

**T.C.
AHİ EVRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK SICAKLIK ÜSTÜNİLETKENLERİNDE
MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİ VE MANYETİK
KALDIRMA KUVVETİNİN HESAPLANMASI İÇİN
YENİ BİR YÖNTEM**

Kenan DEMİRCİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

KIRŞEHİR 2014

T.C.
AHI EVRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK SICAKLIK ÜSTÜNİLETKENLERİNDE
MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİ VE MANYETİK
KALDIRMA KUVVETİNİN HESAPLANMASI İÇİN
YENİ BİR YÖNTEM

Kenan DEMİRCİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

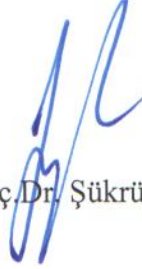
DANIŞMAN
Yrd. Doç. Dr. Şükrü YILDIZ
KIRŞEHİR 2014

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne

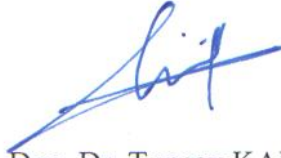
Bu çalışma jürimiz tarafından **FİZİK** Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.



Başkan Doç.Dr. Sıtkı EKER



Üye Yrd. Doç.Dr. Şükrü YILDIZ (Danışman)



Üye Yrd. Doç. Dr. Tuncay KARAKURT

Onay

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

05/11/2014



Doç.Dr. Mahmut YILMAZ
Enstitü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum "Yüksek Sıcaklık Üstüiletkenlerinde Mikrodalga Yüzey Direnci ve Manyeti Kaldırma Kuvvetinin Hesaplanması için Yeni Bir Yöntem" adlı çalışmanın, tarafımdan, akademik kurallara ve etik değerlere uygun olarak yazıldığını ve yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu, bunlara atıf yapılarak yararlanılmış olduğunu belirtir ve bunu onurumla doğrularım.


Kenan DEMİRCİ

YÜKSEK SICAKLIK ÜSTÜNİLETKENLERİNDE MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİ VE MANYETİK KALDIRMA KUVVETİNİN HESAPLANMASI İÇİN YENİ BİR YÖNTEM

(Yüksek Lisans Tezi)
Kenan DEMİRCİ
Ahi Evran Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Kasım 2014

ÖZET

Üstüniletkenlik, belli malzemelerin düşük sıcaklıklarda elektriksel direncin aniden ortadan kalkması ve malzeme içerisindeki iç manyetik alanın sıfır olması olarak tanımlanabilir. 1911 yılında Onnes tarafından üstüniletkenliğin keşfedilmesinden bu zamana kadar bu olgunun anlaşılması ve yeni üstüniletken malzemelerin araştırılmasında sürekli olarak yeni gelişmeler ortaya çıkmıştır. Üstüniletkenlik özelliği gösteren malzemelerin sayısı ve çeşitliliği zamanla artmış olmasına rağmen pratik ve ticari uygulamalarda kullanılanların sayısı oldukça azdır. Yüksek sıcaklık üstüniletkenlerin bulunmasıyla birlikte, bilim insanları üstüniletken uygulamalarına oldukça fazla önem vermişlerdir. Bu uygulamalar, kimi zaman DC manyetik alan, kimi zaman AC akım, kimi zamanda iki durumu birden ihtiva edebilen durumlarda olabilir. Bu uygulamalarda alanın yada akımın sebep olduğu kayıplar önemli olabiliyorken bir kısmında da etkileşmenin nasıl gerçekleştiği ve büyüklüğü önemli olabilmektedir.

Tüm bu uygulamalar için yapılan deneysel çalışmalar hem çok zaman ve hem de yüksek maliyetler içermektedir. Bu sebepten, maliyetlerin düşürülmesi için sorunu gerçeğe en yakın çözümlenebilen, etkin kullanımlı ve kolay yazılımlar ve modeller geliştirmek adına yapılacak teorik analizler oldukça büyük öneme sahiptirler. Bu tezde, Sonlu Elemanlar Metodunu (SEM) kullanarak II. tip üstüniletkenlerin mikrodalga yüzey direncini ve manyetik kaldırma kuvvetini ayrıntılı bir şekilde incelemek amaçlanmıştır. Ayrıca, manyetik kaldırma kuvvetinin belirlenmesi için yapılan ölçümler geliştirilen model ile teorik olarak analiz edilmiştir. Elde edilen bulgulardan geliştirilen yöntemin hem mikrodalga yüzey direnci hemde manyetik kaldırma kuvveti gibi üstüniletkenlerin bazı özel parametrelerinin teorik olarak analizinde kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

