küçük bir damla lehim ile oluşturulan zayıf bağlantı [38].

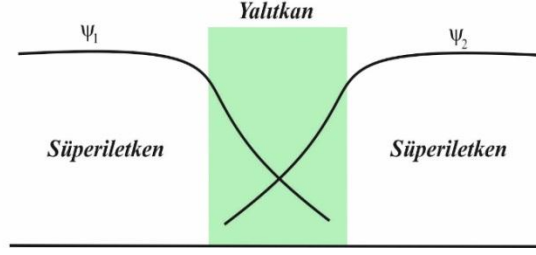
çiftlerinin radyo frekansı mertebesinde (rf) akım salınımları oluşturabileceğini ortaya çıkarmıştır. Dolayısıyla, bir dc voltajla birlikte rf voltajı uygulandığında, eklem içerisinde bir dc akımı oluşmaktadır. Süperakımın açısal frekansı $\omega_{JSEW} = 2eV/\hbar$ şeklinde olup, bu olay “ ac -Josephson etkisi” olarak adlandırmıştır. Josephson etkilerinin keşfi süperiletkenlerin teknolojiadaki uygulama alanlarında önemli roller üstlenmektedir. Aslında Josephson etkileri sadece tünelleme eklemlerinde değil aynı zamanda kritik akımların baskılandığı süperiletken devrelerin bazı kısımlarında “zayıf bağlantı (weak-link)” olarak adlandırılan farklı sistemler şeklinde de karşımıza çıkmaktadır [51]. Bazı “zayıf bağlantı” örnekleri Şekil 2.13’ de verilmiştir.

Josephson etkileri matematiksel olarak şu şekilde açıklanabilir; Örneğin, $T \ll T_c$ ’ de termodinamik dengede birbirine özdeş iki süperiletken ve arasında ince bir tabaka yalıtıcıdan oluşan bir süperiletken-yalıtıcı-süperiletken (SIS) eklemi göz önüne aldığımızda, süperiletkenlerin düzen parametreleri;

$$\psi_1(x) = \left(n_s/2\right)^{1/2} e^{i\theta_1(r)} \quad (2.41a)$$

$$\psi_2(x) = \left(n_s/2\right)^{1/2} e^{i\theta_2(r)} \quad (2.41b)$$

denklemleri ile ifade edilir [51]. Burada, n_s ; süperiletkenlik elektronlarının yoğunluğu θ_1 ve θ_2 ; süperiletken fazlardır.



Şekil 2.14. Süperiletken-yalıtkan-süperiletken eklemi [38].

Böyle bir sistemde düzen parametresi şekil 2.14’ de verildiği gibi yalıtkan bölgede bozulmaktadır. Burada süperiletkenlerin özdeş olması fermi seviyelerinin de özdeş olmasını gerektirir. İki süperiletken arasındaki potansiyel fark $V = (E_1 - E_2)/2e$ şeklindedir. Schrödinger denklemini her iki düzen parametresine uygulandığında;

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \hbar T \psi_2 \quad (2.42)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \hbar T \psi_1 \quad (2.43)$$

olarak elde edilir. Buradaki $\hbar T$ terimi yalıtkan içerisindeki transfer etkileşmesini ifade eder. T ; frekans boyutunda bir nicelik olup, ψ_1 ’ in ikinci bölgeye sızması veya ψ_2 ’ nin birinci bölgeye sızmasının bir ölçüsüdür.

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{1}{2} n_1^{-1/2} e^{i\theta_1} \frac{\partial n_1}{\partial t} + i\psi_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -iT\psi_2 \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \frac{1}{2} n_1^{-1/2} e^{i\theta_2} \frac{\partial n_2}{\partial t} + i\psi_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -iT\psi_1 \quad (2.45)$$

Eşitlik (2.44) $n_1^{1/2} e^{-i\theta_1}$ ile çarpılıp, $\theta_2 - \theta_1 = \delta$ yazılırsa;

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial n_1}{\partial t} + i n_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -iT(n_1 n_2)^{1/2} e^{i\delta} \quad (2.46)$$

olur. Benzer düzenleme eşitlik (2.45) için de yapılırsa;

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial t} + i n_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -iT(n_1 n_2)^{1/2} e^{-i\delta} \quad (2.47)$$

bulunur. (2.46) ve (2.47) eşitliklerinin reel ve imajiner kısımları ayrılırsa;

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = 2T(n_1 n_2)^{1/2} \sin \delta; \quad \frac{\partial n_2}{\partial t} = -2T(n_1 n_2)^{1/2} \sin \delta \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -T \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{1/2} \cos \delta; \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -T \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/2} \cos \delta \quad (2.49)$$

bulunur. Süperiletkenler özdeş oldukları için $n_1 \cong n_2$ olur. Denklem (2.48) ve (2.49)' usırasıyla kullanarak;

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{\partial n_1}{\partial t} \quad (2.50)$$

eşitliğine ulaşılır. Sonuç olarak, süperiletken çift arasındaki eklemenden geçen J akımı δ faz farkına bağlıdır ve bu bağlılık;

$$J = J_0 \sin \delta = J_0 \sin(\theta_2 - \theta_1) \quad (2.51)$$

eşitliği ile ifade edilir [49]. Buradaki J_0 akımı voltaj sıfır iken eklemenden geçebilecek maksimum akımdır. Dolayısıyla, herhangi bir voltaj uygulanmadan eklemenden geçen dc -akım faz farkına bağlı olarak $\mp J_0$ aralığında bir değer alır. Bu olay tam olarak “*dc-Josephson etkisi*” dir [53, 54]. Benzer şekilde eklem üzerine bir dc voltaj uygulandığında, elektron çifti eklemi geçerken qV kadarlık bir potansiyel farkına sahiptir. Elektron çiftolarak bulunduğundan $q = 2e$ ’ dir. Dolayısıyla, Schrödinger dalga denklemi;

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \hbar T \psi_2 - eV \psi_1 \quad (2.52)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \hbar T \psi_1 + eV \psi_2 \quad (2.53)$$

şeklindeki potansiyel farkı altında hareket eden çiftin hareket denklemini verecek şekilde düzenlenebilir. Eşitlik (2.44) ile (2.51)’ de yapılan işlemler tekrarlanırsa;

$$\frac{1}{2} \frac{\partial n_1}{\partial t} + i n_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = \frac{ie}{\hbar} V n_1 - iT(n_1 n_2)^{1/2} e^{i\delta} \quad (2.54)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial t} + i n_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -\frac{ie}{\hbar} V n_2 - iT(n_1 n_2)^{1/2} e^{-i\delta} \quad (2.55)$$

elde edilir. (2.54) ve (2.55) ifadeleri reel ve sanal olarak iki kısma ayrıldığında;

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = 2T(n_1 n_2)^{1/2} \sin \delta ; \quad \frac{\partial n_2}{\partial t} = -2T(n_1 n_2)^{1/2} \sin \delta \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = \frac{ie}{\hbar} V n_1 - T(n_1 n_2)^{1/2} \cos \delta ; \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -\frac{ie}{\hbar} V n_1 - T(n_1 n_2)^{1/2} \cos \delta \quad (2.57)$$

bulunur. Bu denklemlerin, *dc-josephson* etkisindeki eşitlik (2.49)' dan tek farkı $eV/\hbar$ terimidir. Benzer şekilde $n_1 \cong n_2$ olduğundan, eşitlik (2.57) kullanılarak;

$$\frac{\partial(\theta_2 - \theta_1)}{\partial t} = \frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{2eV}{\hbar} \quad (2.58)$$

bulunur. Eşitlik (2.54) integre edildiğinde faz farkı;

$$\delta(t) = \delta(0) - (2eVt/\hbar) \quad (2.59)$$

olur ve süperiletkenlik akımı;

$$J = J_0 \sin[\delta(0) - (2eVt/\hbar)] \quad (2.60)$$

şeklinde yazılabilir. Bu olay “*ac-Josephson etkisi*” olarak tanımlanmaktadır [49]. Ekleme uygulanan voltaj sıfırken *dc*-akım I_c kritik akım değerine kadar geçer. Sabit bir voltaj ekleme uygulandığında, $\omega = 2eV/\hbar$ frekansına sahip Cooper çiftlerinin *ac*-akımı eklem kesitinden akacaktır. 1 mV olarak uygulanan *dc*-voltaj, $\nu = \omega/2\pi = 2eV/\hbar = 483,6$ GHz' lik bir frekansa neden olur. Her zaman bir Cooper çifti eklem bariyerinden geçerken $\hbar\omega = 2eV$ enerjili bir foton yayar. Bu durum deneysel olarak da doğrulanmıştır ve terahertz olayının da çıkış noktası olarak kabul edilmektedir [38].

2.5. Süperiletken Sistemler

Süperiletkenlik kavramının keşfedildiği günden itibaren bilinen süperiletken malzemelerin sayısı yüzlerle ifade edilmektedir. 1980' li yıllara kadar süperiletkenlik, “konvensiyonel” ve “konvensiyonel olmayan” terimleri ile ifade edilmiştir. Cooper çiftinin toplam spin “ S ” ve toplam açısal momentum “ L ” değerleri süperiletkenlerin konvensiyonel olup olmadıkları hakkında bilgi vermektedir.

Konvensiyonel süperiletkenlerde elektronlar örgü titreşimleri aracılığı ile birbirleriyle etkileşirler. Bir Cooper çiftinin iki elektronu, çiftin toplam açısal momentum değeri “ L ” ile toplam spin açısal momentumu “ S ” değerinin sıfırlandığı bir durumu oluştururlar. Bu olayı, bir s dalgası olarak $L = 0$ değerine sahip olan çift durumu şeklinde ifade edebiliriz ve bu durum izotropiktir. Konvensiyonel süperiletkenlerin bir diğer kriteride manyetik olmamalarıdır. Genellikle, manyetik düzen ve süperiletkenlik, Ru-bazlı süperiletkenlerin keşfine kadar birbirine zıt iki kutbu temsil eden kavramlar olarak düşünülmüştür [55]. Ancak, 2001 yılından itibaren her iki durumun birlikte bulunabileceği gözlenmiştir.

Süperiletken malzemeler daha sonra kristal yapılarına ve sergiledikleri süperiletkenlik mekanizmalarına göre de sınıflandırılarak üç farklı süperiletkenlik grubu elde edilmiştir. Birinci grup; elementel süperiletkenler, ikinci grup; süperiletken alaşım/metalik bileşikler, üçüncü ve son grupta yüksek sıcaklık (HTS) süperiletken sistemler (oksit bazlı) şeklinde sıralanmaktadır [38].

2.5.1. Elementel Süperiletkenler

Süperiletkenlerin ilk grubunun süperiletkenlik mekanizmaları BCS teorisi ile açıklanabilmektedir. Elementel süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları genel olarak 10 K' in altında olup I. tip süperiletkenler olarakta isimlendirilirler. Bu gruptaki süperiletkenler düşük kritik sıcaklık ve kritik alan değerlerinden dolayı teknolojik uygulamalar açısından çokta uygun değildir. Periyodik tablodaki kimyasal elementlerin büyük çoğunluğu metalik formda çok düşük sıcaklıklarda süperiletken durumuna geçebilmektedirler. Bu tür süperiletkenlerin önemli olanları Tablo 2.1' de verilmiştir. Ancak, oda sıcaklığında elektriği mükemmel ileten Cu, Ag ve Au gibi soy metaller süperiletken duruma geçememektedir.

Tablo 2.1. Bazı elementel süperiletkenler için kritik sıcaklık, $T_c(K)$, sızma derinliği, $\lambda(0)$, uyum uzunluğu, $\xi_c(0)$, ve kritik alan, $H_c(T)$, değerleri [38].

Element	$T_c(K)$	$\lambda(0) (\text{\AA})$	$\xi_c(0) (\text{\AA})$	$H_c(T)$
Al	1.1	500	16000	0.01
Pb	7.2	390	830	0.08
Sn	3.7	510	2300	0.03
In	3.4	640	4400	0.03
Tl	2.4	920	-	0.02
Cd	0.56	1300	7600	0.003

Bu tür süperiletkenler genel olarak katı hallerinde süperiletkendir, ayrıca bazıları da normal basınçta süperiletken değilken belirli bir değerde basınç uygulandığı takdirde süperiletkenlik gösterebilmektedir. Bunun en iyi örneklerinden bir kaç; Fe, Si ve Ge gibi yarıiletken özellik sergileyen elementlerin yüksek basınç altında süperiletken davranış göstermeleridir. Bu şekilde basınç altında süperiletkenlik gösteren elementlerin belirlenmiş özellikleri de Tablo 2.2’ de verilmektedir.

Tablo 2.2. Sadece yüksek basınç altında süperiletkenlik gösteren elementel süperiletkenler [46].

Element	$T_c(K)$	Basınç(kbar)	Ref
As	0.5	120	[56]
B	6	1750	[57]
Ba	5.1	>140	[58]
Bi II	3.9	>26	[59]
Bi III	7.2	>27	
Bi V	8.5	>78	
Ce	1.7	>50	[60]
Cs	1.5	100	[61]
Fe	2	150-300	[62]
Ge	5.4	>110	[63]

Element	$T_c(K)$	Basınç(kbar)	Ref
Li	20	500	[64]
Lu	0.02-1.1	45-180	[65]
O	0.6	1000	[66]
P	4.6-6.1	>100	[67]
S	17	1600	[68]
Sb	3.6	>85	[69]
Se	6.9	>130	[70]
Si	6.7	>120	[63]
Te	4.5	>43	[71]
Y	1.5-2.7	120-160	[61]

2.5.2. Süperiletken Alaşım ve Metalik Bileşikler

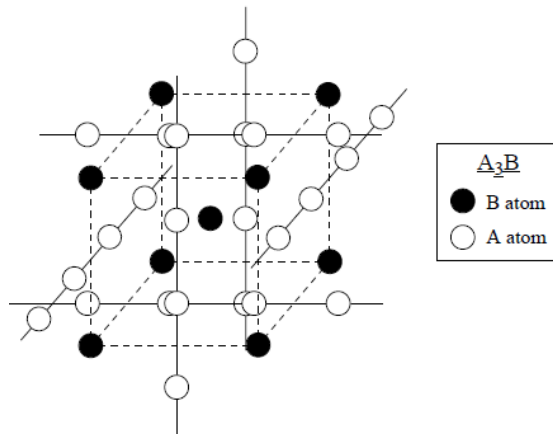
Süperiletken sistemlerin ikinci grubunu oluşturan süperiletken alaşım ve bileşikler, genellikle düşük boyutlu ve manyetik veya olmayan çok sayıda süperiletkenlerden oluşabilmektedir [72]. Bu gruptaki süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları 40 K’ den daha az olup kritik alan değerleri bazıları için 15-20 T değerini aşabilmektedir. II. tip süperiletkenlik davranışı da sergileyebilen bu gruptaki

Tablo 2.3. *A15 yapısına sahip süperiletkenler ve özellikleri* [46, 72, 73].

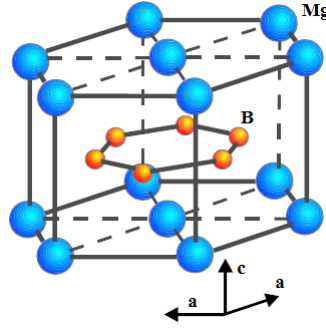
Element	$T_c(K)$	$\lambda(0) (nm)$	$\xi_c(0) (nm)$	$H_{c2}(T)$
V_3Ge	6	65	-	-
V_3Ga	14.2-14.6	65	4	23
V_3Si	17.1	70	4	23
Nb_3Sn	18.3	80	4	24
Nb_3Ge	23.2	80	3	38

süperiletkenlerin çoğu çeşitli teknolojik uygulamalar için kullanılmaktadır. Bu grubun iyi bilinen temsilcileri A15 (A_3B) tipi süperiletkenler ile MgB_2 sistemidir. Geleneksel (konvensiyonel) olarak ta bilinen bu süperiletkenlerin en eskileri Nb_3Ge ve Nb_3Sn ' dir, süperiletken magnet yapımı için önemli malzemelerdir ve fiziksel özellikleri Tablo 2.3' te verilmiştir. Şekil 2.15' de, A15 süperiletkenlerinin genel kristal yapısı verilmiştir. A atomları bir boyutlu ortagonal üç zinciri oluşturan küpün yüzeylerinde konumlanırken, B atomları hacim merkezli kübik alt örgüyü oluşturur. Ortagonal zincirler kesişmez ve zincirdeki A atomları arasındaki mesafe zincirler arasındaki mesafeden yaklaşık % 20-25 oranında daha kısadır [38].

Bu grup içerisinde Nb_3Os gibi 1 K gibi düşük sıcaklıkta süperiletkenlik sergileyen veya Nb_3Sb gibi hiç süperiletkenlik göstermeyen diğer alaşımlar da olmasına rağmen A15 yapısı oldukça önemlidir [72,74]. Öyleki, yapıda yer alan bir boyutlu zincirler elektronik durum yoğunluğunda keskin pikler vermektedirler. BCS teorisine göre, bu durum süperiletkenlik mekanizması açısından önemlidir. Çünkü Fermi enerjisi durum yoğunluğu böyle bir pik bölgesinde konumlandırılırsa iki etki beklenebilir: Birincisi, elektron-fonon etkileşmesinin çok güçlü olması, diğeri Fermi enerjisindeki durum yoğunluklarının sıcaklığa güçlü şekilde bağlı olmasıdır. Bu düşünceler Nb_3Sn ve V_3Si gibi malzemelerin elastik yapıları ile doğrulanmıştır [46].



Şekil 2.15. *A₃B bileşiklerinin kristal yapısı* [38].



Şekil 2.16. MgB_2 'ın kristal yapısı [75].

2001 yılında Akimitsu ve grubu tarafından MgB_2 'ın ~ 39 K' de süperiletken olduğunun bulunması bu malzemelere olan ilgiyi önemli ölçüde artırmıştır [76]. Şekil 2.16' da görüldüğü gibi, MgB_2 çok basit krsital yapıya sahip olup, c-ekseni boyunca sıralanan Mg ve B tabakalarından oluşmaktadır. Mg tabakaları üçgen örgü düzlemlerinden oluşurken, B tabakaları grafitte benzer şekilde hegzagonal bal peteği örgü düzlemlerinden oluşur. Bu düzlemler iki boyutlu yapıya sahiptir ve bunun bir sonucu olarak iki boyutta süperiletkenlik göstermektedirler. B tabakalarındaki komşu B atomları arasındaki mesafe yaklaşık olarak 0.178 nm ve Mg tabakalarındaki komşu Mg atomları arasındaki mesafe yaklaşık olarak 0.3086 nm' dir. Mg atomları, hegzagonal köşegenlerin merkezine yerleştirilirken, B atomları 60° döndürülen iç hegzagonda bulunurlar. Bu yapı, AlB_2 -tipi olarak da ifade edilmektedir [76].

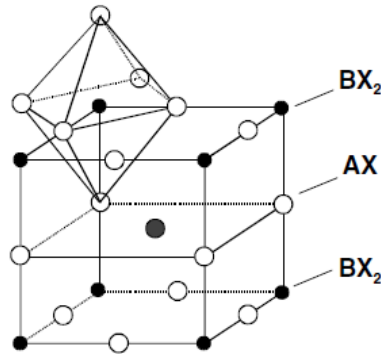
Tablo 2.4. MgB_2 'nin önemli süperiletkenlik parametreleri [76].

Parametreler	Değerleri
$T_c(K)$	$T_c \approx 39$ K
Örgü Parametreleri	$a = 0.3086$ nm $c = 0.3524$ nm
Taşıyıcı Yük Yoğunluğu	$n_s = 1.7 - 2.8 \times 10^{23}$ holes/cm ³
α_T	$\alpha_T = \alpha_B + \alpha_{Mg} = 0.3 + 0.02$
$H_{c2}(T)$	$H_{c2} // ab(0) = 14 - 39$ T $H_{c2} // c(0) = 2 - 24$ T
$H_{c1}(T)$	$H_{c1}(0) = 27 - 48$ mT
$H_{irr}(T)$	$H_{irr}(0) = 6 - 35$ T
J_c	$J_c = (4.2$ K, 0 T) $> 10^7$ A/cm ²
$\xi_c(0)$ (nm)	$\xi_{ab} = 3.7 - 12$ nm $\xi_c(0) = 1.6 - 3.6$ nm
$\lambda(0)$ (nm)	$\lambda(0) = 85 - 180$ nm
$\Delta(0)$	$\Delta(0) = 1.8 - 7.5$ meV

II. tip süperiletken olan MgB_2 çok düşük normal durum direncine sahip olup, örneğin 4.2 K' deki direnci diğer A15 süperiletkenleri ile karşılaştırıldığında Nb_3Ge ' un normal durumdaki direncinden ~20 kat daha küçüktür. MgB_2 ' de süperiletkenlik B tabakalarında meydana gelir ve elektron-fonon etkileşimlerinin önemli rol oynadığı bulunmuştur [38]. MgB_2 ' in önemli süperiletkenlik parametreleri Tablo 2.4' de özetlenmiştir. Bakır-tabanlı süperiletkenlerden farklı olarak MgB_2 ' in düşük anizotropiye, büyük uyum uzunluğa ve tanecik sınırlarında saydamlığa sahip olması MgB_2 ' in teknolojik uygulamalar için avantajlı olduğunu göstermektedir.

2.5.3. Yüksek Sıcaklık (HTS) Süperiletkenler

Bir yada daha fazla CuO_2 düzlemine sahip olan sistemler yüksek sıcaklık (HTS) süperiletkenler olarak bilinmektedir. Gerçekte oksitler, elektriksel olarak yalıtkan materyallerdir. Ancak, CuO_2 düzlemlerine sahip HTS süperiletkenler bilinen en yüksek geçiş sıcaklıklarına sahip malzemelerdir. HTS süperiletkenlerin kristal yapısı Şekil 2.19' da görüldüğü gibi genel olarak ABX_3 ideal perovskite yapıya dayanır. A ve B atomları pozitif yüklü katyonlar ve X atomları ise negatif yüke sahip metal olmayan anyonlardır. B atomları oktahedral şeklindeki X atomları ile çevrelenmiştir [53]. Yüksek derecede anizotropik özellik gösteren perovskite yapı, HTS malzemelerin fiziksel özellikleri üzerinde büyük etkiye sahiptir [38]. Farklı sıcaklıklarda süperiletkenlik sergileyen HTS malzemeler kimyasal formüllerine göre çeşitli gruplara ayrılırlar. Genel olarak geçiş sıcaklıkları, birim hücre başına sahip oldukları CuO_2 düzlemlerinin sayısı ile ilişkilidir. Bu durum Tablo 2.5' de verilmektedir [38]. Aynı ailenin birer üyesi olan HTS malzemelerde geçiş sıcaklıkları genel olarak CuO_2 düzlemlerinin sayısı arttıkça yükselmektedir.



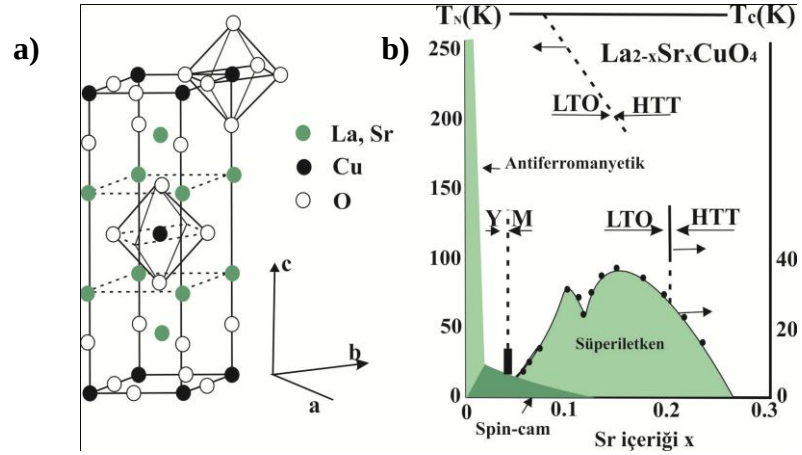
Şekil 2.17. Perovskite bileşiklerin genel kristal yapısı [46].

Tablo 2.5. *En çok bilinen ve HTS malzemelerin süperiletkenlik özellikleri ve CuO₂düzlemlerinin sayısı [51].*

<i>HTS aileler</i>	<i>CuO₂ düzlemleri sayısı</i>	<i>T_c (K)</i>	<i>Kısaltmalar</i>
La_{2-x}Sr_xCuO₄	1	38	LSCO
Nd_{2-x}Ce_xCuO₄	1	24	NSCO
YBa₂Cu₃O_{6+x}	2	93	YBCO
Bi₂Sr₂CuO₆	1	10-15	Bi2201
Bi₂Sr₂CaCu₂O₈	2	90	Bi2212
Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀	3	110	Bi2223
Tl₂Ba₂CuO₆	1	95	Tl2201
Tl₂Ba₂CaCu₂O₈	2	105	Tl2212
Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀	3	125	Tl2223
Tl₂Ba₂Ca₂Cu₄O₁₁	3	128	Tl1224
HgBa₂CuO₄	1	98	Hg1201
HgBa₂CaCu₂O₈	2	128	Hg1212
HgBa₂Ca₂Cu₃O₁₀	3	134	Hg1223

Süperiletkenlik CuO₂ düzlemlerinde oluşmaktadır ve bundan dolayı CuO₂ düzlemlerinin yapısal parametreleri en fazla kritik sıcaklığı etkiler. CuO₂ düzlemleri yapıda basit tetragonal formdadır ve her bir Cu iyonu dört O iyonuna bağlıdır. CuO₂ tabakaları Bi, O, Y, Ba, La,... gibi CuO₂ düzlemlerine yük taşınmasını sağlayan tabakaları ile birbirlerinden ayrılırlar. Ayrıca CuO₂ tabakaları arasında yer alan diğer tabakalar genellikle yük rezervuarı olarak dabilinirler.

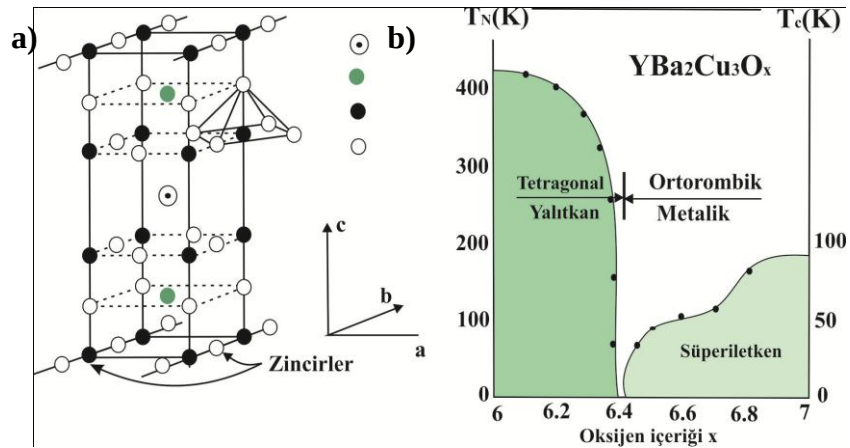
İlk keşfedilen yüksek sıcaklık süperiletkeni ~38 K’ de geçiş gösteren LSCO süperiletken sistemidir. Tetragonal birim hücre yapısına sahiptir ve iki adet La (Sr), bir Cu ve dört O atomu içerdiği için 214 yapısı olarakda bilinir, şekil 2.18a. Bu sistemde CuO₂ düzlemleri yük rezervuarı oluşturan iki adet LaO düzlemi ile ayrılmıştır. Sistemde O²⁻, La³⁺ valans durumundayken Cu atomu yük nötralliğini sağlamak amacıyla bir 4s ve bir de d elektronunu kaybederek Cu²⁺ durumuna geçer. Bu durum d kabuğunda bir boşluk yaratır ve Cu²⁺ sistemde 1/2net spine sahip olur. Şekil 2.18a’ da görüldüğü gibi, c-ekseni boyunca iletkenlik düzlemindeki her bir Cu atomu alt ve üstünde birer O atomuna sahiptir. Bunlar “tepe elektronları” olarak adlandırılır ve Cu iyonları O atomları ile çevrelenen oktahedral yapıdadır. LSCO sistemine ait faz diyagramı şekil 2.18b’ de gösterilmektedir. Yüksek Sr katkısı için, 0.02 ≤ x ≤ 0.08, uzun menzilli bir antiferromanyetik düzen yoktur. Ancak, çok



Şekil 2.18. a) LSCO süperiletken sisteminin kristal yapısı, b) Faz diyagramı [38, 77].

düşük sıcaklıklarda spin-cam fazı bulunmaktadır. $\sim 0.04-0.05$ te yalıtkan-metal geçişi meydana gelmekte ve La ve Sr yerdeğişimi ile yüksek sıcaklık tetragonal fazdan (HTT) düşük sıcaklık ortagonal faza (LTO) veya tersi olacak şekilde dönüşümü mümkündür [38].

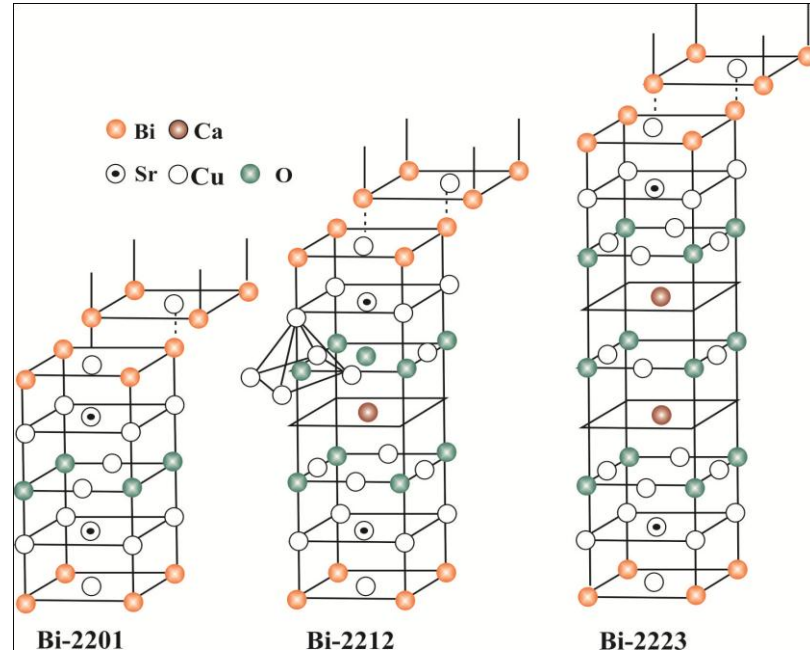
Bir diğer yüksek sıcaklık süperiletkeni olan YBCO, 77 K' in üzerinde süperiletkenlik geçiş gösteren ilk sistemdir. Şekil 2.19a' da gösterildiği gibi, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ sistemi ortorombik birim hücreye sahiptir. Sistemde CuO_2 düzlemleri $\text{CuO}_2\text{-Y-CuO}_2$ şeklinde tek bir Y atomu ile ayrılmıştır ve düzlemdeki her Cu iyonu beş O iyonunun oluşturduğu piramit ile çevrelenmektedir. Aynı zamanda yapı BaO düzlemlerini ve bir boyutta CuO zincirlerini de içermektedir. Şekil 2.19b' de verilen YBCO sisteminin genel faz diyagramına göre, yapı düşük sıcaklıklarda tetragonal durumdadır ve oksijen içeriği 6.4 değerine geldiğinde antiferromanyetik düzen ortadan kaybolarak süperiletken faz oluşmaya başlar.



Şekil 2.19. a) YBCO süperiletken sisteminin kristal yapısı [38], b) faz diyagramı [38, 78].

Yapıdaki O içeriği 6.95 olduğunda maksimum T_c gözlenir. Bu yüzden katkılama genel olarak CuO zincirlerini oluşturan O atomlarına yapılır. Bu şekilde yapıdaki oksijen atomları 6' dan 7 değerine doğru artırılabilir. CuO zincirleri yük deposu gibi davranır ve iletkenlik sağlanır. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ' da birim hücre tetragonal iken yapıdaki O içeriği artırıldığında ise ortagonal simetriye sahip süperiletken sistem oluşur [38].

YBCO' dan hemen sonra keşfedilen Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemi en genel haliyle $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{4+2n+y}$ ($n = 1,2,3$) genel formülünde üç farklı süperiletken faza sahiptir. Bi-2201, Bi-2212 ve Bi-2223 şeklinde ifade edilen bu üç faz sırasıyla ~ 10 , ~ 90 ve ~ 110 K de geçiş sıcaklıklarına sahiptirler [79, 80]. Şekil 2.20' de gösterildiği gibi, bu üç faz iki birim hücreyi paylaşan tetragonal yapıdadır. Bu fazların birim hücreleri, $(1/2, 1/2, z)$ kayması ile dizilen çift Bi-O düzlemlerini içerirler. Yani, bir düzlemdaki Bi atomu, diğer ardışık düzlemdaki O atomunun altına yerleşir. Bi-2201 fazı Ca tabakası içermezken, Bi2212 ve Bi-2223 fazlarında CuO_2 düzlemlerinin içerisinde Ca tabakası bulunmaktadır. Aynı zamanda, Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemindeki bu fazlar içerdikleri CuO_2 düzlemlerinin sayısına ve düzlemler içerisinde Cu atomlarının koordinasyonuna göre farklılıklar göstermektedirler. Buna göre Bi-2201, Bi-2212 ve Bi-2223 fazları c-ekseni boyunca sırasıyla 1, 2 ve 3 tane CuO_2 düzlemine sahiptirler buna bağlı olarak c-ekseni uzunlukları 24.6, 30.6 ve 37.1 Å olarak değişmektedir. Bununla birlikte, Bi-2201 fazında Cu atomları O atomları ile bir oktahedral koordinasyon oluşturlarken, Bi-2212 fazında Cu atomları beş O atomu ile çevrelenen piramidal yapıyı sergiler.

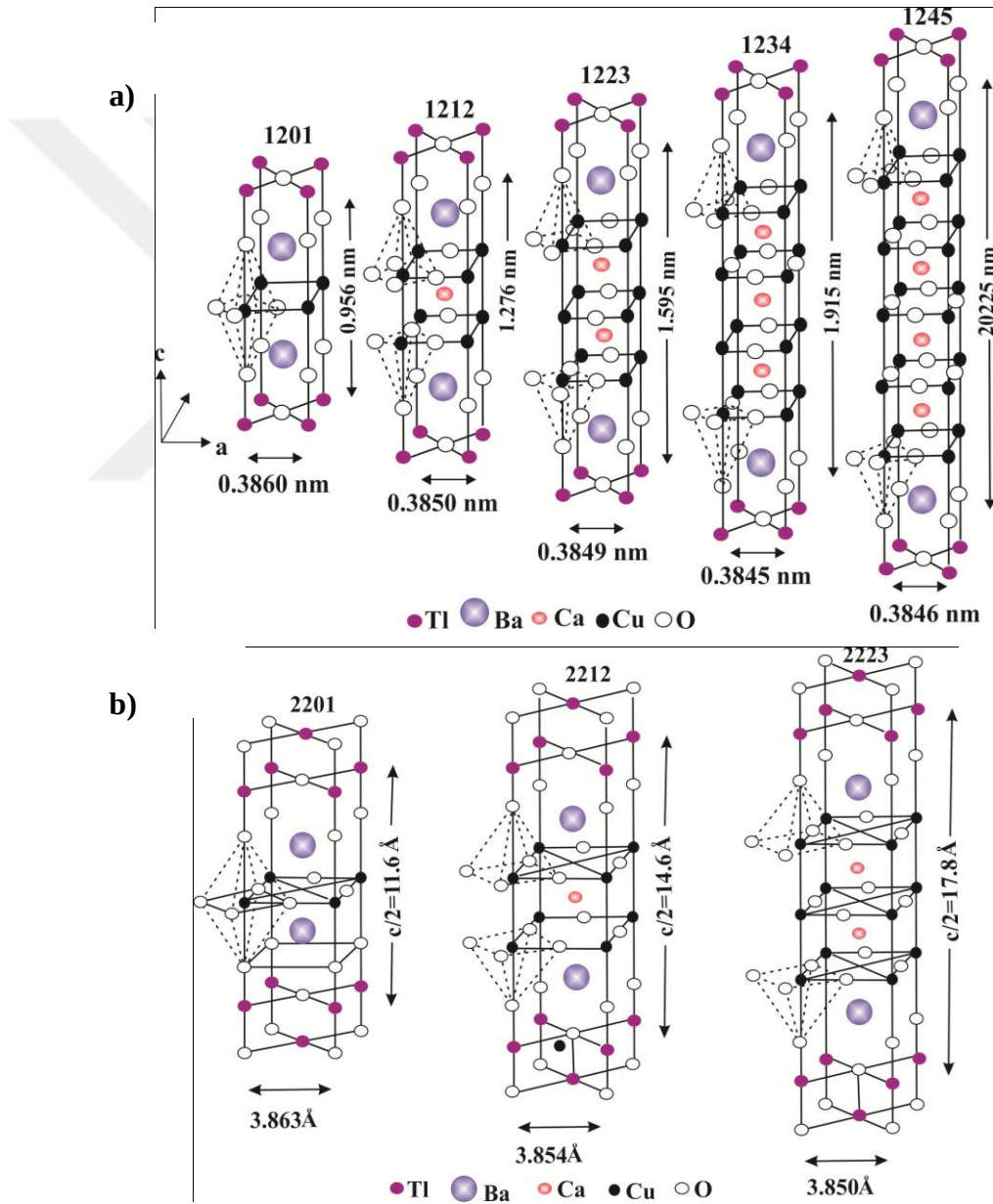


Şekil 2.20. Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemindeki üç faza ait tetragonal kristal yapı [81].

Bi-2223 fazında ise Cu atomları iki koordinasyona sahiptir. Bunlar, iki Cu atomunun kare düzlemsel düzende dört O atomu ile bağlandığı ve diğeri ise bir Cu atomunun piramidal düzende beş O atomu ile bağlandığı durumlardır [82].

Bi' un Tl ile ve Sr' un da Ba ile yer değiştirmesi sonucu elde edilen Tl-2201, Tl-2212 ve Tl-2223 şeklinde ifade edilen Tl-bazlı HTS yapıları birbirine çok benzerdir [83].

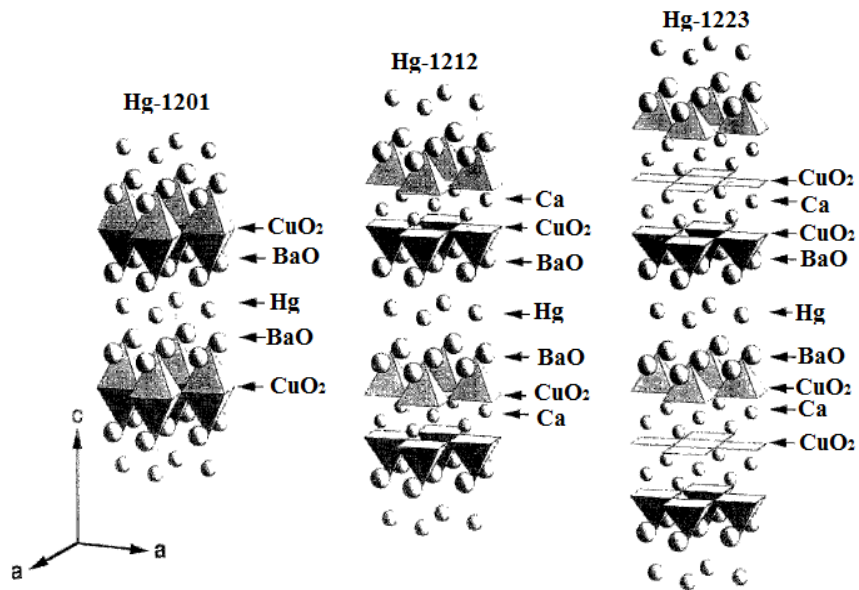
İki farklı seri ve 10 farklı faza sahip olan Tl-bazlı HTSkristal yapıları şekil 2.21a ve b' de gösterilmektedir. Buna göre, ilk seri bir Tl-O tabakası içeren ve $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3}$ ($n=1-5$) genel formülü ile ifade edilen sistemlerdir. İkincisi ise, iki tane Tl-O içeren $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ ($n=1-3$) sistemidir.



Şekil 2.21. Tl-bazlı HTS kristal yapıları **a)** $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3}$ genel formülü ile verilen seri, **b)** $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ genel formülü ile verilen seri [82].

Tl-bazlı sisteme ait fazlar en genel haliyle Tl-1201, Tl-1212, Tl-1223, Tl-1234, Tl-1245, Tl-1256, Tl-2201, Tl-2212, Tl-2223 ve Tl-2234 şeklinde ifade edilmektedirler. Bu fazların tamamı tetragonal yapıdadırlar. $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ sisteminde $(\text{Tl-O})(\text{Tl-O})(\text{Ba-O})(\text{Cu-O})(\text{Ba-O})(\text{Tl-O})(\text{Tl-O})$ düzeninde bir adet CuO_2 düzlemi bulunmaktadır. $\text{Tl}_2\text{B}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ sisteminde ise arasında bir adet Ca tabakası bulunduran iki adet Cu-O tabakası mevcuttur. $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ sistemine benzer şekilde Tl-O tabakaları Ba-O tabakalarının dışında bulunur. $\text{Tl}_2\text{B}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sisteminde ise her birinin arasında Ca tabakalarını bulunduran üç adet CuO_2 tabakası mevcuttur. Tl-bazlı sistemin süperiletkenlik geçiş sıcaklığının ilk olarak Ca içermeyen fazlarda 80 K' in altında olduğu, Ca ilavesi ile 100 K' in üzerine artış gösterdiği ve son olarak süperiletkenlik geçiş sıcaklığının CuO_2 tabakalarındaki artış ile $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sisteminde 125 K' e arttığı bulunmuştur [83].

$\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$ (Hg-1201), $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ (Hg-1212) ve $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ (Hg-1223) sistemleri Tl ile Hg' nin yer değiştirmesi sonucu elde edilmiştir. Tl-1201, Tl-1212 ve Tl-1223 fazlarının kristal yapıları ile büyük benzerlikler sergileyen kristal yapıları şekil 2.22' de verilmiştir [84]. Tetragonal birim hücreye sahip olan Hg-1201, Hg-1212 ve Hg-1223 sistemlerinin süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları sırasıyla 94 K, 128 K ve 134 K' dir. Yüksek basınç altında Hg-1223 sisteminin süperiletkenlik geçiş sıcaklığının 164 K' e kadar yükseldiği görülmüştür. Bu durum Hg-bazlı sistemlerde T_c ' nin kristal yapıdaki çok küçük değişimlere dahi duyarlı olduğu göstermektedir [85]. Bununla birlikte, sistemde O içeriğindeki küçük bir değişim de önemli farklılıklara yol açabilmektedir [86].

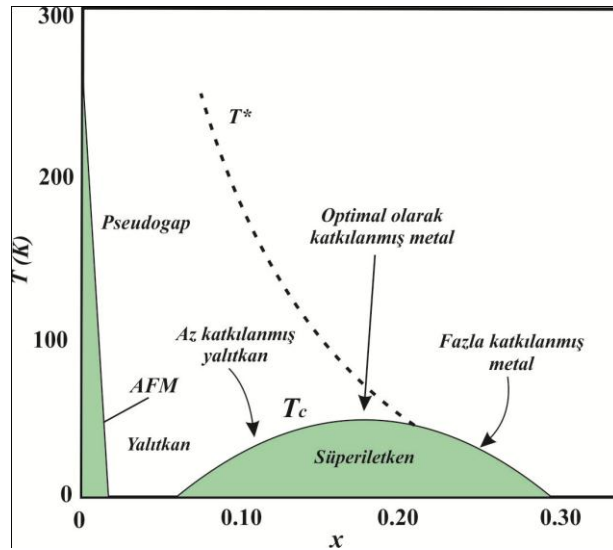


Şekil 2.22. Hg- bazlı HTS sistemin üç fazına ait kristal yapılar [47].

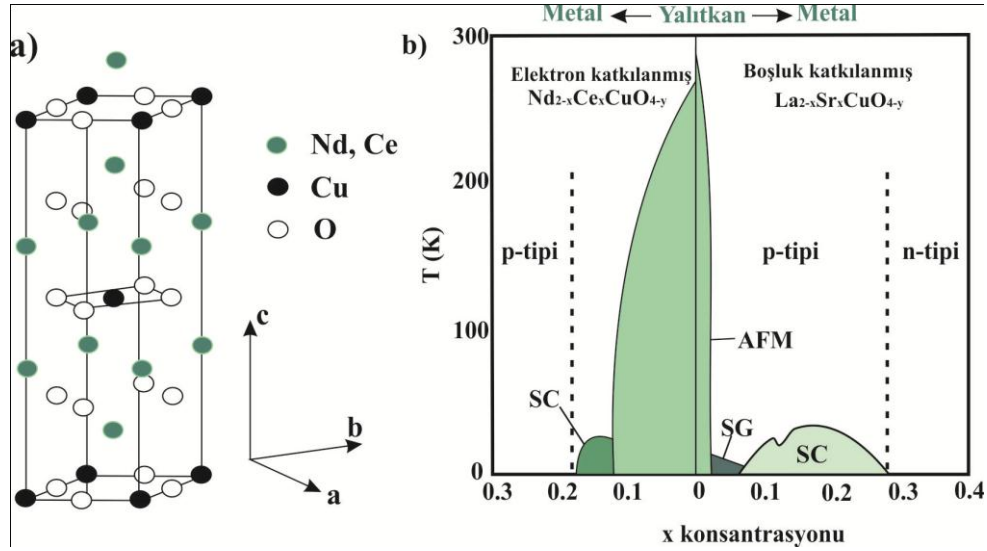
Örneğin, Hg-1201 fazında fazla oksijeni uzaklaştırmak için tavlama prosedürünün değiştirilmesi T_c 'nin 59 K' e kadar düşmesine neden olur. Bu durum Tl-bazlı sistemlerin kristal yapıları ile çok benzer olmasına rağmen Tl-bazlı sistemlerle kıyaslandığında, Hg-bazlı sistemlerde O-Hg bağlarının Tl-O bağlarından oldukça zayıf olmasından kaynaklanmaktadır. Aynı zamanda, Hg-bazlı sistemlerde O içeriğinin fazla olması, yük rezervuar tabakalarını da değiştirir [87].

Ancak, tüm bu yüksek geçiş sıcaklığı değerlerine rağmen Tl-bazlı ve Hg-bazlı sistemlerin teknolojiye kullanımları neredeyse hiç olmamaktadır. Bunun sebebi her iki malzemeninde toksik özelliklere ve yüksek anizotropiye sahip olmalarıdır. Bu sebeple hacimsel veya mikro düzeyde üretimi çok fazla yapılmamaktadır.

HTS materyallerde süperiletkenlik katkılamlara önemli oranda bağlıdır ve katkılama parametresine bağlı olarak verilen faz diyagramları birbirlerine oldukça benzerdir. Şekil 2.23' de değişik fazları içeren HTS malzemeler için genel faz diyagramı verilmiştir. Bu sistemler sıfır katkılama yakınında antiferromanyetik bir faza sahiptirler ve bunu yalıtkan faz takip eder. Belirli bir katkılama aralığında metalik fazın altında süperiletken faz oluşur ve son olarak artan katkılamlarla T_c tekrar sıfıra düşer [38]. Süperiletkenlik en yüksek T_c 'ye karşılık gelen optimal katkılama seviyesinde gözlenir. Diyagramda tümsek şeklindeki eğrinin üst tarafı konvensiyonel olmayan metalik bölgeyi temsil eden normal durumdur. Kesikli çizginin sağ tarafı daha çok normal metalik özelliklere sahipken sol tarafındaki bölge metalik özellikler sergileyen "*pseudogap bölgesi*" olarak ifade edilir [88].



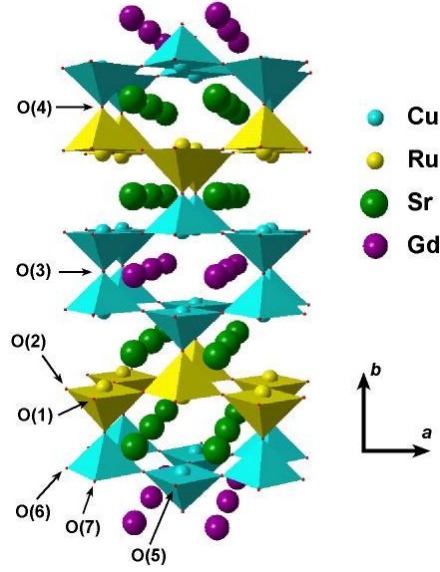
Şekil 2.23. Tl/Bi/Hg-tabanlı yüksek sıcaklık süperiletkenlerin katkılama oranına bağlı genel faz diyagramı [51].



Şekil 2.24. a) NCCO süperiletken sisteminin kristal yapısı, b) faz diyagramı [38].

Yüksek sıcaklık (HTS) sistemlerin bir diğeri de NCCO olarak ifade edilen ve ~24 K' de geçiş gösteren Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y} sistemidir. Elektron katılanmış olan NCCO' nun kristal yapısı LSCO sistemine benzer olup, tetragonal birim hücre yapısı şekil 2.24a' da görülmektedir. NCCO sisteminde Nd³⁺ ile Ce⁴⁺ iyonu yer değiştirdiğinde CuO₂ düzlemlerinde elektron fazlalığı meydana gelir ve eklenen elektronun da d kabuğunda bir boşluk oluşturduğu düşünülür. NCCO sisteminde Ce içeriği $x \cong 0.14$ ve 0.18 değerleri arasında gözlenir. NCCO sistemine ait faz diyagramı, LSCO sisteminin faz diyagramı ile karşılaştırmalı olarak şekil 2.24b' de gösterilmektedir. İki faz diyagramının da çok benzer olduğu, Neel sıcaklığında antiferromanyetik bir davranış sergiledikleri ve x değeri arttığında süperiletken fazın antiferromanyetik faza daha yakın olarak ortaya çıktığı görülmektedir [38].

Süperiletkenlik ve manyetizmanın bir arada bulunduğu ilk sistem olan Ruthenyum bazlı materyallerinden RuSr₂(Gd,Sm,Eu)₂Cu₂O_{10-δ} (Ru-1222) sistemi 1997 yılında [89,90] ve RuSr₂GdCu₂O₈ (Ru-1212) sistemi 1999 yılında bulunmuştur [91-93]. "Ruthenocuprate" denilen bu sistemler, cuprate süperiletkenler ile stronsyum ruthenat'ın bir karışımı olarak düşünülür. Dolayısıyla, cuprate süperiletkenler ile ortak özellikleri olabileceği gibi birçok farklılıklara da sahiptirler. Ru-1212 fazı yapısal olarak CuBa₂YCu₂O_{7-δ} (Cu-1212) fazı ile CuO₂ zincirlerinin RuO₂ tabakaları ile yer değiştirmiş olmaları dışında benzerdir [94]. Tetragonal birim hücreye sahip olan Ruthenocuprate sisteminin genel kristal yapısı Şekil 2.25' de verilmiştir.



Şekil 2.25. *Ruthenocuprate sisteminin kristal yapısı* [95].

RuO₂ tabakalarının CuO₂ tabakaları için yük rezervuarı olarak davrandığı birçok araştırma grubu tarafından ön görülmektedir. Başlıca özelliği $T_M \sim 130\text{ K}$ ’ de manyetik olarak düzenlenmeleri ve $T_c \sim 40\text{ K}$ ’ de süperiletken olmalarıdır. Kısacası yapı oda sıcaklığından itibaren manyetik özellik göstermekte ve $T_M \sim 130\text{ K}$ civarlarından itibaren klasik metalik özellik göstermeye başlamaktadır. RuSr₂GdCu₂O₈ (Ru-1212) sistemi için $T_M \sim 130 - 150\text{ K}$ ve $T_c \sim 30 - 45\text{ K}$ iken RuSr₂(Gd,Sm,Eu)_{1.6}Ce_{0.4}Cu₂O_{10- δ} (Ru-1222) sistemi için $T_M \sim 90 - 180\text{ K}$ ve $T_c \sim 30 - 40\text{ K}$ ’ dir.

Genel olarak düşünüldüğünde yapıdaki manyetik düzenin RuO₂ tabakalarındaki Ru iyonlarının düzenlenişinden kaynaklandığı düşünülmektedir ve aynı zamanda süperiletkenlik ve manyetik düzenin homojen olarak bulunduğu hem manyetik ölçümlerden hem de NMR ölçümlerinde kesin olarak tespit edilmiştir. HTS malzemelerde olduğu gibi, bu sistemler de yüksek derecede anizotropik olup koherens uzunluğu değerlerinin ab ve c eksenlerdeki değerleri $\xi_{ab} \sim 60 - 75\text{ Å}$ ve $\xi_c \sim 10\text{ Å}$ olarak değişmektedir [38]. Son olarak yakın zamanda Chu ve arkadaşları, ruthenocuprate sistemlerde Meissner etkisinin bulunmadığını ve sızma derinliği değerinin $\lambda \sim 30 - 50\text{ }\mu\text{m}$ kadar yüksek olduğunu ifade etmişlerdir [38]. Ancak bu bilgi diğer gruplarca onaylanmamıştır. Yüksek derecede anizotropik özellik gösteren HTS sistemlerin kritik sıcaklık “ $T_c(K)$ ”, sızma derinliği “ $\lambda_c(0)$ ” ve uyum uzunluğu “ $\xi_c(0)$ ” gibi genel karakteristik özellikleri Tablo 2.6’ de özetlenmiştir [46].

Tablo 2.6. Yüksek sıcaklık süperiletken (HTS) sistemlerin genel karakteristik özellikleri [46].

Bileşik	$T_c(K)$	$\lambda_{ab}(nm)$	$\lambda_c(nm)$	$\xi_{ab}(nm)$	$\xi_c(nm)$	$H_{c2\perp}(T)$	$H_{c2\parallel}(T)$	Ref
$La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_4$	38	100	2-5	2-3	0.3	60		[96]
$Yb_2Cu_3O_{7-x}$	93	150	0.8	1.6	0.3	110	240	[97,98]
$Bi_2Sr_2CuO_{6+x}$	13	310	0.8	3.5	1.5	16-27	43	[99]
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$	94	200-300	15-150	2	0.1	>60	>250	[96]
$Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$	107	150	>1	2.9	0.1	40	>25	[100]
$Tl_2Ba_2Cu_3O_{6+x}$	82	80	2	3	0.2	21	300	[101,102]
$Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8+x}$	97	200	>25	3	0.7	27	120	[101,103]
$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$	125	200	>20	3	0.5	28	200	[104,105]
$HgBa_2CuO_{4+x}$	95	120-200	0.2-0.45	2	1.2	72	125	[106]
$HgBa_2CaCu_2O_{6+x}$	127	205	0.8	1.7	0.4	113	450	[106]
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$	135	130-200	0.7	1.5	0.19	108		[106-108]
$HgBa_2Ca_3Cu_4O_{10+x}$	125	160	7	1.3-1.8		100	>200	[109,110]
$Sm_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$	11.5			8	1.5			[111]
$Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$	25	72-100		7-8	0.2-0.3	5-6	>100	[112,113]
$RuSr_2R_2Cu_2O_{10}$ (R=Gd, Eu, Y)	30-40		0.03-0.05	6-7.5	1	>44		[38,94]

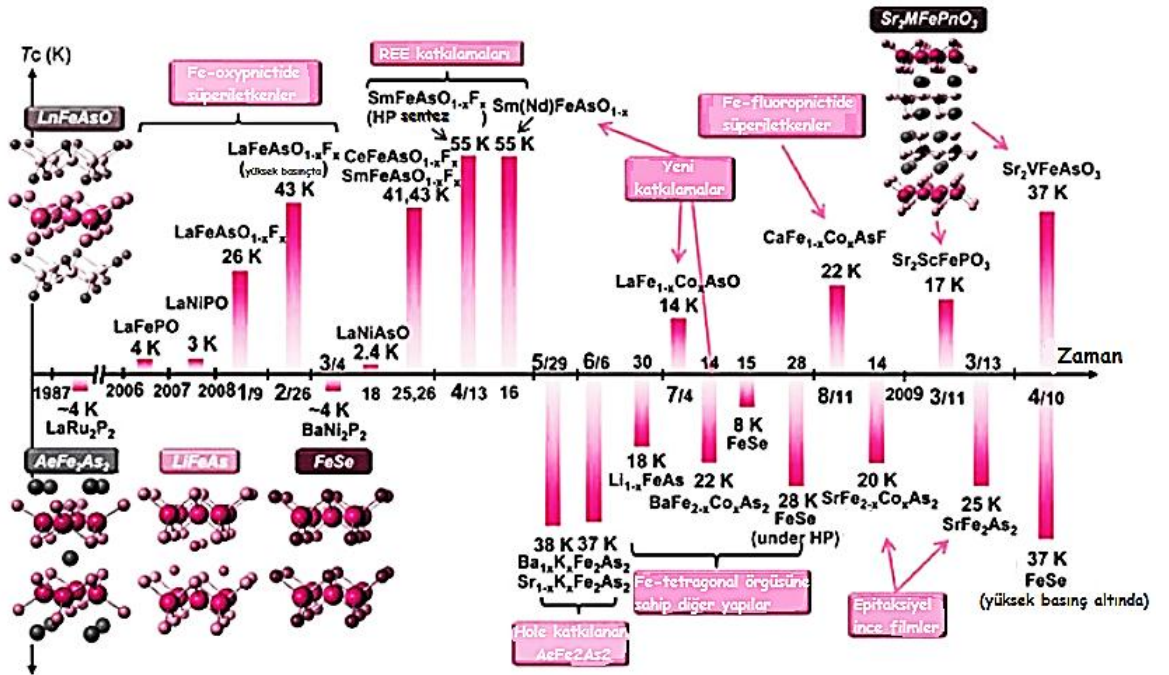
2.5.4. Demir-Tabanlı Süperiletkenler Ailesi

Süperiletkenliğin yüksek manyetik alanlarla ortadan kalktığı düşüncesiyle manyetizma ve süperiletkenlik fizikte iki farklı kavram olarak değerlendirilmektedir. Ancak, manyetik süperiletkenlerin de var olabileceğinin ileri sürülmesi 1970' li yıllara dayanmaktadır. İlk olarak, 1970' lerin ortalarında RMo_6X_8 ($X=S, Se$) ve RRh_4B_4 üçlü nadir toprak bileşikleri keşfedilmiştir [114]. Bu bileşikler manyetik R iyonlarının düzgün bir alt örgüsünü içermelerine rağmen yine de mK mertebesinde süperiletken özellik göstermeleri dikkat çekmiştir. Büyük yoğunluklarında R iyonları ile dahi süperiletkenlik sergilemeleri bu malzemelerin kristal yapılarının gereği olduğu ve aynı zamanda süperiletkenliğin R iyonlarıyla zayıf bir şekilde etkileşen geçiş metallerinin 4d elektronları ile ilgili olduğu da öne sürülmüştür. Benzer şekilde, 1997 yılında Rehmann ve arkadaşları $AuIn_2$ bileşiğinde $25\mu K \leq T \leq 207mK$ ve $0.01mT \leq B \leq 2.00mT$ manyetik alan altında alınganlık ölçümleriyle manyetizma ve süperiletkenliğin birlikte bulunabileceğini göstermiştir [115]. Öne çıkan çalışmalardan bir diğerinde 2001 yılında K. Shimizu ve arkadaşlarının lityum ve

demirin 15-30 Gpa basınç altında $\sim 2\text{K}$ civarında süperiletken duruma geçtiğini öz direnç ölçümleriyle doğrulamalarıdır [116].

Bu konuda en büyük araştırma Ru-tabanlı sistemlerden sonra Fe-tabanlı süperiletkenler üzerinde yapılmıştır. 2006 yılının başlarında H. Hosono ve grubu LaFeAsO bileşiği ile aynı kristalografik yapıya sahip olan LaOFeP bileşiğinin $\sim 4\text{ K}$ ' de süperiletken özellik gösterdiğini açıklamışlardır. Daha sonra F katkılması yapılarak $\text{LaFePO}_{0.94}\text{F}_{0.06}$ sisteminde süperiletkenlik geçiş sıcaklığının $\sim 7\text{ K}$ olduğu bulunmuştur [117]. Bununla birlikte, 2007 yılında LaNiPO sisteminin $\sim 3\text{ K}$ ' de süperiletkenlik gösterdiği tespit edilmiştir [118]. Ancak, bu bileşikler çok düşük geçiş sıcaklıklarına sahip oldukları için $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ve $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ sistemlerinin keşfine kadar araştırmacılar tarafından yoğun bir şekilde incelenmemiştir.

2008 yılında H. Hosono' nun $\text{LaFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ sisteminin 26 K ' de süperiletkenlik geçişini bulmasından sonra günümüze kadar bu malzemeler üzerinde yoğun çalışmalar yapılmıştır. Şekil 2.26' da ilk keşfedildikleri dönemde Fe-tabanlı süperiletkenlerin gelişimini özetlenmiştir. Bu gelişmeden hemen sonra Takashi' nin grubu, 4 GPa basınç altında $\text{LaFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ sisteminin süperiletkenlik geçiş sıcaklığının $\sim 43\text{ K}$ olduğunu bulmuştur [119]. Bu T_c değeri, o zamana kadar bulunan HTS sistemlerinin dışındaki yüksek kritik sıcaklık değeri olmuştur.



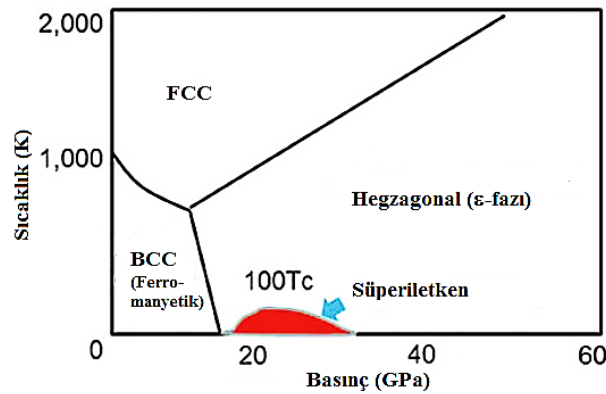
Şekil 2.26. İlk keşfedildikleri dönemde Fe-tabanlı süperiletkenlerin gelişimi [120].

Kritik sıcaklığın uygulanan basınca olan hassasiyeti nadir toprak iyonları arasında en yüksek iyonik yarıçapına sahip olan La iyonunun diğer nadir toprak iyonları ile yer değiştirilmesi ile tespit edilmiştir. Daha sonrayüksekbasınç altında $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ in 43 K' de, [121], $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ in 41 K' de [122], $\text{PrFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ in 52 K' de [123] ve $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ in 55 K' de [124-126] süperiletkenlik sergiledikleri bulunmuştur.

Fe-tabanlı süperiletkenlerdeki yeni keşiflerle birlikte kritik sıcaklığı artırmak için yapılan çalışmalar sonucunda sisteme elektron katkılanmasının F ile O' nin yer değiştirmesi yerine O boşluklarının oluşması ile mümkün olabileceği görülmüştür. Bu bulgunun ardından, Kamihara sisteme hole katkılanmasını amaçlayarak La ile Ca' u kısmi olarak yer değiştirmiş ancak önemli bir etki olmadığını görmüştür [127]. Benzer bir çalışma Wen tarafından yapılmış ve $\text{La}_{1-x}\text{SrFeAsO}$ de 25 K' de süperiletkenliği bulmuştur [128]. A. S. Sefat tarafından yapılan çalışmada $\text{Fe}^{2+} (3d^6)$ ile $\text{Co}^{2+} (3d^7)$ yer değiştirilerek sisteme elektron katkılanmıştır ve bunun sonucunda T_c ' in bu yer değiştirmeye oldukça dirençli olduğu ortaya çıkarılmıştır [129].

2008 yılında Rotter tarafından BaFe_2As_2 malzemesinin ~ 40 K' de süperiletken olduğu ve kristalografik olarak tetragonal fazdan (I4/nmm) ortorombik faza (Fmmm) döndüğü ve bunun da bir antiferromanyetik dönüşüm olduğu görülmüştür [130]. 2009 yılında ise F. C. Hsu PbO-tipi yapıya sahip olan $\alpha\text{-FeSe}$ da 8 K' de süperiletkenliği açıklamıştır [131]. Bu bulgu sonrasında yüksek basınç altında bu materyalin geçiş sıcaklığının ~ 37 K' e kadar artabileceği bulunmuştur [132].

Genel olarak Fe-tabanlı süperiletkenler, Fe-kare örgüsüne sahiptirler. Bu süperiletkenlerin ana fazlarında Fermi seviyesinin ilk olarak Fe' in 3d orbitallerinden oluştuğu düşünülmektedir ve uzun menzilli bir spin düzenine sahip olmadıkları kabul edilmektedir. Saf Fe' e ait faz diyagramı şekil 2.27' de verilmiştir.

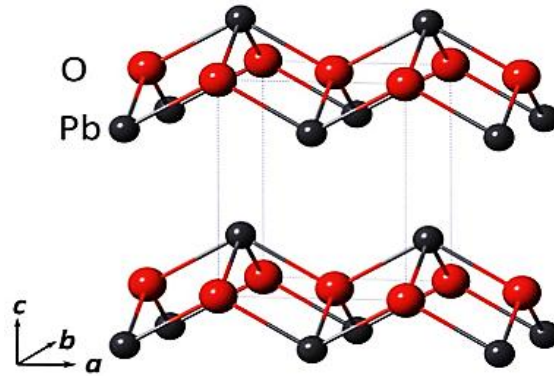


Şekil 2.27. Saf Fe' in faz diyagramı [120].

Fe-tabanlı süperiletkenlerde elektron katkılamaının yüksek simetrlili tetragonal fazın antiferromanyetik spin düzenini dengeleyen düşük simetrlili faza kristal dönüşümünü baskılayarak süperiletkenliğı meydana getirdiğı bulunmuştur [133]. Yapılan çalışmalarda farklı fazları bulunmuş ve gruplandırılmıştır. Bu gruplar, 1111-fazı olarak bilinen ZrCuSiAs-tipi LnFeAsO (Ln; nadir toprak elementleri), 122-fazı olarak bilinen ThCr₂Si₂-tipi AeFe₂As₂ (Ae; toprak alkali elementler), 111-fazı olarak bilinen Fe₂As-tipi AFeAs (A; Li veya Na) ve 11-fazı olarak bilinen anti-PbO-tipi Fe(Se,Te) şeklinde sıralanmaktadır.

Fe-tabanlı süperiletkenler, genel olarak anti-PbO-tipi atom düzenlenişine sahip Fe₂X₂ (X=As ve Se) tabakalı birim hücre yapısını paylaşırlar. PbO' in kristal yapısı Şekil 2.28' de gösterildiğı gibi P4/nmm uzay grubunda tetragonal örgü simetrisine sahiptir [134]. Burada, siyah küreler Pb(II)' u ve kırmızı küreler O atomlarını temsil etmektedirler. Pb konumlarında tek elektron çiftleri mevcuttur. Böyle yapılarda hareketsiz çiftlerin varlığı kovalent bağlanmayı göstermektedir. Dolayısıyla, PbO' daki kimyasal bağlanma tamamen kovalenttir. Pb(II)' un kimyasal olarak üç boyutlu belirgin çiftlerin gücü piramit şeklindeki tetragonal yapılanmaya ve basık tetrahedron oluşumuna uyar. Atomlar O ile tetragonal olarak birbirlerine bağlandıklarında, oluşan PbO yapısı iki boyutlu bir tabaka biçimini almaktadır.

Fe-tabanlı süperiletkenlerin 1111, 122 ve 111-fazları Fe-pniktonjen olarak bilinen ve FeAs tabakalarını içeren sistemlerdir. Fe-pniktojen süperiletkenlerde, alkali, toprak alkali veya nadir toprak elementleri ve oksijen-flor elementlerini içeren bloklanmış tabakalar ile Fe-As iletim tabakaları birbirleri ardına dizilir. 11-fazı ise Fe-kalkojen sistemi olarak adlandırılır. En iyi bilinen kalkojenler S, Se ve Te 'dür vebunlar genel olarak FeSe, FeTe, FeTe(Se) ve FeTe(S) sistemleridir [135].

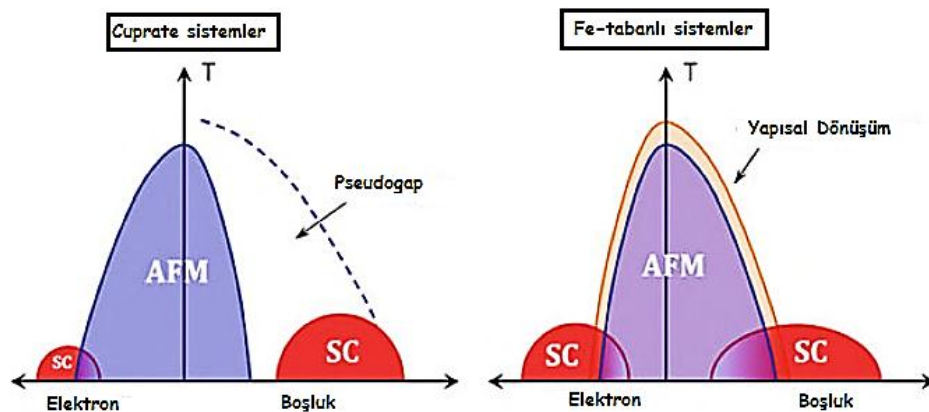


Şekil 2.28. PbO' in kristal yapısı[120].

FeAs tabakalarını içeren Fe-pniktojen sistemlerin aksine ilk keşfedilen Fe-kalkojenit FeSe sistemi sadece Fe_2Se_2 tabakalarından oluşur. Bloklanmış tabakaların olmayışından dolayı F-kalkojenit sistemler, Fe-tabanlı en basit kristal yapıya sahip olan sistemlerdir. Normal şartlarda ~ 10 K' de süperiletkenlik gösterirler ve yüksek basınç altındageçiş sıcaklığı ~ 37 K' e kadar yükselebilmektedir. FeSe' un aksine, benzer kristal yapıya sahip olan FeTe ~ 70 K' de antiferromanyetik bir dönüşüme uğramaktadır. Te' ün S veya Se ile kısmi olarak yer değiştirmesi sonucunda da antiferromanyetik düzen baskılanarak süperiletkenlik meydana gelir. Fe-kalkojenit sistemlerdeki bu davranış, fiziksel özelliklerin S, Se ve Te elementlerinin kovalent yer değişimleri üzerinde etkili bir biçimde değişmesinden dolayıdır.

Son zamanlarda FeSe tabakaları arasına alkali metal veya moleküllerin eklenmesiyle ~ 40 K' lere kadar süperiletkenlik geçişinin gözlemlendiği sistemler de çalışılmaktadır. Bunlar, AFeSe genel formülünde olup 122-fazına benzer bir yapı veya 245 fazı denilen ve farklı süperiletkenlik özelliklerine sahip yeni bir faz sergilemektedirler [120]. Fe-kalkojenit sistemler, toksik bir element olan As içermediklerinden, Fe-tabanlı sistemlerin süperiletkenlik mekanizmalarının aydınlatılmasında kullanılabilecek anahtar malzemeler olarak düşünülmektedir.

Şekil 2.29' da cuprate sistemler ile Fe-tabanlı süperiletken sistemlere ait tipik faz diyagramları karşılaştırma amaçlı verilmiştir [120]. Buna göre, Fe-tabanlı süperiletkenlerin anabileşikleri düşük sıcaklıklarda antiferromanyetik bir düzenleniş sergilemektedirler. Zayıf birer metal gibi davrandıkları düşünülürse, bu şekildeki antiferromanyetik mekanizma hareketli elektronların spin yoğunluk dalgası (SDW) düzenlenişine bağlanır [136, 137]. Bunun aksine, HTS malzemelerde antiferromanyetizma lokal momentlerin yer değiştirmesine bağlanmaktadır [138].



Şekil 2.29. Fe-tabanlı ve cuprate sistemlerdeki tipik faz diyagramı [120].

Tablo 2.7. Farklı Fe-tabanlı süperiletken sistemler için normal şartlarda maksimum süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları [120, 139].

Malzeme	Maksimum T_c (K)	Malzeme	Maksimum T_c (K)
$\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	26	$\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	38
$\text{NdFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	52	$\text{Ba}_{1-x}\text{Rb}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	23
$\text{PrFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	52	$\text{K}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	36
$\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	55	$\text{Cs}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	37
$\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	41	$\text{Ca}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	20
$\text{GdFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	50	$\text{Eu}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	32
$\text{TbFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	46	$\text{Eu}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	35
$\text{DyFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$	45	$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$	22
$\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{FeAsO}$	56	$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$	20
LaFeAsO_{1-y}	28	$\text{Sr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$	10
NdFeAsO_{1-y}	53	$\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$	17
PrFeAsO_{1-y}	48	$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{As}_2$	24
SmFeAsO_{1-y}	55	$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Pd}_x)_2\text{As}_2$	19
GdFeAsO_{1-y}	53	$\text{Sr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{As}_2$	22
TbFeAsO_{1-y}	52	$\text{Sr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ir}_x)_2\text{As}_2$	22
DyFeAsO_{1-y}	52	$\text{Sr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Pd}_x)_2\text{As}_2$	9
$\text{LaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsO}$	14	$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ru}_x)_2\text{As}_2$	21
$\text{SmFe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{AsO}$	10	$\text{Sr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ru}_x)_2\text{As}_2$	13
$\text{SmFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsO}$	15	LiFeAs	18
$\text{LaFe}_{1-x}\text{Ir}_x\text{AsO}$	12	NaFeAs	25
		$\text{Fe}_{1+y}\text{Se}_x\text{Te}_{1-x}$	15

Bununla birlikte, sıcaklığın azalmasıyla ana bileşikler yüksek sıcaklık tetragonal fazdan düşük sıcaklık ortorombik faza yapısal bir dönüşüm sergilerler. Genellikle yapısal dönüşüm sıcaklığı, T_s , antiferromanyetik dönüşüm sıcaklığına eşit ya da çok az daha büyüktür. Farklı Fe-tabanlı süperiletkenlere ait maksimum geçiş sıcaklıkları Tablo 2.7’ de verilmektedir [139].

2.5.4.1. “1111” Fe-Bazlı Süperiletkenler

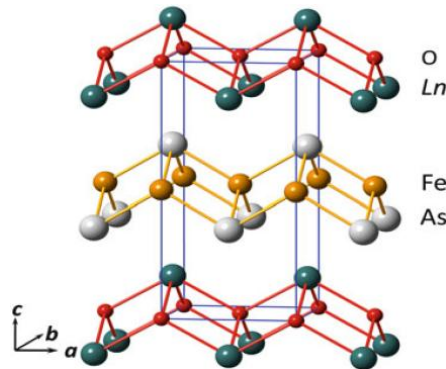
Fe-tabanlı süperiletkenlerde en yüksek süperiletkenlik geçiş sıcaklığına, $T_c \sim 56$ K, sahip olan F katkılanmış LnFeAsO (Ln ; nadir toprak metal atomları; Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Th, Tb...) genel formülüne sahip bileşikler ZrCuSiAs -tipi “1111-fazı” ile belirtilmektedir. LnFeAsO bileşikler $P4/nmm$ uzay grubunda olup, şekil 2.30’ da görüldüğü gibi tetragonal yapıya sahiptirler. 1111-fazında kristal yapı florit tipi LnO tabakaları ve FeAs tabakalarının dizilmesiyle meydana gelmektedir. LaFeAsO bileşiğinde FeAs ile LaO tabakaları arasındaki mesafe $1.8 \text{ \AA}$ ’ dur.

Tablo 2.8. *LnFeAsO* bileşikleri için en yüksek geçiş sıcaklığı, $T_c(K)$, yapısal dönüşüm sıcaklığı, $T_s(K)$, ve örgü sabitleri [120].

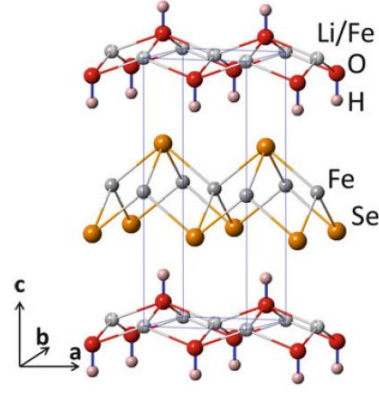
<i>RFeAsO</i>	<i>La</i>	<i>Ce</i>	<i>Pr</i>	<i>Nd</i>	<i>Sm</i>	<i>Gd</i>
$T_c^{max} (K)$	26	41	52	53	55	56
$T_s (K)$	155	155	153	150	144	135
$a (\text{\AA})$	4.035	3.996	3.985	3.940	3.940	3.915
$c (\text{\AA})$	8.740	8.648	8.595	8.496	8.496	8.435

Tablo 2.8’ de, farklı nadir toprak elementlerinin katkılanmasıyla bileşikte meydana gelen yapısal dönüşüm sıcaklığı, örgü sabitleri ve kritik sıcaklık değerleri verilmiştir. Yapıda a ve c örgü sabitleri, nadir toprak metallerinin iyon yarıçaplarının azalmasıyla azalmaktadır ve aynı zamanda iyon yarıçaplarının azalmasıyla da T_c hızlı bir şekilde artmaktadır. *LnFeAsO* sistemleri haricinde 1111-fazına ait FeAs-tabanlı farklı sistemler de mevcuttur. Bunlar, AeFFeAs (Ae: Ca, Sr ve Ba) genel formülündeki yapılar ile CaHFFeAs sistemleridir [140-142]. AeFFeAs sisteminde Ae konumlarına yapılan katkılar ve CaHFFeAs sisteminde muhtemel H kusurlarının süperiletkenliğe neden olduğu düşünülmektedir.

Son dönemlerde yeni bir 1111-fazı da FeSe-tabanlı sistem olan ve $T_c \sim 43K$ ’ de süperiletkenlik geçişi gösteren $LiFeO_2Fe_2Se_2$ keşfedilmiştir [143]. Bileşiğin gerçek formülü $Li_{0.8}Fe_{0.2}OHFeSe$ olarak belirlenmiştir. $Li_{0.8}Fe_{0.2}OHFeSe$ sisteminin kristal yapısı Şekil 2.31’ deki gibi, anti-PbO-tipi FeSe ve $Li_{0.8}Fe_{0.2}OH$ tabakalarının ardı ardına dizilmesiyle oluşan tetragonal yapıdadır. $Li_{0.8}Fe_{0.2}OH$ tabakalarında Li ve Fe rastgele bir şekilde aynı konumu işgal ederler. $(Li_{0.8}Fe_{0.2})O$ yapısı *LnFeAsO* sistemindeki PbO-tipi LnO yapısından farklı olan anti-PbO yapısına sahiptir. 1111-fazına sahip materyaller F katkılama seviyesine bağlı olarak birbirlerine benzer olmakla beraber farklılıkları da içermektedir.

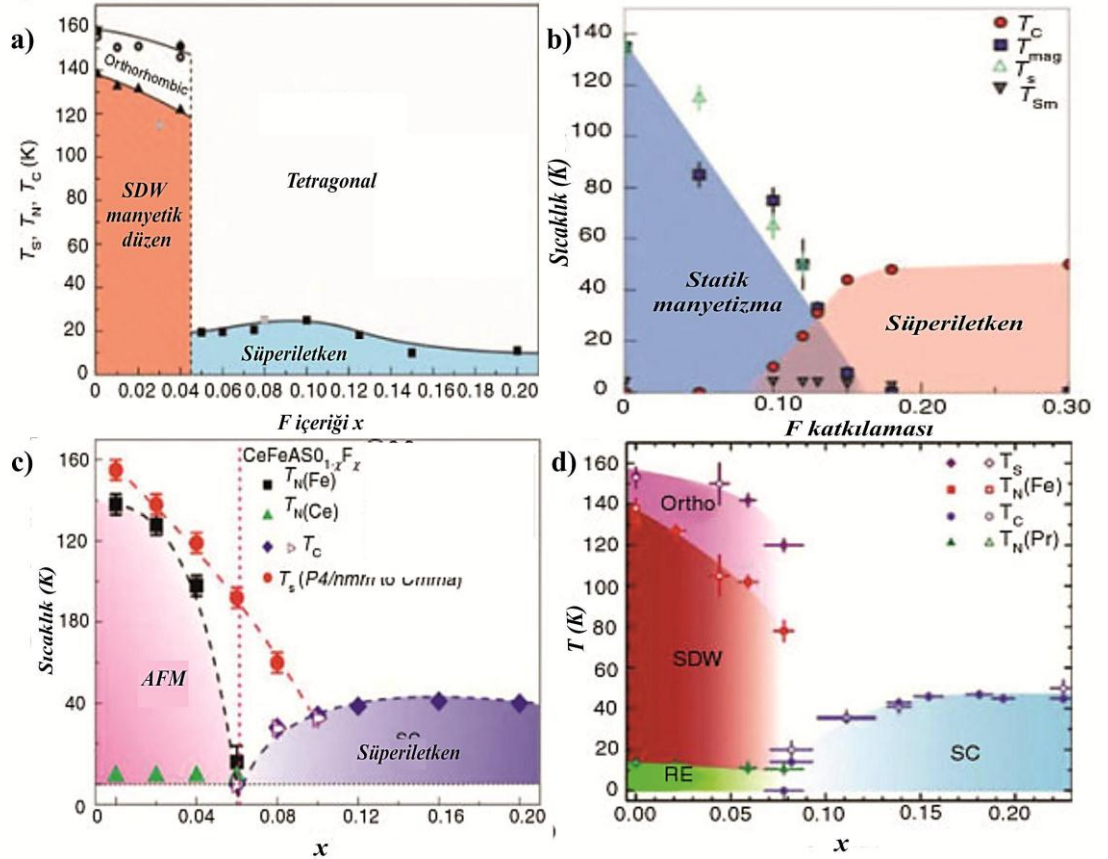


Şekil 2.30. *LnFeAsO* (Ln; nadir toprak elementleri) sistemine ait kristal yapı [120].



Şekil 2.31. $Li_{0.8}Fe_{0.2}OHFeSe$ sistemine ait kristal yapı [144].

Ana farklılık spin yoğunluk dalgası (spin density wave, SDW) düzenlenişi ve süperiletkenlik arasındaki sınır bölgesindedir. F katkılanmış $LaOFeAs$ [145], $PrOFeAs$ [146], $NdOFeAs$ [147] ve $CeOFeAs$ [148] sistemlerine ait faz diyagramları şekil 2.32’ de gösterilmektedir. Görüldüğü gibi, belirli bir katkılama seviyesine ulaşıldığında SDW düzeni aniden kaybolarak süperiletkenlik ortaya çıkar. Bu fazdaki materyallerin hiç birinde SDW düzenlenişi ile süperiletkenlik bir arada bulunmaz.

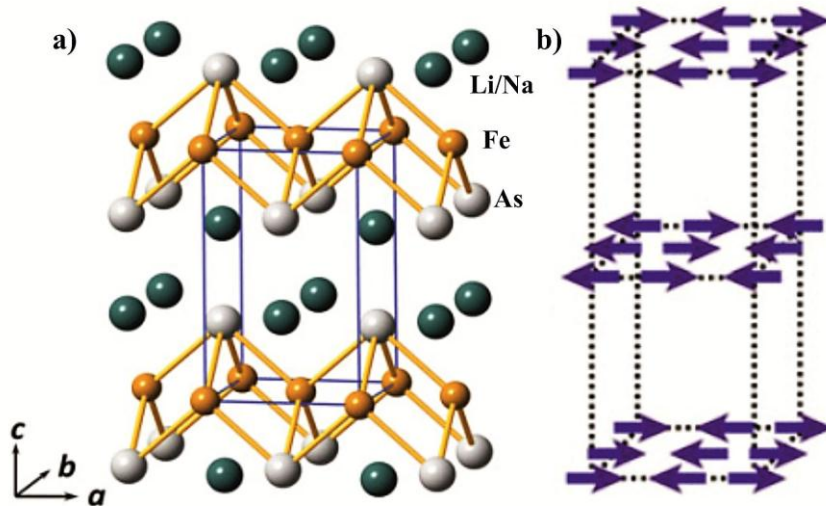


Şekil 2.32. 1111-fazına ait farklı faz diyagramları, F-katkılanmış **a)** $LaOFeAs$ [145], **b)** $SmOFeAs$ [149], **c)** $CeOFeAs$ [148] ve **d)** $PrOFeAs$ [146].

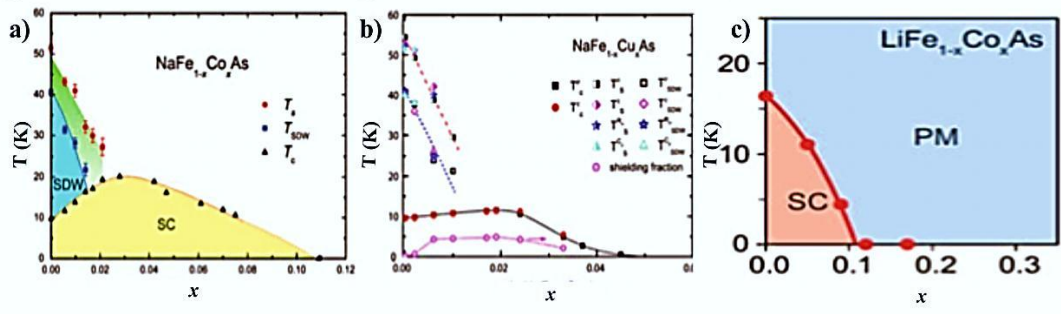
2.5.4.2. “111” Fe-Bazlı Süperiletkenler

Fe_2X_2 tabakaları arasına blok yapıların veya atomların eklenmesiyle oluşan diğer bir Fe-tabanlı süperiletken faz da 111-fazıdır. 111-fazı, MFeAs ($\text{M}=\text{Li}$ ve Na) anti-PbFCl-tipi olarak ifade edilir. LiFeAs 2008 yılında keşfedilmiş olup ~ 18 K’ de süperiletkenlik geçişi göstermektedir [150]. 2009 yılında ise aynı kristal yapıya sahip olan NaFeAs ’ in ~ 10 K’ de filamentli süperiletkenlik sergilediği açıklanmıştır [151]. Şekil 2.38a’ da gösterildiği gibi, yapı P4/nmm uzay grubunda olup, Fe ve As, As kare tabanlı piramit koordinasyonundaki tabakalar arasına yerleşen çift Li/Na ile anti-PbO-tipi tabakalar ile düzenlenir. Soğutulduklarında NaFeAs sırasıyla 54 K, 39 K ve 10 K’ de yapısal, SDW ve süperiletkenlik geçişlerine uğrar [152].

Yapısal dönüşüm süresince kristal simetrisi tetragonalden ortorombiğe dönüşür. Şekil 2.33b’ de gösterildiği gibi SDW durumuna girildiğinde ise b boyunca spinler ferromanyetik olarak yönelirken, a ve c boyunca spin yönelimleri antiferromanyetik olarak düzenlenir. 111-fazında Fe’ in diğer geçiş metalleri (Co ve Cu) ile kısmi olarak yer değiştirmesiyle yapısal ve SDW dönüşümleri daha yüksek T_c ’ nin ortaya çıkması sonucu baskılanır. Bu durum farklı 111-fazındaki sistemler için şekil 2.34’ deki faz diyagramlarında gösterilmektedir. Aynı zamanda belirli bir katkılama bölgesinde SDW ve süperiletkenlik bir arada bulunmaktadır.



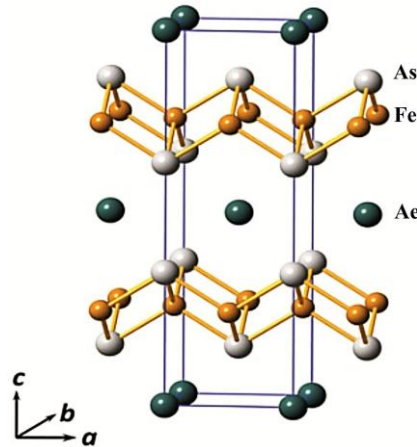
Şekil 2.33. a) AFeAs ($\text{A}=\text{Li}$ ve Na) sisteminin kristal yapısı [120], **b)** NaFeAs için manyetik düzenleniş [151].



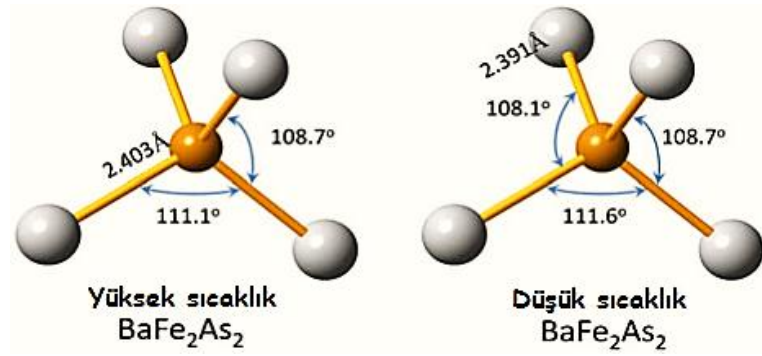
Şekil 2.34. 111-fazına ait farklı faz diyagramları: **a)** $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ [152], **b)** $\text{NaFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$ [153] ve **c)** $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ [154].

2.5.4.3. “122” Fe-Bazlı Süperiletkenler

ThCr_2Si_2 -tipi 122-fazında AeFe_2As_2 ($\text{Ae}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Eu}, \text{K}$) genel formülü ile bilinen Fe- tabanlı süperiletkenler, tek kristal formda kolayca üretilibilmelerinden dolayı en yaygın şekilde kullanılan sistemlerdir. Şekil 2.35’ de görüldüğü gibi, AeFe_2As_2 yapısında, ard arda dizilen, ortak kenara sahip FeAs_4 tetrahedronları tek bir Ae atom düzlemi ile ayrılmaktadır. $I4/mmm$ uzay grubunda olup hacim merkezli tetragonal yapıdadırlar. Sıcaklığın azalmasıyla AeFe_2As_2 yapısı yüksek sıcaklık tetragonal ($I4/mmm$) fazdan düşük sıcaklık ortorombik ($Fmmm$) faza döner. Bu yapısal dönüşüm Şekil 2.36’ da görüldüğü gibi FeAs_4 tetrahedronun da yapısal bir distorsiyona uğramasına neden olur ve 108.7° civarındaki As-Fe-As bağ açıları eşit olmayıp 108.1° ve 108.7° şeklinde iki değer gözlenir [155]. 122-fazı hem yapısal hem de 1111-fazında olduğu gibi uzun menzilli düzenlenmiş SDW durumundan manyetik bir geçiş sergiler. Ancak, 1111-fazından farklı olarak 122-fazında yapısal ve manyetik dönüşümler aynı sıcaklıkta meydana gelir [155-157].

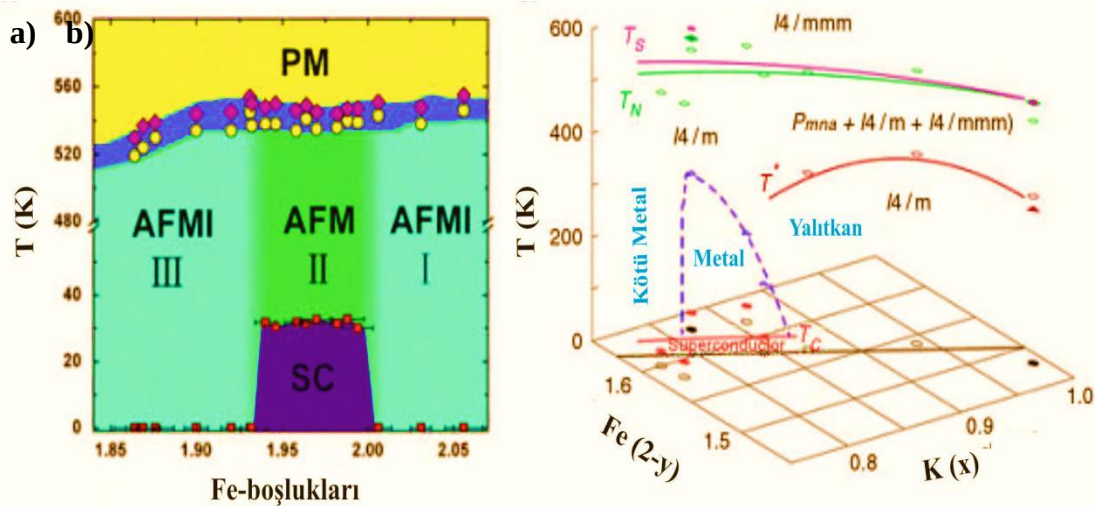


Şekil 2.35. AeFe_2As_2 ($\text{Ae}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Eu}, \text{K}$) sistemine ait kristal yapı[120].



Şekil 2.36.Yüksek ve düşük sıcaklıklarda $BaFe_2As_2$ sisteminin As-Fe-As bağ açıları[155].

122-fazının FeSe-tabanlı üyesi olan $A_xFe_{2-y}Se_x$ ($A=K, Rb, Cs$ ve Tl/K) sistemleri ~ 30 K' de süperiletkenlik geçişi gösterirler [158-161]. Bu süperiletken sistemlerde yük dengesinden dolayı büyük miktarda Fe boşlukları ve A elementinin sitokiyometrik olmayan dağılımına rastlanmaktadır [162]. Yüksek sıcaklıklardan inildikçe düşük sıcaklıklara doğru Fe-boşluklarının oluşmasından dolayı Sistemde yapısal bir dönüşüm 500 K' in üzerinde meydana gelir [162]. Fe-boşluklarının olmadığı bölgelerin 122-fazında ve süperiletken olduğu, Fe-boşluklarının bulunduğu bölgelerin ise 245 fazına ait olduğu düşünülmektedir [163]. Örneğin, $K_xFe_{2-y}Se_x$ sisteminin elektronik ve manyetik faz diyagramı Fe-boşluklarına veya alkali metal (K) ve Fe içeriğine bağlıdır, şekil 2.37 [164, 165]. Süperiletkenlik dar bir bölgede gözlenir ve komşu bölgeler tamamen yalıtıcıdır.

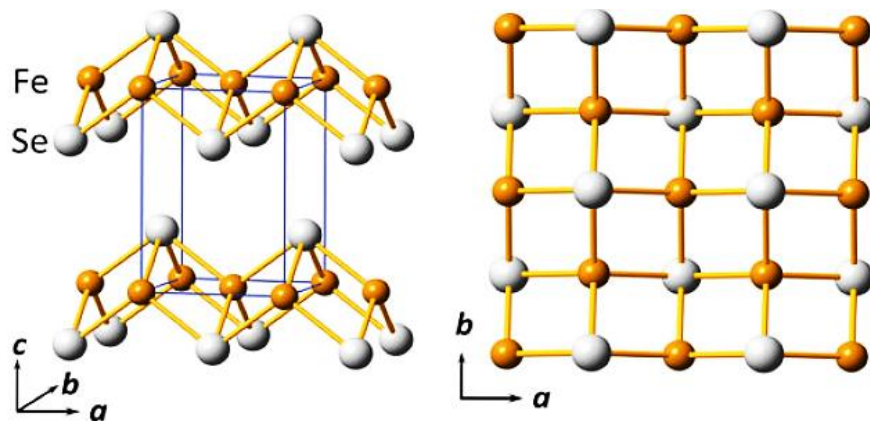


Şekil 2.37. a) $K_xFe_{2-y}Se_x$ sisteminin Fe-boşluklarının bir fonksiyonu olarak elektronik ve manyetik faz diyagramı, **b)** $K_xFe_{2-y}Se_x$ sisteminin K ve Fe içeriğine bağlı faz diyagramı [120].(PM; Paramanyetik, AFM; Antiferromanyetik, SC; Süperiletken.)

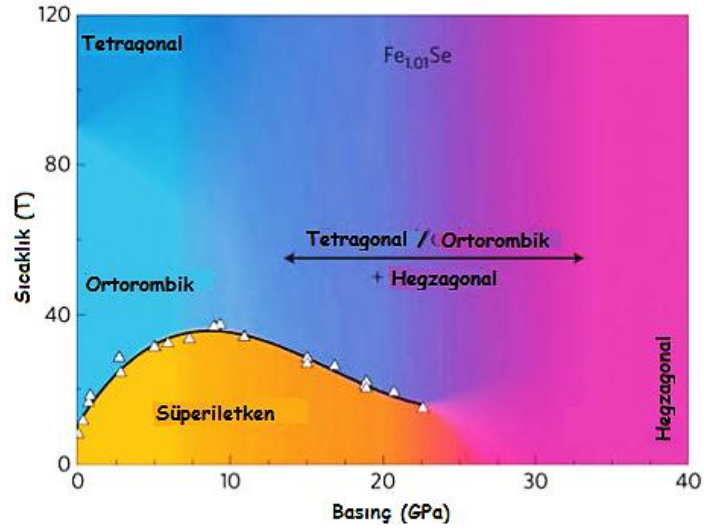
2.5.4.4. “11” Fe-Bazlı Süperiletkenler

FeSe ($T_c \sim 8$ K) keşfedilen Fe-tabanlı süperiletkenler arasında en basit kristal yapıya sahip olup 11-fazı olarak adlandırılmaktadır. FeSe, anti-PbO-tipi tabakaların birbiri ardına dizilmesinden oluşmaktadır. Bilindiği gibi, PbO-tipi Fe_2Se_2 veya Fe_2As_2 tabakaları bütün Fe-tabanlı süperiletkenler arasında yaygın olarak gözlenen yapıdır. Ancak FeSe sisteminde anyon ve katyonlar şekil 2.28’ de verilen Pb ve O atomlarının yerlerini zıt olarak işgal ederler. Bu yüzden anti-PbO-tipi olarak ifade edilir. şekil 2.38’ de görüldüğü gibi P4/nmm uzay grubundaki FeSe, tek bir Fe_2Se_2 tabakası iki adet Se tabakası tarafından sıkıştırılan kare Fe_2 ’ den oluşur. Dolayısıyla her bir Fe atomu dört adet Se atomu ile birleşerek FeSe_4 tetrahedronunu oluşturur.

FeSe bileşiği iki farklı yapıda kristalleşir. Bunlar; α -FeSe denilen NiAs-tipi yapı ve tetragonal β -FeSe denilen anti-PbO-tipi yapıdır. İlk yapı ikincisinden daha kararlı olmasına rağmen süperiletkenlik yalnızca ikinci yapıda gözlenir. 11-yapısı, Fe-tabanlı süperiletkenler arasında kritik sıcaklığı basınca bağlı olarak en fazla değişim gösteren sistemdir ve basınç-sıcaklık faz diyagramı şekil 2.39’ da verildiği gibidir. 8 GPa basınç altında $T_c \sim 37$ K’ e kadar arttırılabilmektedir. T_c ’ deki bu artış Fe_2Se_2 düzlemleri arasındaki boşluğun çöküşünden dolayı örgü hacmindeki azalmayla ilişkilidir. Tetragonal β -FeSe fazındaki tabakalar arasındaki boşluğun çöküşünden sonra birinci dereceden ve bir yarıiletken dönüşüm ile manyetik olmayan hegzagonal faz gözlenir.

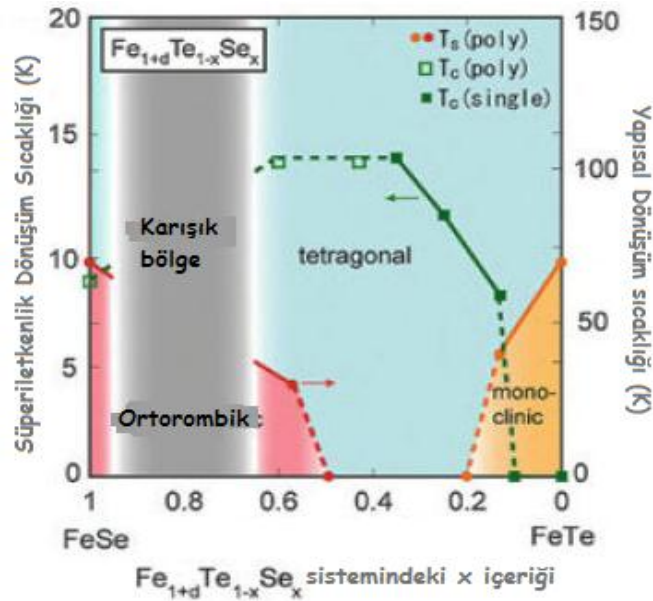


Şekil 2.38. FeSe süperiletkenine ait kristal yapı [120].



Şekil 2.39. $FeSe$ ’ da basınca bağlı faz diyagramı [166].

Fe-kalkojenit sistemlerin diğer bir üyesi de $FeTe(Se)$ sistemidir. $FeTe$ 70 K’ de örgü distorsiyonu ile ilişkili bir antiferromanyetik düzen sergiler ve aynı zamanda $FeTe$ tabakaları arasındaki bölgede %7-25 Fe fazlalığı bulunmaktadır. Te ’ ün Se ile kısmi olarak yer değiştirmesi sonucu düşük sıcaklık yapısal ve manyetik faz geçişi baskılanarak Fe fazlalığı azalır. Böylece, süperiletkenlik ortaya çıkar. $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$ sistemine ait faz diyagramı şekil 2.40’ da gösterilmektedir. $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$ sisteminde en yüksek T_c , $x \sim 0.5$ civarında görülmektedir.



Şekil 2.40. Düşük Fe konsantrasyonuna sahip $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$ sisteminin faz diyagramı [167].

2.6.Fe-tabanlı Süperiletkenler için Üretim Metotları

Fe-tabanlı süperiletkenler çok farklı kristal kimyasına sahip olduklarından dolayı süperiletken fazı elde etmek için çeşitli teknikler kullanılmaktadır. As ve Se elementlerinin yüksek buhar basıncı ve toksik olmaları, alkali metal ve toprak alkali metallerin düşük erime noktasına sahip olmaları ve nem/oksijen reaktivitelerinden dolayı Fe-tabanlı süperiletkenlerin, yaygın olarak çalışılan HTS süperiletkenlere göre üretimleri oldukça zordur. Fe-tabanlı süperiletkenlerin hazırlık aşamaları inert bir atmosferde yapılmaktadır. Aynı zamanda sentez reaksiyonları için kuartz cam içerisine yerleştirilerek vakum altında kapatılmaları gerekmektedir. Fe-tabanlı süperiletkenler uygun koşullar sağlandığında polikristal ve tek kristal formlarda üretilmektedirler. Polikristal üretim teknikleri; katıhal reaksiyon metodu, yüksek basınç metodu ve sıvı (liquid) amonia metodu olarak sıralanmaktadır. Tek kristal üretim metotları ise; Bridgeman metodu, Flux metodu, tek adım (One-step) sentez metodu, optik yüzdürmeli bölge (optik floating zone, OFZ) metodu ve kimyasal buhar taşıma (chemical vapor transport, CVT) metodudur.

2.6.1. Polikristal Üretim Metotları

2.6.1.1. Katıhal Reaksiyon Metodu

Polikristal örneklerin hazırlanması için en yaygın olarak kullanılan metot katıhal reaksiyon metodudur. En genel haliyle, başlangıç materyalleri sitokiyometrik oranlarda tartılarak, karıştırılır ve bu karışım reaksiyonun gerçekleşeceği yüksek sıcaklıklarda ısıtılma tabi tutulur. Bu metot, temelde termodinamik olarak kararlı fazları sentezlemek için uygundur. Çünkü sentez, erime gerçekleşmeden katı halde meydana gelir ve tanecik sınırları boyunca iyonların difüzyonu gerekir. Katıhal reaksiyon metodu Fe-tabanlı süperiletken sistemlerin birçoğunu hazırlamak için de uygun bir yöntemdir. Reaksiyonda yüksek erime noktasına sahip kuartz tüplerde malzeme vakumlanarak ısıtılma işlemleri yapılır. Fe-tabanlı süperiletkenlerin sentezlenmeleri için en uygun ısıtılma sıcaklığı 650 °C ile 800 °C arasında ve ısıtılma süresi 15 ile 30 saat arasında değişmekte olup, ara öğütme ve pelet haline getirme işlemleri de yapılmalıdır. Fe-tabanlıların bazı fazları için gerek görüldüğü takdirde oluşması muhtemel olan safsızlık fazlarından kurtulmak amacıyla 300 °C ile 500 °C arasında kısa süreli O₂ ile tavlama işlemi de yapılabilmektedir.

2.6.1.2. Yüksek Basınç Sentez Metodu

Genel olarak metastable yapılarda yüksek basınç metodu, bileşen elementlerin çözünürlük limitlerini genişletmek ve düşük oksidasyon oranlarında bileşikler elde etmek amacıyla tercih edilir. Bu metot reaksiyon süresini büyük ölçüde kısaltmakta ve uçucu elementlerin buharlaşmasını da azaltmaktadır. Fe-tabanlı süperiletkenlerde bu metot ilk kez 1111-fazındaki LnFeAsO_{1-x} sisteminde kullanılmıştır. Başlangıç materyalleri uygun sitokiyometride tartılıp karıştırıldıktan sonra pelet yapılarak BN pota içerisine yerleştirilir ve 2-2.5 GPa basınç altında 2 saat boyunca ~ 1100 °C-1250 °C arasında değişen sıcaklıklarda ısıtılarak işlem uygulanarak örnekler hazırlanır.

2.6.1.3. Sıvı (Liquid) Amonia Metodu

Elde edilmesi güç olan veya yüksek sentez sıcaklıklarında kararsız olan yapılar için sıvı (liquid) amonia metodu kullanılmaktadır. Bu metotta, amonyak çözücü katalizör olarak kullanılır. Özellikle, $\text{A}_{1-x}\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ sistemi bu metot vasıtasıyla üretilir ve ~ 46 K' e kadar geçiş sıcaklıkları gözlenir [168]. Sentez sırasında FeSe ve A bileşenleri vakum altında kapatılan kuartz tüp veya inert korumalı kaplar içerisine yerleştirilir. Bu durumda iken sıvı nitrojen sıcaklığına soğutularak kap içerisindeki saf NH_3 gazının yoğunlaşması sağlanır. Sistemden çözücünün uzaklaştırılması için oda sıcaklığına ve sonrada reaksiyon sıcaklığına ısıtılır [169, 170]. Bu metot ile üretilen süperiletken sistemde birkaç amonyak molekülü kristal yapı içerisine girer ve farklı tabakaları ayırır. Böylece, kararlı yapının elde edilmesini sağlar. Özellikle, $\text{A}_{1-x}\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ sisteminde FeSe ve A tabakaları arasına giren amonyak, yüksek T_c değeri ve kararlı bir süperiletken yapının oluşması için anahtar rol oynar [171].

2.6.2. Tek Kristal Üretim Metotları

2.6.2.1. Bridgeman Metodu

Bridgeman metodunda, bileşiği oluşturan elementlerin erime noktalarından daha yüksek sıcaklıklara kadar ısıtılarak eritilmelerinin ardından eriyiğin çok yavaş bir şekilde soğutularak tek kristal formun oluşması yöntemidir. Malzeme genelde eridikten sonra soğuk bölgeye doğru çekilerek kristalin büyütülmesi sağlanır.

Bridgeman metodu ile farklı Fe-kalkojenit sistemler tek kristal formda elde edilmiştir [172]. Başlangıç materyalleri kuartz tüpler içerisine konularak vakum altında kapatılır ve 1100 °C' ye kadar ısıtılarak 4 °C/h oranında soğutulurken çok düşük hızlarda çekilerek tek kristaller elde edilebilir. Örneğin $A_{1-x}Fe_2-ySe_2$ (A=K, Rb, Cs) sistemi için Bridgeman metodu kullanılarak tek kristaller elde edilmiştir [158-160, 173]. K, Rb ve Cs alkali metalleri çok düşük erime noktasına, oksijene karşı hassasiyete ve parlama özelliğine sahip olmasına karşın Bridgeman metodu bu sistem için oldukça başarılı sonuçlar vermiştir.

2.6.2.2. Flux Metodu

Flux metodunda, tek kristaller aşırı doymuş bir çözeltinin yavaş soğutulmasıyla elde edilirler. Erimesinden önce bozunan, çok yüksek sıcaklıklarda eriyen veya birlikte erimeyen materyaller için flux metodu uygun bir metottur. Flux, düşük erime noktasına sahip bir çözücü olup bileşenleri eritmek için kullanılır. Flux, Sn, In, Zn, Ga gibi metal elementlerden, NaCl, KCl, $SrCl_2$ gibi ötektik tuzlardan veya FeAs, KAs gibi ikili bileşiklerden oluşabilir [152]. Fe-tabanlı süperiletkenlerin 1111, 111 ve 122-fazları flux metodu ile tek kristal formda elde edilebilmektedir. 1111-fazındaki $LaFeAsO_{1-x}F_x$ ve $LaFe_{1-x}Co_xAsO$ sistemleri için NaAs flux olarak kullanılmış ve başarılı sonuçlar elde edilmiştir [174]. 111-fazında $NaFe_{1-x}Co_xAs$ sistemi için NaAs flux' ı kullanılarak eriyikten kolayca ayrılabilen tek kristaller elde edilmiştir [175]. 122-fazı için önce erime sıcaklıkları sırasıyla 232 °C ve 157 °C olan Sn ve In metalleri kullanılmış ancak bu metallerin kristaller ile birleşerek iç özelliklerini etkilediği görülmüştür. Daha sonra 122-fazının üretilmesinde FeAs ikili bileşiğinin flux olarak kullanılmasının uygun olduğu bulunmuştur [176].

2.6.2.3. Self-Flux Metodu

Self-flux metodu ile örnek hazırlarken kullanılan malzemelerin faz diyagramları yardımıyla termodinamik özellikleri tespit edilip ısıtılma işlem prosedürünün belirlenmesi önemlidir. Çünkü iyonik difüzyon ön plandadır. Malzemelerin yüksek sıcaklıkta eritilerek homojen dağılımları, sonra da çok yavaş soğutulularak tek kristal oluşumu sağlanır. Özellikle $FeTe_{1-x}Se_x$ sistemi ve $A_xFe_2Se_2$ (A=K, Rb, Cs) sistemi için self-flux metodu sıklıkla tercih edilmektedir [177-179].