Bilim Kodu: 1.034, 1.093, 1.255, 1.306

Anahtar Kelimeler: Üstüniletkenler, Sonlu Elemanlar Yöntemi, Mikrodalga Yüzey Direnci, Manyetik Kaldırma

Sayfa Adedi: 55

Tez Yöneticisi: Yrd. Doç. Dr. Şükrü YILDIZ

A NOVEL METHOD FOR CALCULATING OF MICROWAVE SURFACE
RESISTANCE AND MAGNETIC LEVITATION FORCE OF HIGH
TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

(Master's Thesis)
Kenan DEMİRCİ
Ahi Evran University
Institute of Science
November 2014

ABSTRACT

Superconductivity can be defined as abrupt disappearance of electrical resistance of particular materials, accompanied by expelling the internal magnetic field from the sample. Since the discovery of superconductivity by Onnes in 1911, studies focusing on understanding this phenomenon and investigating new superconducting materials have continually given rise to new developments. Although the number and diversity of materials exhibiting superconductivity has increased with time, the number of those which has been utilized in practical and commercial applications has been relatively small. Following the discovery of high-temperature superconductivity, scientists have paid enormous attention on applications of superconductivity. Such applications may involve DC magnetic fields or sometimes AC currents, or both. While the losses due to the field or current can be important in such applications, in some applications, however, how interaction takes place and its magnitude may be important.

Experimental studies for all of the above-mentioned applications require both time and high costs. Thus, to reduce costs, it is significantly important to conduct theoretical analyses that can solve a given problem as close to reality as possible in order to develop simple software and models, which can be effectively utilized. In this thesis, microwave surface resistance and magnetic levitation forces of type-II superconductors are investigated in detail through analyses based on the Finite-Element Method (FEM). Moreover, measurements carried out to determine the magnetic levitation force are theoretically analyzed by the developed model. From the obtained results it is concluded that the developed method can be used in theoretical analyses of both microwave surface resistance and magnetic levitation force of superconductors, which are parameters of special importance.

Science Code: 1.034, 1.093, 1.255, 1.306

Keywords: Superconductors, Finite Element Method, Microwave Surface Resistance, Magnetic Levitation

Number of Pages: 55

Thesis Advisor: Assist. Prof. Dr. Şükrü YILDIZ

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca yardımını esirgemeyen saygıdeğer danışmanım Sayın Yrd.Doç. Dr. Şükrü YILDIZ 'a içtenlikle teşekkür ediyorum.

Bugüne kadar maddi ve manevi desteklerini hiç esirgemeyen ve hep yanımda olan Babam Hasan DEMİRCİ'ye, Annem Şaziye DEMİRCİ'ye ve Abim Necmettin DEMİRCİ ile eşine ve Ablalarım ile eşlerine içtenlikle teşekkür ediyorum.

Bu süreçte desteğini esirgemeyen değerli kuzenim Fatih KAYA 'ya teşekkür ediyorum.

Yine bu süreçte çalışmalarım konusunda beni cesaretlendiren ve anlayış gösteren Ahi Evran Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi değerli hocalarına da gösterdikleri samimiyetten ötürü teşekkür ederim.

NOT: Bu tez, TÜBİTAK (111T715) ve Ahi Evran Üniversitesi, Bilimsel Araştırma Projeleri (PYO-MÜH. 4001.13.004) birimi tarafından desteklenmiştir.