2.6.2.4. Tek-Adım (One-Step) Sentez Metodu

Bu metod, alkali metallerinin (K^+ , Rb^+ , Cs^+) FeSe sistemine eklenmesiyle oluşan $A_xFe_2Se_2$ sistemi için en uygun tek kristal üretim metodudur. Başlangıç malzemeleri uygun sitokiyometride tartılarak alümina pota içerisine konularak kuartz tüpe yerleştirilir. Yüksek vakum altında kapatılan kuartz tüp fırına yerleştirilerek ısıtılarak işlem uygulanır. Alkali elementler çok düşük erime noktasına sahip olup yüksek sıcaklıklarda yapı içerisine homojen bir şekilde dağılırlar. Belirli bir sıcaklığa kadar yavaşça soğutulduktan sonra suda ani soğutma yapılarak yüksek kalitede tek kristaller elde edilmektedir. Özellikle self-flux metodu daha yaygın kullanılmasına rağmen tek-adım sentez metoduyla elde edilen tek kristallerin süperiletkenlik hacim kesrinin ve kritik akım özelliklerinin arttığı görülmüştür [180, 181].

2.6.2.5. Optik Yüzdürmeli Bölge (Optik Floating Zone, OFZ) Metodu

Optikyüzdürmeli bölge (OFZ) metodu, yapı içerisinde oluşması muhtemel kristal yapı kusurlarını en aza indirgeyecek şekilde tek kristal oluşumuna olanak sağlar. OFZ metodunda öncelik gerekli olan çekirdek ve besleme çubuklarını oluşturulmalıdır. Bunun için katıhal reaksiyon metodu kullanılarak inert bir atmosferde hazırlanan malzemeler farklı uzunluklarda ve kalınlıklarda izostatik olarak preslenip çubuk haline getirilir. Daha sonra, çubuklar OFZ metodunun kullanıldığı sisteme yerleştirilerek argon veya vakum atmosferinde birbirlerine değecek kadar yaklaştırılan besleme ve çekirdek çubuklاربirbirlerine ters yönde hareket ettirilir. Uç noktalarından ısıtılarak eriyik bölge oluşturulur ve bu noktalardan belirli hızlarda her iki çubuğun birbirinden uzaklaştırılarak arada tek kristal oluşumu sağlanır. OFZ yöntemi ile ~6 mm x 10 mm boyutlarında tek kristaller elde edilmiştir [182, 183].

2.6.2.6. Kimyasal Buhar Taşıma (Chemical Vapor Transport, CVT) Metodu

Kimyasal Buhar Taşıma (CVT) metodu tek bir fazda ve yüksek kalitede tek kristaller üretmek için kullanılan metotların başında gelir. Elde edilmek istenen tek kristal malzeme uygun flux malzemesi istenilen sitokiyometrik oranda karıştırılarak kuartz tüp içerisine konulup yüksek vakum altında kapatılır. Kuartz tüp bir ucundan yüksek sıcaklıklara ısıtılırken diğer ucu daha düşük sıcaklıklarda tutulur. CVT

metodu 2 ile 4 hafta arasında değişen uzun bir ısıt ışlem sũrecini kapsamaktadır. Isıt ışlem sırasındasıcak uğtaki buharlaşmadan dolayı soğuk uğa taşınan buharın birikip katı forma geğmesi ile soğuk uçta tek kristaller oluşmaktadır. CVT metodu ile β -FeSe tetragonal fazda tek kristaller elde edilmiştir [184-187].

2.7. Fe-Kalkojenit Sũperiletken Sistemler ile İlgili Literatũrde Yer Alan Önemli alışmalar

2008 yılından gũnũmũze kadar Fe-bazlı sistemler farklı kompozisyonlar ve yŧntemler ile ũretilmiř ve çalışmalarda farklı sonuçlara ulaşılmıştır. Bu sonuçlardan en fazla referans alan ve yol gŧsterici olanları bu bŧlũmde ŧzetlenmektedir.

Fe-tabanlı sũperiletkenler katıhal reaksiyon metodu ile ilk kez Kamihara tarafından hazırlanmıştır. $\text{LnFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (Ln: lantanit grubu) ŧrnekler başlangıç materyalleri olarak LnAs, FeAs, Fe_2As , Ln_3F ve nadir toprak oksitleri alınarak hazırlanmıştır. İlk olarak LnAs, Ln ve As bir kuartz tũp içerisine konulup 500-900 $^{\circ}\text{C}$ ' de 12-24 saat reaksiyona tabi tutulmuştur. Daha sonra $\text{LnFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ŧrnekleri başlangıç materyallerinin sitokiyometrik olarak karıştırılması ve kapalı kuartz tũp içinde 1150-1250 $^{\circ}\text{C}$ ' de 40-60 saat sinterlenmesiyle reaksiyon tamamlanmıştır [188, 189]. Bu malzemeler ile 8-45K arasında bir T_c ve 10^5 A/m^2 in ũzerinde akım yoğunlukları elde edilmiştir [190]. Ancak, arsenikten dolayı bũyũk ŧlekli teknolojik uygulamalar için çok da kullanılabılır olamayacağı açıklanmaktadır.

Yũksek basınç metodu kullanılarak, serbest gaz bileşiklerinin yũksek basınç altında sentezlenmesinin katıhal metodunaęŧre daha etkili olduğu bulunmuştur [191-193]. Bu metot kullanılarak hazırlanan ŧrneklerde sũperiletkenlik geçiş sıcaklıklarının bũyũk ŧlũde yũkseldięi tespit edilmiştir [193]. Öyle ki; $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ve $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ ' in kritik sıcaklıklarının katıhal reaksiyon yŧntemindeki 26 K ve 52 K değerlerinden 41 K ve 55 K değerlerine kadar çıktığı gŧzlenmiřtir [191-192].

Fe-tabanlı sũperiletkenlerin temel ŧzelliklerini belirlemek için diğer malzemelerde olduğu gibi tek kristal malzemelerin ũretilmesi ŧnemli bir yer tutmaktadır. Bunlar içerisinde flux metodu hem kolay olması hem de ucuz bir ũretim metodu olması sebebiyle tek kristal ũretimi için tercih edilmektedirler. Tek kristal ũretim metodunu kullanarak ilk çalışmayı Jia vd. yapmıştır. Jia ve grubu 5 ile 50 μm boyutlarında $\text{NdFeAsO}_{0.82}\text{F}_{0.18}$ tek kristal ŧrneęi başarılı bir şekilde self flux metodu ile ũretmiřlerdir. Bu metotta NaCl/KCl , $\text{NaCl:NdFeAs(O,F)}=10:1$ kũtle oranında

flux olarak kullanılmış, vakum altında kuartz tüp içerisinde ve 1050 °C’ de 10 gün ısıtım işlem uygulanmış ve önemli sonuçlara ulaşılmıştır [194].

S. B. Zhang vd. flux metodunu kullanarak iki farklı çalışma yapmışlardır. İlk çalışmada kristalleşme sürecinin iki aşamada gerçekleştiğini görmüşlerdir. İlk olarak FeSe_{0.82} sitokiyometrik polikristalleri katıhal reaksiyon ile sinterlenmiş ve daha sonra ~500µm boyutundaki FeSe_x kristalleri NaCl\KCl akısı kullanılarak vakumlanan kuartz tüp içerisinde elde edilmiştir. Elde edilen kristal tetragonal ve hegzagonal olmak üzere iki faz içermektedir. Elektriksel ölçümler FeSe kristallerinin 10 K civarında süperiletkenlik geçişine sahip olduğunu göstermiştir [195]. İkinci çalışmada ise yine flux metodunu kullanmışlardır. Kristalografik yapılanmada tetragonal ve hegzagonal fazların bir arada bulunduğunu x-ray kırınımı ve yüksek çözünürlüklü geçirimli elektron mikroskobu çalışmasıyla doğrulamışlardır. Elektriksel özelliklere göre FeSe_{0.89} kristalinin $T_c = 9.91$ K’ de bir süperiletkenlik geçişine sahip olduğu, $H_{c1}(0)$, 9.5 Oe ve $H_{c2}(0)$, 33.4 T olduğu bulunmuş ve malzemenin II. tip süperiletkenler sınıfına girdiği belirlenmiştir. Uyum uzunluğunun, Ginzburg-Landau parametresinin ve sızma derinliğinin sırasıyla 3.14, 3.21 ve 1007.9 nm olduğunu hesaplamışlardır [196]. Bu özellikler ile malzemenin hacimsel uygulamalara elverişli olduğunu tespit etmişlerdir.

Kimyasak buhar taşıma (CVT), düşük miktarda kristal kusuru içeren hacimsel tek kristallerin hazırlanması için uygun metotlardan bir tanesidir. Patel vd., birkaç yüz mikrometreden 1-2 mm aralığında yanal boyutlara sahip β -FeSe_{1-x} kristallerini üretmek için CVT metodunu ve I₂ taşıyıcı gazı kullanmıştır [184, 185]. Üretimi 700⁰ C’ deki sıcak uçtan 300 °C’ deki soğuk uca kadar bir sıcaklık gradyenti ile 200-250 mm uzunluğunda quartz tüp içerisinde gerçekleştirmişlerdir. Üretim süresi oldukça uzun (2-4 hafta) olup elde edilen kristaller ~1 mm² boyutundadır. I₂ taşıyıcı gazı kullanılarak CVT ile üretilen β -FeSe_{1-x} kristallerinin havaya maruz kaldıktan hemen sonra, kristal yüzeyi üzerindeki muhtemel I₂ kirliliğinden dolayı, çok kısa sürede bozulduğu görülmüştür. Bu yüzden β -FeSe_{1-x} kristallerini üretmek için taşıyıcı olarak FeBr₃ kullanılması denenmiştir [186]. Bulunan sonuçlar büyüme mekanizmasının şu şekilde olduğunu ortaya çıkmaktadır; FeBr₃, 400 °C’ nin üzerinde termal olarak ayrışır ve Br₂ buharı üretir. Bu işlemten sonra sıcak bölgede konumlanan FeSe ile FeBr₃ formu ve Se buharı reaksiyona girer. Bu buharlar, sıcak kaynak bölgesinden soğuk büyüme bölgesine difüz ederler ki burada tersine reaksiyon katı FeSe ve gaz

FeBr₃ üretir. 700 °C’ de büyüme bölgesiyle 800 °C’ de tutulan başlangıç malzemeleri ve yaklaşık 6 °C/cm tüp boyunca sıcaklık gradyentinin kristalizasyon için uygun olduğu bulunmuştur. Elde edilen kristaller parlak siyah görünümlüdür ve 2x2x0.05 mm⁻³ boyutundadırlar. Tek kristal örneklerin hegzagonal faz içermediği ve kristal yönelimlerinin de (101) yönünde olduğu bulunmuştur. Ancak $T_c \sim 4$ K’ dir ki bu sonuç Fe/Se düzensizliğinden kaynaklanmaktadır. Bu şekildeki bir üretimde elde edilen materyal hacimsel uygulamalar için yeterli görülmemektedir.

A.E.Böhmer vd. β -FeSe_{1-x}’ un tek kristal üretimi için faz diyagramlarını incelemişlerdir. Elde ettikleri sonuca göre β -FeSe_{1-x} fazının FeSe malzemesinin katılma çizgisinin çok altında konumlanmasından dolayı eriyik veya self-flux teknikleriyle üretim yapıldığında süperiletken olmayan hegzagonal α -fazının oluşmasının kaçınılmaz olduğunu görmüşlerdir. Bunun için β -FeSe_{1-x} fazını CVT metodu ile üretilmesinin uygun olabileceğini savunmuşlardır. Fe ve Se tozlarını 1,1:1 oranında karıştırmış ve KCl/AlCl₃ karışımıyla birlikte kuartz tüp içerisine yerleştirerek vakum altında kapatıp ısıtılma tabi tutmuşlardır. Tüp bir ucundan 390 °C’ ye ısıtılırken diğer ucu 240 °C’de tutulmuştur. 28,5 gün sonunda tetragonal yapıya sahip FeSe kristalleri soğuk olan uçta elde edilmiştir. Bu şekilde düşük sıcaklıkta örneklerin doğrudan tetragonal düzende oluştuğunu ve ayrışma reaksiyonlarına veya yapısal dönüşümlere uğramayacağını bulmuşlardır [187].

Y. Kawasaki vd. FeTe_{1-x}Se_x ($0 \leq x \leq 0.5$) tek kristallerini self-flux metodu ile üretmiş ve sistemde tavlama etkisini incelemişlerdir. Fe ve Te tozları ile Se tanecikleri FeTe_{1-x}Se_x ($0 \leq x \leq 0.5$) nominal kompozisyonunda kuartz tüp içerisine yerleştirilerek, vakum altında kapatmışlardır. Quartz tüpte basınç farkından dolayı oluşabilecek kırılmalardan kaçınmak için ikinci bir kuartz tüp içerisine yerleştirilerek yine vakum altında kapatmışlardır. Çift quartz tüp, 1100 °C’ ye ısıtılmış ve bu sıcaklıkta 20 saat tutularak 4.5 °C/sa oranında 650 °C’ ye kadar soğutulmuş ve fırın kapatılarak oda sıcaklığına düşürülmüştür. Elde edilen örnekler daha sonra iki gruba ayrılarak örneklerin bir kısmı kuartz tüp içerisine yerleştirilmiş ve tüpe atmosfer basıncında O₂ gazı doldurularak kapatılmıştır. Sonuç olarak O₂ tavlama yapılan örneklerde süperiletkenlik hacim kesrinin daha yüksek olduğu ancak tavlama sıcaklığı ve süresi arttırıldığında süperiletkenlik özelliklerinin zayıfladığını gözlemişlerdir [197]. Bu şekilde üretilen örneklerin 10⁶ A/cm² gibi teknolojik uygulamalara uygun sayılabilecek akım yoğunluğuna ulaştığını bulmuşlardır.

Y. Mizuguchi vd. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristallerini sentezlemişlerdir. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristalleri, K ile FeSe malzemesinin eritilmesiyle büyütülmüştür. Fe:Se=1:1 kompozisyonunda hazırlanıp, bir alümina kap içerisine yerleştirilmiş ve kuartz tüp içerisine konulup vakumlanarak kapatılmıştır. Tüpler önce 1100 °C’ de 50 saat ısıtılmış ve daha sonra da 380 °C’de 100 saat tavlansmıştır. Daha sonrada FeSe malzemesi ve K tanecikleri K:Fe:Se=0.8:2:2 kompozisyonuna uyacak şekilde bir alümina kap içerisine tekrar yerleştirilmiş ve çelik tüp içerisine konulup ağzı kapatılmıştır. Örnekleri, 1030 °C’ de 2 saat ısıtılmış ve 6 °C/h ile 750 °C’ ye soğutmuşlardır. Üretilen tek kristaller keskin bir süperiletkenlik geçişi göstermiştir. T_c ve sıfır direnç sıcaklıkları sırasıyla 33 K ve 31.8 K olarak bulunmuştur [198]. Ancak T_c ’ de meydana gelen artmaya paralel olarak akım yoğunluğunda önemli bir artışın olmamıştır. Bulunan 10^6 A/cm² akım yoğunluğunun yine de teknolojiye uygulanabilirlik açısından uygun olduğu gözlenmiştir.

T. Ozaki vd. $K_xFe_{2-y}Se_2$ tek kristallerinin tek adımda sentezlenmesi için basit bir yöntem kurmuşlardır. Buna göre, Fe ve K₂Se tozları ile Se tanecikleri bir alümina pota içerisine konularak kuartz tüp içerisine yerleştirip vakumlanmış, 900 °C’ de ısıtılmış, 12 saat bu sıcaklıkta tutulmuş ve fırının sıcaklığı oda sıcaklığına düşürülmüştür. İkinci adımda malzemeler havası boşaltılmış kuartz tüp içerisine konulmuş ve 1 saat 400 °C’ de tavlansıp oda sıcaklığına düşürülmüştür. Bu kristaller, $T_c^{(onset)}=32.9$ K ve $T_c^{(zero)}=32.1$ K’ de bir süperiletkenlik geçişi göstermişlerdir. Yüksek kritik alanın H_{ab} ve H_c için sırasıyla ~206 T ve ~50 T olduğunu hesaplamışlardır. Kritik akım yoğunluklarının H_{ab} ve H_c için sırasıyla 5 K’ de 1×10^5 A/cm² ve 3.4×10^4 A/cm² kadar olduğunu bulmuşlardır. Bu sonuçlar, $K_xFe_{2-y}Se_2$ ’yi pratik uygulamalar için umut verici bir materyal olarak göstermektedir [181].

Y. Liu vd. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristallerini optik yüzdürmeli bölge (OFZ) tekniği ile elde etmişlerdir. Besleme çubuk hazırlamak için K, Fe ve Se materyallerini kullanmışlardır. Elementel K, Fe ve Se, K:Fe:Se=0.8:2:2 oranında tartılmış ve alümina bot içerisine doldurulmuş sonrada ısıt işlemleri gerçekleştirilmiştir. Isıl işlem görmüş $K_{0.8}Fe_2Se_2$ karışımı öğütüldükten sonra, 600 bar hidrostatik basınçta ~6 mm çapında ve ~70 mm uzunluğunda silindirik şekilli besleme çubuk preslenmiştir. Tek kristal yapı halojen fırında çekirdek ve besleme ’nin 20 rpm oranında zıt yönlerde döndürülmesi ile elde edilmiştir. Üretilen kristallerin $T_c = 31.6$ K’ de süperiletken olduğunu bulmuşlardır [182].

A.F.Wang vd. $Rb_xFe_{2-y}Se_2$ tek kristallerini Bridgeman metodunu kullanarak üretmiştir. Öncelikle FeSe başlangıç materyali katıhal reaksiyon yöntemi ile Fe ve Se tozlarının Fe:Se=1:1 oranında karıştırıp havası boşaltılmış kuartz tüp içerisinde 700 °C’ de 4 saat reaksiyonu sonucu elde edilmiştir. Daha sonrada Rb metali ile FeSe tozu $Rb_{0.8}Fe_2Se_2$ kompozisyonunda kuartz tüp içerisine yerleştirilerek vakum altında kapatılmıştır. Hazırlanan quartz tüp 980 °C’ de 10 saat ısıtılmış ve 4 saat bu sıcaklıkta tutularak 1080 °C’ ye 2 saatte çıkıldıktan sonra 6 °C/saat hız ile 780 °C’ ye düşürülmüştür. Sonrada fırın kapatılarak oda sıcaklığına soğutulmuştur. Hazırlanan örnek tek kristal formda elde edilmiş ve farklı fazlara rastlanılmamıştır. Elde edilen tek kristaller, parlak, siyah ve tabakalı bir yüzey görünümünde olup kristaller yapraksı formatta ve kolayca birbirlerinden ayrılabilir şekilde oluşmuştur [199].

Y. Mizuguchi vd. tarafından FeSe_{1.2} polikristalleri geleneksel katıhal reaksiyon metodu ile hazırlanmıştır. Fe:Se=1:1,2 bileşimiyle Fe tozları ve Se tabletleri havası boşaltılmış bir kuartz tüp içerisine konulmuş ve 700 °C’ de 10 saat ısıtım işlemi uygulanmıştır. Elde edilen FeSe_{1.2} tozu Fe tüp içerisinde paketlenmiştir. Tek korlu tel için dikdörtgen yiv yuvarlama (groove-rolling) işlemi yapılmıştır. Daha sonra üç korlu tel, Fe-tüp içerisinde paketlenmiş, ~2 mm çapında yiv yuvarlama işlemi yapılmıştır. Elde edilen tek ve üç korlu teller ~5 cm uzunluğunda kesilerek kuartz tüpte vakumlanmıştır ve 5 saat 1000 °C’ de tavlanmıştır. Tellerin manyetik özelliklerinin HTS süperiletkenlere göre daha iyi sonuçlar verdiği ve 10 K civarında da süperiletken forma dönüştüğü görülmüştür [200]. Yaklaşık 10⁶ A/cm² değerinde bir akım yoğunluğuna ulaşılmıştır ki bu değerlerin hacimsel uygulamalar için yeterli olduğu görüşünde birleşilmiştir.

Z. Gao vd. tel ve şerit formunda süperiletken FeSe malzemesini üretmiştir. Bunun için Se tanecikleri ve saf Fe tel ve şeritler ham materyaller olarak kullanılmıştır. Fe tel ve şeritler 4-6 cm aralığında kesilmiş ve uygun miktarda Se tanecikleriyle bir Fe tüp içerisine konulmuştur. Daha sonra bu tel ve şeritler 400 °C ile 800 °C arasında değişen sıcaklıklarda Se buharıyla reaksiyona girmiştir. Yapılan işlemlerde reaksiyon süresi 8 ile 12 saat arasında değişmektedir. Sonuçta Se taneciklerinin miktarına bağlı olarak birkaç mikron ile 0.1 mm aralığındaki kalınlıkta FeSe tabakasına sahip tel ve şeritler elde edilmiştir. Bu çalışma sonucunda üstün nitelikli manyetik özellikler ve süperiletkenlik gözlenmiştir [201].

Benzer bir çalışmada T. Ozaki vd. Powder-In-Tube (PIT) metoduna dayalı *in-situ* Fe-difüzyon prosesini kullanarak FeSe_{1-x}Te_x şeritleri üretmiş ve transport kritik

akım yoğunluğu ile ilgili çalışmalar yapmışlardır. Ancak, bu çalışmadan ortaya çıkan en önemli sonucun Fe-kılıfın (tüpler) sadece kılıf olmaması aynı zamanda süperiletken fazın sentezlenmesi için gerekli materyal rolünü oynadığını vurgulamışlardır. Tüplere yiv yuvarlama işlemi uygulanmıştır. Daha sonra tel çekme die kullanılarak 1.1 mm çapında tel çekilebilmiştir. Bazı tel parçaları tek korlu tel örnekler olarak bazıları da yedi korlu tel formuna getirilerek kullanılmıştır. Sonuçta yüksek kalitede süperiletkenlik ve manyetik özellikler elde edilmiştir [202].

Eptaksiyel ince filmler, süperiletkenlerin temel özelliklerini araştırmak için diğer bir yöntemdir. İnce filmlerin başarılı bir şekilde üretimi Josephson aygıtları ve SQUID' ler gibi elektronik cihazların geliştirilmesi ve mikroelettronik teknolojisi için önemlidir. Hosono vd. ve Backen vd. atmalı lazer depozisyon (pulsed laser deposition, PLD) ile eptaksiyel ince filmlerin üretiminde çalışmışlardır. İnce film konusunda ilk bilimsel çalışma, (La, Sr)(Al,Ta)O₃ tek kristal altlıklar üzerine Co katkılanmış SrF₂As₂ içindir [203-206]. Daha sonra (001) yönelimli LaAlO₃ ve MgO üzerine LaFeAsO_{1-x}F_x' in ince filmler diğer gruplar tarafından yapılmıştır [206].

E. Bellingeri vd. süperiletken eptaksiyel FeSe_{0.5}Te_{0.5} ince filmleri SrTiO₃ (001) altlıklar üzerine PLD ile hazırlamışlardır. Fazın yüksek derecedeki saflığı, eptaksi ve özelliklerini farklı deneysel tekniklerle çalışılmıştır. Filmlerin, *c*-ekseninde film yüzeyine dik ve *a* ve *b* eksenlerinin ise altlığa paralel bir eptaksiyel büyüme gösterdiği bulunmuştur. Bu filmler iyi derecede fiziksel ve manyetik özellikler gösterdikleri gibi kritik geçiş sıcaklıkları da 17 K' in üzerinde gözlenmiştir [207].

Geçen 3 yıl içerisinde 2000' den fazla Fe-tabanlı malzemeler ile ilgili çalışma yayınlanmıştır. Bu malzemeler üzerinde çalışmalar bugün de tüm hızıyla devam etmektedir. Bütün bu incelemeler sonucunda aslında düşük sıcaklık süperiletkenler sınıfında yer alan bu malzemeler sahip oldukları özellikleri açısından teknolojik olarak önem taşımaktadırlar.

Özellikle Fe-tabanlı sistemlere farklı yöntemlerle yapılan katkılar teknolojik açıdan farklı ve önemli sonuçlar ortaya koymaktadır. Ancak, kolay üretilebilir olmamaları dolayısıyla sadece malzeme hazırlama konusunda deneyimli olan gruplar tarafından üretilebilmektedirler. Günümüzde artık teknolojik uygulamalara da yavaş yavaş geçilmektedir. Ancak henüz elle tutulur bir sonuca tam olarak ulaşamamıştır. Örneğin THz uygulamalarının biyomedikal alanında etkili olacağı düşünülmektedir. Bilindiği gibi, elektromanyetik spektrum radyo frekansı ile gama ışınları arasında geniş bir frekans aralığını kapsamaktadır. KHz' den GHz mertebesine kadar olan

frekanslar çeşitli elektronik aygıtlar yardımıyla üretilerek iletişim teknolojilerinde kullanılmaktadır. Ayrıca, kızıl ötesi, görünür ışık gibi optik frekanslar çeşitli optik aygıtlardan elde edilmektedir. THz spektrumu bu iki frekans arasında kalmaktadır ve elektronik ve optik aygıtlardan verimli bir şekilde elde edilememektedir. Ancak, AC Josephson prensibi ile çalışan cihazlar THz dalgalarının elde edilmesine olanak sağlamak ve sağlık sektöründe X-ışınlarının yerini alacağı düşünülmektedir.

2.8. Süperiletkenlerin Mühendislik Alandaki Uygulamaları

Mühendislik alanında süperiletkenlerin farklı kullanımları mevcuttur. Özellikle tıbbi teşhis sistemlerinde yaygın olarak kullanılan süperiletkenlerin uygulamalarını iki kategoride inceleyebilmemiz mümkündür [208]. Bunlardan ilki süperiletken magnetlere dayalı sistemler olan Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) ve Manyetik Rezonans Görüntüleme (MRI) cihazlarıdır. Şekil 2.41’ de MRI sistemi şematik olarak gösterilmektedir. Bu sistemlerde magnet cihazın en önemli ana elemanıdır. Süperiletken magnetlerin ürettiği alan yüksek ve homojen olması bakımından diğerlerine göre avantajlı durumdadır. Süperiletken magnetler, bir soğutma tankı içerisine süperiletken bobinlerin yerleştirilmesi ile oluşturulur ve sıvı He kullanılarak mutlak sıfır sıcaklığında kalması sağlanır. Şekil 2.41’ de görüldüğü gibi, magnetin iç kısmından gantri boşluğuna doğru gradyen ve *RF* bobinler mevcuttur.

Gradyen bobinler, sinyal lokalizasyonu yapabilmek amacıyla manyetik alanı x , y ve z -düzlemlerinde kontrollü olarak değiştirirler. *RF* bobinleri ise incelenen dokulardaki hidrojen çekirdeklerini uyarmak için *RF* dalga gönderen ve dokulardan gelen sinyalleri alan parçalardır. Dolayısıyla *RF* bobinleri, hem uyarıları incelenen dokuya ileten hem de dokulardan gelen sinyalleri toplayan alıcı niteliğindedir. Bununla birlikte bobinlere 1.5 T’ lık manyetik alan üretmesi için 600 A’ lik akım verildiğindedirenç sıfıra çok yakın olur. Sonuçta bobinden geçen akım uzun süre azalmadan bobin üzerinden geçerek magnetin ortasında güçlü ve homojen bir manyetik alan oluşturur [209].

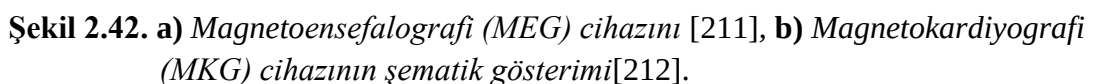
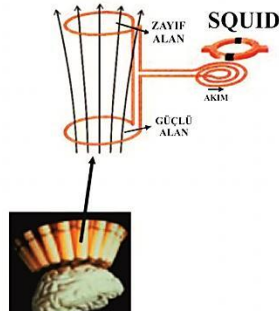
İkinci kategori ise biyomanyetik teşhise dayalı olan SQUID-tabanlı sistemlerdir. Bunlar, manyetoensefalografi (MEG) ve manyetokardiyografi (MKG) gibi sistemlerdir. Bu medikal sistemlerde genellikle düşük sıcaklık süperiletkenlerden yapılan SQUID’ ler tercih edilmektedir. şekil 2.42a’ da şematik olarak verilen manyetoensefalografi, beyin aktivitesinin izlenmesini sağlayan bir tekniktir. Elektrik

Şekil 2.41. *MRI sisteminin şematik gösterimi*[210].



Günümüzde kanser hastalığı dünyadaki ölüm nedenleri arasında ikinci sırada gelmektedir. 1990-2006 yılları arasında Amerikada yapılan bir inceleme sonucunda kanserden ölüm oranının erken teşhis ve gittikçe gelişen tedavi yöntemleri sayesinde

Günümüzde kanser hastalığı dünyadaki ölüm nedenleri arasında ikinci sırada gelmektedir. 1990-2006 yılları arasında Amerikada yapılan bir inceleme sonucunda kanserden ölüm oranının erken teşhis ve gittikçe gelişen tedavi yöntemleri sayesinde



azaldığı görülmüştür [213]. Bu bağlamda radyoterapi kanserde yaygın olarak kullanılan yöntemlerin başında gelmektedir. Tümörü dağıtabilecek maksimum doz, tümör etrafındaki bölgenin radyasyon toleransı belirlenip radyoterapi uygulanarak tedavi edilmektedir. Günümüzde parçacık hızlandırıcıları da kanserle mücadelede önemli roller üstlenmektedir. Bu konudaki ilk klinik denemeler 1938 yılında John Lawrence ve Robert Stone tarafından California Üniversitesindeki radyasyon laboratuvarlarında başlamıştır [214]. 1982 yılında dünyadaki ilk süperiletken siklatronun keşfedilmesinden sonra, Henry Blosser ve grubu süperiletken magnetler ile donatılmış ve döner bir gantri üzerinde çalışabilen daha kompakt siklatron tasarlamışlardır [215]. Şekil 2.43' te K100 süperiletken siklatronun Michigan' daki Harper Grace hastanesinde montajı esnasında süperiletken siklatronun tasarımcısı Prof. Dr. Henry Blosser ve nötron tedavi programının şef fizikçisi Prof. Dr. William Powers ile resmi verilmiştir [216].



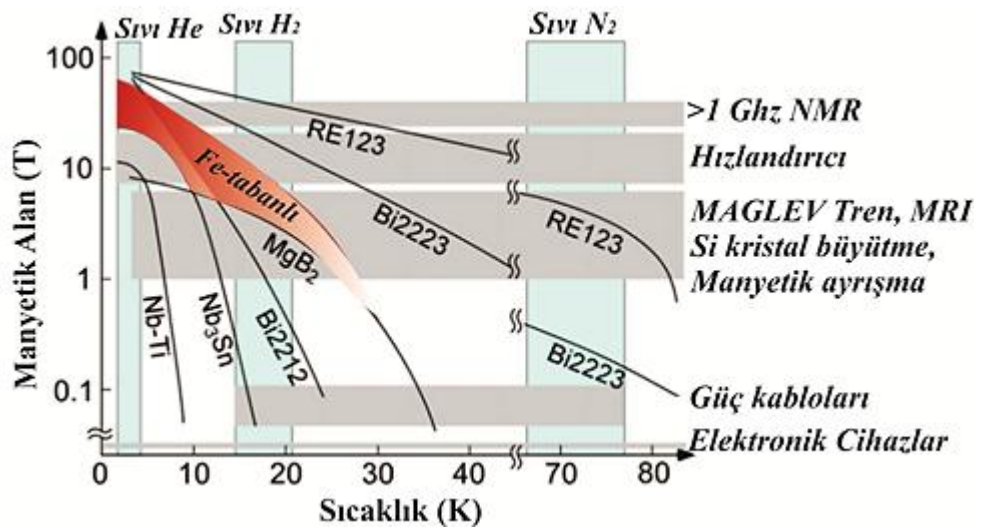
Şekil 2.43. K100 süperiletken siklatron [213].

Süperiletken magnet bobinleri 206 A akım ile siklatronun merkezinde 4.6 T ve tepe bölgesinde 5.4 T büyüklüğünde alan üretmiştir. Bobinler, gantri 360 ° döndürüldüğünde dahi sıvı He içeren ve özel tasarlanmış bir soğutucu sistem içerisindedir. Işıma olmadığında sıvı He tüketimi 2.5 l/sa iken 50 MeV enerjiye kadar maksimum 15 μ A döteryum ışıması yaptığında 6 l/sa olmaktadır [213, 216].

Nötron radyoterapi yöntemi hiçbir zaman tek başına onkoloji terapisi olmamakla birlikte bu cihaz 2008 yılına kadar başarıyla kullanılmıştır. Günümüzde de daha güçlü ve donanımlı cihazlarla sıklaronun gelişimi daha küçük, daha güçlü, daha esnek ve daha ucuz izotop üretimi ile medikal uygulamalarda hadron terapi olanaklarını sağlamak için hızla devam etmektedir. Bu olanaklar ancak süperiletkenlerin geniş kullanım olanakları ile mümkün olmaktadır.

Temel özellikleri göz önüne alındığında teknolojik uygulamalarda Fe-tabanlı süperiletkenlerin HTS sistemler kadar kullanılabilir olduğu görülmektedir. 122-fazı tel formunda üretildiğinde MgB_2 , Nb-Ti ve Nb_3Sn iletkenleri ile kıyaslanabilir olup hatta daha uygun maliyetlerde ve daha üstün özelliklerde olduğu söylenebilir. Dolayısıyla, düşük sıcaklıklarda yüksek alan sağlayan bir alternatif malzeme niteliğindedir. Özellikle 20 ile 30 K sıcaklık aralığında çalışan magnet teknolojilerinde önem taşımaktadır.

Genel olarak, teknolojik uygulamalarda gerekli olan akım yoğunluğu değerinin $J_c > 10^4 \text{ Acm}^{-2}$ olması ve bununla birlikte yüksek alanlar altında yüksek akım taşınması beklenir [217]. Şekil 2.44' de Fe-tabanlı süperiletkenlerin diğer süperiletken sistemlerle kıyaslandığında yüksek alan magnetlerinin akım limitlerine ulaştığı görülmektedir. Bu da Fe-tabanlı süperiletkenlerin medikal cihazlarda kullanım potansiyelinin olabileceğini göstermektedir. Bu düşünceyle doktora tezimiz kapsamında 122-fazına ait olan $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sisteminin PIT metodu ile tel/bobin üretimini yapılarak bobin testleri gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.44. Süperiletkenlerin $J_c > 10^4 \text{ Acm}^{-2}$ olan gerekli uygulamalar için çalışma koşulları (çizgiler sıcaklığın fonksiyonu olarak alan sınırlarını gösterir) [217].

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Örneklerin Hazırlanması

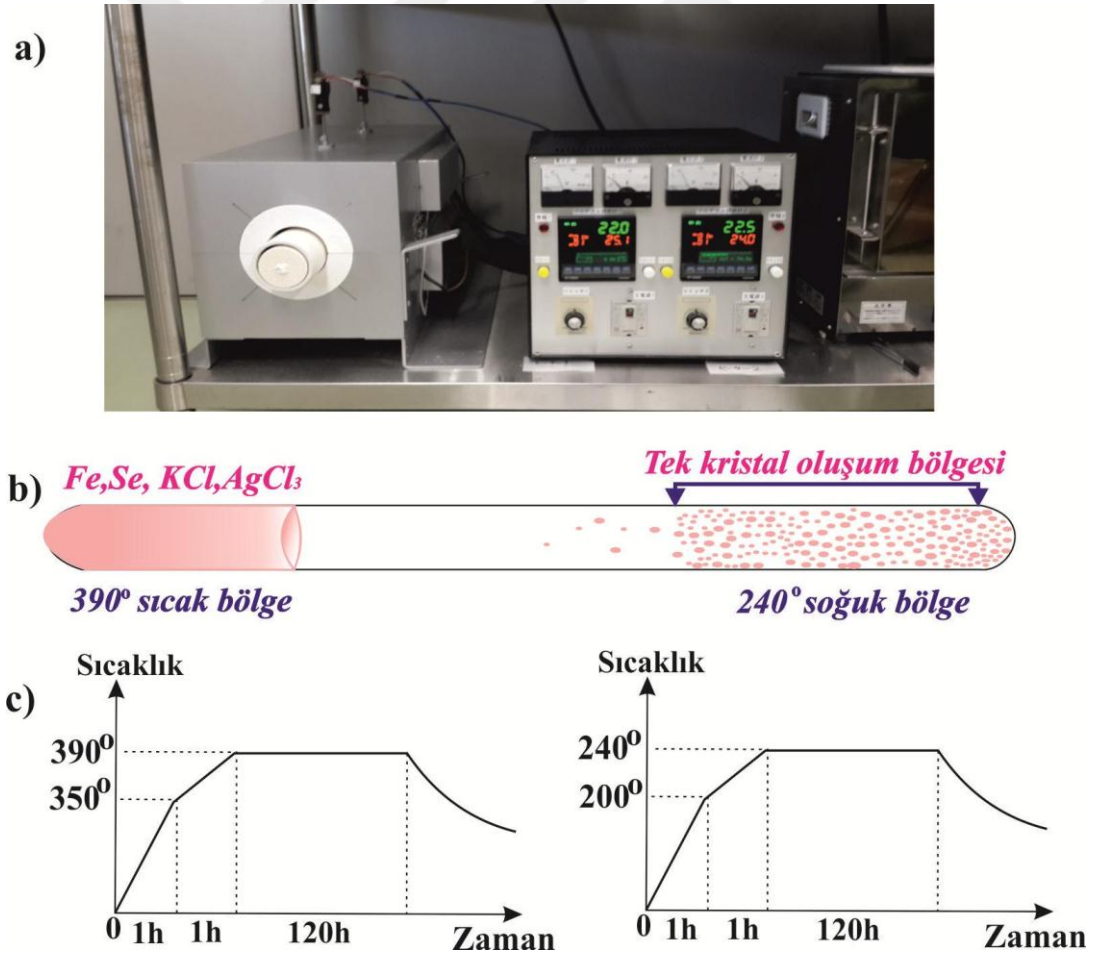
Tez kapsamında yapılan çalışmalar, tek kristal formda Fe-tabanlı süperiletken malzeme üretimi ve mühendislik alanındaki uygulanabilirliğinin araştırılmasını kapsayan iki aşama içermektedir. İlk olarak Fe-tabanlı süperiletkenler ailesinin Fe-kalkojenitler olarak bilinen sınıfının tek kristal formda üretilmesi amaçlanmıştır. Bu bağlamda 11-fazına ait olan FeSe materyali CVT yöntemiyle, $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) materyalleri self-flux yöntemi ile tek kristal formda elde edilmişlerdir. Bununla birlikte, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ materyali de tek adım sentez yöntemi ile tek kristal formlarda başarılı bir şekilde elde edilmişlerdir. Fe-tabanlı süperiletken sistemler kolay üretilebilirliği olan malzemeler değildir ve gerekli laboratuvar koşullarının sağlanması gerekmektedir. Bundan dolayı, Fe-tabanlı tek kristallerin bir kısmının üretimleri, gelişmiş laboratuvar şartlarına sahip olan Japonya’ daki National Institute of Material Science (NIMS), Tsukuba, laboratuvarlarında gerçekleştirilmiştir. Burada üretim teknikleri öğrenilmiştir daha sonra benzer şartlar İnönü Üniversitesi Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi (İBTAM) laboratuvarlarında da oluşturularak tez çalışmalarımıza devam edilmiştir. Hazırlanan örneklerin analizleri NIMS ve üniversitemizin Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezinde (İBTAM) yapılmıştır.

Tezin ikinci ve teknolojik önem taşıyan aşaması ise teknolojik cihazlarda kullanılabilmek için üretilen tek kristalleri kullanarak akım kangallarının testlerinin ve uygunluğunun araştırılmasıdır. Bunun için, üretilen malzemeler Fe-tüpler içerisine doldurularak PIT yöntemi ile süperiletken teller üretilmiş ve elde edilen teller ile akım kangallarını oluşturularak testlerden geçirilmiştir.

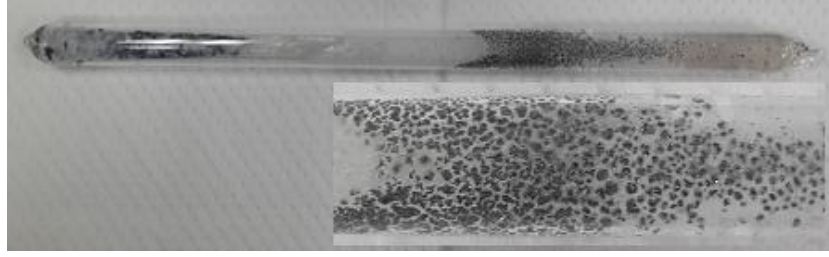
3.1.1. $\text{Fe}_{1.1}\text{Se}$ Tek Kristal Örneklerin Hazırlanması

β -FeSe süperiletkeninin tetragonal fazda ve yüksek kalitede tek kristal formda üretimi için uygun yöntem olan CVT metodu kullanılmıştır. CVT metodu 2 ile 4 hafta arasında değişen uzun bir ısıtma işlem sürecini kapsamaktadır. Bundan dolayı 120 ve 700 saat ısıtma işlem uygulanarak iki farklı örnek hazırlanmış ve bu süreçlerin tek kristal oluşumuna ve kalitesine etkileri incelenerek genel testleri yapılmıştır.

Hazırlık aşamasında, $\sim 10 \mu\text{m}$ tanecik boyutunda Fe tozları (%99.999) ve Se tozları (%99.999) $\text{Fe:Se}=1.1:1$ stokiyometrisinde tartılarak $\text{KCl:AgCl}_3=34.5:65.5$ sitokiyometrisindeki flux ile birlikte toplam 3 g olacak şekilde hazırlanmıştır. Bu karışım iç çapı 10.0 mm ve dış çapı 12.0 mm olan ve $\sim 24 \text{ cm}$ uzunluğunda kuartz tüp içerisine yerleştirerek vakum altında kapatılmıştır. Kapatılan kuartz tüp şekil 3.1a’ da gösterildiği gibi iki farklı ısıtma bölgesi bulunan tüp fırın içerisine yerleştirilmiştir. Kuartz tüpün $\text{FeSe}+\text{KCl/AgCl}_3$ karışımının bulunduğu ucu daha yüksek sıcaklıklara (390°C) ısıtılırken diğer ucu daha düşük sıcaklıklarda (240°C) tutulmuştur, şekil 3b. Isıl işlem prosedürleri şekil 3c’ de şematik olarak gösterilmektedir ve bu sıcaklıklar faz diyagramlarındaki geçişlere göre belirlenmiştir. Isıl işlem sonucunda FeSe tek kristallerinin soğuk olan uca $\sim 300 \mu\text{m}$ ile 5mm boyutlarında oluştuğu gözlenmiştir, şekil 3.2. Bu şekilde elde edilen tek kristaller, kuartz tüp saf su ile yıkayıp ince gözenekli süzgeç kâğıdından süzülerek kâğıt üzerinden toplanmıştır.



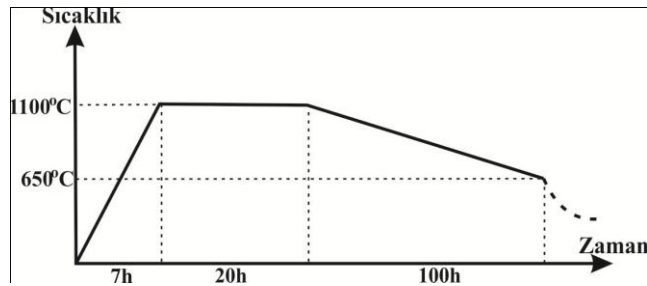
Şekil 3.1. a) CVT metodunda kullanılan tüp fırın, b) FeSe tek kristallerini üretmek için hazırlanan kuartz tüp ve c) gerekli ısıl işlem prosedürü.



Şekil 3.2. Kuartz tüpün daha soğuk olan kısmında oluşan $Fe_{1.1}Se$ tek kristalleri

3.1.2. $FeTe_{1-x}Se_x$ Tek Kristal Örneklerin Hazırlanması

$FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) sistemi ise bu malzeme için daha uygun olduğu belirlenen self-flux yöntemi ile hazırlanmıştır. Bu yöntemde başlangıç materyalleri olan ~ 10 μm tanecik boyutunda Fe tozu (%99.999), 0.5-1 mm boyutunda Te tanecikleri (%99.999) ve Se tanecikleri (%99.999) $x=0.1-0.4$ sitokiyometrik oranlarında tartılarak iç çapı 6.0 mm ve dış çapı 9.0 mm olan kuartz tüp içerisine konulmuştur. Se ve Te'ün yüksek buhar basıncından dolayı olası patlamaları önlemek amacıyla birinci kuartz tüp iç çapı 10.0 mm ve dış çapı 12.0 mm olan ikinci bir kuartz tüp içerisine yerleştirilerek vakumlandıktan sonra O_2 gazı ile doldurularak kapatılmıştır. Hazırlanan kuartz tüpler fırın içerisine dik bir şekilde yerleştirilerek ısıtılma işlemi uygulanmıştır. Isıl işlem prosedürü Şekil 3.3'te şematik olarak gösterilmiştir. Başlangıç malzemelerinin yüksek sıcaklıklara ($1100^\circ C$) ısıtılmaları, eritmeleri ve fırının $650^\circ C$ de kapatılıp yavaş soğutulmaları ile tek kristal oluşumu gerçekleşmiştir. Isıl işlem sonrasında Şekil 3.4'te görüldüğü gibi parlak yüzeylere sahip ve kolayca ayrılabilen kristaller elde edilmiştir. Daha sonra üretilen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) kristallerinden bir miktar alınarak kuartz tüpler içerisine konulup ve vakumlandıktan sonra O_2 gazı doldurularak kapatılıp $300^\circ C$ 'de 2 saat boyunca ısıtılma işlemi tabii tutulmuş ve O_2 ile tavlamanın tek kristal malzeme üzerindeki etkileri incelenmiştir.



Şekil 3.3. $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) sistemi için ısıtılma işlem prosedürü.

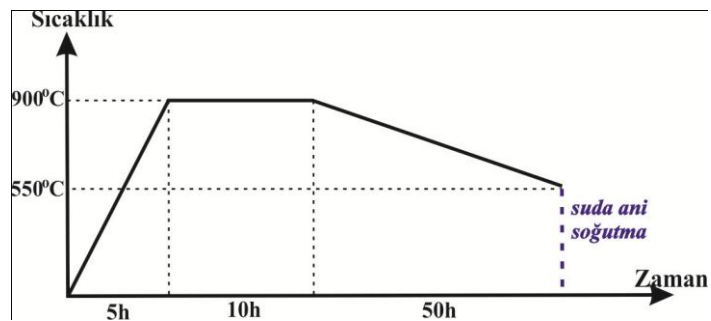


Şekil 3.4. Elde edilen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristaller.

3.1.3. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ Tek Kristal Örneklerin Hazırlanması

$FeSe$ tabakaları arasına alkali metal K^+ eklenmesiyle elde edilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sisteminin tek kristal formda üretilebilmesi için tek adım sentez metodu tercih edilmiştir. Bunun sebebi ise teknolojik üretimlerde üretim maliyeti/kalite oranının en üste olması beklenmektedir. Aynı zamanda, bu yöntemin $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sistemini ucuz ve hacimsel olarak büyük ölçekte elde edilebilmesi için uygun bir yöntem olduğu kabul edilmektedir.

$K_{0.8}Fe_2Se_2$ materyalinin hazırlanma aşamasında $\sim 10 \mu m$ tanecik boyutunda K_2Se (%99.999) tozu, Fe (%99.999) tozu ve $0.5 mm$ boyutunda Se (%99.999) tanecikleri başlangıç materyalleri olarak kullanılmıştır. Malzemele rsitokiyometrik oranda tartılarak iç çapı $4.0 mm$, dış çapı $5.5 mm$ olan silindirik alümina pota içerisine konulmuş ve hazırlanan pota iç çapı $8.0 mm$ ve dış çapı $10 mm$ olan kuartz tüp içerisine yerleştirilerek vakum altında kapatılmıştır. Kuartz tüp fırın içerisine dik bir şekilde yerleştirilerek Şekil 3.5’ de verilen ısıtım prosedürü uygulanmıştır. K elementinin oksijene karşı aşırı hassasiyeti ve hava ortamında parlamasından dolayı tüm malzeme hazırlama işlemleri glove-box içerisinde yapılmıştır.



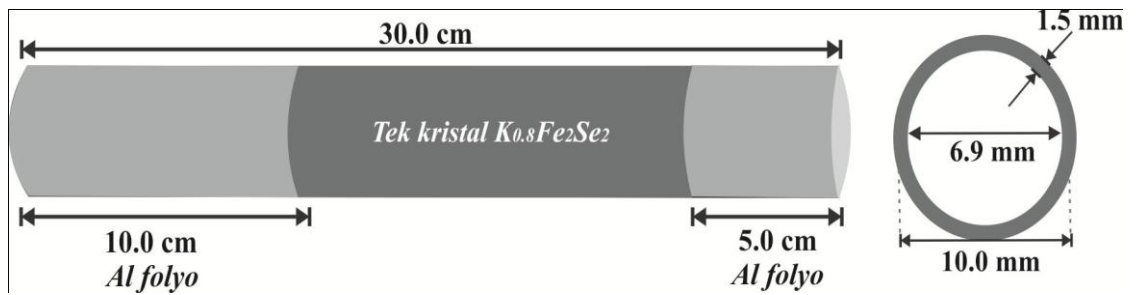
Şekil 3.5. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sistemi için ısıtım prosedürü

3.1.4. Mühendislik Alanındaki Uygulamalar İçin $K_{0.8}Fe_2Se_2$ Bobin Üretimi

Fe-kalkojenit sistemler yüksek manyetik alanlar altında süperiletken tel ve ince film gibi uygulamalar için potansiyeli olan materyallerdir. Tez çalışmamız kapsamında, “*Powder In Tube (PIT)*” metodu kullanılarak yüksek T_c ve J_c ’ ye sahip $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek korlu süperiletken tellerin üretimi amaçlanmıştır. Bir süperiletken telde yüksek akım yoğunluğu elde etmek için süperiletken kor’ un yüksek kalitede olması, süperiletken kor ile kullanılan kılıf arasında iyi bağlantı sağlanması ve kılıf içerisindeki süperiletken kor’ un yüksek doluluk oranına sahip olması gerekmektedir.

$K_{0.8}Fe_2Se_2$ materyali kullanılarak tel üretimi için süperiletken malzemeler bölüm 3.1.3’ de anlatıldığı şekilde tek adım sentez ile üretilmiştir. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesini elde etmek için kullanılan yüksek saflıktaki K_2Se ve Se başlangıç malzemelerinin düşük erime noktasına sahip olmaları ve reaksiyon esnasında kuartz tüp içerisinde yüksek buhar basıncı oluşturmaları nedeniyle tek seferde 0.6 g’ lık külçeler halinde üretilmeleri uygun bulunmuştur.

Dolayısıyla *PIT* metodu ile tel üretimi aşaması için toplamda 35 adet kuartz tüp kullanılarak hazırlanmıştır. Elde edilen külçe şeklindeki tek kristal $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemeleri glove box içerisinde öğütülerek ince toz haline (~ 1 mikron tanecik büyüklüğüne) getirilmiştir. Kılıf materyali olarak şekil 3.6’ da şematik olarak gösterildiği gibi iç çapı ~ 6.9 mm ve dış çapı ~ 10.0 mm olan 30.0 cm boyundaki (%99.9) saflıkta Fe boru kullanılmıştır.



Şekil 3.6. *PIT için hazırlanan Fe tüp’ ün şematik gösterimi*

$K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesi doldurulmadan önce Fe boru *PIT* işlemi esnasında mekanik strese maruz kalmaması için ve oluşabilecek çatlakları önlemek amacıyla vakumlu fırında $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’ de 2 saat ısıtım işlemi uygulanmıştır. Fe borunun 10 cm uzunluğunda bir ucu alüminyum folyo ile sıkıştırılarak kapatılmıştır. Bu işlem

sonrasında hazırlanan tek kristal $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesi Fe boru içerisine yüksek doluluk oranını elde etmek için mümkün olduğunca sıkı bir şekilde ve üst tarafında ~5.0 cm boşluk kalıncaya kadar doldurulmuş ve kalan kısım yine alüminyum folyo ile dövülüp sıkıştırılarak kapatılmıştır, şekil 3.6. Bu şekilde hazırlanan Fe boruya ait veriler Tablo 3.1’ de özetlenmiştir.

Tablo 3.1. PIT işlemi ile doldurulan malzeme ve Fe-boruya ait detaylar.

Fe-boru özellikleri	Boy=30 cm İç çap=6.9 mm Dış çap=10 mm Kütle=104.0176 g Saflık= %99.9
İç kesit alanı	37.374 mm ²
Toplam kesit alanı	78.5 mm ²
Dolan Hacim	11537.5 mm ³
Dolan Kütle	20.4231 g
$K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesinin yoğunluğu	4.72 gcm ⁻³
Dolum yoğunluğu	1.7698 gcm ⁻³
Doluluk oranı	% 37.5

Tellerin hazırlanması aşamasında PIT metodu iki farklı sistemde gerçekleştirilmiştir. İlk uygulamamız şekil 3.7’ de gösterildiği gibi üniversitemizin İBTAM laboratuvarlarında bulunan “ezerek yuvarlama (rolling)” tipi cihaz kullanılmıştır. Ezerek yuvarlama (roller) sisteminde şekil 3.5’ de açıklandığı gibi içi tek kristal $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzeme ile doldurulup mekanik olarak sıkıştırılan (harbilenmek suretiyle) Fe boru 10.0 mm çaptan başlanarak 10 farklı büyüklükte yuvalar kullanılıp inceltilmiş ve 1 mm çap değerine kadar inilmiştir. Ancak ~3.2 mm çapına ulaşıldığında daha küçük çaplara inerken telde oluşabilecek yarılmalara ya da kopmaları önleyebilmek açısından teldeki mekanik stresin alınabilmesi için 500 °C’ de vakumlu fırında 2 saat süreyle kararlı bir şekilde ısıtım işlemi uygulanmıştır. Daha sonra fırının ısısı oda sıcaklığına düştüğünde tel fırından çıkarılarak çap küçültme işlemine devam edilmiştir.

Sonuçta, Fe boru başlangıçta 50 cm uzunlukta iken 1 mm çapa düşüldüğünde ~810 cm’ lik boya ulaşılmıştır.



Şekil 3.7. İBTAM laboratuvarlarında bulunan *roller* tipi tel çekme sistemi.

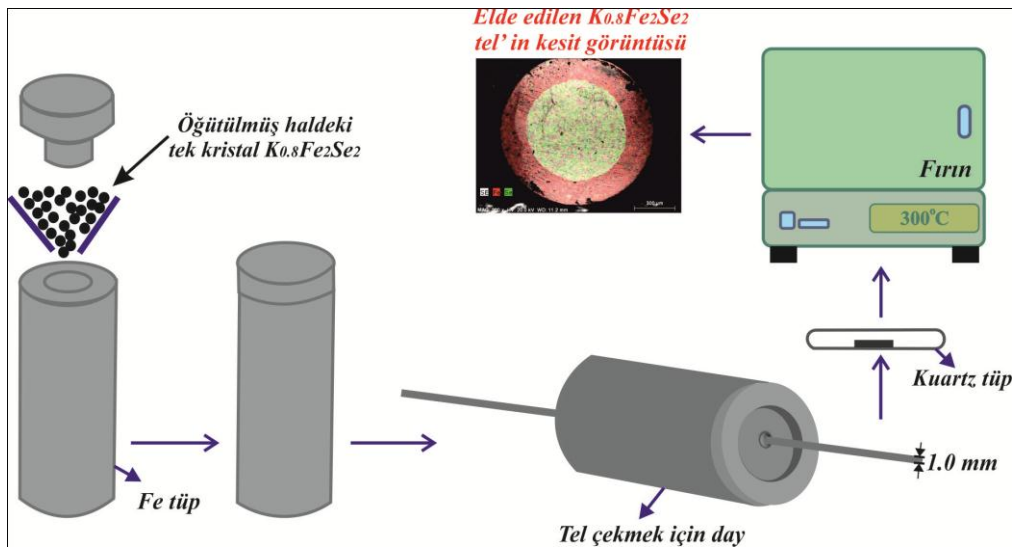
İkinci olarak da şekil 3.8b’ de görüldüğü gibi Bolu Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fizik bölümü laboratuvarlarında bulunan “die çekme” türü sistemde de PIT metoduyla tel çekme işlemi gerçekleştirilmiştir. Benzer şekilde die çekme yöntemi ile de 10.0 mm çaptan başlanarak 1.26 mm çapa kadar başarılı bir şekilde inilmiştir.

Öncelikle şekil 3.8a’ da verilen sistem kullanılarak 10.0 mm çapa sahip olan Fe borunun ucu sivriltilerek 320 mm boya ulaşılmış ve 9.10 mm’ lik die kullanılarak ilk çekme işlemine başlanmıştır. Kullanılan die çapı ve teldeki uzama miktarı Tablo 3.2’ de verilmiştir. 5 mm ve 1.32 mm’ lik die’ lar kullanıldıktan sonra tel üzerindeki mekanik stresi almak için 500 °C’ de vakumlu fırında 2 saat süreyle ısıtılma işlemi uygulanmış sonra da tel fırından çıkarılarak çekme işlemine devam edilmiştir. Ortalama tel çekim hızı ~44 cm/dk olarak belirlenmiştir.

Bu yöntem ile elde edilen tel yarıçapı 11 cm olacak şekilde 7 tur olarak teflon boruya (kalıba) sarılmıştır. Uygulanan bu yöntem şematik olarak Şekil 3.9’ da verilmektedir. Üretilen telin mevcut mekanik stresi ve sertliği göz önüne alınarak ~150-200 °C ısıtılarak sarılmıştır. Sarım sırasında da sarımların birbirine değmemesi için de öncelikle 0.3 mm kalınlığında “compton tape” izolasyon malzemesi ile dikkatlice kaplanmış sonra da compton tape üzerine 0.1 mm kalınlığında geniş teflon bant sarılarak ölçüme hazır duruma getirilmiştir, şekil 3.10.



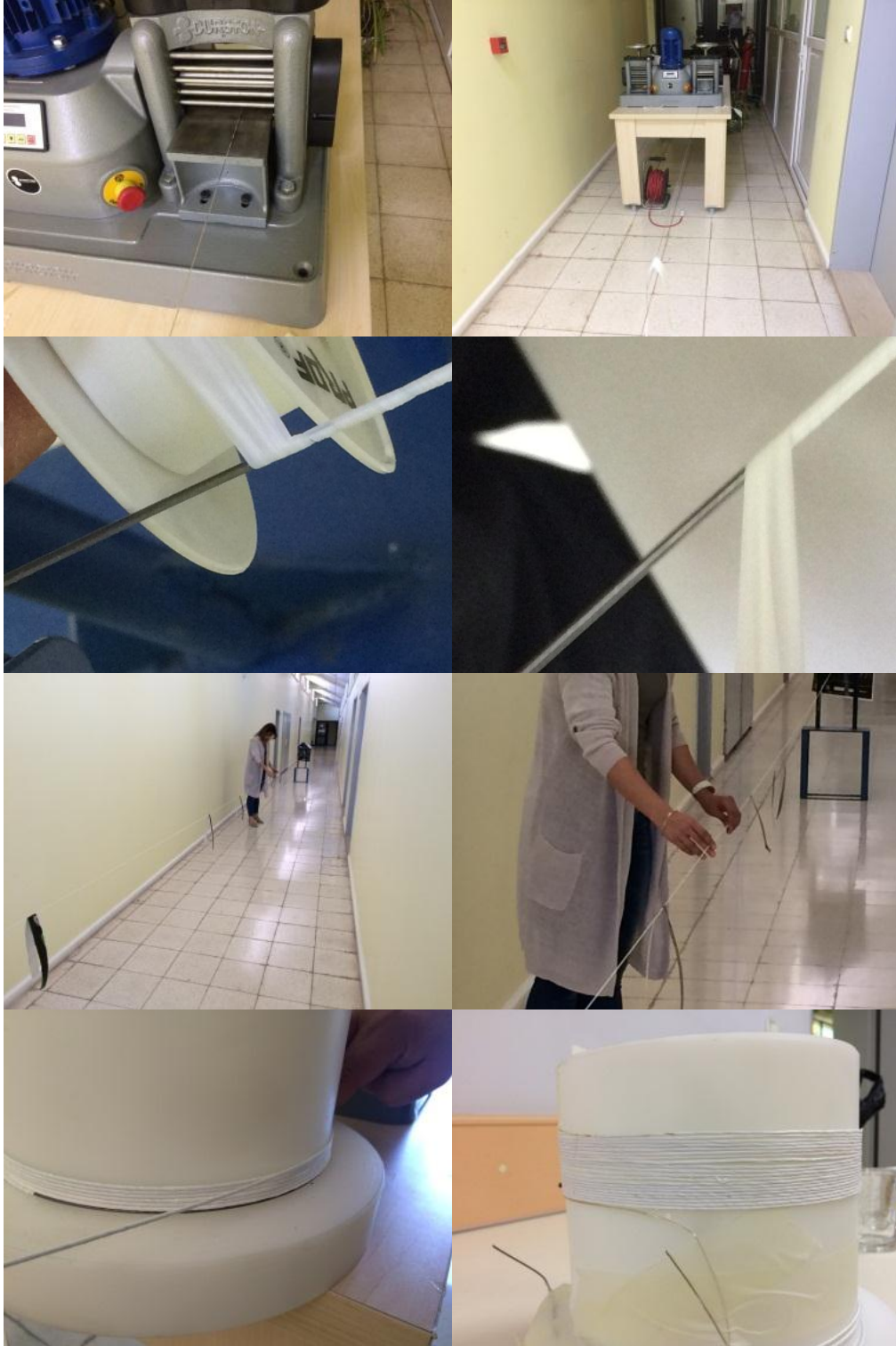
Şekil 3.8. Bolu’ da Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fizik Bölümü laboratuvarlarında bulunana) uç sivriltme sistemi, b) “die-çekme” tipi tel çekme sistemi.



Şekil 3.9. Uygulanan (PIT) yönteminin şematik gösterimi.

Tablo 3.2. “Die-çekme” tipi tel çekme sisteminde die çapı ve tel uzama miktarına ait veriler.

Die Çapı (mm)	Tel uzunluğu (mm)	Açıklama
9.10	347	
8.87	372	
8.10	407	Uç sivirtme işlemi yapılarak bir sonraki die’ a geçildi.
7.40	519	
6.80	588	
6.60	628	
6.40	655	
6.20	693	
6.00	778	
5.65	810	Uç sivirtme işlemi yapılarak bir sonraki die’ a geçildi.
5.50	921	
5.30	977	
5.15	1029	
5.00	1078	Isıl işlem yapıldı
4.85	1113	
4.70	1228	
4.55	1283	
4.40	1382	
4.25	1446	
4.15	1510	
4.00	1633	Uç sivirtme işlemi yapılarak bir sonraki die’ a geçildi.
3.90	1790	
3.80	1880	
3.70	1953	
3.45	2280	
3.25	2502	
3.05	2809	
2.85	3264	
2.50	4150	
2.25	5056	
2.10	5790	İlk ucundan 100 cm alt ucundan 60 cm’lik parçalar kesilerek Al folyo olan kısımlar alındı.
2.00	4740	
1.85	5445	
1.80	5542	
1.75	5906	
1.70	6085	
1.65	6630	
1.60	6645	
1.54	7450	
1.47	8082	
1.39	9082	Al folyo olan kısımlar tamamen kesildi.
1.32	8531	Isıl işlem yapıldı.
1.26	9583	



Şekil 3.10. *Kablo üretimi ve bobin sarımı sırasındaki gelişmeler.*

3.2. Örneklerin Analizi

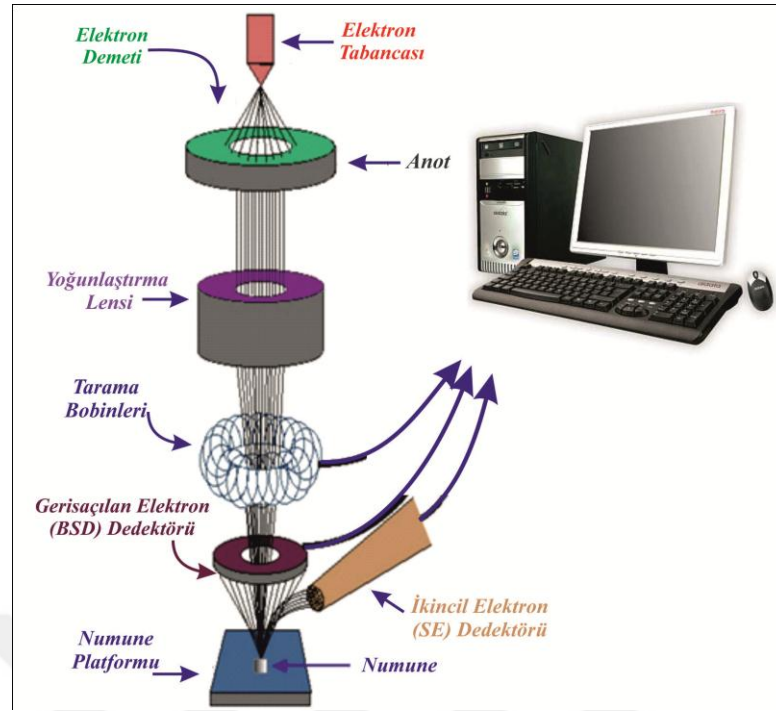
3.2.1. X-Işını Kırınımı (XRD) Analizi

Doktora tez çalışmamız boyunca üretilen 122-fazına ait olan $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneği ve 11-fazına ait FeSe örneğinin XRD analizleri NIMS Laboratuvarlarındaki çalışmalarımız sırasında Rigaku MiniFlex600 x-ışını difraktometresi kullanılarak yapılmıştır. $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristal örneklerinin XRD analizleri ise İBTAM’ da bulunan Rigaku RadB-DMAXII x-ışını difraktometresi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Her iki sistemde de yapraksı tabakalar halinde kolayca ayrılabilen tek kristallerin mümkün olabilen en ince ve düzgün tabakası örnek tutucuya yapıştırılarak cihaz içerisine yerleştirilmiştir. Her iki cihazda da ölçümler $2\theta=5-80^\circ$ arasında sabit $2^\circ/\text{dak}$ tarama hızı ile alınmış ve ölçümler boyunca $\lambda=1.5405 \text{ \AA}$ dalga boyuna sahip $CuK\alpha$ radyasyonu kullanılmıştır. Elde edilen pikler “Jade 6.0+ Crystal Refinement” programı ile koordineli Rietveld iterasyon ve çözümleme yöntemi kullanılarak kristal yapı analizleri yapılmıştır.

3.2.2. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X-ışınları (EDX) Analizleri

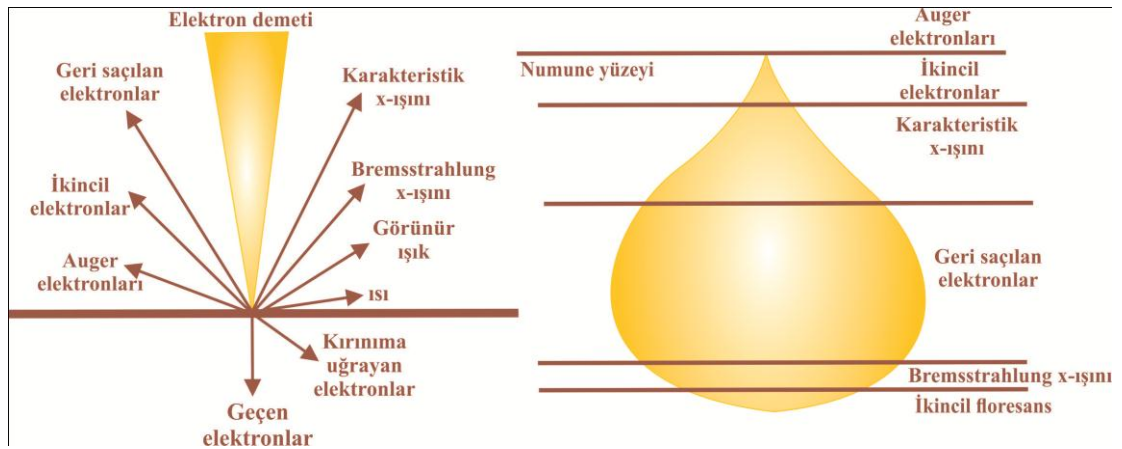
Yüksek büyütme oranları ve yüksek çözünürlükteki topolojik resimlerin elde edilebilmesi Taramalı Elektron Mikroskobunu (SEM) malzeme yüzeylerinin incelenmesinde ideal bir yöntem haline getirmektedir. Ayrıca SEM, Enerji Dağılımlı X-ışını (EDX) analizi ile elementlerin kantitatif olarak belirlenebildiği ve sitokiyometrik oranlarının da tespit edilebildiği karakterizasyon çeşidini de ön plana çıkarmaktadır.

SEM temel olarak elektron kaynağı (elektron tabancası), içerisinde lensleri ve manyetik bobinleri bulunduran elektron kolonu ve dedektörler olmak üzere üç kısımdan meydana gelmektedir, şekil 3.11. Genel olarak elektronlar, 0.1 eV ile 40 keV arasında enerjiye sahip bir elektron tabancası tarafından üretilir ve örnek üzerine kolon boyunca hızlandırılarak düşürülürler. Kolon içerisinde elektron demeti yoğunlaştırıcı elektromanyetik merceklerle toplanır, objektif merceklerle odaklanır ve yine elektromanyetik saptırıcı bobinlerle örnek yüzeyinde tarama işlemini gerçekleştirir. Görüntü, yüksek hıza sahip elektron demetinin örnek yüzeyi ile etkileşmesi sonucu ortaya çıkan sinyallerin dedektörler tarafından toplanmasıyla elde edilir.



Şekil 3.11. SEM donanımını gösteren şematik diyagram [218].

Şekil 3.12’ de şematize edildiği gibi elektron demetinin örnek yüzeyi ile etkileşimi sonucunda farklı elektronların ve x-ışınların ortaya çıkmasına sebep olur. Tezimiz kapsamında üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ ile FeSe tek kristal örneklerin mikroyapısal analizleri, NIMS laboratuvarlarında bulunan JEOL marka ve JSM-6010La model ile 500 V-30 kV hızlandırma voltaj aralığında ve 5 ve 300.000 büyütme kapasitesine sahip SEM ile gerçekleştirilmiştir. $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristal örneklerinin analizleri ise İBTAM’ da bulunan LEO marka EVO 40 XVP model SEM ve 30 kV hızlandırma voltajında gerçekleştirilmiştir.

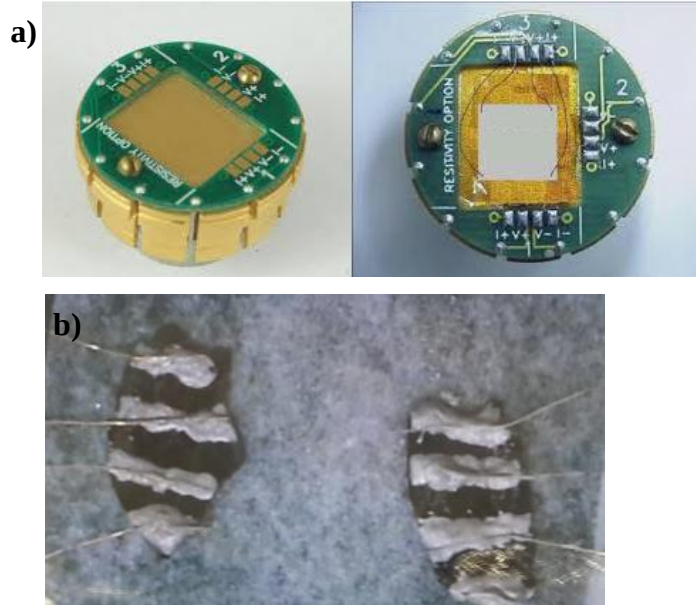


Şekil 3.12. Elektron demetinin numune ile etkileşimi sırasında ortaya çıkan elektron türleri [219].

Analizler sırasında SE (Secondary Electron) dedektörle 3 nm ayırma gücüne sahip BSD (Back Scattering Detector) ve 0.2-30 kV hızlandırma voltaj aralığı ve uygun büyütme basamaklarında çalışılmıştır. Bununla birlikte, yapıdaki elementlerin % atomik dağılımları SEM ile kombine çalışan Bruker marka 125 eV' luk EDX dedektörü ile ve hem haritalama hemde elementel analizler yapılmıştır.

3.2.3. Elektriksel Ölçümler (R-T/MR-T)

Tez kapsamında üretilen tüm numunelerin elektriksel ölçümleri, ± 9 T' ya kadar manyetik alan uygulayabilen ve 1.9-300 K sıcaklık aralığında ölçüm yapabilen Quantum Design Physical Property Measurement System (PPMS) ile İBTAM laboratuvarlarında gerçekleştirilmiştir. Üretilen malzemelerin elektriksel direncinin ölçülmesinde dört nokta kontak yöntemi ve gümüş boya kullanılmıştır. Parlak yüzeylere sahip tek kristal tabakalardan seçilen bir parça mikroskop altında şekil 3.13 a' da verilen örnek tutucu üzerine yerleştirilmiş veelektriksel kontaklar, ince bakır teller ve gümüş boya yardımıyla yapılmıştır. Buna göre, şekil 3.13 b' de aynı anda iki farklı örneğe kontak yapıldıktan sonra mikroskop altında x10 büyütmedeki fotoğrafı görülmektedir.



Şekil 3.13. a)Elektriksel ölçümler sırasında kullanılan PPMS sistemine ait örnek tutucu, b) ölçüm için hazırlanan tek kristal örneğe kontak yapıldıktan sonra mikroskop altındaki fotoğrafı.

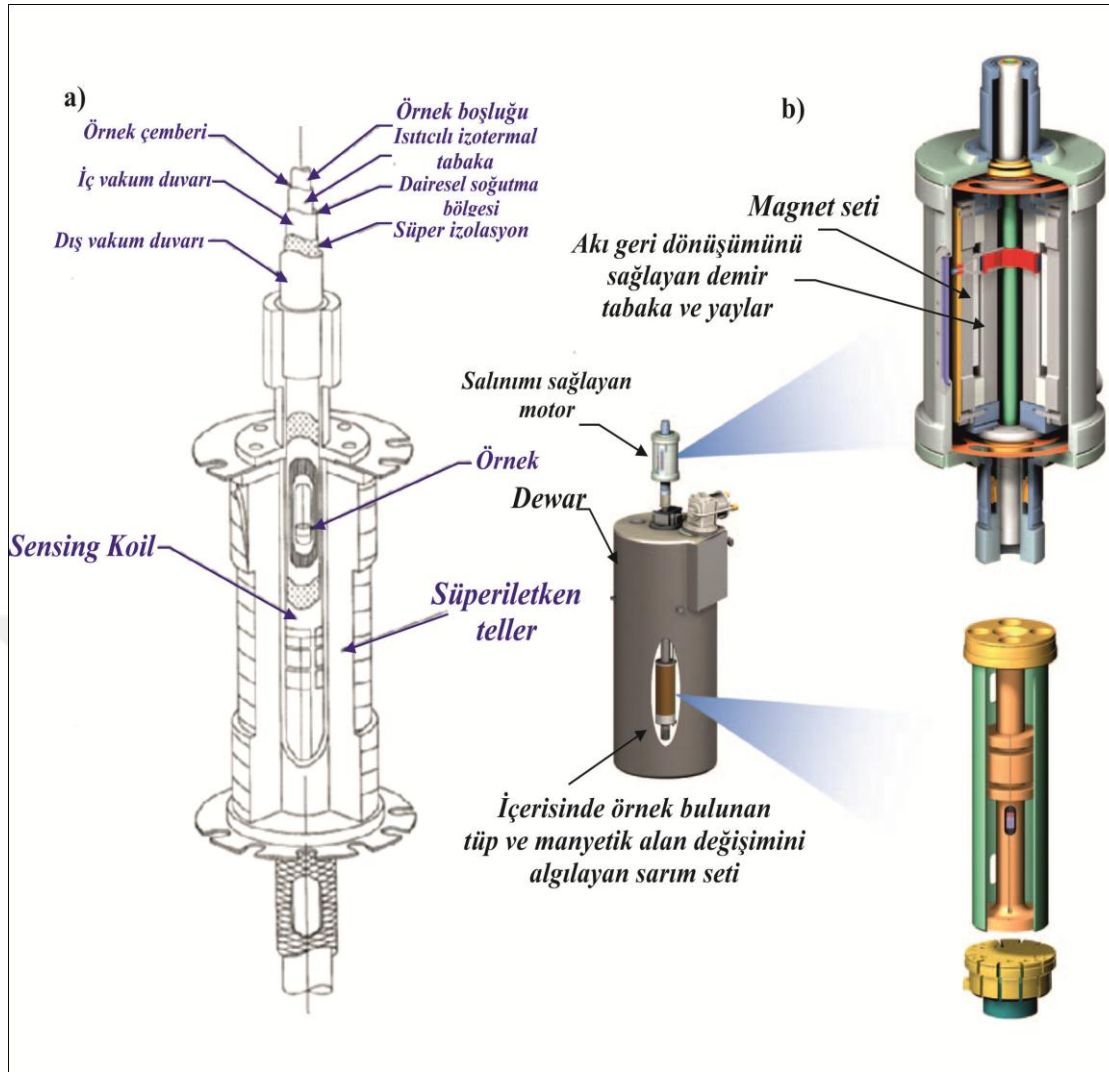
Tez kapsamında üretilen bütün tek kristal örneklerin direnç-sıcaklık ($R-T$) ölçümleri 4 ile 300 K sıcaklık aralığında ve önce sıfır manyetik alanda alınmıştır. Daha sonra $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneği 4 ile 50 K sıcaklık aralığında ve 1 ile 5 T aralığında manyetik alan altında $MR-T$ ölçümleri yapılmıştır. FeSe tek kristal örneği ve $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristal örnekleri için de 1.4 ile 16 K sıcaklık aralığında 1 ile 5 T manyetik alanlar altında $MR-T$ ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

3.2.4. Manyetik Ölçümler ($M-T/M-H$)

Manyetik ölçümlerimiz de daha önceki analiz yöntemlerinde olduğu gibi bir kısmı NIMS' de bir kısmı da İBTAM laboratuvarlarında tamamlanmıştır. Ölçümler, Quantum Design marka MPMS-SQUID (NIMS laboratuvarlarında) ve PPMS-VSM cihazlarında sıfır alan soğutma (ZFC) ve alan ile birlikte soğuma (FC) yöntemleri kullanılarak alınmıştır. Her iki sistemde de örneklerin uygulanan alana karşı manyetik momentlerinin sıcaklığa karşı değişimi ($M-T$) ve manyetik momentlerin uygulanan alana karşı değişimi ($M-H$) testleri yapılmıştır.

Tez kapsamında üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ ve FeSe tek kristallerin $M-T$ ve $M-H$ ölçümlerine hazırlanması oksijene karşı duyarlı olmaları nedeniyle glove-box içerisinde yapılmıştır. Örnekler mümkün olduğunca ince ve düzgün parçalardan seçilerek ince bir tabaka halindeki cam yününe sarılmış ve iç çapı 2.0 mm dış çapı 4.0 mm olan kuartz tüp içerisine yerleştirilerek vakum altında kapatılmıştır. Hazırlanan kuartz tüpler örnek tutucuya takılarak Şekil 3.14a'da gösterilen SQUID içerisine sürülmüştür. FeSe tek kristalleri 2-15 K aralığında ve 10 Oe alan altında ZFC ve FC modda $M-T$ ölçümü ve 2 K, 5 K ve 8 K' deki $M-H$ ölçümleri yapılmıştır.

$K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristallerin ve $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerin manyetik ölçümleri ise İBTAM' da bulunan PPMS sisteminin Şekil 3.14b' de görülen VSM sisteminde gerçekleştirilmiştir. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristalleri için 2-50 K sıcaklık aralığında, 10 Oe manyetik alan altında ZFC ve FC modda $M-T$ ölçümü ile ± 5 T aralığında 5 K, 15 K ve 25 K sıcaklıklarında $M-H$ ölçümleri yapılmıştır. Benzer şekilde $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristalleri için de 5-30 K sıcaklık aralığında, 50 Oe alan altında ZFC ve FC modda $M-T$ ölçümü ile ± 5 T aralığında 5 K, 7 K ve 9 K sıcaklıklarında $M-H$ ölçümleri gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.14. a)MPMS sistemine ait magnet, b)Quantum Design PPMS sistemine ait VSM aparatı [220, 221].

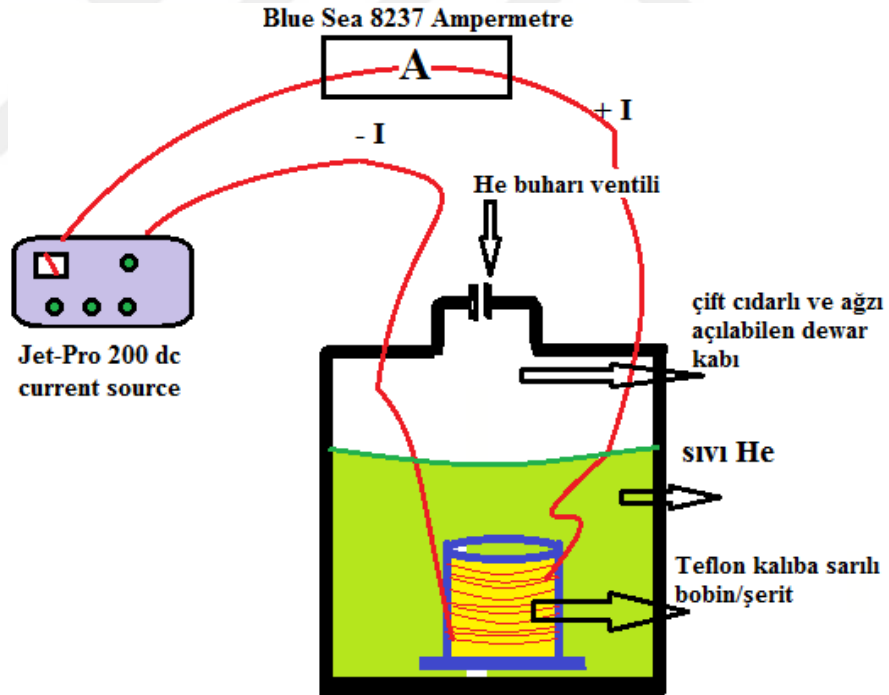
3.2.5. Bobinlerin Testleri

Üretilen bobinin test çalışmaları iki farklı sistemde gerçekleştirilmiştir. İlk olarak tellerden farklı kesimlerden 1 cm uzunluğunda parçalar kesilerek PPMS sisteminde 4 nokta kontak metodu ve 80 mA dc akım kullanılarak elektriksel direnç özellikleri test edilmiştir. Bobinden kesilen parçaların elektriksel olarak her hangi bir probleminin olmadığı görüldükten sonra blok olarak bobinin testi gerçekleştirilmiştir.

Tamamen laboratuvarımızda tasarlanan ölçüm sisteminin şematik gösterimi şekil 3.15’ de verilmektedir. Tasarım içerisinde güç kaynağı olarak 0.01-200 A arasında ayarlanabilir ve flitreli “Jet-Pro 200 DC current source” akım kaynağı kullanılmıştır. Üretilen bobin hareket etmeyecek şekilde teflon kalıba sarıldıktan sonra teflon boru ile birlikte 40 cm çaplı kalın cidarlı silika cam konteyner içerisine yerleştirilmiştir.

Bobin için elektriksel bağlantı aparatı olarak bakır örgülü 3 mm kalınlığında ve 3 cm eninde örgülü bağlantı kabloları kullanılmıştır. Sisteme verilen dc akım değeri hem Jet-Pro 200 DC current source cihazı üzerinden hemde kalibrasyonlu ve ± 0.1 A hata ile ölçüm yapabilen “Blue Sea System 8237 dc dijital ampermetre” ile gözlenmiştir.

Bobinin transport akım yoğunluğu için uluslararası sınır olarak kabul edilen $1 \mu V/cm$ kriteri dikkate alınarak ölçümlerimiz gerçekleştirilmiştir. Bunun için ölçüm sistemine paralel olarak bağlanan kendinden kalibreli “Keithley 182 dijital voltmetre” kullanılmıştır. Deneysel kurulumda sıvı helyum konteynere yavaşça doldurulduktan sonra dc akım 1 A’ den itibaren 199 A’ e kadar kademeli artırılarak bobin üzerinden geçirilmiş, akım-gerilim (I - V) grafiği çizdirilmiş ve sonuç olarak bobinlerin transport akım taşıma kapasitesi tespit edilmiştir. Deneylerimiz sırasında konteynere sürekli olarak buharlaşan sıvı helyumu telafi edebilmek için aralıklar ile sıvı He takviyesi yapılmıştır.



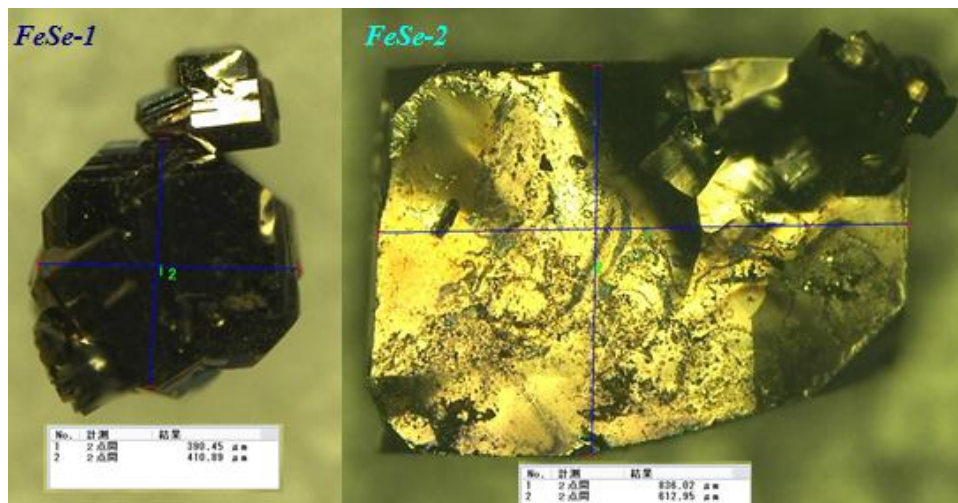
Şekil 3.15. Bobinler için kritik akım değerlerinin belirlendiği sistemin şematik gösterimi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

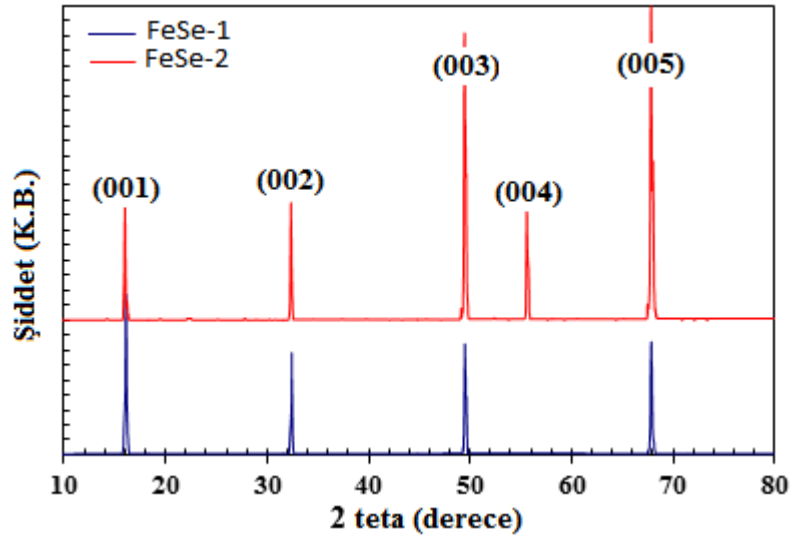
4.1. CVT Yöntemiyle Üretilen FeSe Tek Kristalleri

4.1.1. XRD Analizi

Fe_{1.1}Se tek kristalleri CVT yöntemi kullanılarak tetragonal β -FeSe fazında elde edilmiştir. CVT yöntemi için 2 ile 4 hafta arasında değişen uzun bir kristalleşme süreci gerekmektedir. Bundan dolayı, FeSe-1 numunesi için 120 saat kristalleşme süreci ve FeSe-2 numunesi içinse 700 saatlik kristalleşme süreci denenerek bu süreçlerin tek kristal yapıların oluşumu ile elektriksel ve manyetik özellikler üzerindeki etkileri incelenmiştir. Şekil 4.1’ de her iki örnek için elde edilen optik mikroskop resimleri görülmektedir. Buna göre, 120 saatte üretilen (FeSe-1) tek kristallerinin boyutları $\sim 300 \times 400 \mu\text{m}^2$ iken 700 saatte üretilen (FeSe-2) tek kristalleri $\sim 650 \times 850 \mu\text{m}^2$ boyutlarına sahiptir. Bu durum, kristalleşme sürecinin parçacık boyutu üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir. Ancak 700 saatten daha uzun olan ısıl işlemlerde tek kristal yapı bozularak başta δ -FeSe fazı olmak üzere süperiletken olmayan safsızlık fazları oluştuğundan daha uzun süreler denenmemiştir. Elde edilen FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristallerine ait XRD kırınım desenleri Şekil 4.2’ te verilmektedir. Buna göre, tek kristal yapılarda beklenildiği gibi FeSe-2 numunesinde *c*-ekseni boyunca yönelmiş (001), (002), (003) (004) ve (005) düzlemlerine ait pikler elde edilmiştir.



Şekil 4.1. CVT yöntemi ile elde edilen FeSe-1 ve FeSe-2 numunelerine ait optik mikroskop fotoğrafları.



Şekil 4.2. FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait XRD desenleri.

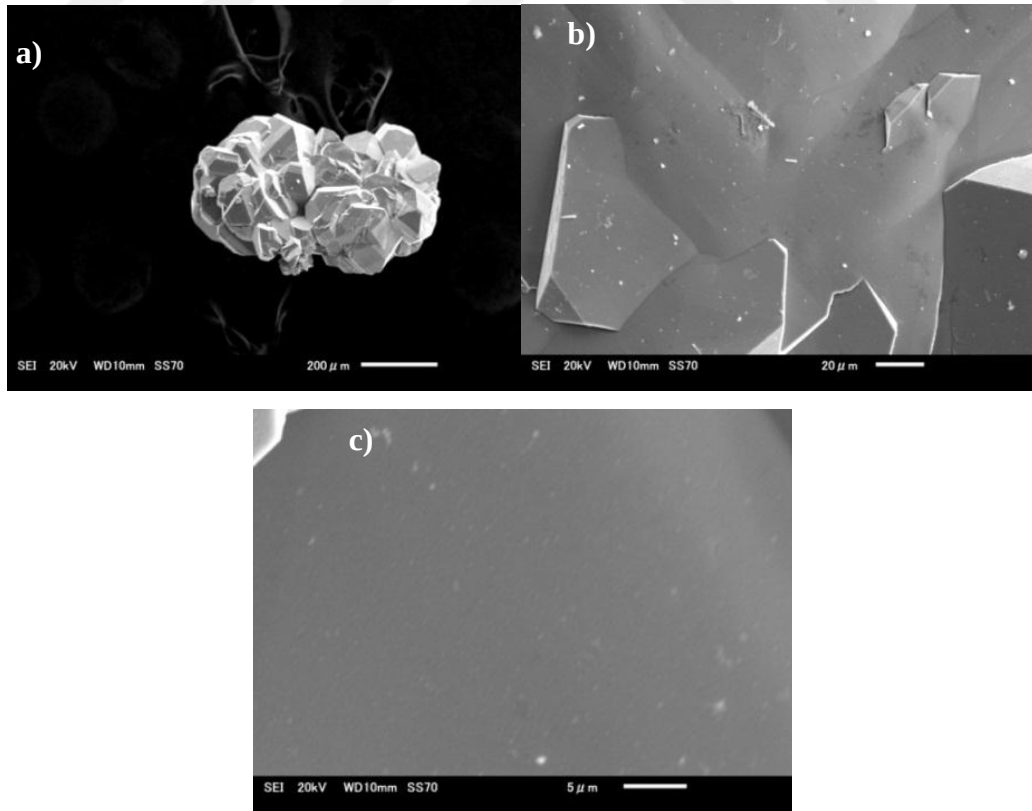
FeSe-1 numunesinde de yalnızca (00 ℓ) yönelimine sahip pikler gözlenmiştir. Ancak, tanecik boyutlarının küçük olmasından dolayı pik şiddetleri FeSe-2 numunesinin pik şiddetine oranla düşüktür. FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerinin her ikisinde de δ -FeSe fazına ait (101) yönelimine ya da Fe₇Se₈ hegzagonal fazına ait herhangi bir safsızlık pikine rastlanılmamıştır. CVT yönteminde flux olarak kullanılan KCl/AgCl₃ yapısının erime noktası 150 °C’ de olup FeSe’ un faz diyagramından da görülebileceği gibi tetragonal β -FeSe’un oluştuğu 457 °C’ den çok daha düşük bir sıcaklıktadır. Dolayısıyla kullanılan flux malzemesi yapı içerisinde herhangi bir kirliliğe ya da safsızlığa neden olmamıştır. FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait hesaplanan kristalografik datalar Tablo 4.1’ de verilmiştir. Sonuçlar arasında az da olsa bir farkın bulunduğu görülmektedir. Uzun süreli ısıtım işlem gören örneğin kristal büyümesinin çok daha iyi olduğu ve kristal hacminin de büyüdüğü görülmüştür. Bu değerler, özellikle FeSe-2’ nin, literatürdeki CVT veya farklı yöntemler ile üretilen FeSe malzemesi ile uyum içerisinde [187, 222-226].

Tablo 4.1. FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait hesaplanan kristalografik datalar.

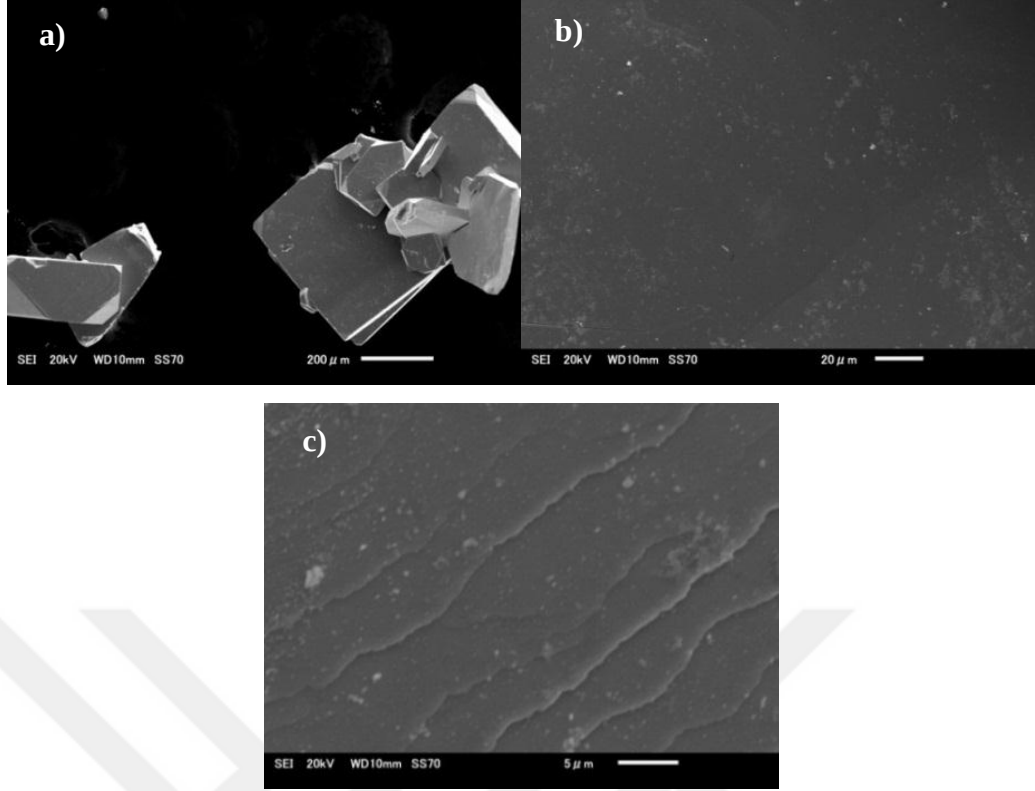
Örnek	<i>a</i> -örgü parametresi	<i>c</i> -örgü parametresi	Kristal hacmi	Kristal yapı	Uzay grubu
FeSe-1	3.751 Å	5.495Å	77.308Å ³	Tetragonal	P4/nmm
FeSe-2	3.779Å	5.536Å	79.059Å ³	Tetragonal	P4/nmm

4.1.2. Mikroyapısal Analizler,(SEM/EDX)

CVT yöntemiyle farklı kristalleşme sürelerinde üretilen FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristallerinin 90, 600 ve 3000 büyütme oranlarındaki yüzey görüntüleri sırasıyla şekil 4.3 ve şekil 4.4’ te verilmektedir. SEM görüntülerine göre, FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristallerinin her ikisi de parlak, siyah yüzeylere sahip olmakla birlikte tabakalı bir yapı sergilemektedirler. Elde edilen tek kristal tabakalar ince uçlu bir neşter yardımıyla kolayca ayrılabilir. SEM görüntüleri, kristalleşme sürecinin tanecik boyutunda etkili olduğu kadar yüzey morfolojisi üzerinde de etkili olduğunu ortaya koymaktadır. Şekil 4.3a’ da görüldüğü gibi FeSe-1 örneğinin çok sayıda küçük tek fazlı ve keskin köşeli taneciklerden oluştuğu, taneciklerin ise tabakalı yapıya sahip oldukları bulunmuştur. Görüntülerinden tabaka kalınlığının ~400 nm olduğu bulunmuştur. 600 büyütmede resimlerde yüzeyde kırıklar görülmektedir. Bu durum bize oluşan tabakaların son derece ince ve hassas bir yapıda büyüdüğünü göstermektedir. Şekil 4.3b’ de görülen beyaz noktalar için de EDX ile nokta analizi yapılmış atomik yüzdenin Fe:Se=51.80:48.20 şeklinde olduğu bulunmuştur.



Şekil 4.3. FeSe-1 örneğine ait SEM resimleri; a) 90,b) 600 ve c) 3000 büyütme.



Şekil 4.4. *FeSe-2 örneğine ait SEM resimleri a) 90, b) 600 ve c) 3000 büyütme.*

Bu da $\text{Fe}_{1.5}\text{Se}$ kompozisyonuna karşılık gelmektedir. Yani, Se elementinin düşük erime noktası ve yüksek buhar basıncına sahip olmasından dolayı beyaz bölgelerde aşırı Fe fazlalığı meydana gelmektedir. Se' un bu özelliği yapıda bir miktar Fe fazlalığının bulunmasına olanak tanımakta ve yüzeyde farklı fazların oluşmasına neden olmamaktadır. 3000 büyütme oranında çekilen resimde görüldüğü gibi bu beyaz noktaların çok yoğun olmadıkları görülmektedir. EDX ile yüzey analizi yapıldığında Tablo 4.2' de özetlendiği gibi $\text{Fe}_{1.1}\text{Se}$ başlangıç kompozisyonuna karşılık Fe:Se=47.68:52.32 şeklinde yani $\text{Fe}_{1.2}\text{Se}$ kompozisyonuna ulaşılmıştır.

Daha uzun kristalleşme sürecine sahip olan FeSe-2 tek kristal örneğinde daha düzgün yüzey ve büyük boyutlu tabakalı yapının olduğu şekil 4.4' te görülmektedir. Bu beklenen bir durumdur. Yine FeSe-2 örneğinde de 600 ve 3000 büyütme oranlarında örnek yüzeyinde Fe fazlalığının bulunduğu beyaz noktalar mevcuttur. EDX ile genel elementel analiz yapıldığında bu noktaların Fe:Se=46.29:53.71 atomik yüzdesine sahip $\text{Fe}_{1.2}\text{Se}$ kompozisyonuna uydukları görülmüştür. FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örnekleri için EDX analizine göre belirlenen kompozisyonlar Tablo 4.2' de verilmektedir.

Tablo 4.2. FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait EDX analizi.

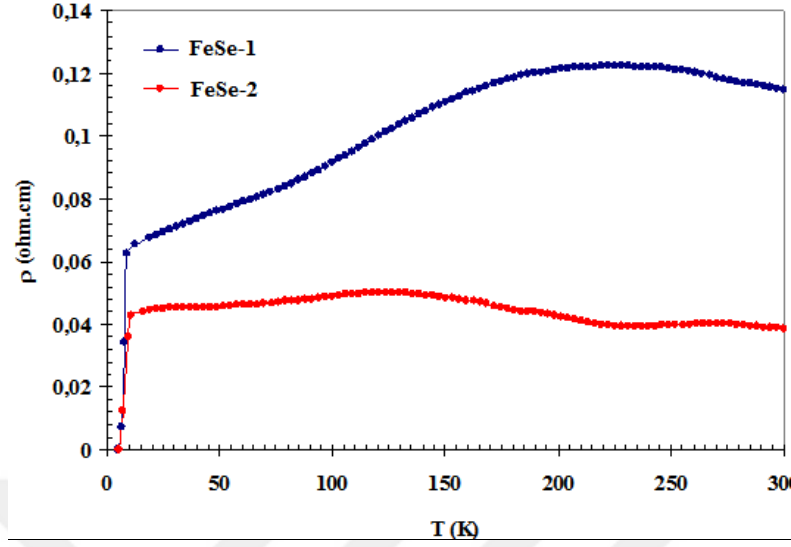
Örnek	Nominal Kompozisyon	Element	Atomik Ağırlık (%)	Gerçek Kompozisyon
FeSe-1	Fe _{1.1} Se	Fe	47.68	Fe _{1.2} Se
		Se	52.32	
FeSe-2	Fe _{1.1} Se	Fe	43.42	Fe _{1.2} Se
		Se	56.58	

4.1.3. Elektriksel Ölçümler ($M\rho-T$) ve Üst Kritik Alan ($H_{c2}(0)$) Hesaplamaları

CVT yöntemini kullanarak üretilen FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristallerin elektriksel özellikleri hem direncin sıcaklığa bağlı değişimi eğrisinden ($\rho-T$) hem de manyetik alan altında direncin sıcaklığa bağlı olarak değişimi ($M\rho-T$) eğrilerinden hesaplanmıştır. Süperiletkenlik faz geçişinin başladığı sıcaklık $T_c^{(onset)}$ ile direncin sıfıra ulaştığı sıcaklık olan $T_c(0)$ arasındaki geçiş bölgesi $\Delta T = T_c^{onset} - T_c(0)$ şeklinde tanımlanmakta olup ΔT değeri ne kadar küçük ise süperiletkenlik fazının o kadar iyi, örneğin de kaliteli olduğu anlamına gelmektedir. Örneklerin kaliteleri hakkında daha fazla detaya ulaşmak için $\rho-T$ eğrilerinin diferansiyel formundaki $d\rho/T-T$ grafikleri çizilmiş ve eğrilerden pik yarı genişlikleri (FWHM) hesaplanmıştır.

Şekil 4.5' de FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait 4-300 K sıcaklık aralığında ve 0 T manyetik alan altındaki $\rho-T$ eğrileri verilmektedir. Her iki örnek de ~ 11 K' de süperiletkenlik geçişi göstermişlerdir. Oda sıcaklığından düşük sıcaklıklara doğru inildikçe FeSe-2 örneği için ~ 120 K' de ve FeSe-1 örneği için de ~ 220 K' de geniş tümsekler gözlenmiştir. Bu tümseklerin Fe-kalkojenit sistemlerin manyetik kökenlerinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Özellikle spin düzenlenmelerinin sıcaklıkla düşük tepkili değişimleri nedeniyle manyetik kökenli elementlerden saçılmaların malzemenin direnci üzerinde bu şekilde bir kısmi direnç artımı meydana getirdiği düşünülmektedir. Ancak tümseğin ortaya çıktığı sıcaklıktan sonra ~ 10 K' e kadar $\rho-T$ eğrilerinde herhangi bir anomali görülmemiştir. FeSe-1 örneği için metalik bir davranış gözlenirken, FeSe-2 örneğinde değişim daha yavaş olmuştur. Üretilen FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristallerinin elektriksel özellikleri için bulunan değerler literatürle de uyum içerisindedir [186, 225-228]. Örneklerinin oda

sıcaklığındaki öz direnci FeSe-2 için $\sim 0.04 \Omega \cdot \text{cm}$ ve FeSe-1 örneği için de $\sim 0.11 \Omega \cdot \text{cm}$ değerindedir.

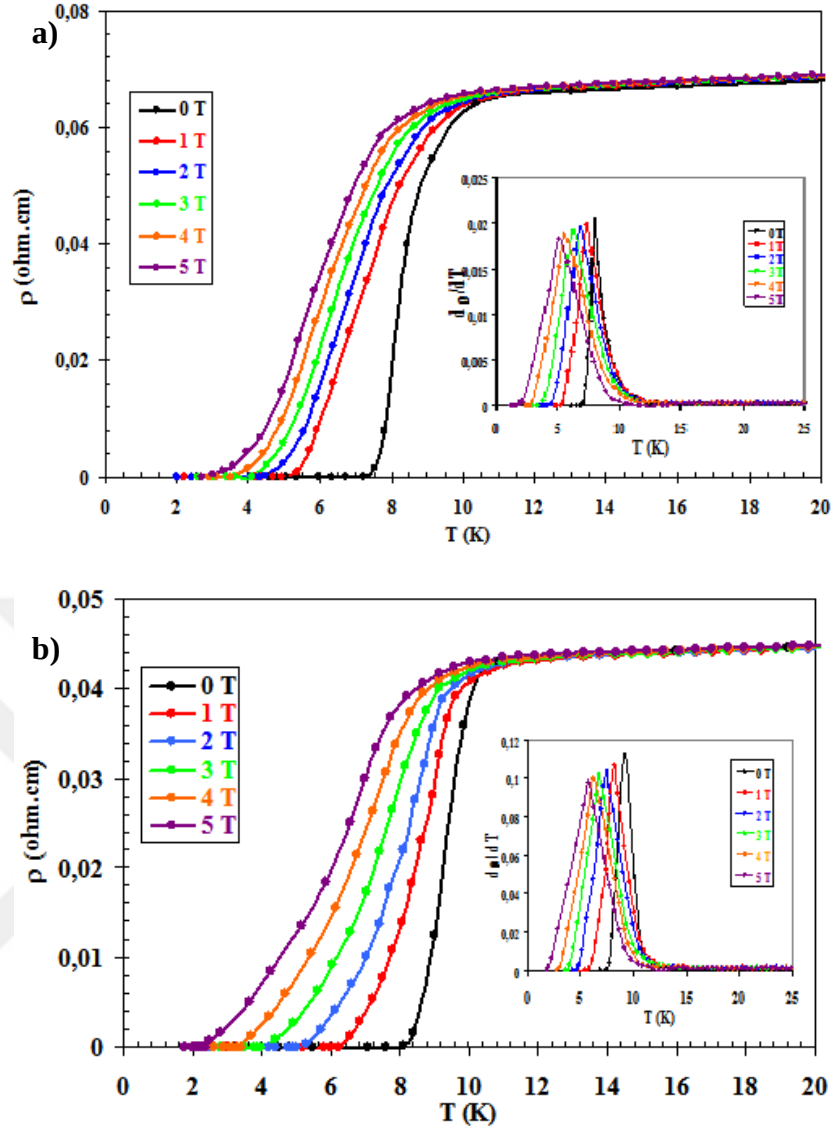


Şekil 4.5. CVT yöntemiyle üretilen FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneğine ait öz direnç-sıcaklık değişimi.

FeSe-2 örneğin *c*-ekseni boyunca düzgün bir kristal yönelimi, büyük hacim ve daha iyi morfolojik özellikler göstermiş olmasının sonucu olarak oda sıcaklığındaki öz direnç değeri de daha düşük bulunmuştur ki bu da beklenen bir sonuç olarak karşımıza çıkmıştır.

Şekil 4.6a ve b' de FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerinin 0-5 T manyetik alanlar altında $M\rho-T$ eğrileri verilmektedir. Her grafiğin içinde de (sağ alt köşede) $d\rho/dT-T$ eğrileri verilmiştir. Grafiklerde görüldüğü gibi uygulanan manyetik alan arttıkça her iki örnek için de süperiletkenlik geçişi daha düşük sıcaklıklara doğru kaymaktadır. Buna ilaveten, $d\rho/dT-T$ eğrilerinde de herhangi bir anomaliye rastlanılmamıştır. Bu bulgular örneklerin tek fazlı olduklarının kanıtı niteliğinde olmakla birlikte süperiletken tek kristal yapılarda ortaya çıkan çivileme (pinning) merkezleri ile ilişkili olduğu da düşünülmektedir [229].

FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerinin ΔT ve $d\rho/dT-T$ eğrilerinden belirlenen FWHM değerleri Tablo 4.3' te verilmiştir. Bu verilere göre FeSe-2 örneği FeSe-1 örneğine göre daha keskin bir süperiletkenlik geçişine sahip olup 0 T manyetik alan altındaki FWHM değeri 1.68 K' dir. Bu değer FeSe örneği için 2.68 olarak bulunmuştur. Bu durum, kristal büyümesi sürecinde yapıda dislokasyonların veya atomik düzenlenişte Fe fazlalığı/eksikliğinden olabildiği düşünülmektedir. Dolayısıyla öz direnç değerlerindeki bu fark yapıda saçılmaların daha fazla olduğunu da göstermektedir.



Şekil 4.6. a) *FeSe-1* örneğine ait $0-5\text{ T}$ arasında manyetik alan altında öz direnç-sıcaklık değişimi, **b)** *FeSe-2* örneğine ait $0-5\text{ T}$ arasında alan altında öz direnç-sıcaklık değişimi. Sağ alt köşelerde bulunan grafik $M\rho-T$ eğrilerinin diferansiyel formu olan $d\rho/dT-T$ değişimini göstermektedir.

FeSe-1 ve *FeSe-2* örneklerinin $H_{c2}(0)$ değerlerini $\rho-T$ eğrisinin % 10, % 50 ve % 90 kriterleri baz alınarak ve Werthamer-Helfand-Hohenberg (WHH) eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır. WHH eşitliği;

$$H_{c2}(0) = -0.693T_c \left(\frac{dH}{dT} \right)_{T=T_c} \quad (4.1)$$

ile ifade edilmektedir [230, 231].

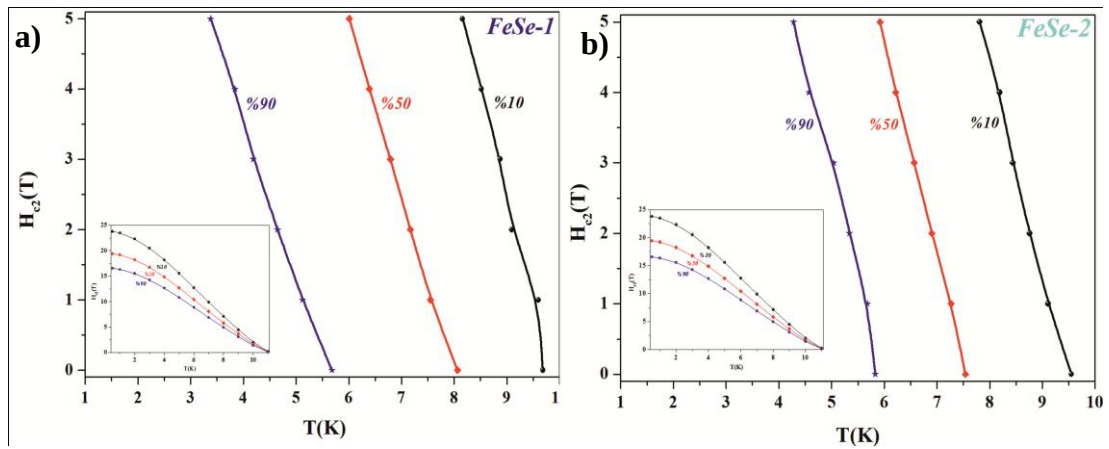
Tablo 4.3. FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerine ait süperiletkenlik parametreleri.

Örnek	$T_c^{(onset)}$ (K)	$T_c(0)$ (K)	ΔT (K)	$FWHM$ (K)	$H_{c2}(T)(T)$ %10-%50-%90	$\xi_c(0)(nm)$ %10-%50-%90
FeSe-1	9.1	7.8	1.3	1.3	23.1-19.4-16.6	3.67-3.79-3.82
FeSe-2	9.8	8.6	1.2	1.1	24.4-22.9-22.5	3.78-4.12-4.46

Şekil 4.7a ve b’ de örneklerin $H_{c2}(T)$ - T grafikleri ve grafiklerinin içerisinde de Wen vd. tarafından $H_{c2}(T)$ ’ nin teorik hesabı için geliştirilen,

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0) \frac{[1 - (T/T_c(0))^2]}{[1 + (T/T_c(0))^2]} \quad (4.2)$$

eşitliği yardımı ile hesaplanan teorik üst kritik alan $H_{c2}(T)$ - T grafikleri görülmektedir. FeSe-1 ve FeSe-2 örnekler için elde edilen $H_{c2}(0)$ değerleri Tablo 4.3’ te de özetlenmektedir. Örnekler için elde edilen $H_{c2}(0)$ değerleri polikristal FeSe malzemesi için bulunan $H_{c2}(0)$ değerlerinden yüksek, ancak S. B. Zhang vd. tarafından tek kristal örnekler için hesaplanan 33.4 T değerlerinden daha düşük bulunmuştur [196, 232]. Eşitlik 4.2 ile hesaplanan sonuçlar FeSe-1 için 23.1 ile 16.6 T ve FeSe-2 için de 24.4 ile 22.5 T arasında bulunmuştur. Bu sonuçlar benzer malzemelerin farklı yöntemler ile hazırlanan örnekleri için bulunan değerlere çok yakın çıkmıştır [230].



Şekil 4.7. a) FeSe-1 örneğine ait $H_{c2}(T)$ - T eğrisi, **b)** FeSe-2 örneğine ait $H_{c2}(T)$ - T eğrisi. Grafiklerin sol alt köşesinde hesaplanan teorik $H_{c2}(T)$ - T eğrilerinin göstermektedir.

Örneklerin 0 K' deki uyum uzunluğu ($\xi_c(0)$) değerleri Ginzburg-Landau eşitliği

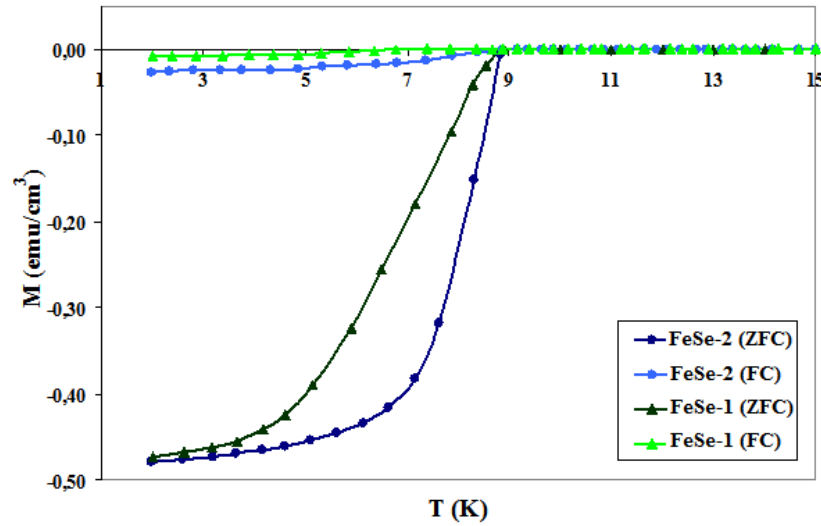
$$\xi(0) = \left(\frac{\phi_0}{2\pi H_{c2}(0)} \right)^{1/2} \quad (4.3)$$

kullanılarak hesaplanmıştır [195, 233, 234]. Burada ϕ_0 ; akı kuantası, $H_{c2}(0)$; deneysel olarak hesaplanan üst kritik alan değeridir. Hesaplanan $\xi_c(0)$ değerleri Tablo 4.3' te verilmektedir. Bu değerler literatürde bulunan önceki çalışmalarda elde edilen değerlerle uyum içerisindedir [196]. Sonuç olarak, CVT yöntemi ile 120 saatte elde edilen FeSe-1 tek kristal örneği ve 700 saatte elde edilen FeSe-2 tek kristal örneği micro yapısal olarak benzer sonuçlar verse de elektriksel özellikler bakımından az da olsa farklılıklar göstermiştir. Bu farkın büyüyen kristal boyutları ve hacmi ile birlikte yapının da büyük çaplı kusurlardan arınmış daha düzgün bir forma sahip olduğu düşünülmektedir.

4.1.4. Manyetik Ölçümler (M - T / M - H) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları (J_c - H)

Şekil 4.8' de CVT yöntemiyle farklı sürelerde büyütülen FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait manyetizasyon-sıcaklık (M - T) grafikleri verilmiştir. M - T eğrilerinde, manyetik momentlerin hızla değişmeye başladığı sıcaklık değeri, başka bir ifadeyle diyamanyetik sinyalin elde edildiği sıcaklık değeri, ρ - T eğrilerinden elde edilen süperiletkenlik geçiş sıcaklığına oldukça yakın çıkmıştır. Bu aslında beklenen bir durumdur. Çünkü elektriksel ölçümlerde uygulanan akım her zaman sıfır dirençli bir yol bularak akabilmektedir.

Dolayısıyla ρ - T eğrilerinden elde edilen süperiletkenlik geçiş sıcaklığında malzemenin tamamı süperiletken özellikte olamayabileceği için direnç değerleri fark edebilir. M - T ölçümlerinde ise durum biraz daha farklıdır. Çünkü örneğin tamamı ölçüm sırasında uygulanan küçükte olsa bir alana maruz kalmaktadır (10 Oe). Dolayısıyla M - T ölçümleri malzemenin tamamına ait verileri içereceğinden diyamanyetik faza geçiş sıcaklığında bir miktar fark ortaya çıkabilecektir. FeSe-1 ve FeSe-2 örnekleri için de Tablo 4.4' teki M - T eğrilerinden elde edilen T_c^{onset} verileri ile ρ - T eğrilerinden elde edilen T_c^{onset} verileri karşılaştırıldığında bu durum açıkça görülebilmektedir.



Şekil 4.8. FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait manyetizasyon-sıcaklık (M - T) eğrileri.

Ölçümler ZFC ve FC modlarında iki aşama içermektedir. ZFC ölçümünde, hiç bir dış manyetik alan uygulanmadan 14 K' den 2 K' e kadar soğutulup tekrar 14 K' e ısıtılarak elde edilmiştir. FC ölçümünde 10 Oe şiddetinde alan uygulanarak 2 K' e soğutulmuş ve sıcaklığın düşürülmesiyle diyamanyetik sinyal elde edilmiştir.

Şekil 4.8' de ZFC eğrilerinde FC eğrilerine göre daha güçlü diyamanyetik sinyal elde edildiği görülmektedir. Fe-tabanlı süperiletkenler manyetik Fe elementini içerdiklerinden dolayı dış manyetik alan altında soğutulduklarında bir miktar manyetize olmaktadır. Tam olarak diyamanyetik faza geçtiklerinde diyamanyetik sinyal ferromanyetik sinyali yenmesine karşın ZFC ölçümlere göre daha zayıf diyamanyetik sinyal gözlenmektedir. Bu durum Fe-tabanlı süperiletkenlerin genel karakteristiğidir. Ayrıca ρ - T eğrilerine benzer şekilde diyamanyetik faza geçiş aralığının keskin olması kristalin saflığı, kalitesi ve faz yapısı hakkında da bilgivermektedir. Bu bağlamda, FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örnekleri tek bir faz geçişi sergilemektedirler ve makro düzeyde safsızlık içermediği söylenebilir.

Tablo 4.4. FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait manyetizasyon-sıcaklık eğrilerinden elde edilen $T_c^{başlangıç}$ değerleri ve R - T değerleri ile karşılaştırılması.

Örnek	$T_c^{onset}(K)$ (M - T)	$T_c^{onset}(K)$ (R - T)
FeSe-1	9.0	9.1
FeSe-2	9.6	9.8

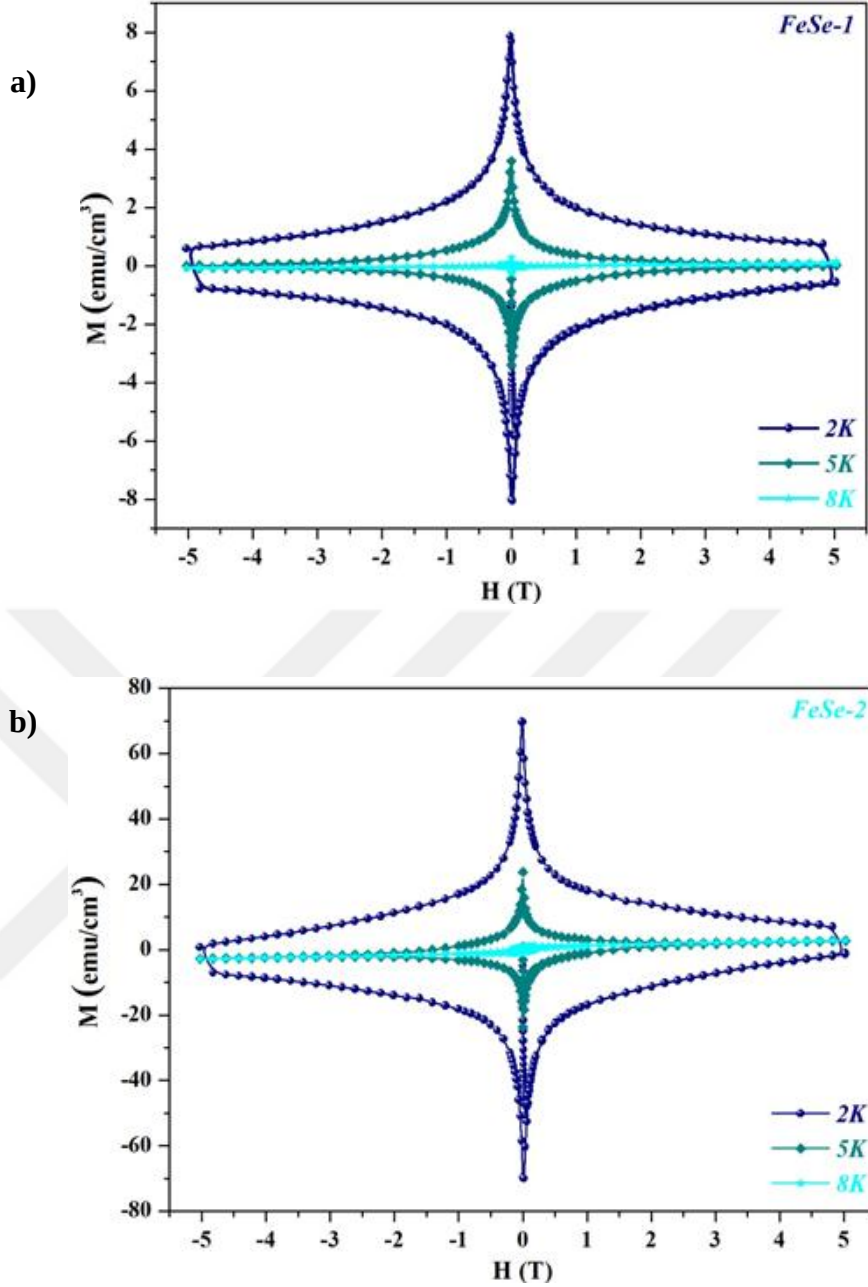
Şekil 4.9' da CVT yöntemiyle farklı süreçlerde üretilen FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait manyetizasyon-manyetik alan ($M-H$) eğrileri görülmektedir. FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerinin $M-H$ ölçümleri ± 5 T aralığında ve 2 K, 5 K ve 8 K olmak üzere üç farklı sıcaklıkta gerçekleştirilmiştir. Elde edilen $M-H$ eğrileri II. tip süperiletkenler grubunda yer alan yapıların genel karakteristiğine benzerdir. Şekil 4.9' dan görüldüğü gibi alt kritik alan değeri olan H_{c1} civarlarına kadar mükemmel diyamanyetizma yapıya hâkim olup H_{c1} değerinden sonra da uygulanan alan yavaş yavaş $H=H_{c2}$ ' ye kadar (± 5 T) yapıya nüfuz etmeye başlamıştır. Alan değeri azaltıldığında manyetizasyon, alan artırılırken gözlenen manyetizasyon eğrisi ile benzer yolu takip etmiş ve tersinirlik şartını sağlamıştır. Ancak, özellikle 2 K' de yapılan ölçümlerde örneğin ± 5 T' da bile tam olarak alanın etkisinde kalmadığı ve normal duruma geçmediği tahmin edilmektedir. Bu da üretilen örneklerin kalitesini ve teknolojik uygulanabilirliğini ortaya koymaktadır.

Manyetizasyon ölçümleri, süperiletkenlerin kritik akım özelliklerinin açıklanmasında da önem taşımaktadır. Yapı içerisinde olması muhtemel safsızlıklar ya da kristal yapı kusurları akı hareketini engelleyen birer faktör olarak davranırlar ve bu da çivileme (pinning) merkezlerinin oluşmasına neden olur. Süperiletkenliğin önemli parametrelerinden bir tanesi olan kritik akım yoğunluğu, J_c , da süperiletkenin çivileme özelliği ile yakından ilişkilidir. Süperiletken malzemelerden yüksek manyetik alanlar altında yüksek akımlar taşınabilmesi için mümkün olduğunca uygun çivileme merkezlerinin bulunması, teknolojik uygulamalar açısından tercih edilen bir durumdur.

Şekil 4.9' da verilen FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerine ait $M-H$ eğrileri benzer davranış sergilemelerine rağmen doyum manyetizasyonu değerinin FeSe-2 tek kristal örneğinde 10 kat yüksek olduğu görülmektedir. Bu durum da FeSe-2 örneğinde çivileme şiddetinin daha büyük olabileceği anlamına da gelmektedir. Bununla birlikte, çivileme şiddetinin büyük olması histerisiz eğrisinin o kadar geniş ve kritik akım yoğunluğunun da o kadar büyük olduğu anlamına gelebilmektedir. Ürettiğimiz FeSe-1 ve FeSe-2 tek kristal örneklerinin kritik akım yoğunluğu, J_c^{mag} , değerleri;

$$J_c^{mag} = \frac{20\Delta M}{a(1-\frac{a}{3b})} \quad (4.4)$$

ile verilen Bean formülü kullanılarak hesaplanmıştır.



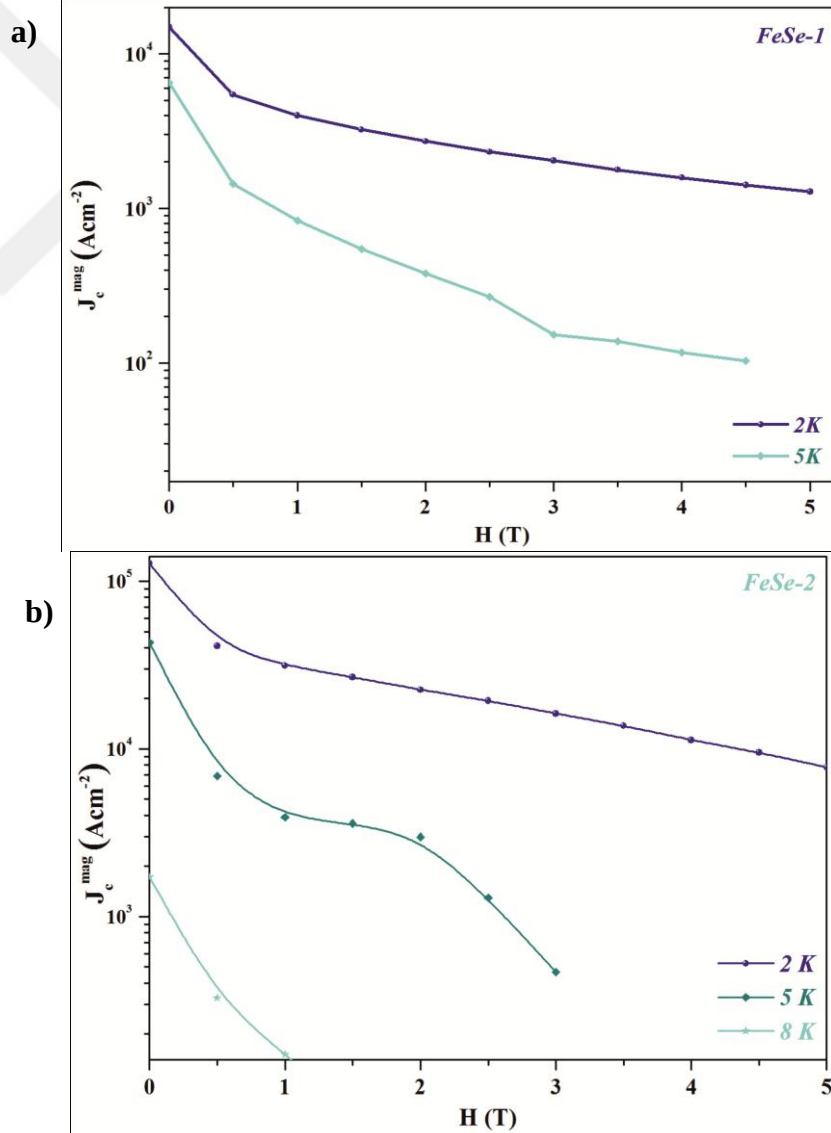
Şekil 4.9. a) FeSe-1 örneğine ve b) FeSe-2 örneğine ait M-H eğrileri.

Burada, $\Delta M = M_{+} - M_{-}$ (emu/cm^3) manyetizasyon değeri, a ve b de örneğin boyutlarını vermektedir. FeSe-1 örneğinin 2 K’ de hesaplanan J_c^{mag} değeri $1.5 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$ ve FeSe-2 örneğinin J_c^{mag} değeri $1.3 \times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır. Bu örneklerin farklı sıcaklık ve alanlar altında hesaplanan kritik akım yoğunlukları Tablo 4.5 ve şekil 4.10’ da verilmiştir. Bu sonuçlara göre J_c^{mag} değerlerinin FeSe-2 örneğinde daha yüksek bulunmuş olması yapıdaki muhtemel kusurlardan dolayı çivileme merkezlerinin daha yoğun olması ve bunun sonucu olarakta akı çivileme (flux pinning) kuvvetinin daha güçlü olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Tablo 4.5. *FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerinin Bean formülü kullanılarak M-H eğrilerinden hesaplanan J_c^{mag} değerleri.*

Örnek	$J_c^{mag} (Acm^{-2})$		
	2 K / 0 T	5 K / 0 T	8 K / 0 T
FeSe-1	1.5×10^4	6.5×10^3	4.9×10^2
FeSe-2	1.3×10^5	4.3×10^4	1.7×10^3

Bu sonuçların daha önce literatürde yer alan sonuçlar ile aynı mertebede oldukları görülmüştür [235]. Bu da seçilen üretim metodunun ve örnek hazırlama aşamalarının uygun ve sonuçların teknolojik olarak uygulanabilir boyutta olduğunu göstermektedir.

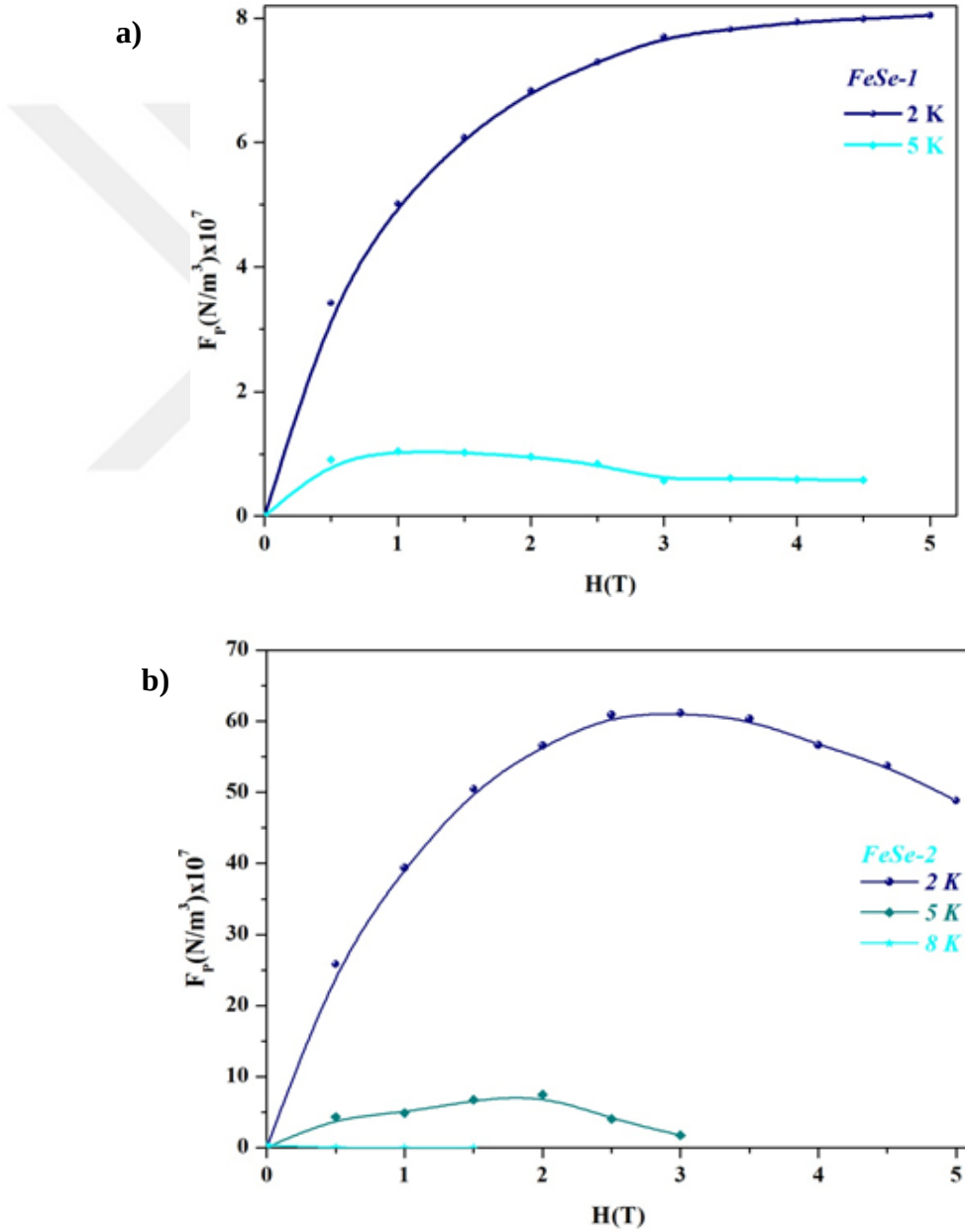


Şekil 4.10. a) *FeSe-1* örneğine ve b) *FeSe-2* örneğine ait J_c -H grafikleri.

FeSe-1 ve FeSe-2 örneklerinin akı çivileme (flux pinning) kuvvetleri (F_p),

$$\vec{F}_p = \vec{J}_c \times \mu_0 H \quad (4.5)$$

ile verilen eşitlik ile hesaplanmıştır. Hesaplamalara göre elde edilen F_p - H eğrisi şekil 4.11’ de verilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi her iki örnek için 2 K’ de en yüksek çivileme kuvvetine ulaşılmıştır. FeSe-2 tek kristal örneğinde çivileme kuvveti daha yüksek olarak bulunmuştur ki bu da daha yüksek J_c^{mag} değerlerini işaret etmektedir.



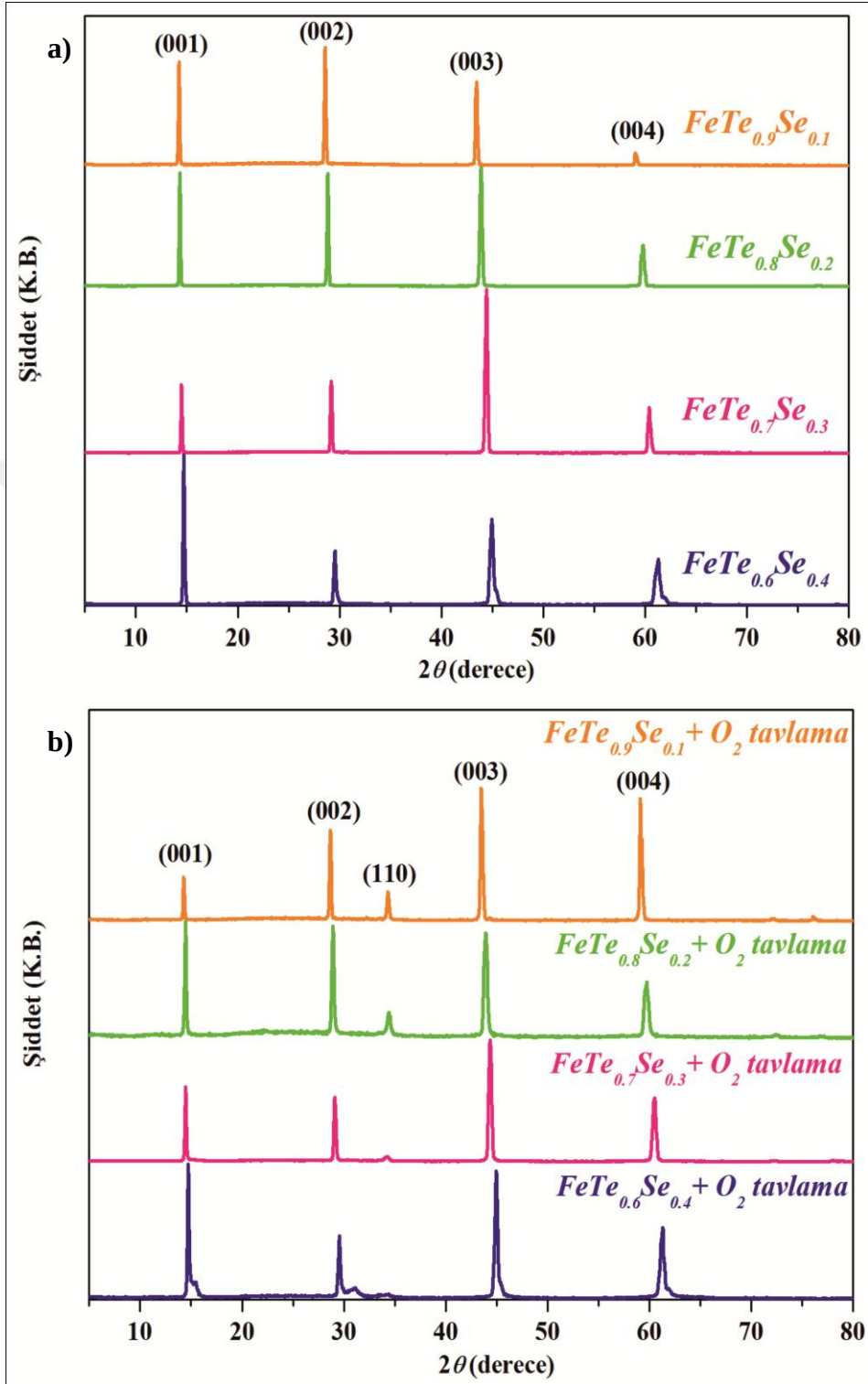
Şekil 4.11. a) FeSe-1 örneğine ve b) FeSe-2 örneğine ait 2 K, 5 K ve 8 K’ de hesaplanan F_p - H grafikleri.

4.2. Self-Flux Yöntemiyle Üretilen Büyütülen ve O₂ ile Tavlanan FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) Tek Kristaller

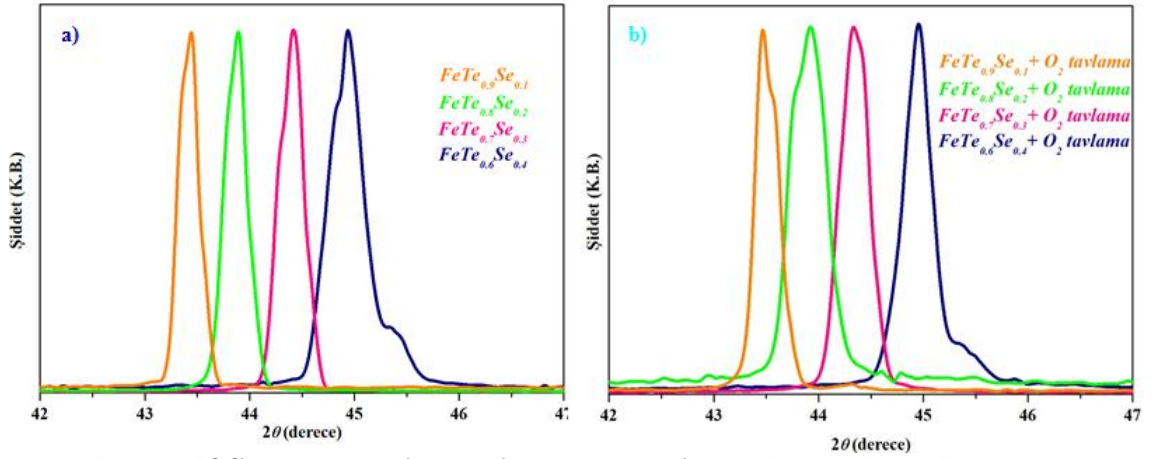
4.2.1. XRD Analizi

Kalkojenit sistem olarakta bilinen FeTe_{1-x}Se_x(x=0.1-0.4) tek kristalleri self-flux yöntemi ile hazırlanmıştır. Aslında, FeSe ile benzer kristal yapıya sahip olan FeTe, $T_N=70$ K civarında yapısal ve manyetik bir dönüşüme uğramasına rağmen süperiletkenlik göstermez. Ancak, FeTe'ün manyetik düzeni, Se ile Te'ün yer değiştirmesi ile baskılanmaktadır. Yani, Se'ün Te ile kısmi olarak yer değiştirmesi, aslında taşıyıcı yoğunluğu değiştirilmeden bir süperiletkenlik geçişinin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Bu durum da Se ve Te'ün aynı elektronik değeriğe sahip elementler olmalarının bir sonucu olduğu düşünülmektedir. Yaptığımız bu çalışmada Se ve Te konsantrasyonlarını sistematik bir şekilde değiştirerek süperiletkenlik özellikleri üzerine etkilerinin yanı sıra 300 °C' de 2 saat boyunca uygulanan O₂ ile tavlama işleminin etkileri de incelenmiştir.

Şekil 4.12a ve b' de sırasıyla normal büyütme işlemi yapılan ve O₂ ile tavlanan FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) örneklerle ait XRD desenleri görülmektedir. Büyütülen tek kristal örnekler için (001), (002), (003) ve (004) düzlemlerine ait pikler bulunurken O₂ ile tavlama işlemi yapılan örneklerde ekstra (110) piki de bulunmuştur. Elde edilen XRD desenine göre örneklerde beklenildiği şekilde (00 ℓ) piklerinin baskın olduğu görülmektedir. XRD sonuçlarındakararakteristik (110) piki dışında safsızlık fazları yada yapısal düzensizlikten dolayı önemli bir farklılık bulunmamaktadır. Bu durum O₂'nin FeTe_{1-x}Se_xsisteminin kristal yapısı üzerinde olumsuz bir etkiye sahip olmadığı anlamına gelmektedir. Ancak piklerde belirgin bir kayma olduğu tespit edilmiştir. Şekil 4.13' te normal büyütme işlemi yapılan ve O₂ ile tavlama işlemi yapılan örneklerin (003) piklerindeki kayma örnek olarak verilmektedir. Bu düzenli kaymanın yapı içerisinde Se ve Te iyonlarının düzenli olarak yer değişmesinden kaynaklandığı kabul edilmiştir. Çünkü Tellür için iyonik yarıçap 0.97 Å ve Selenyum için de 0.5 Å' dur. Dolayısıyla küçük yarıçaplı bir iyonun yapıya artarak katılanması kristalde bir burulma meydana getirecek bu da örgü parametrelerinde değişime sebep olacaktır ki XRD sonuçlarındaki (örgü parametrelerindeki) değişimin sebebi de budur. Bu sonuçlar Tablo 4.6' da daha açık bir şekilde görülmektedir.



Şekil 4.12. Self-flux yöntemiyle üretilen, **a)** Büyütülen ve **b)** O_2 ile tavlanan $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerine ait XRD desenleri.



Şekil 4.13. Self-flux yöntemiyle üretilen **a)** Büyütülen ve **b)** O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerinin (003) piklerindeki kaymalar.

Üretilen örneklerin tamamının $P4/nmm$ uzay grubunda ve tetragonal kristal simetrisinde olduğu bulunmuştur. Örneklerine ve c parametreleri konsantrasyonlar değiştikçe değişmektedir. Bu da yukarıda anlatıldığı gibi iyonik yarıçapların farklılığından kaynaklanmaktadır ve beklenen bir değişimdir. Bu değişimin oluşması Se ile Te' ün sistematik olarak yapıda yer değiştirmelerinin bir sonucu olarak da düşünülmektedir. Her ne kadar kristal parametrelerinde bir değişim söz konusu olsa da elektriksel ve manyetik ölçümlerin literatür ile uyum içerisinde olması iyonik bazda koordinasyonun yapıda sağlandığının bir göstergesi olarak düşünülmektedir.

Tablo 4.6. $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerin hesaplanan kristalografik dataları.

Büyütülen (As-Grown)	a-örgü parametresi	c-örgü parametresi	Kristal hacmi	Kristal yapı	Uzay grubu
$FeTe_{0.6}Se_{0.4}$	3.8099 Å	6.2298 Å	90.43 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
$FeTe_{0.7}Se_{0.3}$	3.8171 Å	6.2356 Å	90.85 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
$FeTe_{0.8}Se_{0.2}$	3.8253 Å	6.2405 Å	91.32 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
$FeTe_{0.9}Se_{0.1}$	3.8327 Å	6.2435 Å	91.71 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
O_2 ile tavlanan (O_2 -Annealed)	a-örgü parametresi	c-örgü parametresi	Kristal hacmi	Kristal yapı	Uzay grubu
$FeTe_{0.6}Se_{0.4}$	3.8181 Å	6.2394 Å	90.96 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
$FeTe_{0.7}Se_{0.3}$	3.8239 Å	6.2351 Å	91.17 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
$FeTe_{0.8}Se_{0.2}$	3.8301 Å	6.2339 Å	91.45 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$
$FeTe_{0.9}Se_{0.1}$	3.8382 Å	6.2246 Å	91.7 Å ³	Tetragonal	$P4/nmm$

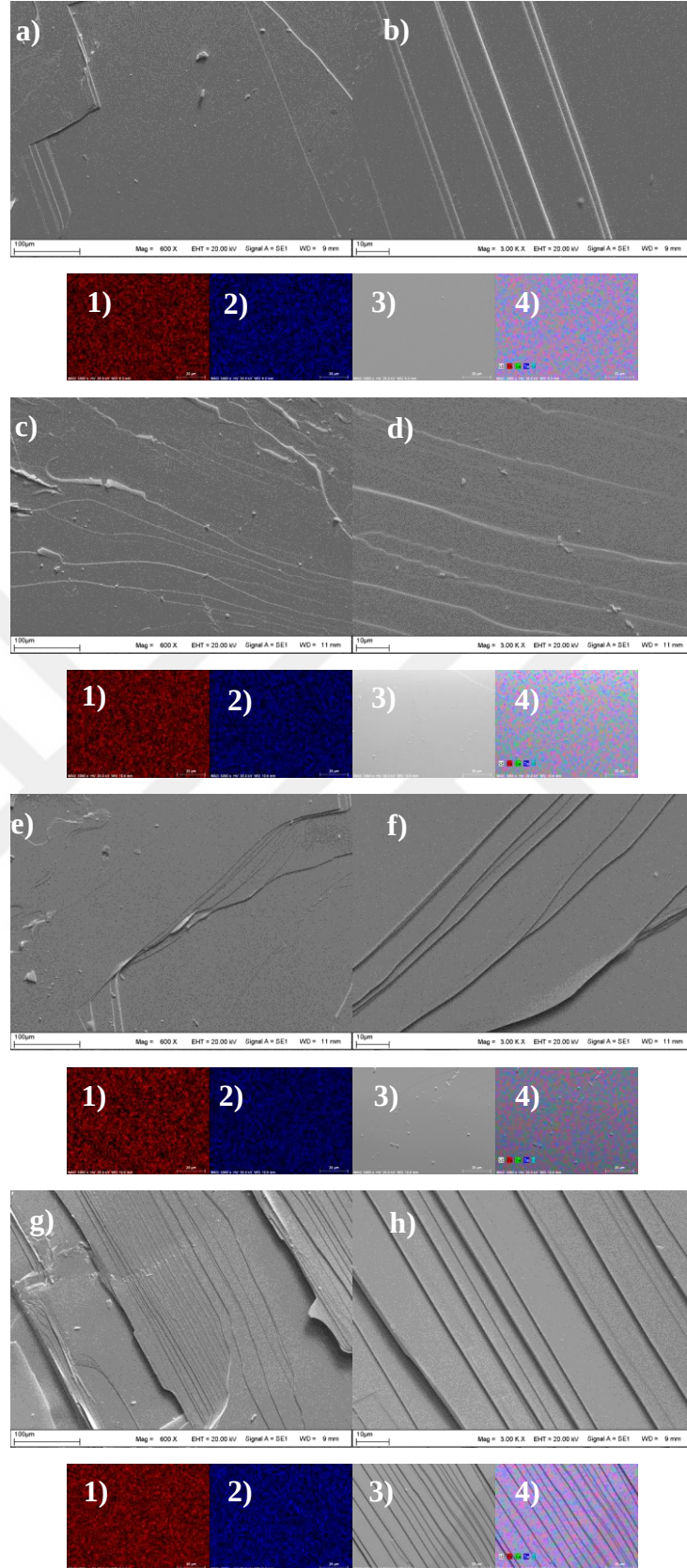
4.2.2. Mikroyapısal Analizler, SEM/EDX/Nokta Haritalandırma

Self-flux yöntemiyle hazırlanan $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerine ait yüzey morfolojileri, 600 ve 3000 büyütme oranlarındaki SEM görüntüleri ve EDX nokta haritalandırma analizleri şekil 4.14' de verilmiştir. Parlak siyah yüzeylere sahip olan tek kristal örneklerin SEM görüntülerinde tabakalı bir yapıya sahip oldukları görülmektedir. Değişen Se ve Te sitokiyometrilерinin örnekler üzerinde fiziksel olarak herhangi bir morfolojik farklılığa neden olmadıkları görülmüştür. Ayrıca, EDX nokta haritalandırma incelemelerine göre, yapıdaki Fe, Te ve Se elementleri homojen bir dağılım göstermiş ve yer yer kümeleşmeler ya da farklı bir safsızlık fazı oluşumu gözlenmemiştir.

Bu sonuçlara göre self-flux yönteminin çok farklı erime noktalarına sahip elementler ile tek kristal elde edilmesine uygun bir teknik olduğu görülmüştür. Bu yöntemle malzeme üretimi için yüksek sıcaklıklara çıkılması gereklidir. Çünkü, Fe' nin erime noktası $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' nin üzerindedir. Te $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ civarında ve Se ise $221\text{ }^{\circ}\text{C}$ civarında erime noktasına sahiptir. Dolayısıyla yapının oluşması için ortaya çıkan kimyasal reaksiyonda önce 221°C ile en düşük erime noktasına sahip olan Se elementinin eriyerek yapı içerisinde flux görevi gördüğü kabul edilmektedir. Bu durum diğer elementlerin de erime/reaksiyon sıcaklığını düşürebilmektedir.

Sonuçta, reaksiyon sıcaklığında tamamen bir eriyik oluşmakta ve sistemin katılaşma sıcaklığının altında bir sıcaklığa yeterince uzun sürelerde inildiğinde ve sonra da ani soğutma uygulandığında tek kristal yapı elde edilebilmektedir. EDX analiz sonuçlarında ise yapıda düzenli bir konsantrasyon farkı oluşturulmasına rağmen elde edilen tabakalarda atomik dağılımın çok düzenli ve homojen bir biçimde olduğu görülmüştür, şekil 4.14. Herhangi bir safsızlık fazı belirtisi veya farklı fazlarda kümeleşmelere de rastlanmamıştır.

Benzer şekilde, O_2 ile tavlama işlemi yapılan $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerine ait 600 ve 3000 büyütme oranlarındaki SEM görüntüleri ile EDX nokta haritalandırma sonuçları şekil 4.15' de verilmiştir. O_2 ile tavlama işlemi sonrasında tek kristallerin yüzeyinde O_2 difüzyonundan kaynaklanan görsel olarak bir renk değişimi meydana gelmiştir. Kristalografik incelemelerde $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ sisteminin genel yapısı üzerinde farklı faz yapılanmasına rastlanılmamasına karşın morfolojik incelemelerde bu durum ayırt edilebilmektedir.



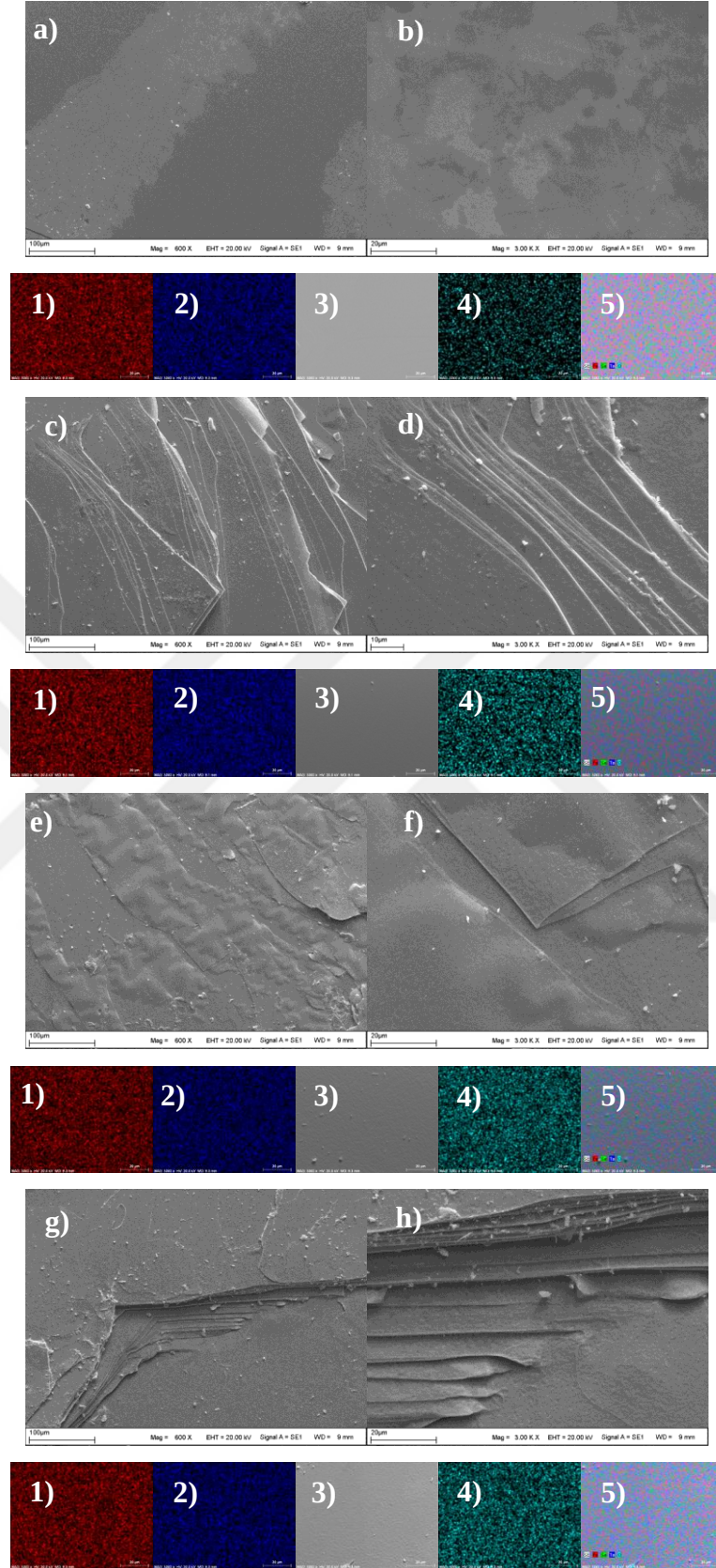
Şekil 4.14. Self-flux yöntemiyle üretilen **a, b)** $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ örneği **c, d)** $\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$ örneği **e, f)** $\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ örneği ve **g, h)** $\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ örneğine ait sırasıyla 600 büyütme ile 3000 büyütmedeki SEM görüntüleri ile her örneğe ait EDX nokta haritalandırma **1)** Fe, **2)** Te, **3)** Se ve **4)** genel görüntü.

Ancak, bu oksitlenmeden kaynaklanan bölgesel yapının büyüklüklerin birkaç yüz mikron boyutunda olduğu ve yüzey üzerinde çok ince (muhtemelen Å boyutunda) bir tabaka oluşturduğu düşünülmektedir. Dolayısıyla, XRD analizlerinde farklı bir faza rastlanmaması, XRD analizlerinin mm² boyutunda bir bölgeyi taradığından, söz konusu bölgelerin de oldukça küçük, dar ve ince olduğundan algılanamadığı düşünülmektedir. Ancak, EDX nokta analizler sonucu O₂ ile tavlama işlemi yapılan örneklerde yüzeyde O₂ difüzyonunun belirgin bir değişim ortaya çıkardığı görülmektedir.

Bu şekilde bir fark O₂ ile tavlansınmayan örneklerde EDX sisteminin ölçüm hata sınırları içerisinde kalmasına rağmen O₂ ile tavlansın örneklerde yüzeyde % 2-4 arasında değişen oranlarda bir O₂ difüzyonu olduğu görülmüştür. Elde edilen EDX analizi sonuçları Tablo 4.7b' de özetlenmiştir. Bu sonuçlara göre örnek yüzeyindeki oksitlenmenin Te/Se oranının değişiminden bağımsız olarak rastgele bir şekilde olduğu gözlenmektedir. Dolayısıyla Te/Se oranına bağlı olarak belirli bir metodolojik açıklama yapılamamaktadır.

Tablo 4.7. Self-flux yöntemiyle üretilen **a)** Büyütülen FeTe_{1-x}Se_x(x=0.1-0.4) **b)** O₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) tek kristallerine ait EDX analizi sonuçları.

a)	Örnek	Element	Atomik Ağırlık (%)	b)	Örnek	Element	Atomik Ağırlık (%)
	FeTe _{0.6} Se _{0.4}	Fe	49.97		FeTe _{0.6} Se _{0.4}	O	2.78
		Te	28.11			Fe	50.97
		Se	19.40			Te	30.17
	FeTe _{0.7} Se _{0.3}					Se	16.09
		Fe	50.19		FeTe _{0.7} Se _{0.3}	O	29.45
		Te	34.26			Fe	36.31
		Se	12.10			Te	23.72
	FeTe _{0.8} Se _{0.2}					Se	10.52
		Fe	50.58		FeTe _{0.8} Se _{0.2}	O	46.80
		Te	40.07			Fe	27.54
		Se	9.36			Te	20.84
	FeTe _{0.9} Se _{0.1}					Se	4.82
		Fe	50.66		FeTe _{0.9} Se _{0.1}	O	48.00
		Te	43.63			Fe	26.46
		Se	5.70			Te	22.86
						Se	2.68



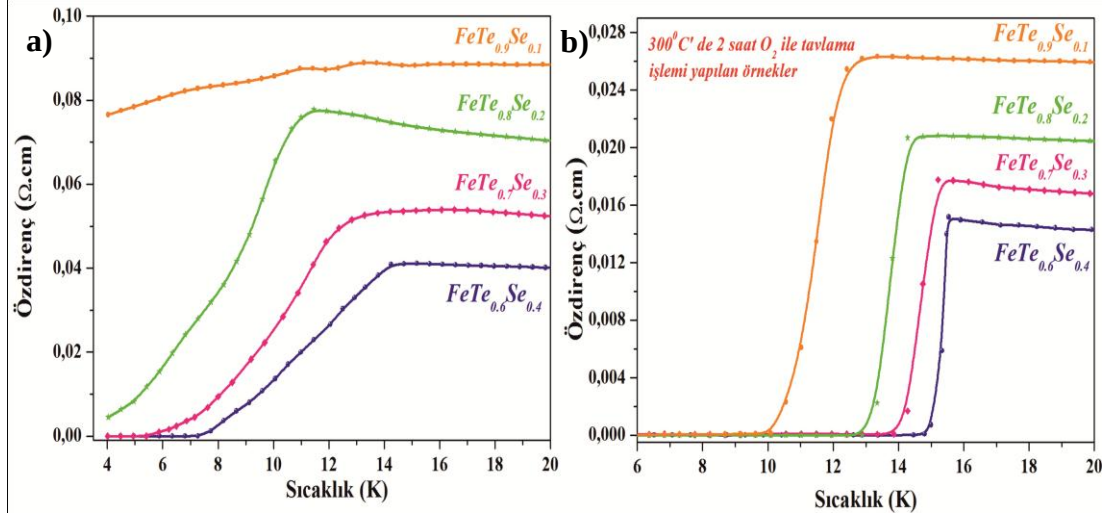
Şekil 4.15. Self-flux yöntemiyle üretilerek O_2 ile tavlanan **a, b)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$ **c, d)** $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$ **e, f)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **g, h)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait sırasıyla 600 büyütme ile 3000 büyütmedeki SEM görüntüleri ile her örneğe ait EDX dot mapping **1)** Fe, **2)** Te, **3)** Se **4)** ve **5)** O_2 genel görüntü.

4.2.3. Elektriksel Ölçümler ($M\rho-T$) ve Üst Kritik Alan ($H_{c2}(0)$) Hesaplamaları

Büyütülen ve O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristalleri için öz direncin sıcaklıkla değişimi ($\rho-T$) şekil 4.16' da verilmiştir. Süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları, T_c^{on} , sıfır direnç değerleri, $T_c(0)$ ve süperiletkenlik geçiş aralığı, ΔT , değerleri de Tablo 4.8' de özetlenmiştir. $\rho-T$ eğrilerinde görülen geçiş davranışlarına ve Tablo 4.8' de verilen değerlere göre, $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristalleri için zayıf bir süperiletkenlik mekanizmasının bulunduğu ve sistemin O_2 ile tavlama işlemi sonrasında süperiletkenliğinin olumlu yönde etkilendiği görülmüştür. Ayrıca, büyütülen ve O_2 ile tavlama işlemi yapılan sistemler aralarında kıyaslama yapıldığında, yapıda Te oranının artmasıyla süperiletkenlik mekanizmasının giderek zayıfladığı bulunmuştur. Literatürde yer alan çalışmalarda bu malzeme için bulunan değerler elde ettiğimiz sonuçları destekler niteliktedir ve zayıf süperiletkenliğin O_2 ile tavlama sonucu geliştirilebileceği savunulmaktadır [236, 237]. Bu durumu açıklayabilmek için, büyütülen ve O_2 ile tavlanan örneklerin şekil 4.17' de verilen faz diyagramlarının incelenmesi uygun olacaktır.

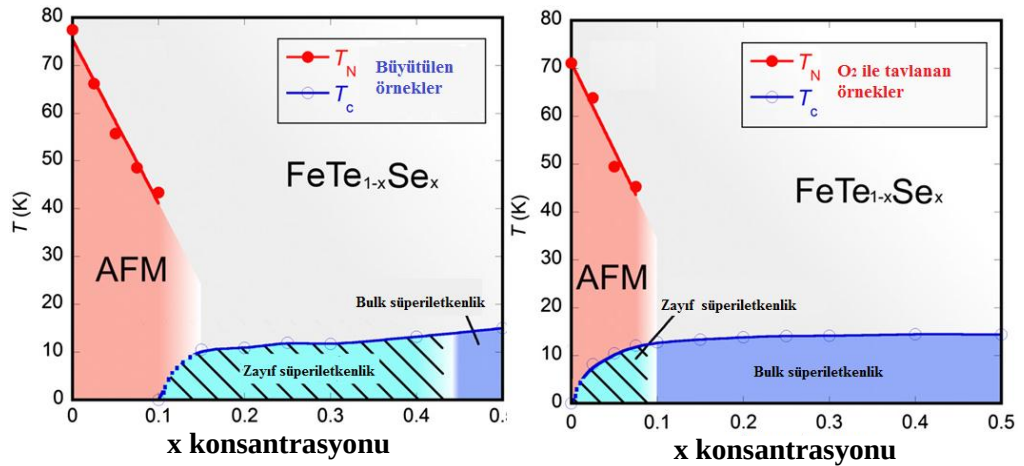
Tablo 4.8. Self-flux yöntemiyle üretilen büyütülen ve O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x = 0.1 - 0.4$) tek kristal örneklerine ait süperiletkenlik parametreleri.

Büyütülen (As-Grown)	$T_c^{(başlangıç)}$ (K)	$T_c(0)$ (K)	ΔT (K)	$FWHM$ (K)	$H_{c2}(T)(T)$ %10-%50-%90	$\xi_c(0)(nm)$ %10-%50-%90
$FeTe_{0.6}Se_{0.4}$	14.24	7.27	6.97	2.5	39.92-32.81-18.39	2.87-3.17-4.23
$FeTe_{0.7}Se_{0.3}$	13.26	5.41	7.85	2	37.05-31.03-18.9	3-3.3-4.2
$FeTe_{0.8}Se_{0.2}$	11.50	-	-	-	-	-
$FeTe_{0.9}Se_{0.1}$	10.96	-	-	-	-	-
O_2ile tavlanan (O_2-Annealed)	$T_c^{(başlangıç)}$ (K)	$T_c(0)$ (K)	ΔT (K)	$FWHM$ (K)	$H_{c2}(T) (T)$ %10-%50-%90	$\xi_c(0) (nm)$ %10-%50-%90
$FeTe_{0.6}Se_{0.4}$	15.47	14.25	1.22	1	14.45-12.32-7.64	4.8-5.2-6.6
$FeTe_{0.7}Se_{0.3}$	15.20	13.90	1.3	1.25	26.45-25.26-22.95	3.6-3.6-3.8
$FeTe_{0.8}Se_{0.2}$	14.73	12.91	1.82	1.4	41.34-38,73-36.39	2.8-2.9-3
$FeTe_{0.9}Se_{0.1}$	12.87	10.33	2.54	1.5	73.44-53.47-46.64	2.1-2.5-2.7

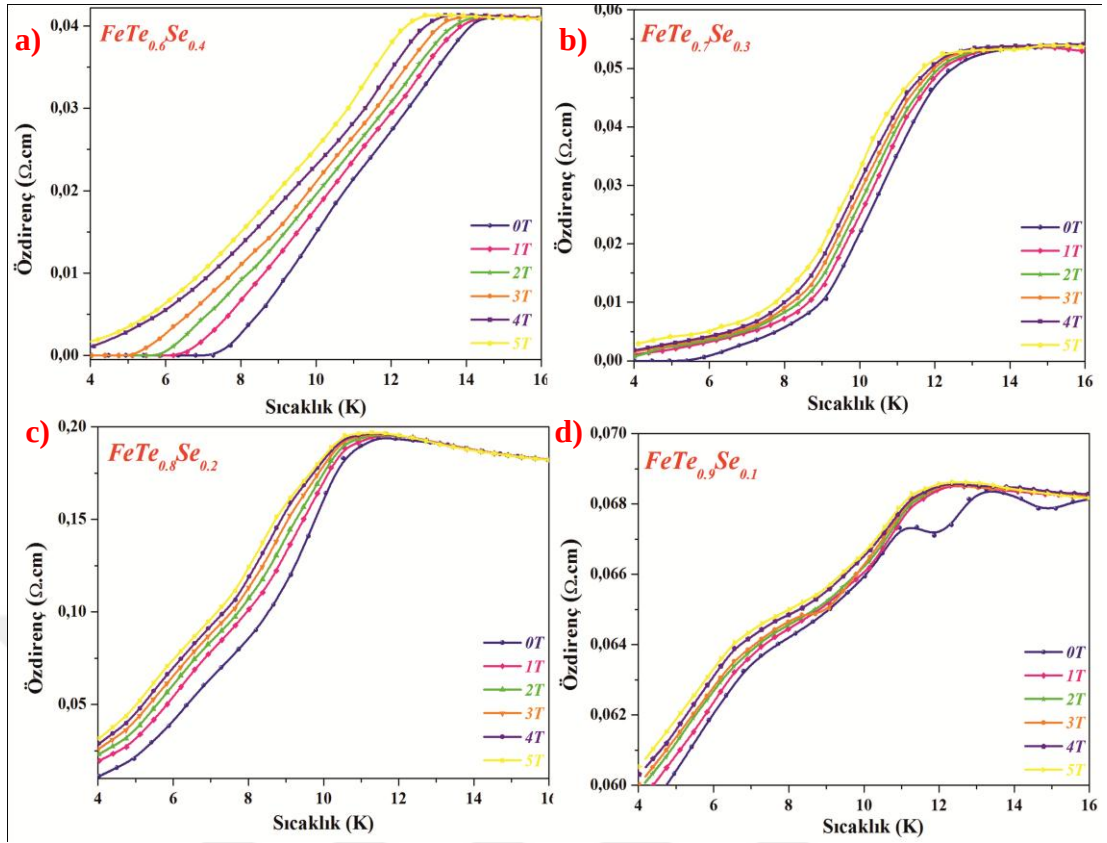


Şekil 4.16. Self-flux yöntemiyle üretilen **a)** As-grown ve **b)** O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristallerine ait öz direnç-sıcaklık ($\rho-T$) eğrileri.

Faz diyagramına göre büyütülen örnekler $x=0.15$ ' e kadar antiferromanyetik düzenleniş ve $0.1 \leq x \leq 0.4$ aralığında da zayıf süperiletkenlik göstermektedir. Sadece $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$ konsantrasyonunda bulk süperiletkenliğe ulaştığı görülmektedir. Buna karşılık, O_2 ile tavlama işlemi yapılan örnekler $x \leq 0.1$ ' e kadar zayıf süperiletkenlik ile antiferromanyetik düzenleniş bir arada vermekte ve $x > 0.1$ değerleri için de antiferromanyetik düzenleniş tamamen ortadan kalkarak bulk süperiletkenlik durumu ortaya çıkmaktadır [197]. Bu durumun Fe' den dolayı yapıda oluşan boşlukların O_2 iyonlarıyla doldurularak iletkenliğe katkıda bulunduğu, dolayısıyla bulk süperiletkenliğe ulaşıldığı düşünülmektedir. Şekil 4.18a, b, c ve d' de self-flux yöntemi ile elde ettiğimiz büyütülen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerinin 0-5 T manyetik alan altında $M\rho-T$ eğrileri verilmektedir.

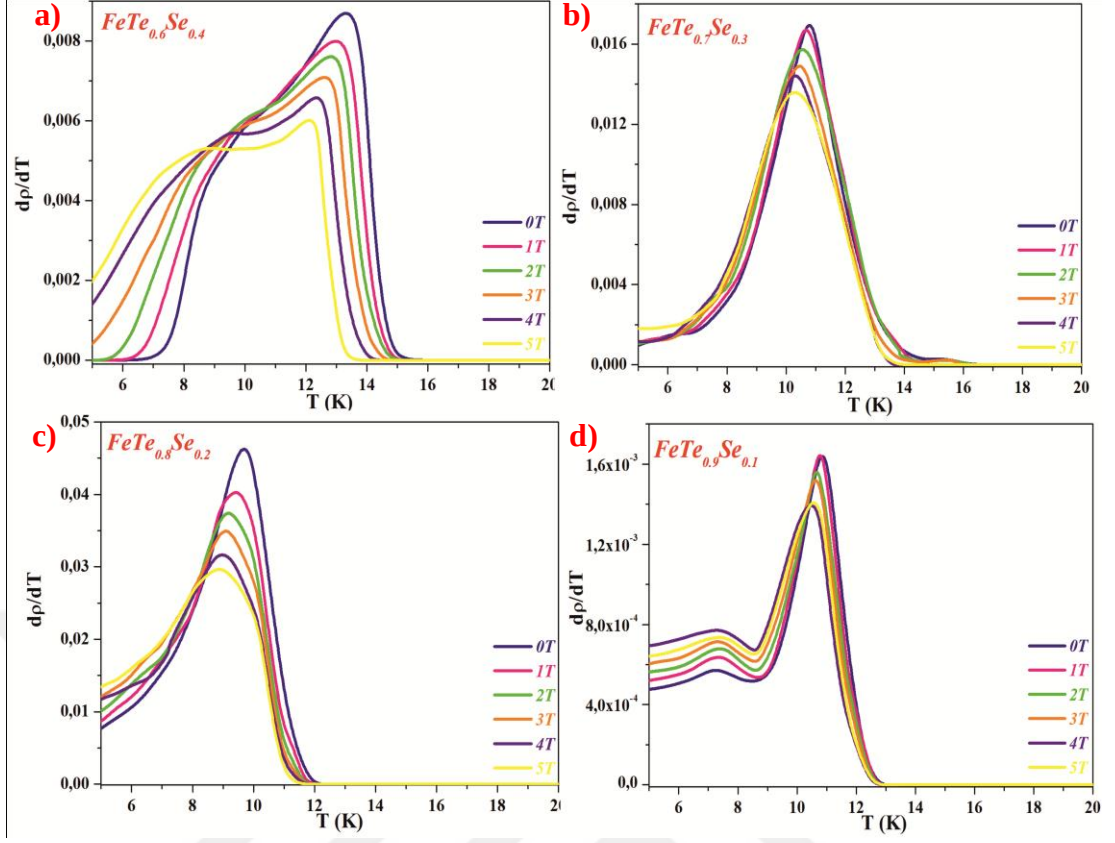


Şekil 4.17. Büyütülen ve O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) sistemi için faz diyagramı [197].



Şekil 4.18. Self-flux yöntemiyle büyütülen **a)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, **b)** $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, **c)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **d)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ tek kristallerine ait farklı manyetik alanlar altında $M\rho$ - T eğrileri.

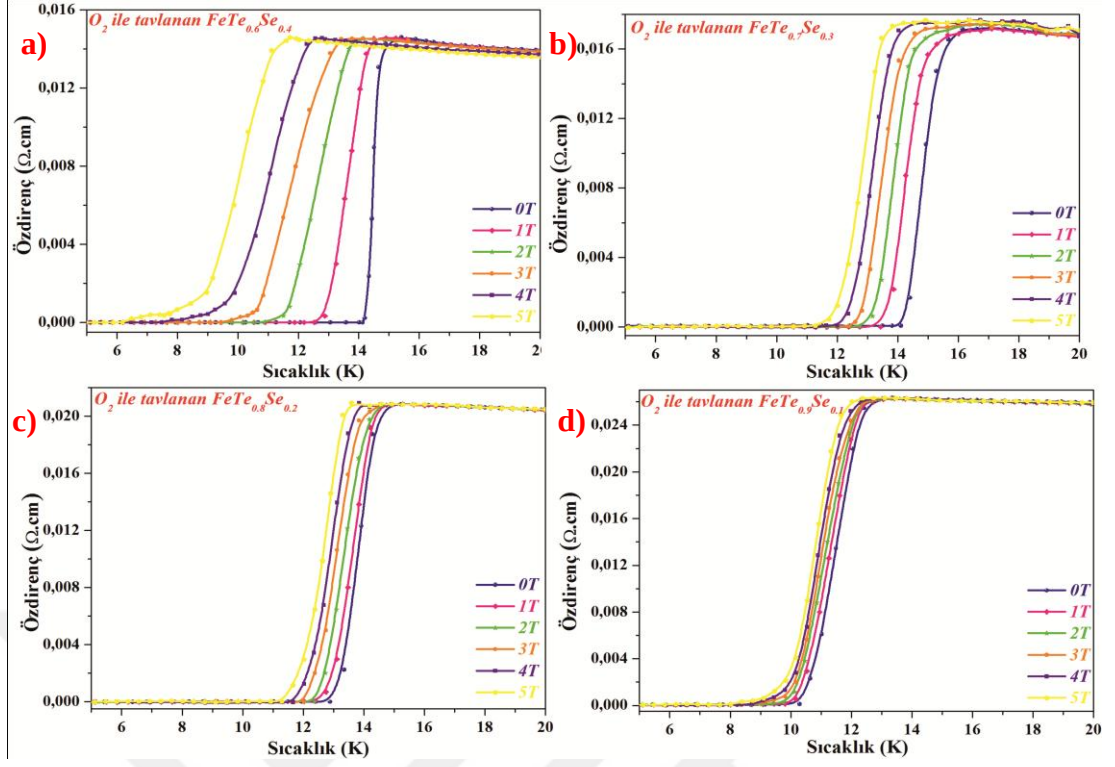
Uygulanan alan arttıkça her bir örnek için süperiletkenlik geçiş sıcaklığı daha düşük sıcaklıklara doğru kaymaktadır. Büyütülen $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$ tek kristal örneğinde gözlenen süperiletkenlik durumu Se konsantrasyonundaki azalışla olumsuz yönde etkilenmekte ve artan manyetik alanla $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ tek kristal örneklerinde sıfır elektriksel direnç gözlenememektedir. Büyütülen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) tek kristal örnekleri için süperiletkenlik geçiş aralıklarının geniş olması dikkat çekmektedir. Bunu daha net görebilmek için, her bir örneğin $d\rho/dT$ - T eğrileri çizilerek örneklerin süperiletkenlik özellikleri daha detaylı tespit edilmeye çalışılmıştır. Şekil 4.19a, b, c ve d' de büyütülen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örnekleri için $d\rho/dT$ - T eğrileri verilmektedir. ρ - T eğrilerinde genel olarak bazı anomaliler de mevcuttur. Bunların aslında değişik fazlardan (özellikle mikro düzeyde Fe eksikliği/fazlalığı gibi) kaynaklandığı bilinmektedir. Bu eğrilerden pik yarı genişlikleri (FWHM) hesaplandığında örneklerdeki süperiletkenlik özelliklerinin zayıf olduğu söylenebilmektedir. Büyütülen $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerine ait hesaplanan veriler Tablo 4.8' de verilmektedir.



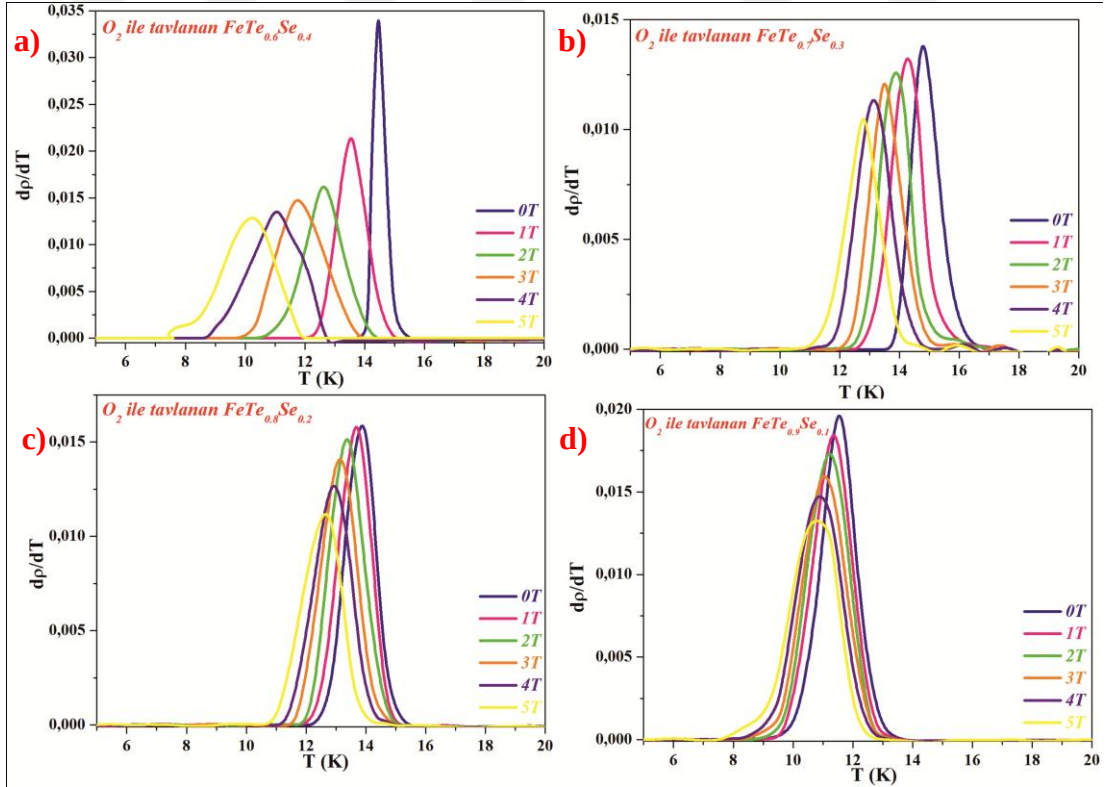
Şekil 4.19. Büyütülen **a)** $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$, **b)** $\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$, **c)** $\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ ve **d)** $\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ örneklerine ait $M\rho$ - T eğrilerine ait $d\rho/dT$ - T grafikleri.

Şekil 4.19a, b, c ve d' de O_2 ile tavlama işlemi yapılan $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerine ait 0-5 T uygulanan manyetik alan altında $M\rho$ - T grafikleri verilmektedir. Bu örneklerde de uygulanan manyetik alanın etkisiyle süperiletkenlik geçiş sıcaklığının daha düşük sıcaklıklara doğru kayması beklenen bir davranıştır. Şekil 4.20a, b, c ve d' deki veriler, şekil 4.18 a, b, c ve d' den elde edilen veriler karşılaştırıldığında O_2 ile tavlama işleminin etkisiyle daha keskin süperiletkenlik geçişlerinin ortaya çıktığı açık bir şekilde gözlenmektedir.

Ayrıca, Se ve Te konsantrasyonlarının değişimleri göz önüne alındığında ise, her bir örnekte O_2 ile tavlama işleminin etkisiyle süperiletkenlik özelliklerinin iyileştiği ancak Se konsantrasyonu azaldıkça süperiletkenlik geçiş sıcaklıklarında bir miktar düşüş olduğu bulunmuştur. Her bir tek kristal örnek için Tablo 4.8' de verilen T_c^{on} , $T_c(0)$, ΔT ile birlikte şekil 4.21' te verilen $d\rho/dT$ - T eğrilerinden faydalanılarak hesaplanan $FWHM$ değerlerinde süperiletkenlik özelliklerinin O_2 ile tavlama işleminin etkisiyle geliştiğini doğrulamaktadır. Özellikle süperiletkenlik geçiş aralığının, ΔT , O_2 ile tavlama örneklerde ~ 1 K civarında olması, elde edilen örneklerin iyi süperiletken faz yapısına sahip olduğunu göstermektedir.



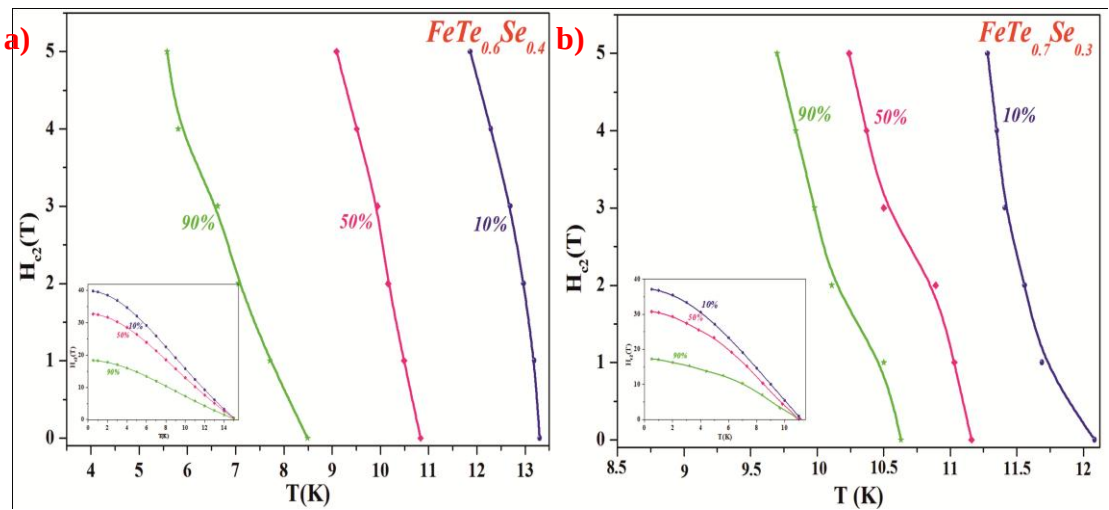
Şekil 4.20. O_2 ile tavlama işlemi yapılan **a)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, **b)** $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, **c)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **d)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait $M\rho$ - T grafikleri.



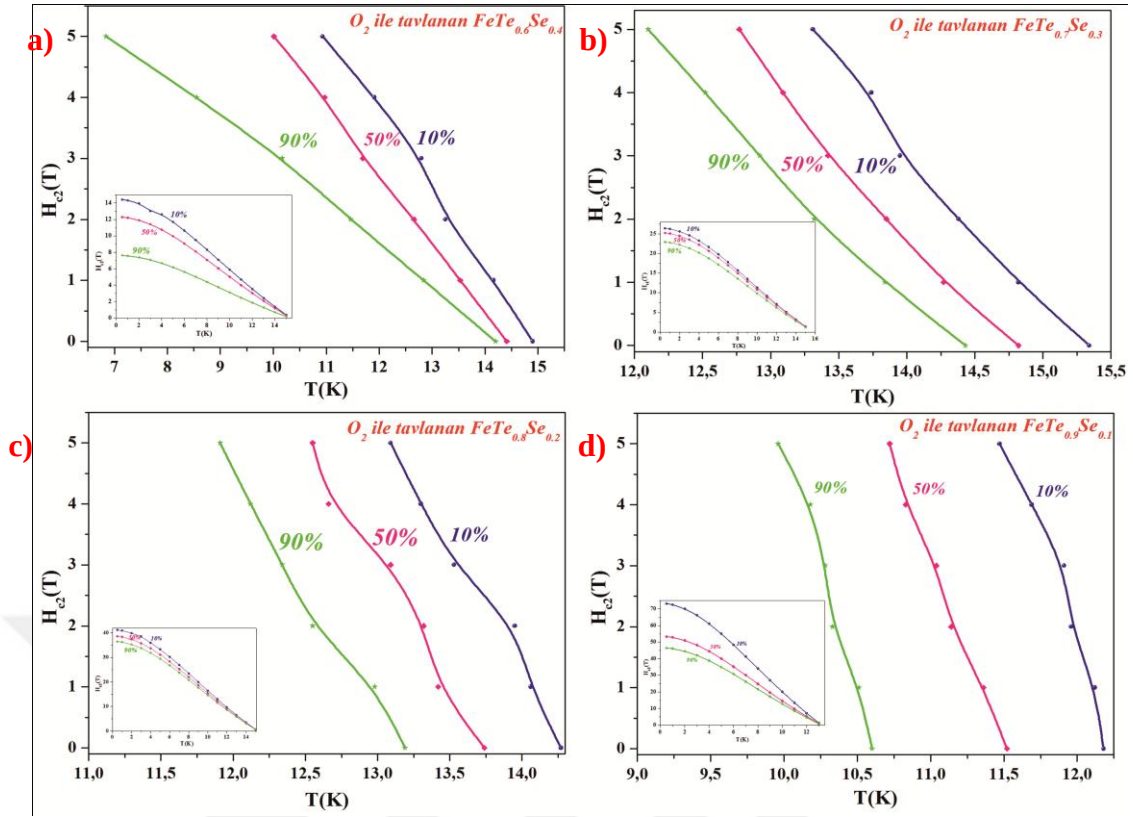
Şekil 4.21. O_2 ile tavlama işlemi yapılan **a)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, **b)** $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, **c)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **d)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait $M\rho$ - T eğrilerine ait $d\rho/dT$ - T grafikleri.

Bununla birlikte, $d\rho/dT$ -Teğrileri herhangi bir anomali içermemekte ve örneklerin tek fazdan oluştuğunu kanıtlamaktadır. Bu da bizim daha önce bahsettiğimiz gibi boşlukların veya yapı kusurlarının O_2 ile doldurularak daha düzenli hale geldiğinin, bunun sonucunda da iletkenliğin iyileştiğini ortaya koymaktadır. Ayrıca bu sonuçlar, XRD analizlerinden elde edilen örneklerin tek bir tetragonal fazdan oluştuğu gerçeğini de tam olarak desteklemektedir.

Büyütülen ve O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerinin üst kritik alan ($H_{c2}(0)$) değerleri $M\rho$ -Teğrisinin % 10, % 50 ve % 90 kriterleri ve Eşitlik 4.1' de verilen WHH denklemi kullanılıp deneysel olarak, eşitlik 4.2 yardımıyla da yarı teorik olarak hesaplanmış vesonuçlar Tablo 4.8' de verilmiş. Ayrıca büyütülen örnekler için $H_{c2}(T)$ - T grafikleri Şekil 4.22' de, O_2 ile tavlama işlemi yapılan örnekler için de Şekil 4.23' de sunulmuştur. Ancak Şekil 4.22' de Te 0.8 ve 0.9 katkılı örnekler süperiletken olmadığı için bu örneklerin $H_{c2}(T)$ - T grafikleri oluşturulamamıştır. Bu örnekler için hesaplanan üst kritik alan, $H_{c2}(0)$, değerleri ve eşitlik 4.3 ile verilen Ginzburg-Landau formülü kullanılarak Uyum uzunluğu, $\xi_c(0)$, değerleri de hesaplanmıştır. Elde edilen Uyum uzunluğu, $\xi_c(0)$, değerleri üst kritik alan $H_{c2}(0)$ değerleri ile ters orantılı olarak değişim göstermektedir. Tablo 4.8' deki veriler incelendiğinde üst kritik alan, $H_{c2}(0)$, değerleri oldukça farklı değişim sergilemektedir. $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örnekleri kendi aralarında incelendiğinde, $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$ örneğinin $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$ örneğine göre süperiletkenlik geçiş sıcaklığı daha yüksek ve geçiş aralığı daha keskin olmasına rağmen üst kritik alan değerinin daha düşük olduğu bulunmuştur.



Şekil 4.22. Büyütülen a) $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, b) $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$ örneklere ait $H_{c2}(T)$ - T eğrisi. Grafiklerde sol alt köşede hesaplanan teorik $H_{c2}(T)$ - T eğrileri verilmiştir.



Şekil 4.23. O_2 ile tavlama işlemi yapılan **a)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, **b)** $FeTe_{0.7}Se_{0.3}$, **c)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **d)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait $H_{c2}(T)$ - T eğrileri. Grafiklerde sol alt köşede hesaplanan teorik $H_{c2}(T)$ - T eğrileridir.

O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerinde ise yine sistemde Te oranı artıp Se oranı azalırken süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları giderek azalmakta ve geçiş aralığında nispeten bir genişleme ortaya çıkmaktadır. Ayrıca, üst kritik alan $H_{c2}(0)$ değerlerinde de bir artış söz konusudur.

Sonuç olarak, FeSe ve FeTe, kristal yapıları açısından birbirlerine bezer materyaller olmasına rağmen elektriksel ve manyetik özellikler bakımından oldukça farklı davranışlar sergilemektedirler. Bu durumda FeTe(Se) sisteminde Se ve Te sitokiyometrilerinin öneminin büyük olduğu ve aynı zamanda, O_2 ile tavlama işleminin süperiletkenlik özelliklerini iyileştirme anlamında etkili olduğu görülmüştür. Aslında, literatürdeki bazı çalışmalarda $FeTe_{1-x}Se_x$ sisteminin direnç sonuçlarının süperiletkenlik geçiş sıcaklığından önce yarıiletken davranış sergiledikleri vurgulanmış ve bu durum yapı içerisindeki Fe fazlalığının bir sonucu olarak açıklanmıştır [238-245]. Bu değerlendirmeye bizim katkımız ise şu şekilde olmaktadır: Aslında atom konumları arasındaki Fe fazlalığının manyetik özellik gösterdiği bilinmektedir ve bunların Fe düzlemlerindeki Fe' in manyetik momentleri ile etkileşebileceği düşünülmektedir. Bu durumda Fe fazlalığından kaynaklanan

manyetik momentlerin yarıiletken davranışına neden olan yük taşıyıcıları civarına yerleşebileceği ve bu Fe fazlalığının ise O₂ ile tavlama işlemi sonrasında minimize olabileceği düşünülmektedir.

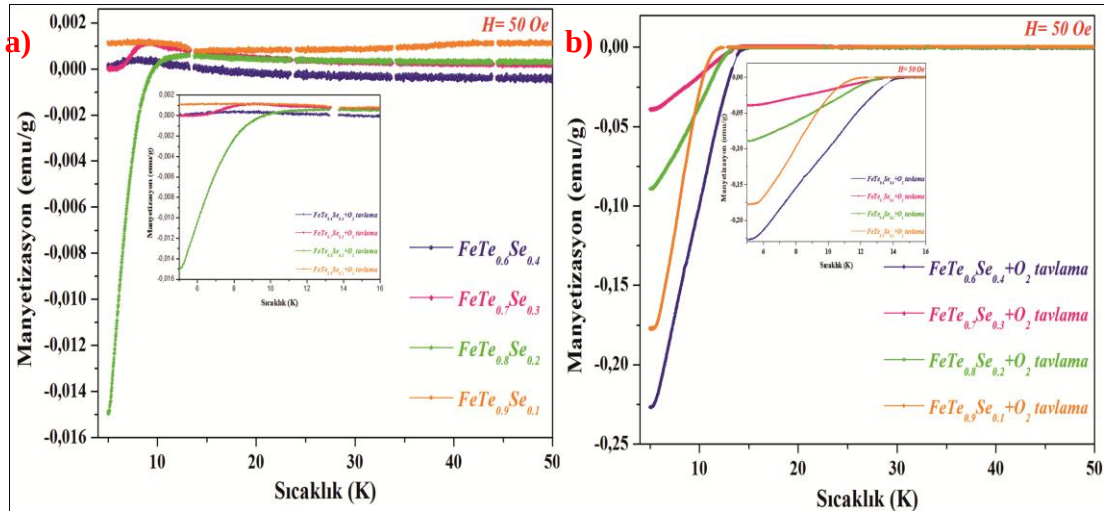
4.2.4. Manyetik Ölçümler ($M-T/M-H$) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları (J_c-H)

Manyetik olarak geçiş sıcaklığını tespit etmek için örneklerin manyetizasyon-sıcaklık ($M-T$) eğrileri şekil 4.24a’ da verilmiştir. $M-T$ eğrilerinden elde edilen T_c^{on} değerleri Tablo 4.9’ da verilmektedir. As-grown FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) örneklerinde Se ve Te sitokiyometrisine bağlı olarak sistematik bir değişim görülmemektedir. FeTe_{0.6}Se_{0.4}, FeTe_{0.7}Se_{0.3} örneklerinde zayıf negatif sinyal elde edilirken FeTe_{0.9}Se_{0.1} örneğinde diyamanyetik sinyal gözlenememiştir.

Aynı zamanda, FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) örneklerin diyamanyetik faza geçiş sıcaklıkları $\rho-T$ eğrilerinden elde edilen süperiletkenlik geçiş sıcaklıklarına göre farklılık göstermektedir. $\rho-T$ ölçümlerinde zayıf bir süperiletkenlik gözlenirse dahi akım sıfır dirençli bir yolu tercih ederek akacağından süperiletkenlik geçiş sıcaklığı gözlenebilmektedir. Ancak, manyetik ölçümler, örneklerin tüm hacmine ait bilgiyi vereceğinden bu sonuçlara göre örneklerde diyamanyetik sinyalin oldukça zayıf ve süperiletkenlik hacim kesrinin de düşük olduğu düşünülmektedir.

O₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe_{1-x}Se_x(x=0.1-0.4) örneklerinde de büyütülen örneklerde olduğu gibi sitokiyometriye bağlı sistematik bir değişim bulunmamaktadır. Ancak, daha güçlü diyamanyetik sinyal ve diyamanyetik faza daha keskin bir geçiş elde edilmiştir. Bununla birlikte, O₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) örneklerin diyamanyetik faza geçiş sıcaklıkları $\rho-T$ eğrilerinden elde edilen süperiletkenlik geçiş sıcaklıklarına benzer oldukları görülmüştür ve süperiletkenlik hacim kesirlerinin daha yüksek olduğu anlaşılmaktadır.

Sonuç olarak, O₂ ile tavlama işleminin süperiletkenlik mekanizması üzerindeki pozitif etkisi $\rho-T$ eğrilerinde olduğu gibi manyetik özelliklerde de açıkça görülmektedir. Bu durumun daha önce de değinildiği gibi Fe iyonlarının yapıdaki fazlalığı/eksikliği dolayısıyla yapıda oluşan kusurların kısmen O₂ atomları ile doldurulması sonucunda düzelmesi ile ilişkili olduğu düşünülmektedir.

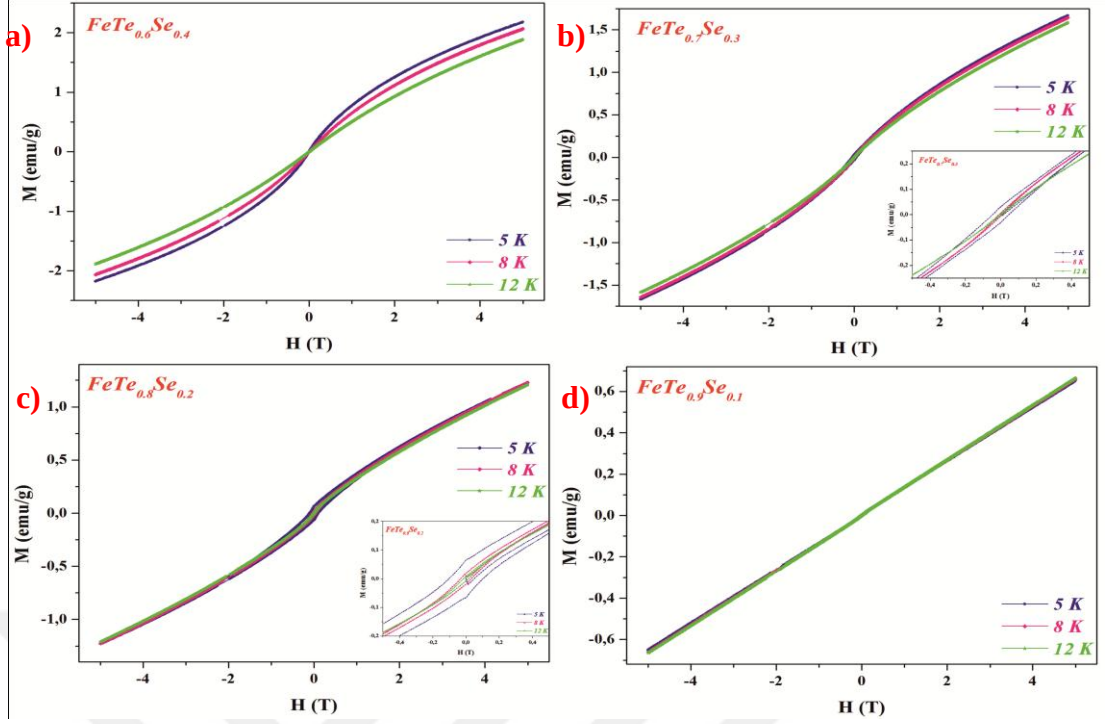


Şekil 4.24. a) Büyütülen $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerine **b)** O_2 ile tavlanan $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) ait ZFC M - T eğrileri.

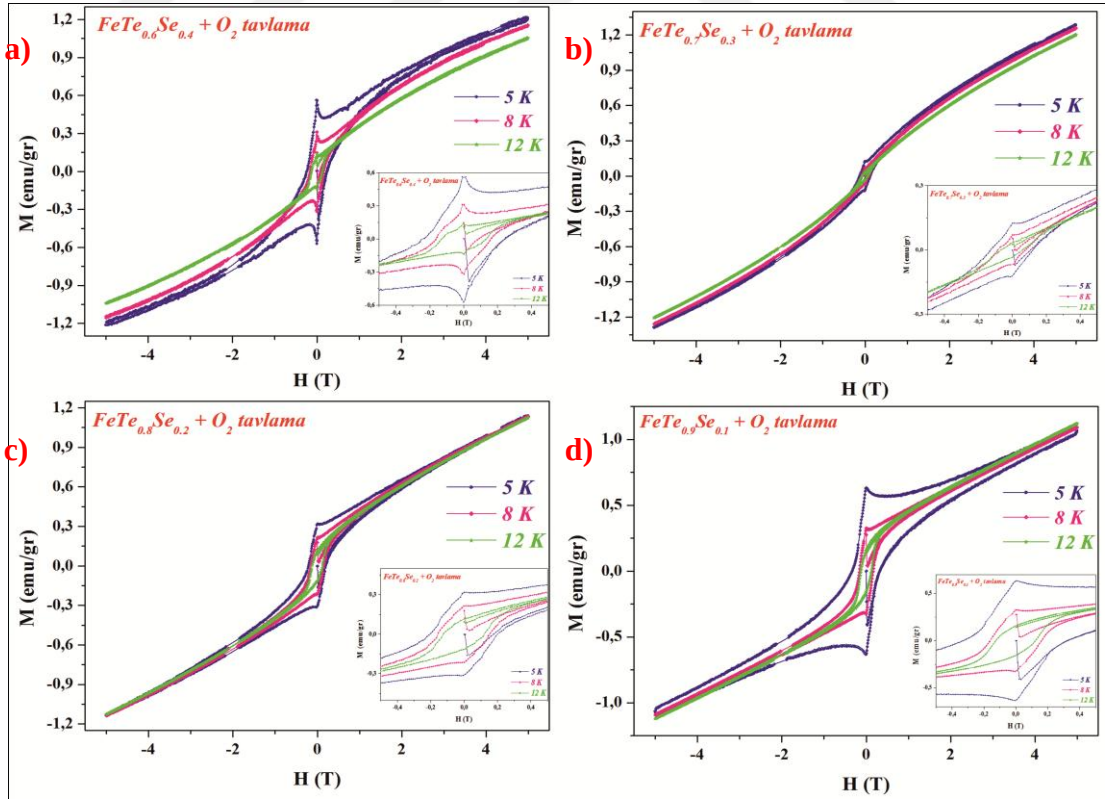
Şekil 4.25a, b, c ve d' de büyütülen $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$, $\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$, $\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ ve $\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ örneklerine ait M - H eğrileri verilmektedir. M - H ölçümleri ± 5 T aralığında ve 5, 8 ve 12 K olmak üzere üç farklı sıcaklıkta gerçekleştirilmiştir. Elde edilen eğrilerde ferromanyetik sinyalin baskın olduğu açıkça görülmektedir. Bu durumun da, hazırlanan örneklerde süperiletkenlik hacim kesrinin düşük olmasının bir sonucu olduğu kabul edilmiştir. Şekil 4.26a, b, c ve d' de sırasıyla O_2 ile tavlama işlemi yapılan $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$, $\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$, $\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ ve $\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ örneklerine ait M - H eğrileri verilmiştir. Elde edilen M - H eğrilerinin örneklerde yüksek oranda ferromanyetik bir sinyalin mevcut olduğu anlaşılmaktadır. Ancak az da olsa diyamanyetik sinyal de bulunmaktadır. Süperiletken ve ferromanyetik sinyalin bir arada bulunduğu büyütülen ve O_2 ile tavlama işlemi yapılan örnekler karşılaştırıldıklarında, O_2 ile tavlama işleminin etkisiyle süperiletkenlik hacim kesrinin arttığı M - H eğrilerinin genişliği baz alınarak da söylenebilmektedir.

Tablo 4.9. Self-flux yöntemiyle üretilen **a)** Büyütülen **b)** O_2 ile tavlanan $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerine ait M - T eğrilerinden elde edilen T_c^{on} değerleri.

a)	As-Grown örnekler	T_c^{on} (başlangıç) (K)	b)	Ozile tavlanan örnekler	T_c^{on} (başlangıç) (K)
	$\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$	7.95		$\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$	14.50
	$\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$	9.15		$\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$	14.21
	$\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$	11.63		$\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$	13.40
	$\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$	Diyamanyetik sinyal yok		$\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$	12.12



Şekil 4.25. Hazırlanan büyütülen a) $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$, b) $\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$, c) $\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ ve d) $\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ örneklerine ait M-H eğrileri. b ve c grafiklerinde sağ alt köşelerde daha küçük skaladaki M-H eğrileri bulunmaktadır.



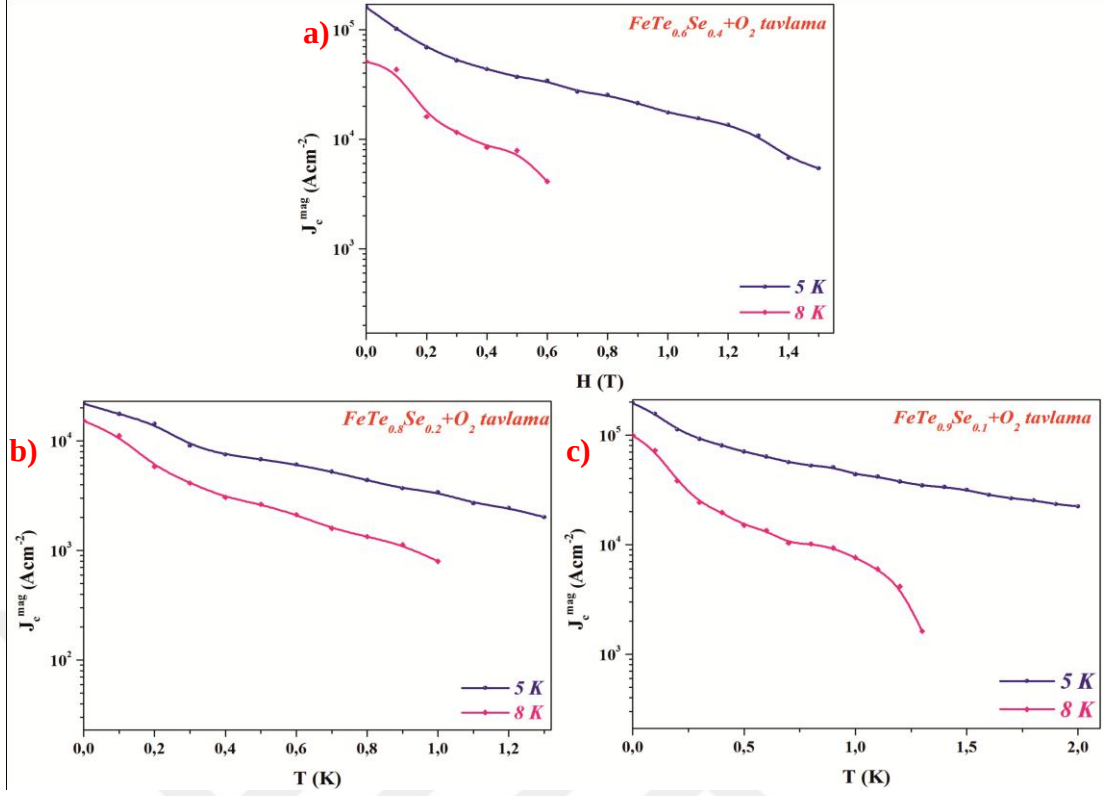
Şekil 4.26. O₂ ile tavlama işlemi yapılan a) $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$, b) $\text{FeTe}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$, c) $\text{FeTe}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ ve d) $\text{FeTe}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ örneklerine ait M-H eğrileri. Grafiklerde sağ alt köşelerinde daha küçük skaladaki M-H eğrileri bulunmaktadır.

Ayrıca, O₂ ile tavlama işlemi sonrasında elde edilen *M-H* eğrileri kendi aralarında kıyaslandıklarında Se ve Te sitokiyometrilerine bağlı sistematik bir değişim bulunmamaktadır. FeTe_{0.6}Se_{0.4} ve FeTe_{0.9}Se_{0.1} örnekleri için elde edilen *M-H* eğrilerinde daha geniş bir histerisis döngüsü mevcutken, FeTe_{0.7}Se_{0.3} ve FeTe_{0.8}Se_{0.2} tek kristal örneklerinde ise daha dar histerisis döngüleri elde edilmiştir, şekil 4.26.

Bu örneklerde ferromanyetik sinyalin süperiletken sinyale oranla daha baskın olduğu söylenebilir. Çünkü, Fe elementinin sahip olduğu yüksek manyetik momentten dolayı diyamanyetik sinyal güçlü bir şekilde baskılanmaktadır. Manyetizasyon ölçümlerinden faydalanarak örneklerin kritik akım yoğunlukları hesaplanmıştır. Ancak ferromanyetik sinyalin de mevcut olduğu bir sistemde sadece düşük alan değerlerinde kritik akım yoğunluğunu hesaplamak mümkün olabilmektedir. Bu bağlamda, şekil 4.27’ de FeTe_{0.6}Se_{0.4}, FeTe_{0.8}Se_{0.2} ve FeTe_{0.9}Se_{0.1} tek kristal örnekleri için eşitlik 4.5 ile verilen Bean formülü ile hesaplanan $J_c^{mag}-H$ grafikleri görülmektedir. As-grown FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) örnekleri ile O₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe_{0.7}Se_{0.3} örneğinde ferromanyetik sinyalin baskın olduğu çok dar bir histerisis oluşması nedeniyle J_c^{mag} hesaplanmamıştır.

Genel olarak bakıldığında; O₂ ile tavlama işlemi yapı içerisinde hem elektronik olarak yük dengelenmesi konusunda bir iyileştirmeye hemde manyetik özellikleri destekleyici yönde katkı sağladığı düşünülmektedir. Bu durumda oluşan aşırı yapı kusurlarının bir türlü modifiye edildiği de kabul edilmektedir. Ancak bu durumun görsel olarak tespit edilmesi mevcut sistemlerimiz ile deneysel olarak mümkün olamamıştır. Hacimsel oluşan kusurların O₂ ile tavlama işlemi sonucunda daha ideal bir boyuta geldiği düşünüldüğünde yapı içerisinde çivileme merkezlerinin de oluşmasına yardımcı olduğu kabul edilmiştir. Buna bağlı olarak da kritik akım yoğunluğu ve genel süperiletkenlik özelliklerini az da olsa iyileştirmiştir.

Ancak, daha önceki bölümde de bahsedildiği gibi, örneklerin O₂ ile tavlama işlemi için, ancak birkaç tabakaya ayrılmış örnekler ayrı ayrı kuartz tüpler içerisine konularak önce vakuma alınmış ve ardından da O₂ ile doldurularak kuartz tüpler kapatılıp 2 saat boyunca 300 °C’ de gerçekleştirilmiştir. Bu işlem esnasında tek kristal tabakalara O₂’ nin difüz etme oranında farklılıklar olabilmesi doğaldır. Bundan dolayı da *M-H* eğrilerinin şekillerinde ve kritik akım yoğunluklarında sistematik bir değişim elde edilememiştir. O₂ ile tavlama işlemi yapılan FeTe_{1-x}Se_x (x=0.1-0.4) örnekleri için hesaplanan kritik akım yoğunluğu, J_c^{mag} , değerleri Tablo 4.10’ da verilmektedir.

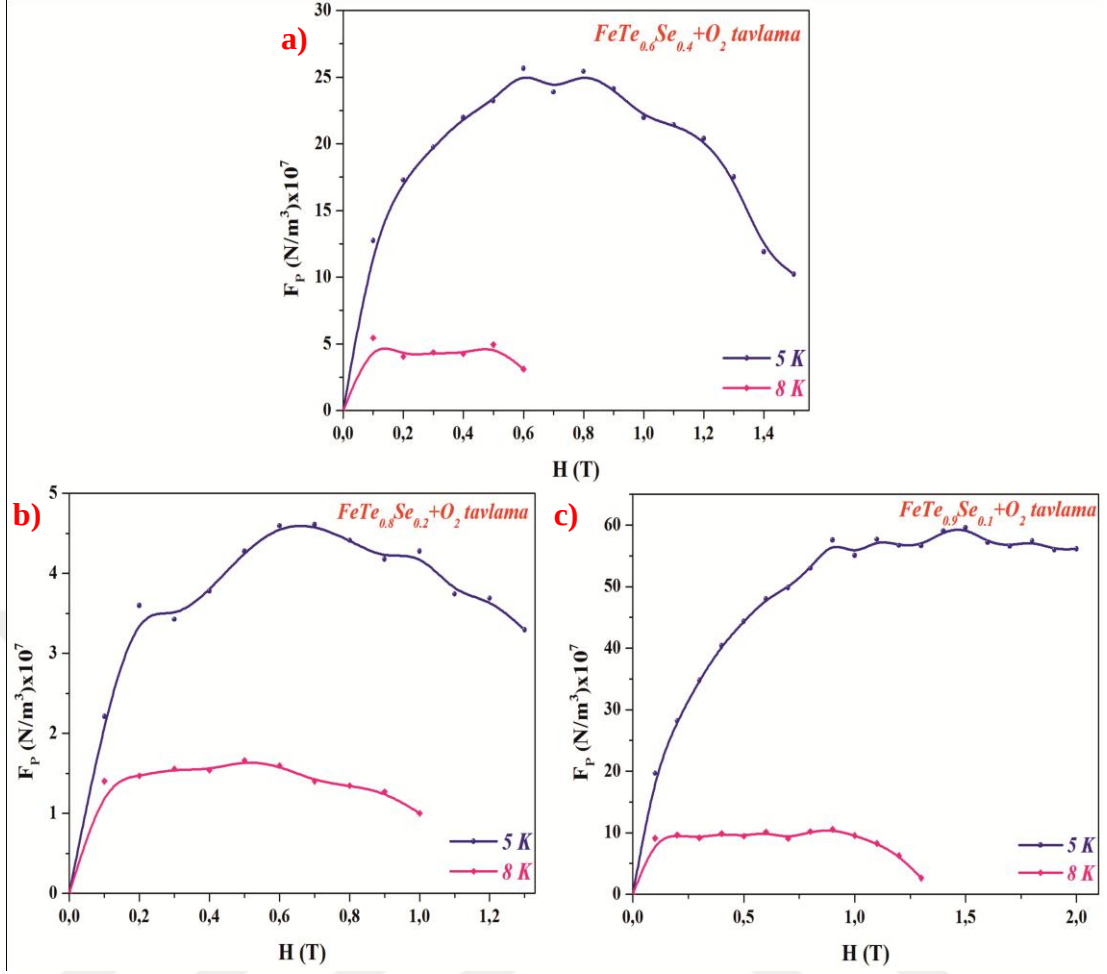


Şekil 4.27. O_2 ile tavlama işlemi yapılan **a)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, **b)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **c)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait J_c^{mag} - H eğrileri.

Kritik akım yoğunluğunun yapı içerisindeki *çivileme* (*pinning*) kuvveti (F_p) ile ilişkili olduğu literatürden bilinmektedir. Buradan yola çıkarak ve eşitlik 4.6' dan faydalanarak O_2 ile tavlanan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örnekleri için pinning kuvveti hesaplanmış ve Şekil 4.28' de F_p - H grafikleri verilmiştir. Çivileme kuvvetinin kaynağı vorteks örgüsü ile çivileme merkezleri arasındaki etkileşimlerdir. Aynı zamanda çivileme kuvveti yapı içerisinde ne kadar büyükse, kritik akım yoğunluğu da o kadar büyük olmaktadır. Buna göre göre, $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneğine ait F_p - H grafiği incelendiğinde, en yüksek çivileme kuvveti ile en iyi kritik akım özellikleri elde edildiği görülmüştür.

Tablo 4.10. O_2 ile tavlama işlemi yapılan $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) örneklerinin M - H eğrilerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri.

O ₂ ile tavlanan örnekler	J_c^{mag} (Acm ⁻²)	
	5 K	8 K
$FeTe_{0.6}Se_{0.4}$	1.6×10^5	8.9×10^4
$FeTe_{0.7}Se_{0.3}$	-	-
$FeTe_{0.8}Se_{0.2}$	2.2×10^4	1.5×10^4
$FeTe_{0.9}Se_{0.1}$	1.9×10^5	9.9×10^4



Şekil 4.28. O_2 ile tavlama işlemi yapılan **a)** $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, **b)** $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ ve **c)** $FeTe_{0.9}Se_{0.1}$ örneklerine ait F_p - H eğrileri.

Sonuç olarak, $FeTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.1-0.4$) sisteminde O_2 ile tavlama işlemi yapısal özelliklerde önemli değişikliklere yol açmamasına rağmen elektriksel ve manyetik özelliklerde de beklenen yüksek kapasitedeki etkiyi ortaya koyamadığı görülmüştür.

Ancak, O_2 ile tavlama işlemi süperiletkenlik hacim kesrini artırdığı bir gerçektir ve bunun sonucunda daha güçlü diyamanyetik sinyaller elde edilmiştir. Büyütülen örneklerde ferromanyetik sinyaller baskın iken, O_2 ile tavlama işlemi yapılan örneklerde ferromanyetik alt yapıya ilaveten sadece düşük alan değerlerinde II. tip süperiletkenlere benzer davranışta M - H döngüleri elde edilmiş. Bu bağlamda yüksek değerdeki M - H sonuçları yüksek J_c^{mag} ve daha güçlü akı çivileme (flux pinning) özelliği gerçeği bu örneklerde açıkça görülmüştür. Ancak, yine de elde edilen sonuçlar mevcut literatür ile karşılaştırıldıklarında başarılı örneklerin hazırlandığı kabul edilmektedir.

4.3. Tek Adım (One-step) Sentez Yöntemiyle Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ Tek Kristaller

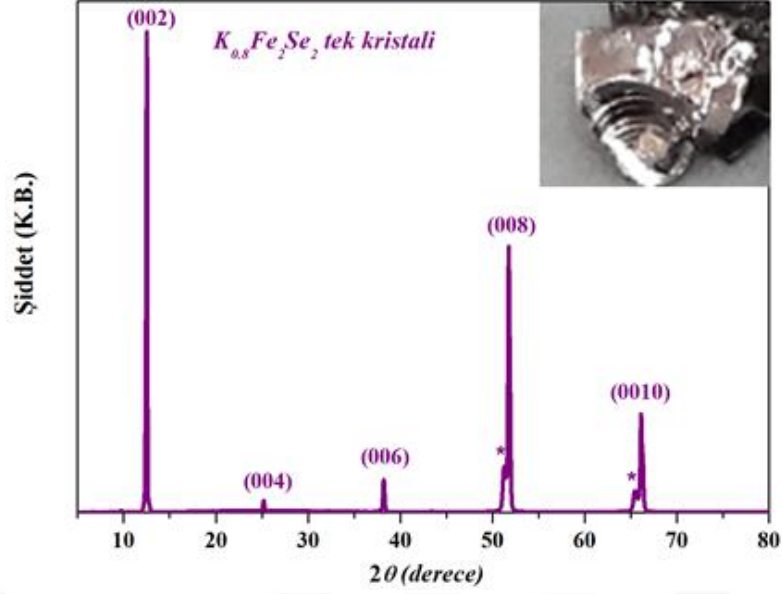
4.3.1. XRD Analizi

Tez kapsamında 122-fazına ait $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örnekler tek adım (one-step) sentez metoduyla üretilerek parlak, siyah ve tabakalı yüzeylere sahip tek kristaller elde edilmiştir. Tek adımsentez yöntemi kısaca başlangıç materyallerinin karışması, reaksiyonun gerçekleşmesi, tek kristal oluşumu için belli bir sıcaklığa kadar yavaş soğutulması ve suda ani soğutma aşamalarını içermektedir. Elde edilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristalleri çok ince tabakalar halinde c-ekseni boyunca kolayca ayrılabilir ve dolayısıyla, analizleri de rahatlıkla yapılabilir.

Şekil 4.29' da $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneğine ait XRD deseni görülmektedir. Elde edilen XRD deseni beklenildiği şekilde, c-ekseni boyunca sadece (002), (004), (006), (008) ve (0010) pikleri olarak elde edilmiştir. Ancak, XRD deseninde yıldız ile gösterilmekte olan (008) ve (0010) ana piklerine çok yakın küçük pikler de bulunmuştur. Bu pikler, K^+ atomlarının yapı içerisinde çok az da olsa homojen olmayan dağılımlarından kaynaklanmaktadır. Bu durum, $A_xFe_{2-y}Se_2$ ($A=K, Rb, Cs, \dots$) genel formülü ile ifade edilen 122-fazındaki diğer yapılarda da yaygın olarak gözlenmektedir ve faz ayrışması olayı olarak açıklanmaktadır [246-248].

Faz ayrışması olayı, tek kristal yapılarda c-ekseni boyunca demir-boşluk düzeni durumu ve düzensiz durum olmak üzere birbirinden çok az farklı örgü parametrelerine sahip iki farklı faz oluşması olarak açıklanmaktadır. Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneğinde de bu piklerin iki seri şeklinde oluşmasıyla faz ayrışması gözlenmiştir.

Yapılan XRD analizleri sonucunda tezimiz kapsamında üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneklerin tetragonal kristal simetrisine sahip olduğu ve $I4/mmm$ uzay grubunda yer aldığı bulunmuştur. Bu faza ait kristal örgü parametreleri ve birim hücre hacmi ise sırasıyla, $a=3.9279 \text{ Å}$, $c=14.1368 \text{ Å}$ ve $V=218.12 \text{ Å}^3$ olarak hesaplanmıştır. Bu değerlerin farklı araştırma grupları tarafından literatürde daha önce hesaplanan sayısal değerler ile tam olarak uyum içerisinde olduğu görülmüştür [158, 181, 198, 249].

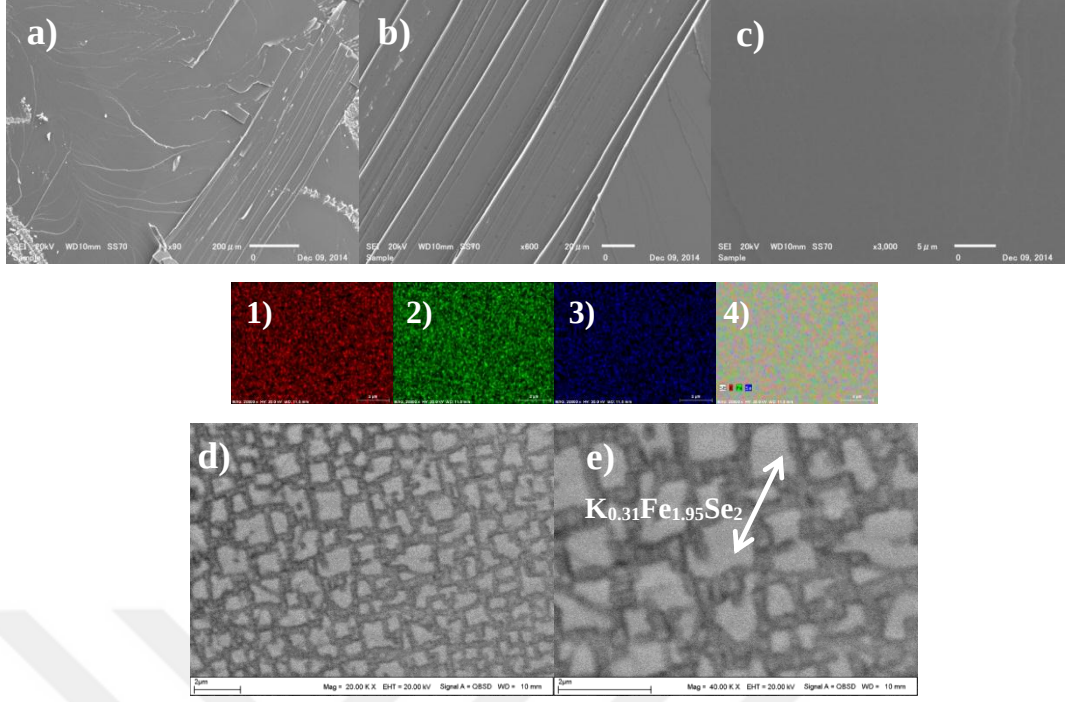


Şekil 4.29. Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait XRD deseni.

4.3.2. Mikroyapısal Analizler, SEM/EDX/Nokta Haritalandırma

Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneğine ait 90, 600 ve 3000 büyütme oranlarındaki SEM görüntüleri ile EDX nokta haritalandırma analizleri Şekil 4.30a, b ve c' de verilmektedir. Ayrıca, yapıda olması muhtemel farklı fazları tespit etmek için de geri saçılım elektron dedektörü (BSD) kullanılmıştır. 20.000 ve 40.000 büyütme oranlarındaki BSD görüntüleri de Şekil 4.30d ve e' de verilmiştir. Şekil 4.30' da verilen SEM görüntülerinde (90 büyütme oranında) katmanlı yapılaşmanın olduğu açıkça görülmektedir. Bu durum 600 büyütme oranında ise beklenildiği şekilde daha net bir şekilde gözlenmiştir. 3000 büyütmede de katmanlardan birine ait bir yüzey görülmektedir. EDX nokta haritalandırma incelemeleri K, Fe ve Se elementlerinin dağılımlarının homojen olduğunu göstermiştir.

Önceki kesimlerde belirtildiği gibi, $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sistemi Fe düzlemi içerisindeki FeSe blokları arasına K^+ elementinin girmesi ile oluşmaktadır. Bu süperiletken sistemde yük dengesinden dolayı belirli oranlarda Fe boşlukları ve katkı elementinin sitokiyometrik olmayan dağılımına rastlamak mümkündür. Bunun için üretilen örneklerin kompozisyonel değerlerini bulabilmek bağlamında hazırlanan örneklerin yüzeylerinde geniş bir alanı kapsayacak şekilde EDX analizi yapılmış ve sonuçlar Tablo 4.11' de sunulmuştur.



Şekil 4.30. Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait **a)** 90 büyütme, **b)** 600 büyütme ve **c)** 3000 büyütme oranındaki SEM görüntüleri ile EDX nokta haritalandırma **(1)** K, **(2)** Fe, **(3)** Se ve **(4)** genel görüntü) **d)** 20000 büyütme ve **e)** 40000 büyütme oranındaki SEM/BSD resimleri.

EDX analizine göre hesaplanan gerçek kompozisyon $K_{0.65}Fe_{1.60}Se_2$ olarak nominal kompozisyonlardan biraz farklı bulunmuştur. Aslında, bu beklenen bir sonuçtur. Çünkü K +1, Fe +2, Se -2 değerliğine sahip elementlerden oluşan $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sistemindeki yük dağılımı K^+ ve $(FeSe)^{2-}$ şeklindedir. Buna göre, $K_{0.8}Fe_2Se_2$ başlangıç kompozisyonunda Fe boşlukları oluşma ihtimali göz önünde bulundurularak oluşacak olan yeni sistemde yük dengesine göre hesaplama yapıldığında, Fe elementi 1.6 indisine sahip olmaktadır. Bu durumda elde edilen yapı içerisindeki Fe/Se oranı 4/5 olan $K_2Fe_4Se_5$ fazına karşılık gelmektedir. Bu faz ise aslında yalıtkan Fe-boşluk fazını işaret etmektedir.

Tablo 4.11. Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneklerine ait EDX analizi.

Örnek	Element	Atomik Ağırlık (%)	Nominal Kompozisyon	Gerçek Kompozisyon
$K_{0.8}Fe_2Se_2$	K	15.42	$K_{0.8}Fe_2Se_2$	$K_{0.65}Fe_{1.60}Se_2$
	Fe	37.72		
	Se	46.86		

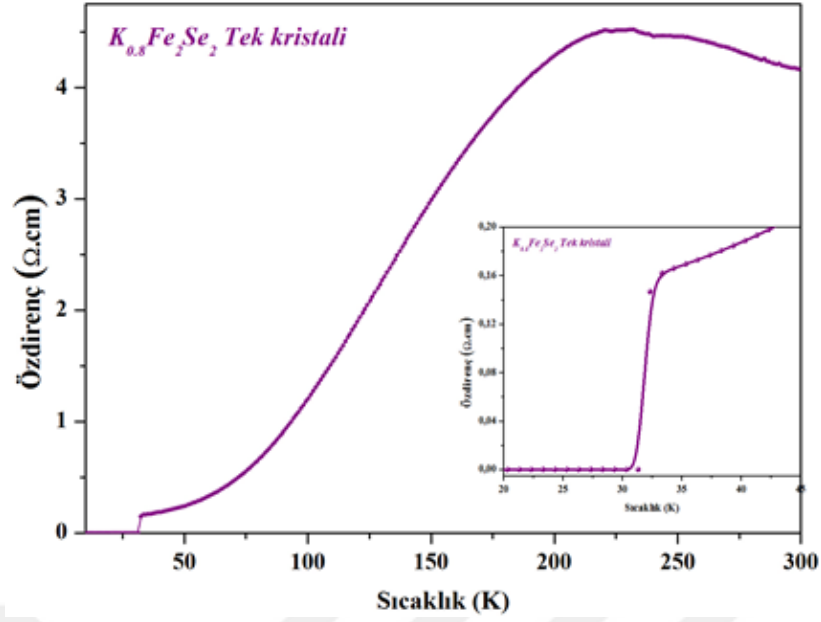
Bundan dolayı, yapıda muhtemel bir faz olabileceği düşüncesiyle daha detaylı bir inceleme Şekil 4.30' da verilen BSD görüntüsüyle elde edilmiştir. BSD görüntülerinde 20.000 ve 40.000 büyütmede beyaz ve siyah bölgelerin bulunduğu görülmüştür. EDX analizine göre, beyaz bölgelerdeki Fe içeriği, siyah bölgelere göre daha fazla ve K içeriği daha az olmakta ve gerçek kompozisyon yaklaşık olarak $K_{0.31}Fe_{1.95}Se_2$ şeklinde hesaplanabilmektedir.

Bu sonuçlar, XRD analizi ile elde edilen sonuçlar ile uyum içerisindedir. Çünkü XRD desenine göre, yapı içerisinde bir faz ayrışması söz konusu idi. Bunlardan biri, elde ettiğimiz yapıda yalıtkan demir-boşluk fazı olup SEM/BSD görüntülerinde $K_2Fe_4Se_5$ fazı olarak karşımıza çıkmıştır. Diğeri ise, (001) yönelimlerinin ikinci serisi olarak elde ettiğimiz ve süperiletken özellik gösteren 122-fazına karşılık gelen SEM/BSD görüntülerindeki beyaz bölgelerdir. Elde edilen bu sonuçlar, sistemde antiferromanyetik ve süperiletken fazların bir arada bulunduğunu ve $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneğinde Fe içeriğine bağlı olarak yalıtkan fazdan süperiletken faza bir dönüşüm olduğunu ortaya koymaktadır.

4.3.3. Elektriksel Ölçümler ($M\rho-T$) ve Üst Kritik Alan ($H_{c2}(0)$) Hesaplamaları

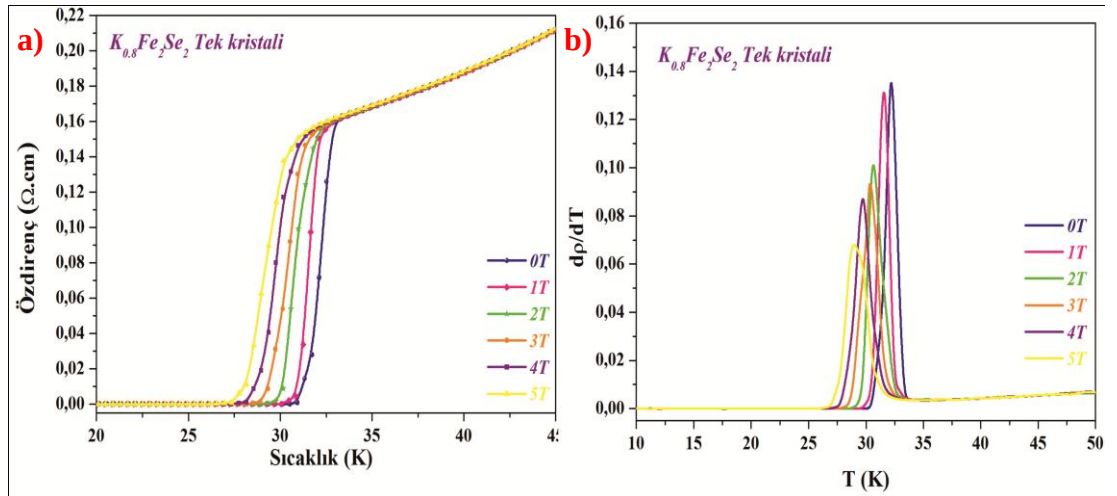
Şekil 4.31' de $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristalleri için 2 K ile 300 K aralığında öz direncin sıcaklığa bağlı ($\rho-T$) değişimi verilmektedir. Şekil 4.31' de verilen $\rho-T$ eğrisine göre ~225 K civarında bir tümsek görülmektedir. Genel olarak $\rho-T$ eğrilerinde elde edilen bu davranışın yapı içerisindeki Fe boşluklarının düzeni ve Fe içeriğindeki değişim ile ilgili olabileceği düşünülmektedir.

Aynı zamanda, XRD ve SEM incelemelerinde bahsettiğimiz faz ayrışması olayı düşünüldüğünde öz direnç eğrisinde gözlenen bu tümsek oluşumunun yalıtkan (*iron-vacancy ordering*) ve süperiletken (*iron-vacancy disordering*) fazlar olarak ifade edilen iki farklı elektronik taşıma sistemi arasındaki etkileşimden kaynaklanabileceği düşünülmektedir. ~225 K' in altında $\rho-T$ eğrisi metalik bir davranış sergileyerek T_c^{on} ~33 K' de keskin bir süperiletkenlik geçişi gözlenmiştir. Bu değer literatürde bulunan bazı çalışmalara kıyasla daha yüksektir kibu da kullandığımız yöntemin $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristalini üretmek için ideal olduğu anlamına gelmektedir.



Şekil 4.31. Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğe ait ρ -T grafiği (sağ alt köşede süperiletkenlik geçiş bölgesi daha küçük skalada verilmiştir).

Elde edilen süperiletkenlik parametreleri Tablo 4.12’ de verilmektedir. Ayrıca, Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneklerinin 0-5 T alanlarda öz direnç-sıcaklık $M\rho$ -T eğrilerindeki değişim Şekil 4.32a’ da verilmektedir. Uygulanan alanın etkisiyle süperiletkenlik geçişi az da olsa baskılanarak artan alan değerleriyle düşük sıcaklıklara doğru kaymaktadır. Bununla birlikte, süperiletkenlik geçiş sıcaklığının keskinliğini daha net bir şekilde görmek için $M\rho$ -T eğrilerinin diferansiyel formu olan $d\rho/dT$ -T grafikleri Şekil 4.32b’ de verilmiştir. $d\rho/dT$ -T eğrilerinden faydalanarak FWHM değerleri hesaplanmış ve Tablo 4.12’ de verilmiştir.

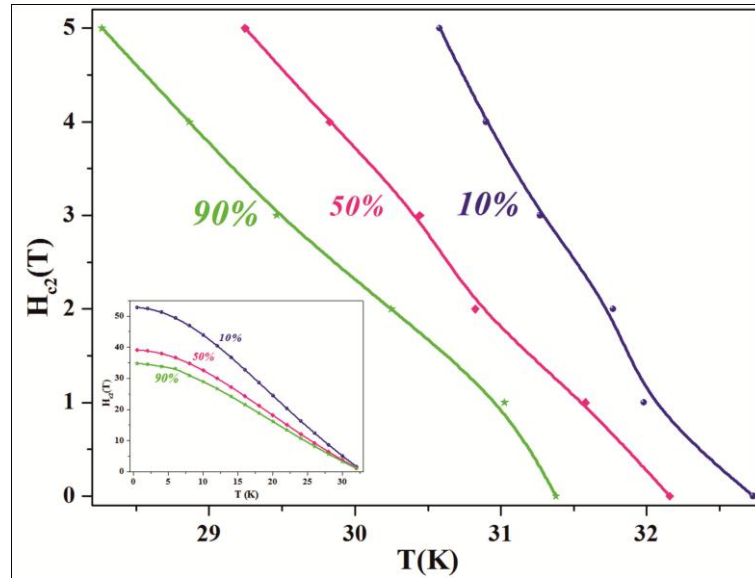


Şekil 4.32. Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğe ait **a)** farklı alanlar altında $M\rho$ -T eğrileri **b)** $M\rho$ -T eğrilerinin diferansiyel formu.

Tablo 4.12. Tek adım sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait elde edilen süperiletkenlik parametreleri.

Örnek	T_c (başlangıç) (K)	$T_c(0)$ (K)	ΔT (K)	$FWHM$ (K)	$H_{c2}(T)$ (T) %10-%50-%90	$\xi_c(0)$ (nm) %10-%50-%90
$K_{0.8}Fe_2Se_2$	33	31.9	1.1	1.0	52.88 39.18 34.81	2.49 2.9 3.08

One-step sentez yöntemiyle üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğinin üst kritik alan, $H_{c2}(0)$, değerlerini öz direnç-sıcaklık eğrisinin % 10, % 50 ve % 90 oranları alınarak ve eşitlik 4.1’ de verilen WHH denklemini kullanarak deneysel, eşitlik 4.2’ de kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır. Bu değerlerden elde edilen $H_{c2}(T)$ - T eğrisi şekil 4.33’ te verilmiştir. Tablo 4.12’ de hesaplanan deneysel üst kritik alan değeri, $H_{c2}(T)$, ve bu değeri kullanarak eşitlik 4.3 ile verilen GL eşitliği yardımıyla hesapladığımız uyum uzunluğu, ξ , değeri de verilmiştir. Tablo 4.12’ deki süperiletkenlik parametreleri incelendiğinde, süperiletkenlik geçiş aralığının, ΔT , ve pik yarı genişliği, $FWHM$ değerlerinin 1 K civarında olduğu görülmüştür. Bu değerler elde edilen tek kristal örnekteki süperiletkenlik mekanizmasının oldukça iyi olduğunu ve yapıya bulk süperiletkenliğin hâkim olduğunu göstermektedir. Aynı zamanda, hesaplanan üst kritik alan ve uyum uzunluğu değerlerinin benzer yapılar için literatürde bulunan çalışmalarla uyum içerisinde olduğu görülmüştür [181].



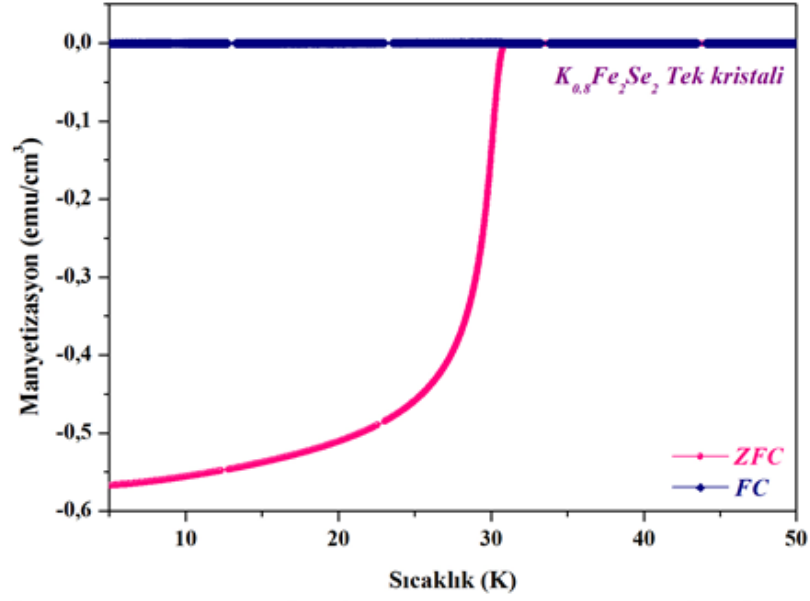
Şekil 4.33. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğe ait $H_{c2}(T)$ - T eğrisi. Grafiklerin sol alt köşesinde yarı deneysel olarak hesaplanan $H_{c2}(T)$ - T eğrilerini göstermektedir.

122-fazına ait olan $K_{0.8}Fe_2Se_2$, FeSe-tabanlı sistemler içerisinde en yüksek süperiletkenlik geçiş sıcaklığına sahip olan sistemdir. Yüksek süperiletkenlik geçiş sıcaklığının kaynağının kristal yapı düzeni ve elektron katkısı ile ilişkili olabileceği düşünülmektedir. 11-fazına ait olan FeSe' un yüksek basınç altında ~ 37 K' de süperiletkenlik geçişi göstermesi olayı hatırlanacak olursa, uygulanan basıncın etkisiyle kristal yapıda bir distorsiyon oluşarak ideal tetrahedral yapıya yaklaşılmaması şeklinde gerçekleşmekteydi.

Benzer şekilde $K_{0.8}Fe_2Se_2$ ' daki yapısal incelemeler K^{+} un sisteme eklenmesi sonucunda Fe-Fe ve Fe-Se bağ uzunluklarının sırasıyla % 3.7 ve % 2.15 arttığını ve Fe-Se-Fe bağ açısının 110.9° ile ideal $FeSe_4$ tetrahedral düzene yaklaştığını göstermektedir [250]. Aynı zamanda, $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sisteminde komşu Fe-Fe kare düzlemleri arasındaki mesafenin $7.0184 \text{ \AA}$ olduğu ve bu değer şimdiye kadar keşfedilen FeSe-tabanlı sistemler içerisindeki en yüksek değer olduğu bulunmuştur [251]. Bilindiği gibi, $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sisteminde $(Fe_2Se_2)^{-\delta}$ tabakaları iletim tabakası ve K^{+} iyonları yük taşıyıcılar olarak görev yaparlar. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sisteminde yük taşıyıcıları elektronlar olup, yoğunlukları $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ tür. Bu değer FeSe' a kıyasla küçüktür. Ancak, bunun kompozisyonu K^{+} un FeSe tabakaları arasına girmesiyle ve spin dalgalanmalarının katkısı ile telafi edilebileceği düşünülmektedir [250].

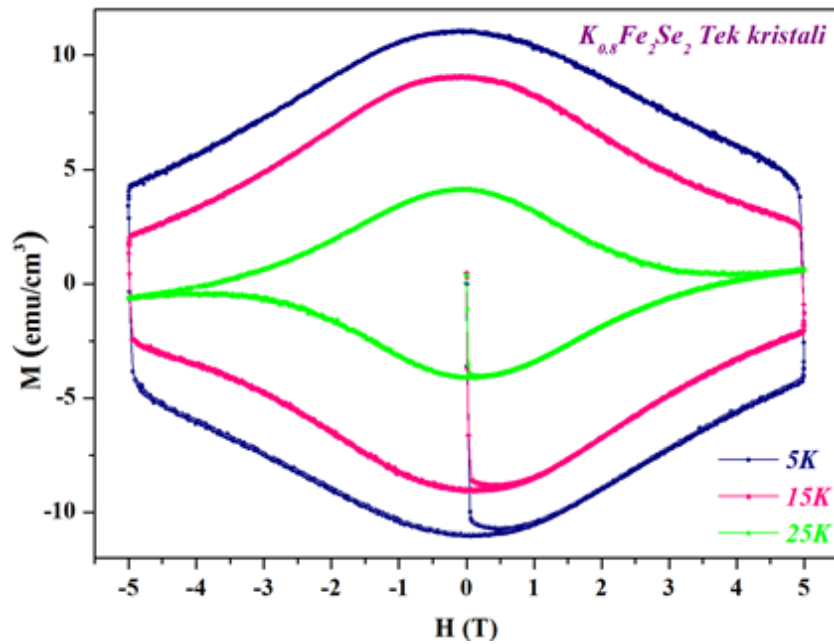
4.3.4. Manyetik Ölçümler ($M-T/M-H$) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları (J_c-H)

Şekil 4.34' de $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait $M-T$ eğrisi verilmektedir. 2 K ile 50 K aralığında ve 10 Oe şiddetindeki manyetik alan uygulanarak gerçekleştirilen $M-T$ ölçümleri ZFC ve FC olmak üzere iki modda alınmıştır. ZFC ölçümü sırasında dış manyetik alan uygulanmadan 2 K' den 50 K' e kadar ısıtılıp tekrar 2 K' e soğutulurken, FC ölçümünde 10 Oe şiddetindeki manyetik alan uygulanarak 2 K' e soğutulmuş ve sıcaklık düşürülürken diyamanyetik sinyal elde edilmiştir. ZFC eğrisinden diyamanyetik faza keskin bir geçiş olduğu açık bir şekilde görülmektedir ve bu eğriden elde edilen T_c^{on} değeri ~ 31.2 K' dir. Bu değer, $\rho-T$ değerleriyle de uyum içindedir. Aynı zamanda, $M-T$ eğrisi malzemenin tüm hacmine ait bilgiyi verdiği için, elde edilen diyamanyetik sinyale göre süperiletkenlik hacim kesri tahmin edilebilmektedir. Buna göre, üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğinde süperiletkenlik hacim kesrinin $\sim 80\%$ den fazla olabileceği düşünülmektedir.

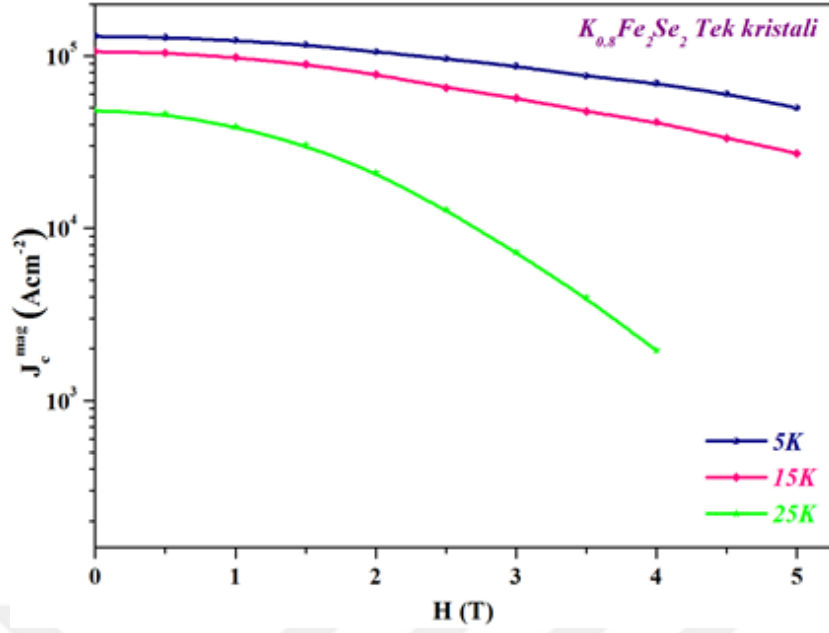


Şekil 4.34. Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğe ait ZFC ve FC modlarında alınan $M-T$ eğrileri.

$M-T$ grafikleri incelendiğinde, ZFC ve FC eğrilerinin her ikisinin de 50 K' den diyamanyetik faza geçiş sıcaklığı olan ~ 31.2 K' e kadar sabit kaldığını göstermektedir. Bu da elde edilen tek kristal örneğin bir “Pauli Paramagneti” tipinde olduğunu göstermektedir. Şekil 4.35’ de $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait ± 5 T aralığında ve 5, 15 ve 25 K olmak üzere üç farklı sıcaklıkta alınan $M-H$ eğrileri görülmektedir. Elde edilen $M-H$ eğrilerinden üretilen malzemenin II. tip süperiletkenler sınıfına girdiğini göstermektedir.



Şekil 4.35. $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait 5 K, 15 K ve 25 K’ deki $M-H$ eğrileri.

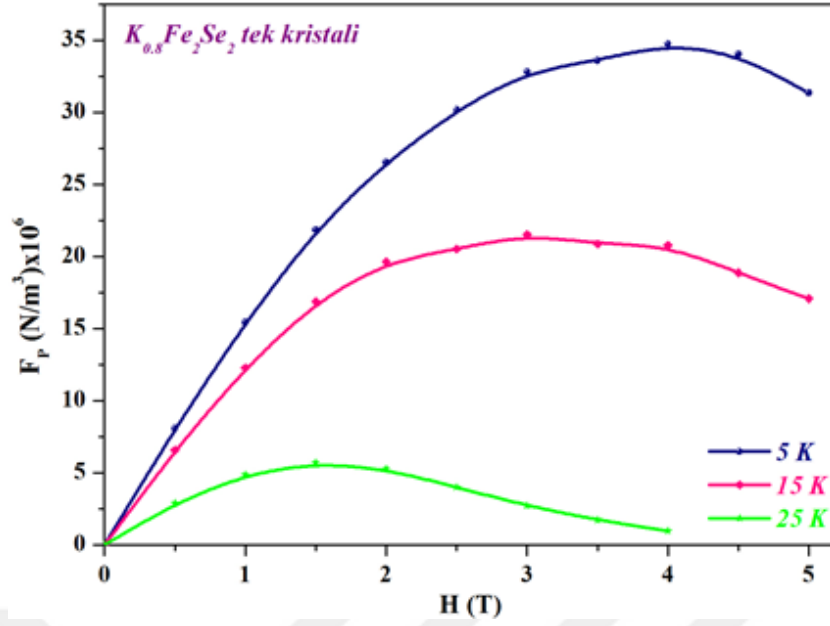


Şekil 4.36. Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait 5 K, 15 K ve 25 K’ deki J_c -H eğrileri.

$K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneği için elde edilen M - H eğrisi ve eşitlik 4.5 ile verilen Bean formülü kullanılarak hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri Tablo 4.13’ te ve J_c - H grafiği de şekil 4.36’ da verilmektedir. Elde edilen değerler, literatürde bulunan birçok çalışma ile uyum içerisinde olmasına rağmen, J_c değerleri farklı üretim metodlarının kullanıldığı çalışmalara kıyasla biraz daha yüksek bulunmuştur [249]. Dolayısıyla, yüksek kalitede $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal örneği elde edilmesinde üretim koşullarının önemli olduğu bir gerçektir. Şekil 4.37’ de verilen F_P - H grafiği $\vec{F}_P = \vec{J}_c \times \mu_0 H$ formülü ile hesaplanan çivileme kuvveti, F_P , ile kritik akım yoğunluğu arasındaki ilişkiyi doğrulamaktadır. Çivileme kuvvetinin bir maksimuma sahip olduğu ve sıcaklığın artmasıyla daha düşük alan değerlerine doğru kaydığı görülmektedir. Bununla birlikte, yapı içerisindeki vorteks örgüsü ile pinning merkezlerinin etkileşimi sonucu ortaya çıkan Pinning kuvvet yoğunluğunun kritik akım yoğunluğuna bağlı olarak değiştiği görülmektedir.

Tablo 4.13. Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait M - H eğrilerinden hesaplanan kritik akım yoğunluğu değerleri.

Örnek	$J_c^{mag} (Acm^{-2})$		
	5 K	15 K	25 K
$K_{0.8}Fe_2Se_2$	1.3×10^5	1.1×10^5	4.8×10^4



Şekil 4.37. Üretilen $K_{0.8}Fe_2Se_2$ örneğine ait 5 K, 15 K ve 25 K’ de F_p -H eğrileri.

Sonuç olarak, tek adım sentez metodunun, kristalografik, elektriksel ve manyetik özellikler açısından incelendiğinde, yüksek kalitede $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal oluşumu için ideal bir yöntem olduğu düşünülmektedir. Bu durum literatür ile de eşleşmektedir [249].

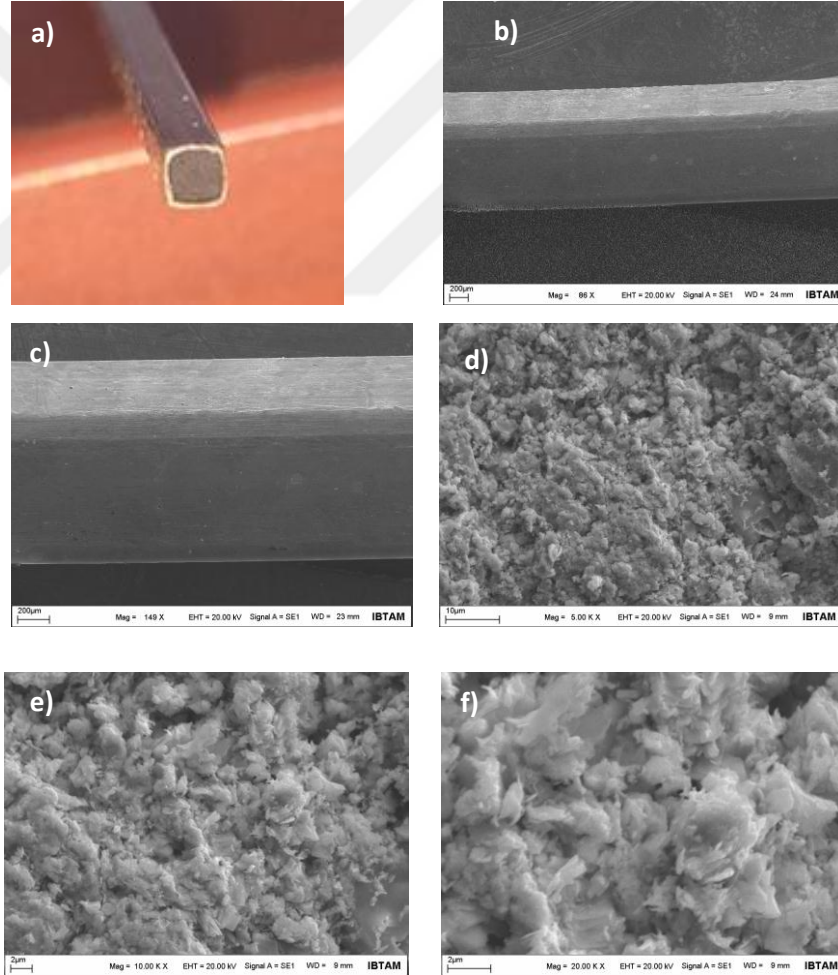
4.4. PIT Yöntemiyle Hazırlanan $K_{0.8}Fe_2Se_2$ Süperiletken Bobinin Mühendislik Uygulamaları için Test Sonuçları

Tez kapsamında yapılan çalışmalar sonucunda en iyi süperiletkenlik özelliği gösteren $K_{0.8}Fe_2Se_2$ sistemi kullanılarak önce süperiletken teller yapıp daha sonrada iki tane prototip bobin sarılmış ve testleri yapılmıştır. Hazırlanan bobinlerden birinin farklı bölümlerinden kesilen 1 cm uzunluğundaki parçaların öncelikle mikroskop görüntüleri alınmış sonrada transport ölçümleri yapılarak test edilmiştir. Sonraki aşamada da kurulan sistem ile transport kritik akım taşıma kapasitesi bobinden geçirilen *dc* akım yardımı ile test edilip sonuçlandırılmıştır.

4.4.1. Kablolar İçin Mikroskop Görüntüleri

Şekil 4.38 a-f’ de optik mikroskop ve SEM görüntüleri verilmiştir. Şekil 4.38 a’ da telin optik mikroskopta çekilen yaklaşık 1 mm dış çaplı ve içi dolu son ürünün

görüntüleri verilmiştir. Benzer şekilde, şekil 4. 38b ve c' de ise Fe kılıf' ın yaklaşık 1 mm dış çaplı ve içi dolu olacak şekilde çekilmiş SEM resimleri verilmiştir. Ayrıca şekil 4.38 d-f' de ise kılıf içerisindeki malzemenin değişik büyüklüklerde görüntüleri verilmiştir. Rastgele kesilen noktalardan alınan görüntülerde doluluk oranlarının beklenenden daha iyi olduğu ve herhangi bir çatlak veya deformasyonun olmadığı açıkça görülmüştür. Ancak taneciklerin belirli bir yönelime sahip olmadıkları ve dağılımının rastgele olduğu görülmektedir. Bu sonuçların teyit edilebilmesi için gerekli XRD kutup-şekli (pole-figure) incelemesini ise ileri çalışma konuları olarak daha sonraki zamanlarda yapılması düşünülmektedir. Üretilen tellerin iç doluluk oranları da Tablo 3.1' de verilmiştir. Her iki çekme sisteminde de 1 mm kalınlık yeterli görülmüş ve daha düşük kalınlıklara inilmemiştir.



Şekil 4.38. *a) 1mm kalınlığa düşürülmüş Fe kılıflı $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesinin optik mikroskop resmi, b) ve c) Fe kılıf içerisinde $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesinin SEM resimleri, d), e) ve f) ise Fe kılıf içerisinde $K_{0.8}Fe_2Se_2$ malzemesinin farklı büyütmelerdeki resimleri.*

4.4.2. Süperiletken Kablonun Elektriksel Ölçümleri

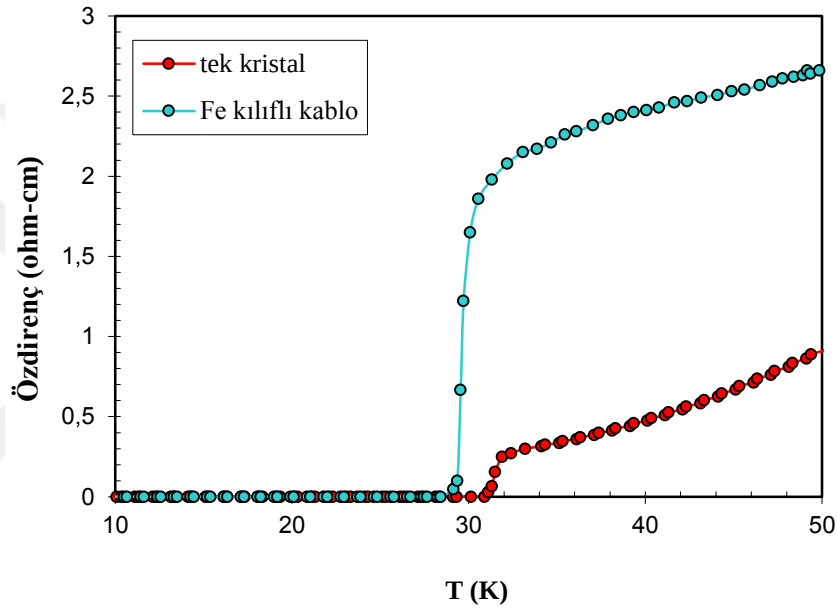
Kabloların elektriksel ölçümleri klasik 4 nokta kontak yöntemi ile PPMS sisteminde prototip kablolardan 1.0 cm uzunluğunda rasgele bölgelerden kesilen parçalar üzerinde ve alan uygulanmadan (Fe kılıf göz önüne alınarak) gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.39’ da $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kor kablolardan elde edilen sıcaklığa bağlı elektriksel ölçüm sonuçları tek kristal malzemeler ile karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Bunlardan elde edilen sayısal değerlerde Tablo 4.14’ de verilmektedir. Hem tablodan hem de grafiklerden görüldüğü gibi orijinal tek kristallerin sonuçları ile kablolardan elde edilen sonuçlar karşılaştırıldıklarında yaklaşık 2-3 K arasında daha düşük değerler çıkmıştır.

Bunun sebebi kablolar çekilirlerken oluşturulan mekanik deformasyon (ezilip/çekilme) sırasında malzemelerin kristal düzlemlerinde bir takım dislokasyonların meydana gelmesi ve boyutları düşürülen süperiletken malzemenin tanecikleri arasındaki bağlantının az da olsa zayıflaması veya deforme olması olarak düşünülmektedir. Çünkü bu mekanik deformasyon sırasında aslı tek kristal olan malzemeler artık bu özelliğini kayıp etmektedir. Deformasyon sonucunda tamamen rastgele yönelmiş, iç içe girmiş ve sıkı şekilde paketlenmiş malzemelerde yeni bir düzen oluşturulmaktadır. Bu da dikkat edilecek olursa hem kabloların elektriksel direnç değerlerinde hem de süperiletkenlik geçiş sıcaklıklarında bir miktar değişimi ortaya çıkarmaktadır. Tablo 4.14’ den görüleceği ve genelde beklendiği gibi dolum öncesi hazırlanan örnek ve dolum sonrasında değişik 3 parçadan yapılan ölçümler çok büyük bir yaklaşıklıkla aynı çıkmıştır. Bu durum, dolum sonrasında kablo içerisinde malzemenin dağılımının homojen olduğunu göstermektedir.

Tablo 4.14. *Dolum öncesi ve doldurulup çekilme işlemi yapıldıktan sonra ölçülen elektriksel öz direnç değerleri. A, B ve C hazırlanan bobinin farklı bölümlerinden kesilen 1 cm uzunluğundaki parçaları 3 değişik parçanın değerlerini göstermektedir.*

Örnekler	Özdirenç (ohm.cm)		
	35 K	100 K	300 K
Dolum öncesi	0.17	0.99	4.21
A	0.17	1.0	4.25
B	0.17	0.99	4.25
C	0.17	0.99	4.25

Ancak A numunesindeki $\sim\%$ 1 kadarlık hata kontak genişliklerinden dolayı direnç farklılıkları veya ölçüm sisteminin ölçüm hızından kaynaklanabilecek olup genel olarak sistemin hata sınırları içerisinde kalmaktadır. Sonuçların bu kadar benzer çıkması PIT yöntem ile hazırladığımız kabloların özellikle sarım sırasındadaki bükülmelerden oluşacak, öncelikle Fe kılıftan daha sonrada tek kristal taneciklerin mekanik gerilmelerden önemli oranda etkilenmediğini göstermektedir. Bu duruma en önemli etkinin literatürde ilk kez hem çekme işlemi sırasında hem de sarım sırasında tellerin ısıtılması olduğu düşünülmektedir.



Şekil 4.39. Dolum öncesi $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal ve doldurulup çekilme işlemi yapıldıktan sonra ölçülen elektriksel öz direnç değerleri.

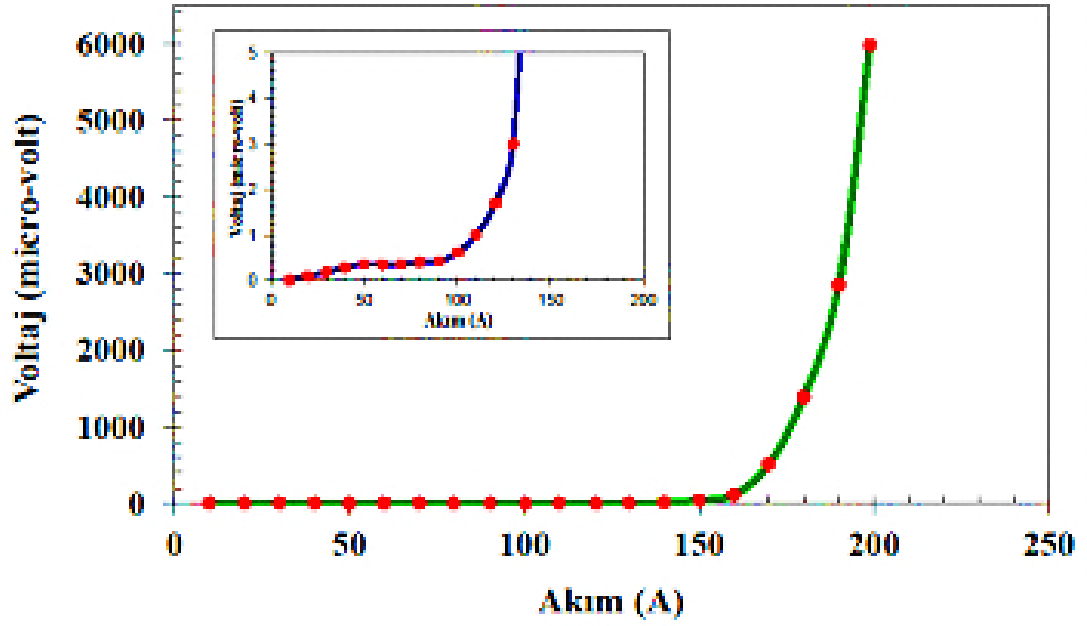
4.4.3. Bobin için I-V Ölçümleri

Bobinin I-V karakteristiği çıkarılırken uluslararası standart olarak kabul edilen 1 μV kriteri göz önüne alınmıştır. Bu bağlamda ölçüm yapılırken akım olabildiğince küçük aralıklar ile yavaş yavaş artırılmaya çalışılmış ve ölçüm sonuçları Tablo 4.15' de verilmiştir. Ayrıca bu sonuçlar grafiksel olarak da şekil 4.40' da sunulmuştur. DeneySEL olarak elde edilen sonuç 112 Acm^{-2} olarak bulunmuştur. Aslında bu sonuç HTS sistemler ile karşılaştırıldığında biraz düşük olsa da ilk üretimler olduğundan zaman içerisinde rahatlıkla geliştirilip HTS veya MgB_2 kablolar ile yarışabilecek duruma getirilebileceği düşünülmektedir. Ölçümler sıvı He içerisinde yapılmıştır ve özellikle 140 Amperden sonra bobinde aşırı bir ısınma başlamış ve 160 A' den

Tablo 4.15. Süperiletken bobinin ölçülen I - V değerleri. Kırmızı ile işaretli olan rakamlar uluslararası standart olan $1 \mu V$ kriterinin geçildiği noktadır.

Uygulanan akım değeri (Amper)	Ölçülen dc voltaj (μ -volt)
10	0.01
20	0.09
30	0.11
40	0.28
50	0.36
60	0.49
70	0.61
80	0.77
90	0.81
100	0.93
110	1.01
120	1.99
130	3.25
140	11.22
150	39.25
160	111.72
170	515.45
180	1694.14
190	2846.49
199	5986.25

itibaren de bobinin aşırı ısınmasından dolayı sıvı He'da kaynama problemi başlamıştır. Buna göre ölçülen değerlerde hata oranının da yükseldiği düşünülmektedir. Tüm bunlara rağmen 110 A limit değerinde 0.1 ile 0.2 T arasında bir manyetik alan yaratıldığı tahmin edilmektedir. Bu sonuç 1 mm kalınlığında ve 7 tur konvansiyonel bakır tel ile elde edilebilecek alan değerlerinden yaklaşık 60 kat daha yüksek olduğu değerlendirilmektedir. Dolayısıyla birkaç yüz sarım süperiletken tel kullanılacak olsa ve malzemenin kalitesi (bobini oluşturan tellerin üretim kalitelerinde yapılabilecek iyileştirmeler sonucunda) 200 - 300 A gibi yüksek akımlara çıkılacak olursa Tesla mertebesinde alanlara rahatlık ile ulaşılabileceği düşünülmektedir. Ancak bu sonuç literatür ile karşılaştırılacak olursa, özellikle BSCCO malzemenin yapılan



Şekil 4.40. Bobinin ölçülen deneysel (transport) I-V sonucu. İçteki şekil y-ekseninin büyütülmüş formunu göstermektedir.

süperiletken tellerden 180-220 A, MgB_2 süperiletkenlerinden ise 250 A' den daha yüksek değerlere kadar çıktığı bilinmektedir. Bunların sonucunda da birkaç Tesla mertebesinde manyetik alanların yaratılabildiği ve mevcutta da MRI sistemlerinde kullanıldığı bilinmektedir. Ancak bu malzemenin daha yüksek sonuçlara ulaşabileceği ve BSCCO veya MgB_2 sistemleri ile yaklaşık değerlere çıkabileceği yapılacak daha detaylı ve uzun soluklu çalışmalar ile mümkün görülmektedir.

Günümüzde bu malzeme ile özellikle kablo yapımı çalışmaları büyük merkezlerde hızla devam etmektedir. Sonuç olarak, $K_{0.8}Fe_2Se_2$ tek kristal malzemeler ile yapılacak süperiletken magnetlerin düşük sıcaklıklarda kararlı olarak çalışabileceği ve belli oranda stabil bir manyetik alan yaratabileceği gösterilmiştir. Ancak daha yüksek akım değerlerine ulaşabilmek için farklı ısıtım ve farklı sarım metodlarının faydalı olabileceği düşünülmektedir ki bu da daha uzun soluklu ve grup çalışmalarını gerektirmektedir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Doktora tezimiz kapsamında ilk aşamasında, 11-fazı olarak bilinen FeSe sistemi “Kimyasal buhar taşıma (Chemical Vapor Transport, CVT)” tekniği ile üretilmiş, FeSe sistemine Te katkılanması yapılarak “Self-Flux” metodu ile üretimi yapılmış ve son olarak FeSe sistemine K^+ alkali metalleri eklenerek “Tek adım (One-step) sentez” metodu kullanılarak üretilmişlerdir. Bu aşamada sadece üretim değil aynı zamanda malzemelerin yapısal, mikro-yapısal, elektriksel ve manyetik özellikleri de incelenmiştir. İkinci aşamada ise üretilen tek kristal malzemelerden elde edilen sonuçlara göre en iyi özellik gösteren malzeme ile süperiletken kablo yapımı gerçekleştirilmiştir. Bu kablo ile prototip olarak bir bobin hazırlanmış, elektriksel ve manyetik özellikleri incelenmiş olup genel mühendislik uygulamaları tartışılmıştır.

Çalışmaların ilk bölümünde tamamı FeSe- tabanlı olmak üzere farklı alaşımlardan oluşan süperiletken malzemelerin üretimi aşamasında faz yapıları, kimyasal ve termodinamik özellikleri göz önüne alınarak uygun üretim teknikleri belirlenmiştir. Bu teknikler literatür ile de karşılaştırıldıktan sonra üretimler başlamıştır. Çalışmalarımız süresince üretilen alaşım süperiletkenlerin teknik üstünlükleri (mikroyapısal, elektriksel ve manyetik) literatürle karşılaştırılacak boyuttadır ve bazı durumlarda da daha iyi değerlere ulaşılmıştır. Sonuç olarak benzer hatta bazı malzemeler için de daha iyi sonuçların bulunmuş olması üretim öncesi yapılan fizibilite çalışmalarının doğru, buna karşılık üretim mekanizmalarının gerçekçi ve sonuçlarında o denli başarılı olması bizleri son derece memnun etmiş ve çalışma şevki kazandırmıştır.

Genel anlamda bakıldığında FeSe malzemesi ~ 9 K civarında, FeTeSe malzemesi ~ 15 K civarında ve KFeSe sistemi ise ~ 32 K civarında süperiletken faza geçiş göstermiştir.

Mühendislik uygulamalarındaki temel parametrelerden biride kritik akım yoğunluğudur. Üretilen malzemelerdeki sonuçlar bize mühendislik uygulamaları için umut vaat etmektedir. Genel olarak sonuçlar $10^5 - 10^6$ A/cm² arasında elde edilmiştir.

Aslında üzerinde yaklaşık 30 yıldır değişik araştırmaların yapıldığı yüksek sıcaklık süperiletkenler düşünüldüğünde ilk 15 yılki araştırmalar 10^4 - 10^6 A/cm² mertebelerinde iken son yıllarda 10^7 A/cm² mertebeleri telefuz edilmeye başlanmıştır. Bu malzemelerinde yakın gelecekte 10^7 A/cm² mertebesini zorlayacağı düşünülmektedir. Çünkü dünya çapında önemli merkezler ve üniversitelerde değişik

boyutta bu malzemeler üzerinde önemli araştırmalar yapılmaktadır. Ancak bu noktada tek handikap malzemelerin soğutulmaları aşamasında şimdilik sıvı helyuma ihtiyaç duyulmasıdır. Fakat bu durum günümüz teknolojilerinde kapalı devre sistemler ile çözülmeye çalışılmaktadır. Ancak gelişen soğutma teknolojileri ile birlikte bunlarında yakın zamanda daha ucuz ve herkesin ulaşabileceği ya da teknolojiye kolay adapte olabilecek sıvı H ve/veya sıvı O₂ gibi malzemeler ile çözülebileceği düşünülmektedir.

Fe tabanlı süperiletken malzemelerin teknolojik uygulamaları ise gelecekte daha ilginç bir duruma ulaşabileceği düşünülmektedir. Çünkü süperiletkenlik ve manyetizma bu malzemelerde iç içe yer almaktadır ve bazı uygulamalar için bu bir avantaj olarak görülebilmektedir. Çalışmamızın ikinci aşamasını kapsayan uygulamalarda sadece üretilen süperiletkenler ile prototip aşamasında kalınmıştır ve genişletilmesi ise daha kapsamlı projeleri gerektirmektedir. Ancak ilk sonuçlar gerçekten ilgi çekici olmuştur. Ölçüm sonuçlarında elde ettiğimiz 112 A/cm² akım yoğunluğu değeri belki yüksek sıcaklık süperiletkenlerden şu an için yaklaşık olarak % 25-35 oranında düşük kalmaktadır. Fakat kesinlikle araştırmaya ve geliştirmeye açık bir konu olup yakın gelecekte gerek konvansiyonel gerekse yüksek sıcaklık süperiletkenler ile boy ölçüşebilecek duruma gelebileceği düşünülmektedir.

Özellikle akım kangalı (bobin) formatında hazırlanan malzemeler günümüzde hem hazırlama hem de ölçüm aşamalarında sorunsuzca test edilebilmekte ve önemli sayılabilecek sonuçları da verebilmektedir. En azından toksik veya benzeri özelliklerden yoksun olan bu alaşım grubu laboratuvar çalışmaları için de uygun ve kolaydır. Bunlarla birlikte kabloları hazırlamak için kullandığımız her iki “die çekme” ve “ezerek çekme (rolling)” metodları arasında da önemli bir farkla karşılaşmamıştır. Hem elektriksel hem de manyetik ölçüm sonuçları % 1’ den daha küçük bir farkla (ki bu ölçüm hata sınırları içerisindedir) benzer değerler çıkmıştır. Dolayısıyla her iki sisteminde teknolojiye rahatlıkla uygulanabilecek/kullanılabilecek boyutta olduğu düşünülmektedir.

Bu durum gelecekte özellikle biyomedikal mühendisliğindeki uygulamalar içerisinde yer alan Manyetik Rezonans Görüntüleme (MRI) cihazlarının magnet kısımlarının bu formatta yapılabilmesinin ve kullanılmasının önünü açmaktadır. En azından ülkemizde de bu çalışmaların yapılıyor olması ve ileride de devam edecek olması uluslararası yarışta bizleri ön plana çıkaracaktır. Ancak tabi ki bunların uzun dönem testlerinin ne tür bir sonuç vereceği ise bilinmemektedir ve dolayısıyla

üzerinde uzun dönem çalışılması gerektiği kanaatindeyiz. Günümüz literatüründen de görüleceği gibi gelişmiş ülkelerde ve laboratuvarlarda bu malzemelerin gerekli uzun dönem test çalışmalarının yapıldıkları da bilinen bir gerçektir.

Sonuç olarak tezimiz kapsamında belirlenen çalışmalar tamamlanmış, sonuçlar başarılı sayılabilecek ölçüde elde edilmiş ve mühendislikte mümkün olacak minyatür MRI uygulamaları için de kablo sarılarak *ülkemizde ilk kez tarafımızdan bu malzemeler bobin formuna getirilmiş ve testleri gerçekleştirilmiştir*. Üretilen bobinlerin teknolojik magnet uygulamaları için kullanılmasının uygun olacağı düşünülmektedir.



KAYNAKLAR

- [1] Onnes, H.K. (1911). *Leiden Commun.* 120b, 122b, 124c.
- [2] Bardeen, J., Cooper, L., Schrieffer, J. R. (1957). *Phys. Rev.* **108**, 1175.
- [3] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1973/press.html.
- [4] Onnes, H.K. (1913). *Leiden Commun.* 140b, c 141b.
- [5] Meissner, W., Franz, H. (1930). Supraleitfähigkeit von Niobium. *Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Mitteilung*: 558–559.
- [6] Meissner, W., Ochsenfeld, R. (1933). *Naturwissenschaften*. **21**, 787.
- [7] Gorter, C.J., Casimir, H.G.B. (1934). *Phys. Z.* **35**, 963.
- [8] Gorter, C.J., Casimir, H.G.B. (1934). *Z. Tech. Phys.* **15**, 539.
- [9] London, F., London, H. (1935). *Prog. Roy. Soc.* **149**, 71.
- [10] Maxwell, E. (1950). *Phys. Rev.* **78**, 477.
- [11] Ginzburg V.L. and Landau L.D. (1950). *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064.
- [12] Josephson, B.D. (1962). *Physics Letters*. **1**, 251.
- [13] Bednorz, J. G. and Müller, K. A. (1986). *Z. Phys. B*. **64**, 189.
- [14] Whu, M.K., Asheburn, J.R., Torng, C.J., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Huangz, J., Wang, Y., Chu, C.W. (1987). *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908.
- [15] Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutumi, M., Asono, T. (1988). *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 209.
- [16] Hazen, M.R., Finger, L.W., Angel, R.J., Prewith, T.C., Ross, R.L., Hermann, A.M. (1988). *Phys. Rev. Lett.* **60**, 657.
- [17] Putlin, S.N., Antipov, E.V., Chmaissen, O., Marezio, M. (1993). Superconductivity at 94 K in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, *Nature*. **362**, 226.
- [18] Nagamatsu J., Nakagawa N., Muranaka T., Zenitani Y. and Akimitsu J. (2001). *Nature*. **410**, 63.
- [19] Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M. and Hosono H. (2008). *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296.
- [20] Kamihara Y., Hiramatsu H., Hirano M., Kawamura R., Yanagi H., Kamiya T. and Hosono H. (2006). *J. Am. Chem. Soc.* **128**, 10012.
- [21] Chen, X. H., Wu, T., Wu, G., Liu, R. H., Chen, H. and Fang, D. F. (2008). *Nature* **453**, 761.
- [22] Ren, Z.A., Lu, W., Yang, J., Yi, W., Shen, X.L., Li, Z.C., Che, G.C., Dong, X.L., Sun, L.L., Zhou, F. and Zhao, Z.X. Chin. (2008). *Phys. Lett.* **25**, 2215.

- [23] Liu, R.H., Wu, G., Wu, T., Fang, D.F., Chen, H., Li, S.Y., Liu, K., Xie, Y.L., Wang, X.F., Yang, R.L., He, C., Feng, D.L. and Chen, X.H., (2008). *Phys. Rev. Lett.* **101**, 087001.
- [24] Chen, H., Ren, Y., Qiu, Y., Wei Bao, Liu, R. H., Wu, G., Wu, T., Xie, Y. L., Wang, X. F., Huang, Q. and Chen, X. H. (2009). *Europhys. Lett.* **85**, 17006.
- [25] Hsu, F.C., Luo, J.Y., The, K.W., Chen, T.K., Huang, T.W., Wu, P.M., Lee, Y.C., Huang, Y.L., Yan, Y.Y. and Wu, M.K. (2008). *Proc. Natl. Acad. Sci.* **105**, 14262.
- [26] De la Cruz, C., Huang, Q., Lynn, J.W., Li, J., Ratcliff II, W., Zarestky, J.L., Mook, H.A., Chen, G.F., Luo, J.L., Wang, N.L. and Dai, P. (2008). *Nature*. **453**, 899.
- [27] Mizuguchi, Y., Hara, Y., Deguchi, K., Tsuda, S., Yamaguchi, T., Takeda, K., Kotegawa, H., Tou, H. and Takano, Y. (2010). *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 054013.
- [28] Ashcroft, N. W. (1968). Metallic hydrogen: A high-temperature superconductor? *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1748-1750.
- [29] Ashcroft, N.W. (2004). Hydrogen Dominant Metallic Alloys: High Temperature Superconductors? *Phys. Rev. Lett.* **92**, 187002-187001-187004.
- [30] Wang, Y., Ma, Y. (2014). Perspective: Crystal structure prediction at high pressures. *J. Chem. Phys.* **140**, 040901.
- [31] Drozdov, A.P., Erements, M.I., Troyan I.A. (2015). IEEE/CSC & ESAS European Superconductivity News Forum.
- [32] Şengül, G., Ertürk, K.L., Çalaman, E., Akyüz, T., (2011) acikarsiv.atilim.edu.tr.
- [33] Bozbey, A., Çetin, S.A., Ünel, G. *Süperiletkenlik ve süperiletken elektronığı*. Ekonomik Forum 47.
- [34] www.nitrd.gov/pubs/nsa/sta.pdf
- [35] <http://www.jamstec.go.jp/esc/index.en.html>
- [36] Parinov, I.A. (2007). *Microstructure and Properties of High-Temperature Superconductors*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 588p.
- [37] Rose-Innses, A.C., Rodheric, E.H. (1978). *Intoduction to Superconductivity*. Pergamon press, University of Manchester Institute of Science and Technology, U.K., 262p.

- [38] Mourachkine, A. (2004). *Room-Temperature Superconductivity*. Cambridge International Science Publishing, 7 Meadow Walk, Great Abington, Cambridge CB1 6AZ, UK, 327p.
- [39] London, F., London H. (1935). *Z. Phys.***96**, 359; London, F. (1937). Une conception nouvelle de la supraconductivite, Hermann & Cie, Paris.
- [40] Gor'kov L.P. Sov.(1960).*Phys: JETP***9**, 1364.
- [41] Abrikosov A.A. (1957). *Sov. Phys. JETP***5**, 1174.
- [42] Matsushita, T. (2007). *Flux Pinning in Superconductors*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 509p.
- [43] De Gennes, P.G. (1966). *Superconductivity of Metals and Alloys*. Westview press, Los Angeles, California, 291p.
- [44] Ezphysics.nchu.edu.tw
- [45] Beasley, M.R. (2009). Notes on the Ginzburg-Landau Theory. *ICMR Summer school on novel superconductors*, University of California, Santa Barbara.
- [46] Buckel, W., Kleiner, R. (2004). *Superconductivity; Fundamentals and Applications*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 464p.
- [47] Poole, C.P., Farach, H.A., Creswick, R.J., Prozorov, R. (1995). *Superconductivity*. Academic Press is an imprint of Elsevier, 84 Theobald's Road, London WC1X 8RR, UK, 671p.
- [48] Owens, F.J., Poole, C.P. (2002). *The New Superconductors*. Kluwer Academic Publishers. New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, 216p.
- [49] Kittel, C. (2005). *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, Inc, Printed in USA, 703p.
- [50] O'Reilly, E.P. (2003). *Quantum Theory of Solids*. Taylor & Francis e-Library, London and New York, 265p.
- [51] Fossheim, K. and Sudbø, A. (2004). *Superconductivity; Physics and Applications*. John Wiley & Sons Ltd. The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex, PO19 8SQ, England, 430p.
- [52] Ginzburg, V.L., Andryushin, E.A. (2004). *Superconductivity*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., U.K., 100p.
- [53] Ford, P.J., Saunders, G.A. (2005). *The Rise of Superconductivity*. CRC PRESS, Boca Raton London New York Washington, D.C., 224p.

- [54] Onar, K., Balci, Y., Yakinci, M.E. (2014). Effect of grain size on the electrical and magnetic properties of MgB₂ thick films deposited on the Al₂O₃ single crystal substrates. *J Mater Sci: Mater Electron*. **25**, 2104–2110.
- [55] Flouquet, J., Buzdin A. (2002). Ferromagnetic Superconductors. *Physics World*.
- [56] Berman, I. V., Brandt N. B. (1969). *JETP*. **10**, 55.
- [57] Eremets, M.I., Struzhkin, V.V., Mao, H.K., Hemley R.J. (2001). *Science* **293**, 272.
- [58] Wittig, J., Matthias B.T. (1969). *Phys. Rev. Lett.* **22**, 634.
- [59] Eichler, A., Wittig, J., Angew, Z. (1968). *Physik* **25**, 319.
- [60] Wittig, J. (1968). *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1250.
- [61] Wittig, J. (1970). *Phys. Rev. Lett.* **24**, 812.
- [62] Shimizu, K., Kimura, T., Furumoto, S., Takeda, K., Kontani, K., Onuki, Y., Amaya K. (2001). *Nature*. **412**, 316.
- [63] Wittig, J. (1966). *Z. Physik* **195**, 215.
- [64] Shimizu, K., Ishikawa, H., Takao, D., Yagi, T., Amaya, K. (2002). *Nature* **419**, 597; Struzhkin, V.V., Eremets, M.I., Gan, W., Mao, H.K., Hemley, R.J. (2002). *Science*. **298**, 1213.
- [65] Probst, C., Wittig J. (1975). *High Temperature-High Pressures*. **7**, 674.
- [66] Shimizu, K., Suhara, K., Ikumo, M., Eremets, M.I., Amaya K. (1998). *Nature*. **393**, 767.
- [67] Wittig, J., Matthias B.T. (1968). *Science* **160**, 994; Brandt, N.B., Berman, I.V. (1968). *LT*. **2**, 973.
- [68] V. V. Struzhkin, R. J. Hemley, H.-K. Mao, Y. A. Timofeev: *Nature* **390**, 382 (1997).
- [69] Wittig, J. (1969). *J. Chem. Phys. Solids*. **30**, 1407.
- [70] Wittig, J. (1965). *Phys. Rev. Lett.* **15**, 159.
- [71] Matthias, B.T., Olsen J.L. (1964). *Phys. Lett.* **13**, 202.
- [72] Roberts, B.W. (1964). Superconducting Materials and Some of Their Properties. *IV Progress in Cryogenics*. 160–231 und National Bureau of Standards, Technical Note 482.
- [73] Soukoulis, C.M., Papaconstantopoulos, D.A. (1982). *Phys. Rev. B* **26**, 3673.

- [74] Clogston, A.M., Jaccarino, V. (1961). *Phys. Rev.* **121**, 1357; Weger M. (1964). *Rev. Mod. Phys.* **36**, 175; Labbe, J., Friedel, J. (1966). *J. Phys.* **27**, 153, 303.
- [75] Buzea, C., Yamashita T. (2001). *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R115; Canfield, P.C., Bud'ko, S.L., Finnemore D.K. (2003). *Physica C* **385**, 1; Canfield, C., Crabtree, G.W., (2003) *Physics Today*.
- [76] Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T., Zenitani, Y., Akimitsu J. (2001). *Nature* **410**, 63.
- [77] Keimer, B., Belk, N., Birgeneau, R. J., Cassanho, A., Chen, C. Y., Greven, M., Kastner, M. A., Aharony, A., Endoh, Y., Erwin, R.W., Shirane G. (1992). *Phys. Rev. B* **46**, 14034.
- [78] Tranquada, J.M., Moudden, A.H., Goldman, A.I., Zolliker, P., Cox, D.E., Shirane, G., Sinha, S.K., Vaknin, D., Johnston, D.C., Alvarez, M.S., Jacobson, A.J., Lewandowski, J.T., Newsam J.M. (1988). *Phys. Rev. B* **38**, 2477.
- [79] Hazen, R.M., Prewitt, C.T., Angel, R.J., Ross, N.L., Finger, L.W., Hadidiacos, C.G., Veblen, D.R., Henaey, P.J., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Bechtold, J., Chu C.W. (1988). Superconductivity in the high- T_c Bi–Ca–Sr–Cu–O system: Phase identification. *Phys Rev Lett.* **60**, 1174–1177.
- [80] Tarascon, J.M., McKinnon, W.R., Barboux, P., Hwang, D.M., Bagley, B.G., Greene, L.H., Hull, G.W., LePage, Y., Stoffel, N., Giroud, M. (1988). Preparation structure and properties of the superconducting compound series $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y$ with $n=1, 2$ and 3 . *Phys Rev B.* **38**, 8885–8892.
- [81] Saxena, A.K. (2010). *High-Temperature Superconductors*. Springer-Verlag Heidelberg Dordrecht, New York, 123-210.
- [82] Schrieffer, J. R., Brooks, J.S. (2007). *Handbook of High-Temperature Superconductivity*. Springer Science + Business Media, LLC. 655p.
- [83] Parkin, S.S.P., Lee, V.Y., Nazzari, A.I., Savoy, R., Beyers, R., LaPlaca, S.J. (1988). $\text{Tl}_1\text{Ca}_{n-1}\text{Ba}_2\text{Cu}_n\text{O}_{2n-3}$ ($n=1, 2, 3$): A new class of crystal structures exhibiting volume superconductivity at up to 110 K. *Phys Rev Lett.* **61**, 750–753.
- [84] Puttill, S.N., Antipov, E.V., Marezio, M. (1993). Superconductivity above 120 K in $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$. *Physica C.* **212**, 266–270.

- [85] Chu, C.W., Gao, L., Chen, F., Huang, Z.J., Meng, R.L., Xue, Y.Y. Superconductivity above 150 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ at high pressure. (1993). *Nature* **365**, 323–325.
- [86] Wagner, J. L. *et al.*, (1993). *Physica C* **210**, 447.
- [87] Jorgensen, J.D. *et al.* (1993). Roles of oxygen defects in copper oxide superconductors, *presented at conference on Physics and Chemistry of Molecular and Oxide Superconductors*, Eugene, OR.
- [88] Anderson, P.W. (1987). *Science*, **235**, 1196,
- [89] Felner, I., Asaf, U., Levi, Y. and Millo, O. (1997). *Phys. Rev. B* **55**, R3374.
- [90] Felner, I. and Asaf, U. (1998) *Int. J. Mod. Phys. B* **12**, 3220.
- [91] Bernhard, C., Tallon, J. L., Niedermayer, C.h., Blasius, T.h., Golnik, A., Brucher, E., Kremer, R.K., Noakes, D.R., Stronack, C.E. and Asnaldo, E.J. (1999) *Phys. Rev. B* **59**, 14099.
- [92] Tallon, J.L., Bernhard, C., Bowden, M.E., Soto, T.M., Walker, B., Gilberd, P.W., Preseland, M.R., Attfield, J.P., McLaughlin, A.C. and Fitch, A.N. (1999) *IEEE J. Appl. Supercond.* **9**, 1696.
- [93] Pingle, D.J., Tallon, J.L., Walker, B.G. and Tordhal, H.J. (1999) *Phys. Rev. B* **59**, R11679.
- [94] Lal, R., Awana, V.P.S., Peurla, M., Rawat, R., Ganesan, V., Kishan, H., Narlikar, A.V. and Laiho, R. (2006). Magnetism, upper critical field and thermoelectric power of the magneto superconductor $\text{RuSr}_2\text{Eu}_{1.5}\text{Ce}_{0.5}\text{Cu}_2\text{O}_{10-\delta}$. *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 2563–2571.
- [95] <http://yclept.ucdavis.edu/pics/Ru1212.jpg>
- [96] Ando, Y., Boebinger, G.S., Passner, A., Schneemeyer, L.F., Kimura, T., Okuda, M., Watauchi, S., Shimoyama, J., Kishio, K., Tamasaku, K., Ichikawa, N., Uchida, S. (1999). *Phys. Rev. B* **60**, 12475; Ishida, T., Okuda, K., Rykov, A.I., Tajima, S., Terasaki, I. (1998). *Phys. Rev. B* **58**, 5222.
- [97] Nakagawa, H., Takamasu, T., Miura, N., Enomoto Y. (1998). *Physica B* **246**, 429.
- [98] Vedenev, S.I., Jansen, A.G.M., Haanappel, E., Wyder, P. (1999). *Phys. Rev. B* **60**, 12467.
- [99] Matsubara, I., Tanigawa, H., Ogura, T., Yamashita, H., Kinoshita, M., Kawai, T. (1992). *Phys. Rev. B* **45**, 7414.

- [100] Mukaida, H., Kawaguchi, K., Nakao, M., Kumakura, H., Dietderich, D.R., Togano:T. (1990).*Phys. Rev. B***42**, 2659.
- [101] Hussey, N.E., Cooper, J.R., Doyle,R.A., Lin, C.T., Liang, W.Y., Sinclair, D.C., Balakrishnan,G., Paul, D. McK., Revcolevschi,A.(1996).*Phys. Rev. B***53**, 6752.
- [102] Mackenzie, A.P., Julian, S.R., Lonzarich, G.G.,Carrington, A., Hughes, S.D., Liu, R.S., Sinclair,D.C. (1993).*Phys. Rev. Lett.***71**, 1238.
- [103] Vulcanescu, V., Fruchter, L., Bertinotti, A., Colson, D., Le Bras, G., Marucco,J.-F.(1996). *Physica C***259**, 131.
- [104] Winzer, K., Kumm, G., Maaß,P., Thomas, H., Schwarzmnn, E., Aghaie, A., Ladenberger,F.(1992).*Ann. Phys.***1**, 479.
- [105] Steinmeyer, F., Kleiner, R., Müller, P., Müller, H., Winzer,K. (1994).*Europhys. Lett.* **25**, 459.
- [106] Pu'zniak, R., Usami, R., Isawa, K., Yamauchi,H. (1995).*Phys. Rev. B***52**, 3756.
- [107] Kim, Y.C.,Thompson, J.R., Ossandon, J.G., Christen, D.K., Paranthaman,M. (1995).*Phys. Rev. B***51**, 11767.
- [108] Kim, M.-S., Bae, M.-K., Lee, W. C., Lee,S.-I. (1995).*Phys. Rev. B***51**, 3261.
- [109] Kim, M.-S., Lee, S.-I., Yu, S.-C., Kuzemskaya, I., Itskevich, E.S., Lokshin,K.A. (1998). *Phys. Rev. B***57**, 6121.
- [110] Zech, D., Hofer, J., Keller, H., Rossel,C., Bauer, P., Karpinski,J.(1996). *Phys. Rev. B* **53**, R6026.
- [111] Dalichaouch, Y., Lee, B.W., Seaman, C.L., Markert, J.T., Maple,M.B. (1990).*Phys. Rev. Lett.***64**, 599.
- [112] Anlage, S.M., Wu, D.-H., Mao, J., Mao, S.N., Xi, X.X., Venkatesan,T., Peng, J.L., Greene,R.L. *Phys. (1994).Rev. B***50**, 523.
- [113] Suzuki, M., Hikita,M.(1990).*Phys. Rev. B***41**, 9566.
- [114] Woolf, L.D.,Johnston, D.C., Mackay, H.B., McCallum, R.W.and Maple, M.B.(1979).Superconducting and normal state properties of ErRh₄B₄ and LuRh₄B₄.*J.Low Temp.Phys.***35**, 651-669
- [115] Rehmann, S.,Herrmannsdörfer, T. and Pobell, F. (1997).Interplay of Nuclear magnetism and superconductivity in AuIn₂.*Phys.Rev.Lett.* **78**, 1122-1125.

- [116] Shimizu, K., Kimura, T., Furumoto, S., Takedo, K., Kantai, K., Onuki, Y. and Amaya, K. (2001). Superconductivity in the non-magnetic state of iron under pressure. *Nature*. **412**, 316-318.
- [117] Kamihara, Y., Hiramatsu, H., Hirano, M. et al. (2006). Iron-based layered superconductor: LaOFeP. *J. Am. Chem. Soc.* **128**, 10012.
- [118] Watanabe, T., Yanagi, H., Kamiya, T. et al. (2007). Nickel-based oxyphosphide superconductor with a layered crystal structure, LaNiOP. *Inorg. Chem.* **46**, 7719.
- [119] Takahashi, H., Igawa, K., Arii, K., Kamihara, Y., Hirano, M., Hosono, H. (2008). *Nature*. **453**, 376.
- [120] Johnson P.D., Xu, G., Yin, W.-G. (2015). *Iron-Based Superconductors*. Springer International Publishing Switzerland, 436p.
- [121] Chen, X.H., Wu, T., Wu, G., Liu, R.H., Chen, H., Fang, D.F. (2008). *Nature*. **453**, 761.
- [122] Chen, G.F., Li, Z., Wu, D., Li, G., Hu, W.Z., Dong, J., Zheng, P., Luo, J.L., Wang, N.L. (2008). *Phys. Rev. Lett.* **100**, 247002.
- [123] Ren, Z.-A., Che, G.-C., Dong, X.-L., Yang, J., Lu, W., Yi, W., Shen, X.-L., Li, Z.-C., Sun, L.-L., Zhou, F., Zhao, Z.X. (2008). *Europhys. Lett.* **83**, 17002.
- [124] Ren, Z.A., Yang, J., Lu, W., Yi, W., Che, G.-C., Dong, X.-L., Sun, L.-L., Zhao, Z.-X. (2008). *Mater. Res. Innov.* **12**, 1.
- [125] Ren, Z.A., Lu, W., Yang, J., Yi, W., Shen, X.L., Li, Z.C., Che, G.C., Dong, X.L., Sun, L.L., Zhou, F., Zhao, Z.X. (2008). *Chin. Phys. Lett.* **25**, 2215.
- [126] Takeshita, N., Iyo, A., Eisaki, H., Kito, H., Ito, T. J. (2008). *Phys. Soc. Jpn.* **77**, 075003.
- [127] Kamihara, Y., Watanabe, T., Hirano, M., Hosono, H. (2008). *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296.
- [128] Wen, H.-H., Mu, G., Fang, L., Yang, H., Zhu, X. (2008). *Europhys. Lett.* **82**, 17009.
- [129] Sefat, A.S., Huq, A., McGuire, M.A., Jin, R., Sales, B.C., Mandrus, D., Cranswick, L.M.D., Stephens, P.W., Stone, K.H. (2008). *Phys. Rev. B*. **78**, 104505.
- [130] Rotter, M., Tegel, M., Johrendt, D. (2008). *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107006.

- [131] Hsu, F.C., Luo, J.Y., Yeh, K.W., Chen, T.K., Huang, T.W., Wu, P.M., Lee, Y.C., Huang, Y.L., Chu, Y.Y., Yan, D.C., Wu, M.K. (2008). *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.***105**, 14262.
- [132] Mizuguchi, Y., Tomioka, F., Tsuda, S., Yamaguchi, T., Takano, Y.(2008).*Appl. Phys. Lett.***93**, 152505.
- [133] Shimizu, K., Kimura, T., Furomoto, S., Takeda, K., Kontani, K., Onuki, Y., Amaya, K. (2001). *Nature*.**412**, 316.
- [134] Leciejewicz, J. (1961). On the crystal structure of tetragonal (red) PbO. *Acta Crystallogr.***14**, 1304.
- [135] Deguchi, K. TakanoY. and Mizuguchi,Y.(2012). Physics and chemistry of layered chalcogenide superconductors.*Sci. Technol. Adv. Mater.***13**,054303 (11pp).
- [136] Dong, J. et al.(2008). Competing orders and spin-density-wave instability in La(O_{1-x}F_x)FeAs. *Europhys. Lett.***83**, 27006.
- [137] De la Cruz, C., Huang, Q., Lynn J.W. et al.(2008). Magnetic order close to superconductivity in the iron-based layered LaO_{1-x}F_xFeAs systems. *Nature* **453**,899–902.
- [138] Lee, P.A., Nagaosa, N., Wen, X.-G. (2006). Doping a Mott insulator: physics of high-temperature superconductivity. *Rev. Mod. Phys.***78**, 17–85.
- [139] Lumsden, M.D., Christianson, A.D. (2010). Magnetism in Fe-based superconductors. *J. Phys. Con dens. Matter.***22**, 203203.
- [140] Tegel, M., Johansson, S., Weiss V. et al. (2008). Synthesis, crystal structure and spin-density-wave anomaly of the iron arsenide-fluoride SrFeAsF. *Europhys. Lett.* **84**, 67007.
- [141] Matsuishi, S., Inoue, Y., Nomura, T. et al.(2008). Superconductivity induced by co-doping in quaternary fluoroarsenide CaFeAsF. *J. Am. Chem. Soc.***130**, 14428.
- [142] Hanna, T., Muraba, Y., Matsuishi, S. et al.(2011). Hydrogen in layered iron arsenides: Indirect electron doping to induce superconductivity. *Phys. Rev. B.***84**,024521
- [143] Lu, X.F., Wang, N.Z., Zhang, G.H. et al.(2014). Superconductivity in LiFeO₂Fe₂Se₂ with anti-PbO type spacer layers. *Phys. Rev. B.* **89**, 020507(R).

- [144] Lu, X.F., Wang, N.Z., Wu, H., et al. (2015). Structure determination and coexistence of superconductivity and antiferromagnetic order in $(\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2})\text{OHFeSe}$. *Nature Materials*.**14**, 325-329.
- [145] Luetkens, H., Klauss, H.H., Kraken, M. et al. (2009). The electronic phase diagram of the $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ superconductor. *Nat. Mater.***8**, 305–309.
- [146] Rotundu, C.R., Keane, D.T., Freelon, B. et al.(2009). Phase diagram of the $\text{PrFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ superconductor. *Phys. Rev. B*.**80**, 144517.
- [147] Malavasi, L., Artioli, G.A., Ritter, C. et al.(2010). Phase diagram of $\text{NdFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$: Essential role of chemical. *J. Am. Chem. Soc.***132**, 2417–2420.
- [148] Zhao, J., Huang, Q., Cruz, C. et al.(2008). Structural and magnetic phase diagram of $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ and its relation to high-temperature superconductivity. *Nat. Mater.***7**, 953–959.
- [149] Drew, A.J., Niedermayer, C., Baker, P.J. et al.(2009). Coexistence of static magnetism and superconductivity in $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ as revealed by muon spin rotation. *Nat. Mater.* **8**, 310–314.
- [150] Wang, X.C., Liu, Q.Q., Lv, Y.X. et al.(2008). The superconductivity at 18 K in LiFeAs system. *Solid State Commun.***148**, 538.
- [151] Parker, D.R., Pitcher, M.J., Baker, P.J. et al.(2009). Structure, antiferromagnetism and superconductivity of the layered iron arsenide NaFeAs . *Chem. Commun.***2009**, 2189.
- [152] Sefat, A.S. (2013). Bulk synthesis of iron-based superconductors. *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **17**, 59.
- [153] Wang, A.F., Lin, J.J., Cheng, P. et al.(2013). Phase diagram and physical properties of $\text{NaFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$ single crystals. *Phys. Rev. B*.**88**,094516.
- [154] Ye, Z.R., Zhang, Y., Xu, M. et al.(2013). Orbital selective correlations between nesting/scattering/Lifshitz transition and the superconductivity in $\text{AFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ ($\text{A}=\text{Li}, \text{Na}$). arXiv:1303.0682.
- [155] Rotter, M., Tegel, M., Johrendt, D. et al.(2008). Spin-density-wave anomaly at 140 K in the ternary iron arsenide BaFe_2As_2 . *Phys. Rev. B*.**78**,020503(R).
- [156] Huang, Q., Qiu, Y., Bao, W. et al.(2008). Neutron-diffraction measurements of magnetic order and a structural transition in the parent BaFe_2As_2 compound of FeAs-based high-temperature superconductors. *Phys. Rev. Lett.***101**, 257003.

- [157] Kofu, M., Qiu, Y., Bao, W. et al.(2009). Neutron scattering investigation of the magnetic order in single crystalline BaFe_2As_2 . *New J. Phys.***11**,055001.
- [158] Guo, J., Jin, S., Wang, G. et al.(2010). Superconductivity in the iron selenide $\text{K}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$. *Phys. Rev. B***82**, 180520(R).
- [159] Krzton-Maziopa, A., Shermadini, Z., Pomjakushina, E. et al.(2011). Synthesis and crystal growth of $\text{Cs}_{0.8}(\text{FeSe}_{0.98})_2$: A new iron-based superconductor with $T_c=27$ K. *J. Phys. Condens. Matter***23**,052203.
- [160] Wang, A.F., Ying, J.J., Yan, Y.J. et al.(2011). Superconductivity at 32 K in single-crystalline $\text{Rb}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$. *Phys. Rev. B***83**,060512.
- [161] Fang, M.H., Wang, H.D., Dong, C.H. et al.(2011). Fe-based superconductivity with $T_c=31$ K bordering an antiferromagnetic insulator in $(\text{Ti,K})\text{Fe}_x\text{Se}_2$. *Europhys. Lett.***94**, 27009.
- [162] Zavalij, P., Bao, W., Wang, X.F. et al.(2011). Structure of vacancy-ordered single-crystalline super conducting potassium iron selenide. *Phys. Rev. B***83**, 132509.
- [163] Wang, Z., Song, Y.J., Shi, H.L. et al.(2011). Microstructure and ordering of iron vacancies in the superconductor system $\text{K}_y\text{Fe}_x\text{Se}_2$ as seen via transmission electron microscopy. *Phys. Rev. B***83**, 140505.
- [164] Yan, Y.J., Zhang, M., Wang, A.F. et al.(2011). Electronic and magnetic phase diagram in $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ superconductors. *Sci. Rep.* **2**, 212.
- [165] Bao, W., Li, G.N., Huang, Q.Z. et al.(2013). Superconductivity tuned by the iron vacancy order in $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$. *Chin. Phys. Lett.***30**,02740.
- [166] Medvedev, S., McQueen, T.M., Troyan, I.A. et al.(2009). Electronic and magnetic phase diagram of $\text{Fe}_{1.01}\text{Se}$ with superconductivity at 36.7 K under pressure. *Nat. Mater.***8**, 630–633.
- [167] Mizuguchi, Y., Takano, Y. (2010). Review of Fe chalcogenides as the simplest Fe-based superconductor. *J. Phys. Soc. Jpn.***79**, 102001.
- [168] Ying, T.P., Chen, X.L., Wang, G. et al.(2010). Observation of superconductivity at 30–46 K in $\text{A}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ ($\text{A}=\text{Li, Na, Ba, Sr, Ca, Yb, and Eu}$). *Sci. Rep.***2**,426.
- [169] Burrard-Lucas, M., Free, D.G., Sedlmaier, S.J. et al.(2013). Enhancement of the superconducting transition temperature of FeSe by intercalation of a molecular spacer layer. *Nat. Mater.***12**, 15.

- [170] Scheidt, E.W., Hathwar, V.R., Schmitz, D. et al.(2012). Superconductivity at $T_c = 44$ K in $\text{Li}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2(\text{NH}_3)_y$. *Eur. Phys. J. B*.**85**,279.
- [171] Krzton-Maziopa, A., Pomjakushin, E.V., Pomjakushin, V.Y. et al.(2012). Synthesis of a new alkali metal–organic solvent intercalated iron selenide superconductor with $T_c = 45$ K. *J. Phys. Condens. Matter*.**24**, 382202.
- [172] Chen, G.F., Chen, Z.G., Dong, J. et al.(2009). Origin of the structural phase transition in BaNi_2As_2 at 130 K: A combined study of optical spectroscopy and band structure calculations. *Phys. Rev. B*.**79**, 140509(R).
- [173] Lv, B., Deng, L.Z., Gooch, M. et al.(2011). Unusual superconducting state at 49 K in electron-doped CaFe_2As_2 at ambient pressure. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.***108**, 15705–15709.
- [174] Yan, J.Q., Nandi, S., Zarestky, J.L. et al.(2009). Flux growth at ambient pressure of millimeter-sized single crystals of LaFeAsO , $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, and $\text{LaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsO}$. *Appl. Phys. Lett.***95**, 222504.
- [175] Wang, A.F., Luo, X.G., Yan, Y.J. et al.(2012). Phase diagram and calorimetric properties of $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$. *Phys. Rev. B*.**85**,254412.
- [176] Wang, X.F., Wu, T., Wu, G. et al.(2008). Different resistivity response to spin-density wave and superconductivity at 20 K in $\text{Ca}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$. *Phys. Rev. Lett.***102**, 117005.
- [177] Noji T, Suzuki T, Abe H, Adachi T, Kato M and Koike, Y.(2010).*J. Phys. Soc. Japan*.**79**,084711.
- [178] Tsurkan V., Deisenhofer J., Günther A., Kant Ch., Klemm M., Krug von Nidda H. A., Schrettle, F. and Loidl, A.(2011).*Europhys. J.B*.**79**,289.
- [179] Yeh, K. W., Ke, C.T., Huang, T.W., Chen, T.K., Huang, Y.L., Wu, P.M. and Wu, M.K.(2009).*Cryst. Growth Des.* **9**,4847.
- [180] Han F., Shen B., Wang, Z.-Y. and Wen, H.-H. (2011).arXiv:1103.1347.
- [181] Ozaki, T. Takeya, H. Okazaki, H. Deguchi, K. Demura, S. Kawasaki, Y. Hara, H. Watanabe, T. YamaguchiT. andTakanoY. (2012). One step synthesis $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ single crystal for high critical current density.*EPL*.**98**, 27002.
- [182] Liu, Y., Li, Z.C., Liu, W.P., Friemel, G., Inosov, D.S., Dinnebier, R.E., LiZ. J. and Lin C.T.,(2012). $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ singlecrystals: floating-zone growth, transport and structural properties, *Supercond. Sci. Technol.***25**, 075001(6pp).

- [183] Yeh, K.W., Ke, C.T., Huang, T.W., Chen, T.K., Huang, Y.L., Wu, P.M., Wu, M.K. (2009). Superconducting $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Single Crystals Grown by Optical Zone-Melting Technique *Cryst. Growth Des.* **9**, 4847–4851.
- [184] Patel, U., Hua, J., Yu, S. H., Avci, S., Xiao, Z. L., Claus, H., Schlueter, J., Vlasko-Vlasov, V.V., Welp, U. and Kwok, W. K. (2009). Growth and superconductivity of FeSe_x crystals. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 082508.
- [185] Karkin, A.E., Titov, A.N., Galieva, E.G., Titov, A.A. and Goshchitskii, B.N. (2010). “Synthesis, crystal growth and superconducting properties of Fe-Se system. arXiv:0911.1194.
- [186] Wu, M.K., Wang, M.J. and Yeh, K.W. (2013). “Recent advances in $\beta\text{-FeSe}_{1-x}$ and related superconductors. *Sci. Technol. Adv. Mater.* **14**, 014402 (14pp).
- [187] Böhmer, A. E., Hardy, F., Eilers, F., Ernst, D., Adelmann, P., Schweiss, P., Wolf, T. and Meingast, C. (2013). Lack of coupling between superconductivity and orthorhombic distortion in stoichiometric single-crystalline FeSe. *Phys. Rev. B.* **87**, 180505(R).
- [188] Sefat, A. S., Mcguire, M.A., Sales, B.C., Jin, R., Howe J.Y. and Mandrus, D. (2008). Electronic correlations in the superconductor $\text{LaFeAsO}_{0.89}\text{F}_{0.11}$ with low carrier density. *Phys. Rev. B.* **77**, 174503.
- [189] Shekhar, C., Singh, S., Siwach, P.K., Singh H.K., and Srivastava O.N. (2008). Synthesis and microstructural studies of iron oxypnictide $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ superconductors. *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 015005.
- [190] Takahashi, H., Igawa, K., Arii, K., Kamihara, Y., Hirano M. and Hosono, H. (2008). Superconductivity at 43 K in an iron-based layered compound $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$. *Nature*. **453**, 376.
- [191] Lu, W., Xiao-Li, S., Yang, J., Li, Z., Yi, W., Ren, Z., Dong, X., Che, G., Sun, L. L., Zhou, F., Zhao, Z.X. (2008). Superconductivity at 41 K in the Fe doped $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$. *Solid State Commun.* **148**, 168.
- [192] Yang, J., Ren, Z.A., Che, G.C., Lu, W., Shen, X.L., Li, Z.C., Yi, W., Dong, X.L., Sun, L.L., Zhou, F. and Zhao Z.X. (2009). The role of F-doping and oxygen vacancies on the superconductivity in SmFeAsO compounds. *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 025004.
- [193] Jaroszynski, J. (2008). Superconducting transition in Fe-based materials. *Phys. Rev. B.* **78**, 064511.

- [194] Jaroszynski, J., Hunte, F., Balicas, L., Youn-jung J., Raičević, I., Gurevich, A., Larbalestier, D.C., Balakirev, F.F., Fang, L., Cheng, P., Jia, Y. and Wen, H.H. (2008). Upper critical fields and thermally-activated transport of NdFeAsO_{0.7}F_{0.3} single crystal. *Phys. Rev. B*. **78**, 174523.
- [195] Zhang, S. B., Sun, Y.P., Zhu, X.D., Zhu, X.B., Wang, B.S., Li, G., Lei, H.C., Luo, X., Yang, Z.R., Song W.H. and Dai J.M. (2009). Crystal growth and superconductivity of FeSe_x. *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 015020.
- [196] Zhang, S.B., Zhu, X.D., Lei, H.C., Li, G., Wang, B.S., Li, L.J., Zhu, X.B., Yang, Z.R., Song, W.H., Dai, J.M., and Sun, Y.P. (2009). Superconductivity of FeSe_{0.89} crystal with hexagonal and tetragonal structures. *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 075016.
- [197] Kawasaki, Y., Deguchi, K., Demura, S., Watanabe, T., Okazaki, H., Ozaki, T., Yamaguchi, T., Takeya, H., Takano, Y. (2012). Phase diagram and oxygen annealing effect of FeTe_{1-x}Se_x iron-based superconductor. *Solid State Communications*. **152**, 1135–1138.
- [198] Mizuguchi, Y., Takeya, H., Kawasaki, Y., Ozaki, T., Tsuda, S., Yamaguchi, T. and Takano, Y. (2011). Transport properties of the new Fe-based superconductor K_xFe₂Se₂ (T_c=33 K). *Applied Physics Letters*. **98**, 042511.
- [199] Wang, A.F., Ying, J.J., Yan, Y.J., Liu, R.H., Luo, X.G., Li, Z.Y., Wang, X.F., Zhang, M., Ye, G.J., Cheng, P., Xiang, Z.J., and Chen X.H., (2010). Superconductivity at 32 K in single crystal Rb_{0.78}Fe₂Se_{1.78}. *Phys. Rev. B*. **83**, 060512(R).
- [200] Mizuguchi, Y., Izawa, H., Ozaki, T., Takano, Y. and Miura, O. (2011). Transport properties of single- and three-core FeSe wires fabricated by a novel chemical-transformation PIT process. *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 125003.
- [201] Gao, Z., Qi, Y., Wang, L., Wang, D., Zhang, X., Yao, C. (2011). Superconducting properties of FeSe wires and tapes prepared by a gas diffusion technique. *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 065022.
- [202] Ozaki, T., Deguchi, K., Mizuguchi, Y., Kumakura, H. and Takano, Y. (2011). Transport Properties of Iron-Based FeTe_{0.5}Se_{0.5} Superconducting wire. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. **21**, 3.
- [203] Backen, E., Haindl, S., Niemeier, T., Hühne, R., Freudenberg, T., Werner, J., Behr, G., Schultz L. and Holzapfel, B. (2008). Growth and anisotropy of

- La(OF)FeAs thin films deposited by PLD. *Supercond. Sci. Technol.***21**, 122001.
- [204] Kidszun, M., Haindl, S., Reich, E., Hanisch, J., Iida, K., Schultz, L. and Holzapfel, B. (2010). Epitaxial LaFeAsO_{1-x}F_x thin films grown by pulsed laser deposition. *Supercond. Sci. Technol.***23**, 022002.
- [205] Han, Y., Li, W.Y., Cao, L.X., Zhang, S., Xu, B. and Zhao, B.R. (2009). Preparation and superconductivity of iron selenide thin films. *J. Phys.: Condens. Matter.***21**, 235702.
- [206] Imai, Y., Akiike, T., Hanawa, M., Tsukada, I., Ichinose, A., Maeda, A., Hikage, T., Kawaguchi, T. and Ikuta, H. (2010). Systematic Comparison of Eight Substrates in the Growth of FeSe_{0.5}Te_{0.5} Superconducting Thin Films. *Appl. Phys. Express.***3**, 043102.
- [207] Bellingeri, E., Buzio, R., Gerbi, A., Marr`e, D., Congiu, S., Cimberle, M.R., Tropeano, M., Siri, A.S., Palenzona, A. and Ferdeghini, C. (2009). High quality epitaxial FeSe_{0.5}Te_{0.5} thin films grown on SrTiO₃ substrates by pulsed laser deposition. *Supercond. Sci. Technol.***22**, 105007.
- [208] Iqbal, S.M. and Saleem, S. A. (2014). Perspective on Medical Applications of High Temperature Superconductors. *J. Bioeng Biomed Sci.* **4**, 1.
- [209] Asyalı, M.H., Kara, S., Yılmaz, B. (2014). *Biyomedikal Mühendisliğin Temelleri*. Nobel Akademik Yayıncılık, 782p.
- [210] <http://afandifunz.blogspot.com.tr/2016/01/mri-magnetic-resonance-imaging-a.html>
- [211] <http://www.cns.nyu.edu/~david/courses/perception/lecturenotes/neuroimaging/neuroimaging.html>
- [212] Zhang, Y., Wolters, N., Lomparski, D., Zander, W., Banzet, M., Schubert, J., Krause, H.-J., van Leeuwen, P. (2005). Multi-Channel HTS rf SQUID Gradiometer System Recording Fetal and Adult Magnetocardiograms. *IEEE Trans. Appl. Supercond.***15**, 631-634.
- [213] Rogalla, H., Kes, P.H. (2011). *100 Years of Superconductivity*. CRC Press, 864p.
- [214] Heilbron, J.L. and Seidel, R.W. (1989). *Lawrence and His Laboratory: A History of the Lawrence Berkeley Laboratory*. University of California Press, Berkeley.
- [215] Blosser, H.G. et. al. (1985). *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS.32**, 3287.

- [216] Maugan, R.L. Powers, W.E. and Blosser, H. G. (1994). *Med. Ohys.* **21**, 779.
- [217] Pallecchi, I., Eisterer, M., Malagoli, A. and Putti, M. (2015). Application potential of Fe-based superconductors. *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 114005 (12pp).
- [218] <https://www.purdue.edu/ehps/rem/rs/sem.htm>
- [219] <http://www.jeol.co.jp/en/science/sem.html>
- [220] Magnetic Property Measurement System. (2008). *SQUID VSM User's Manual*, Quantum Design 7th. Edition. 6325 Lusk Boulevard San Diego, CA 92121, USA.
- [221] Physical Property Measurement System. (2008). *Vibrating Sample Magnetometer (VSM) Option User's Manual*, Quantum Design 4th. Edition. 6325 Lusk Boulevard San Diego, CA 92121, USA.
- [222] Ma, M.W., Yuan, D.N., Wu, Y., Dong, X.L., Zhou, F. Crystal growth of iron-based superconductor FeSe_{0.94} by KCl flux method. (2014). *Physica C.* **506**, 154–157.
- [223] Okamoto, H. (1991). *J. Phase Equilib.* **12**, 383.
- [224] Chareev, D., Osadchii, E., Kuzmicheva, T., Lin, J.-Y., Kuzmichev, S., Volkova, O. and Vasiliev, A. (2013). Single crystal growth and characterization of tetragonal FeSe_{1-x} superconductors. *Cryst. Eng. Comm.* **15**, 1989.
- [225] Braithwaite, D., Salce, B., Lapertot, G., Bourdarot, F., Marin, C., Aoki, D. and Hanfland, M. (2009). Superconducting and normal phases of FeSe single crystals at high pressure. *J. Phys.: Condens. Matter.* **21**, 232202 (5pp).
- [226] McQueen, T.M., Huang, Q., Ksenofontov, V., Felser, C., Xu, Q., Zandbergen, H., Hor, Y.S., Allred, J., Williams, A.J., Qu, D., Checkelsky, J., Ong, N.P. and Cava, R.J. (2009). Extreme sensitivity of superconductivity to stoichiometry in Fe_{1+x}Se. *Phys. Rev. B.* **79**, 014522.
- [227] Dong, J.K., Guan, T.Y., Zhou, S.Y., Qiu, X., Ding, L., Zhang, C., Patel, U., Xiao, Z.L., Li, S.Y. (2009). Multi-gap nodeless superconductivity in iron selenide FeSe_x: evident from quasiparticle heat transport. *Phys. Rev. B.* **80**, 024518.
- [228] Mok, B.H. et al. (2009). *Cryst. Growth Des.* **9**, 3260.

- [229] Zargar, R.A., Pal, A., Hafiz, A.K., Awana, V.P.S. (2014). Structural, Electrical and Magnetic Behaviour of $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ Superconductor. *J. Supercond. Nov. Magn.* **27**, 897–901.
- [230] Awana, V.P.S., Pal, A., Vajpayee, A., Mudgel, M., Kishan, H., Husain, M., Zeng, R., Yu, S., Guo, Y.F., Shi, Y.G., Yamaura, K., Muromachi, E.T. (2010). Synthesis and physical properties of $\text{FeSe}_{1/2}\text{Te}_{1/2}$ superconductor. *J. Appl. Phys.* **107**, 09E128.
- [231] Ge, J., Cao, S., Shen, S., Yuan, S., Kang, B., Zhang, J. Superconducting properties of highly oriented $\text{Fe}_{1.03}\text{Te}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ with excess Fe. (2010). *Solid State Communications*. **150**, 1641–1645.
- [232] Onar, K., Yakinci, M.E. (2015). Solid state synthesis and characterization of bulk $\beta\text{-FeSe}$ Superconductors. *Journal of Alloys and Compounds*. **620**, 210–216.
- [233] Velasco Soto, D., Rivera Gomez, F.J., Santillan Rodriguez, C.R., Saenz Hernandez, R.J., Botello Zubiate, M.E., Matutes Aquinoa, J.A. (2013). Upper critical fields in a $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ superconducting single crystal. *J. Appl. Phys.* **113**, 17E138.
- [234] Ding, Q.P., Mohan, S., Tsuchiya, Y., Taen, T., Nakajima, Y., Tamegai, T. (2011). Low-temperature synthesis of $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ polycrystals with a high transport critical current density. *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 075025.
- [235] Yanwei, M. (2012). Progress in wire fabrication of iron-based superconductors. *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 113001(24pp).
- [236] Mizuguchi, Y., Deguchi, K., Tsuda, S., Yamaguchi, T. and Takano, Y. Evolution of superconductivity by oxygen annealing in $\text{FeTe}_{0.8}\text{S}_{0.2}$. (2010). *Europhys. Lett.* **90**, 57002.
- [237] Mizuguchi, Y., Deguchi, K., Kawasaki, Y., Ozaki, T., Nagao, M., Tsuda, S., Yamaguchi, T. and Takano, Y. (2011). Superconductivity in oxygen-annealed $\text{FeTe}_{1-x}\text{S}_x$ single crystal. *J. Appl. Phys.* **109**, 013914.
- [238] Werthamer, N.R., Helfand, E., Hohenberg, P.C. (1966). *Phys. Rev.* **295**.
- [239] Kida, T., Matsunaga, T., Hagiwara, M., Mizuguchi, Y., Takano, Y., Kindo, K. (2009). *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 113701
- [240] Xiao, Y., Su, Y., Kumar, C.M.N., Ritter, C., Mittal, R., Price, S., Perßon, J. and Brückel, Th. (2011). Physical properties, crystal and magnetic structure of layered $\text{Fe}_{1.11}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ superconductors. *Eur. Phys. J. B.* **82**, 113–121.

- [241] Liu, T. J. et al.(2009).*Phys. Rev. B*.**80**, 174509.
- [242] Liu, Y., Kremer, R.K. and Lin, C.T.(2011).*Supercond. Sci. Technol.***24**, 035012.
- [243] Tsukada, I., Hanawa, M., Komiya, S., Akiike, T., Tanaka, R., Imai, Y. and Maeda, A.(2010).*Phys. Rev. B*.**81**, 054515.
- [244] Zhang, L., Singh, D.J. and Du, M.H.(2009).*Phys. Rev. B*.**79**, 012506.
- [245] Sun, Y., Taen, T., Yamada, T., Pyon, S., Nishizaki, T., Shi, Z. and Tamegai, T.(2014).*Phys. Rev. B*.**89**, 144512.
- [246] Wang, H.D., Dong, C.H., Li, Z.J., Zhu, S.S., Mao, Q.H., Feng, C.M., Yuan, H.Q. and Fang, M.H. (2011). *Europhys. Lett.* **93**, 47004.
- [247] Luo, X.G., Wang, X.F., Ying, J.J., Yan, Y.J., Li, Z.Y., Zhang, M., Wang, A.F., Cheng, P., Xiang, Z.J., Ye, G.J. (2011).*New Journal of Physics*.**13**,053011(12pp).
- [248] Braithwaite, D., Salce, B., Lapertot, G., Bourdarot, F., Marin, C., Aoki, D. and Hanfland, M. (2009). *J. Phys. Condens. Matter*.**21**, 232202.
- [249] Lei, H. and Petrovic, C. (2011).*Phys. Rev. B*.**83**,184504.
- [250] Guo, J., Jin,S., Wang, G.W.S., Zhu, K., Zhou, T., He, M. and Chen, X. (2010) Superconductivity in the iron selenide $K_xFe_2Se_2$ ($0 < x < 1.0$).*Phys. Rev. B*.**82**, 180520(R).
- [251] Margadonna, S., Takabayashi, Y., McDonald, M.T., Kasperkiewicz, K., Mizuguchi, Y., Takano, Y., Fitch, A.N., Suarde, E. and Prassides, K. (2008).*Chem. Commun. (Cambridge)*.**43**, 5607.

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad: Kübra ONAR

Doğum Yeri ve Tarihi: Arapgir/MALATYA, 13.10.1986

Adres: İnönü Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 44280, MALATYA.

E-posta: kubra.onar@inonu.edu.tr

Lisans: İnönü Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2005-2009.

Yüksek Lisans: İnönü Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalı, 2009-2011.

Doktora: İnönü Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalı, 2011-2017.

National Institute of Material Science, Nano Frontier Materials Group, Tsukuba/Japonya, Ekim 2014-Nisan 2015.

Mesleki Deneyim ve Ödüller: Araştırma Görevlisi, 2010-2017.(Fizik Bölümü, Katıhal Ana Bilim Dalı)
2009 yılında Fizik Bölüm Birinciliği.

Yayın Listesi:

- 1- **K. Onar**, Y. Balci and M.E. Yakinci. "Effect of grain size on the electrical and magnetic properties of MgB_2 thick films deposited on the Al_2O_3 single crystal substrates", **Journal of Materials Science-Materials in Electronics**, Volume: 25 Issue: 5 Pages: 2104-2110, May 2014.
- 2- Nilay Kantarcı Güler, Ahmet Ekicibil, Bekir Özçelik, **Kübra Onar**, M. Eyyuphan Yakıncı, H. Okazaki, H. Takeya, Yoshihiko Takano, "The Annealing Effects in the Iron-Based Superconductor $FeTe_{0.8}Se_{0.2}$ Prepared by the Self-Flux Method", **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, Volume: 27, Issue: 12, pages: 2691-2697, December 2014.
- 3- **K. Onar** and M.E. Yakinci, "Solid state synthesis and characterization of bulk β -FeSe superconductors", **Journal of Alloys and Compounds**, Volume: 620, Pages: 210–216, January 2015.
- 4- Nilay Kantarcı Güler, Ahmet Ekicibil, Bekir Özçelik, **Kübra Onar**, M. Eyyuphan Yakıncı, H. Okazaki, H. Takeya, Yoshihiko Takano, "Structure and physical properties of iron-selenide $K_xFe_{2-y}Se_2$ ", **Materials Chemistry and Physics** 164 (2015) 157-162, August 2015.

- 5- **K. Onar** and M.E. Yakinci, “Solid state synthesis and characterization of bulk $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$ superconductors”, **Journal of Physics: Conference Series**, **667 (2016) 012006**.
- 6- **K. Onar** and M.E. Yakinci, “Synthesis of Fe_3O_4 nanoparticles for biomedical applications”, **Journal of Physics: Conference Series**, **667 (2016) 012005**.
- 7- **K. Onar**, B. Özçelik, N. K. Güler, H. Okazaki, H. Takeya, Y. Takano and M. E. Yakinci, “Enhanced physical properties of single crystal $Fe_{0.99}Te_{0.63}Se_{0.37}$ prepared by self-flux synthesis method”, **Journal of Alloys and Compounds**, **683 (2016) 164-170**.

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR

- 1- **K. Onar**, B. Özçelik, N. K. Güler, H. Okazaki, H. Takeya, Y. Takano and M. E. Yakinci, “Enhanced physical properties of single crystal $Fe_{0.99}Te_{0.63}Se_{0.37}$ prepared by self-flux synthesis method”, **Journal of Alloys and Compounds**, **683 (2016) 164-170**.

TEZDEN TÜRETİLEN SUNUMLAR

- 1- **27th International Conference on Low Temperature Physics, K. Onar¹**, M.E. Yakinci^{1,2}, B. Özçelik³, N. Kantarcı Güler³, H. Okazaki⁴, H. Takeya⁴ and Y. Takano⁴ “Thermal Transport Properties of Single Crystal $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$ Superconductor Prepared by self flux Method”, Buenos Aires/ARJANTİN, 2014, **(Poster)**.
- 2- **27th International Conference on Low Temperature Physics, M.E. Yakinci^{1,2}, K. Onar¹**, B. Özçelik³, N. Kantarcı Güler³, H. Okazaki⁴, H. Takeya⁴ and Y. Takano⁴ “Thermal Transport Properties of Single Crystal $K_{0.8}Fe_2Se_2$ Superconductor Prepared by One-Step Synthesis Method”, Buenos Aires/ARJANTİN, 2014, **(Poster)**.
- 3- **JPS 70th Annial Meeting, 2015, K. Onar¹**, M.E. Yakinci^{1,2}, M. Tanaka^{2,3}, Y. Takano^{2,3} “Synthesis and Characterization of $Rb_xFe_{2-y}Se_2$ single crystal”, Waseda University, JAPONYA, 2015, **(Oral)**.
- 4- **9th International Conference on Magnetic and Superconducting Materials (MSM15), K. Onar¹**, M.E. Yakinci^{1,2}, B. Özçelik³, N. Kantarcı Güler³, H. Okazaki⁴, H. Takeya⁴ and Y. Takano⁴ “The effects of quenching temperature on structural, physical, electrical and magnetic properties of single crystal $K_{0.8}Fe_2Se_2$ superconductors”, Antalya/TÜRKİYE, 2015, **(Oral)**.