Kenan DEMİRCİ

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	V
ABSTRACT	VI
TEŞEKKÜR	VII
İÇİNDEKİLER	VIII
TABLULARIN LİSTESİ	IX
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	X
SİMGE VE KISALTMALAR.....	XIII
1. GİRİŞ	1
1.1. ÜSTÜNİLETKENLİĞİN KEŞFİ VE TARİHÇESİ.....	2
1.2. ÜSTÜNİLETKENLERİN TEMEL ÖZELLİKLERİ	7
1.3. ÜSTÜNİLETKENLERİN ELEKTRODİNAMİĞİ	12
1.4. ÜSTÜNİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA	25
1.5. COMSOL MULTYPHYSİC PROGRAMI.....	27
2. ELEKTROMANYETİK HESAPLAMALAR İÇİN METOT.....	28
2.1. SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ VE BAĞLAYICI DENKLEMLER	28
2.2. MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİ İÇİN YÖNETİCİ DENKLEMLER.....	30
2.3. MANYETİK KALDIRMA KUVVETİ İÇİN DENEYSEL ÖLÇÜMLER VE MODELLEME.....	32
2.4. COMSOL MULTYPHYSİCS ÇÖZÜMLEMESİ.....	33
2.4.1. Başlangıç Sabitlerinin Girilmesi	33
2.4.2. İncelenecek Geometrinin Çizilmesi	34
2.4.3. Alt Bölge (Subdomain) Ayarları.....	34
2.4.4. Örgüleme (Meshing) İşleminin Yapılması.....	34
2.4.5. Uygun Çözümleyicinin (Solver) Seçimi ve Problemin Çözümü	35
2.5. HESAPLAMALAR	35
3. BULGULAR VE HESAPLAMALAR	36
3.1. MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİNDE ÜSTÜNİLETKEN ŞERİT İÇİN YAPILAN HESAPLAMALAR	36
3.1.1. Kalınlığının Etkisi	38
3.1.2. Kritik Akım Yoğunluğunun Etkisi.....	40
3.1.3. Üst Kritik Alanın Etkisi	42
3.1.4. Deneysel Karşılaştırma	44
3.2. ÜSTÜNİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA İÇİN YAPILAN ÖLÇÜMLER.....	46
3.3. ÜSTÜNİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA İÇİN YAPILAN HESAPLAMALAR	46
4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	50
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ.....	55

TABLULARIN LİSTESİ

<u>Tablo</u>		<u>Sayfa</u>
Tablo 1	Üstüniletken malzeme örnekleri	6
Tablo 2	Benzeşimde kullanılan nicelikler ve değerleri	37

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

<u>Şekil</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1.	Üstüniletkenlerin parametreleri	2
Şekil 1.2.	Üstüniletken materyal araştırmalarının zaman çizelgesi	7
Şekil 1.3.	Hacimsel I. tip üstüniletkenin manyetizasyon eğrisi	8
Şekil 1.4.	Hacimsel II. tip üstüniletkenin manyetizasyon eğrisi	9
Şekil 1.5.	Bir girdaptaki süperelektron yoğunluğu, n_s , ile yerel manyetik alanın, h , radyal değişimi	9
Şekil 1.6.	I. tip üstüniletken için $H_c(T)$ 'nin şematik gösterimi	10
Şekil 1.7.	II. tip üstüniletkenler için $H_{c1}(T)$ ve $H_{c2}(T)$ 'nin şematik gösterimi	11
Şekil 1.8.	II. tip üstüniletkenlerin düşük, orta ve yüksek şiddette maruz kaldığı manyetik alan altındaki davranışlarının temsili	11
Şekil 1.9.	Frekansın bir fonksiyonu olarak alt kritik akımlar için karışık haldeki güç soğurması	16
Şekil 1.10.	Çivilenmeden kurtulma frekansının manyetik alana bağıllığı	23
Şekil 2.1.	Hesaplamaların yapıldığı dörtgen geometri. Uygulanan dış DC manyetik alandan dolayı üstüniletkene akı çizgileri nüfuz eder. Mikrodalga alan ise nüfuz ettiği λ_{ac} kalınlığında bu akı çizgilerinde saçılmalara neden olan ve kayıpların esassorumlusunu olan eğilme hareketine (tilt motion) neden olur.	31
Şekil 2.2.	Manyetik kaldırma kuvveti ölçme aleti	32
Şekil 2.3.	Örgüleme örneği: üstüniletken alt bölge dörtgen örgü elemanları ile, geri kalan bölge ise üçgensel örgü elemanları ile örgülenmiştir.	34
Şekil 2.4.	Geliştirilen yöntemle yapılan hesaplamalarda izlenen yolun algoritması.	35
Şekil 3.1.	Üstüniletken dörtgen yapısı için iletken içerisinden geçen akım dağılımları (sol) ve iletken içerisinde indüklenen manyetik alan dağılımı (sağ). İndüklenen akım, alanın nüfuz ettiği bölgelerde akmaktadır. Benzeşimlerde kullanılan geometrik ve üstüniletkenlik parametreleri Tablo 2'de verilmektedir.	36

- Şekil 3.2.** Analitik Yöntemlerle SEM 'in karşılaştırılması. **37**
- Şekil 3.3.** 600 nm-1 μ m kalınlığındaki filmlerin yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $I_c=100$ A, $A_n=1*10^{-9}$, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega_c/\omega=1$, $T/T_c=0.5$, $\lambda_0/\delta_0=0.02$, $B_{c2}=70*B_y$, $B_0=0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.6, 0.7, 1$ μ m. **39**
- Şekil3.4.** 100 μ m ile 1 mm kalınlığındaki üstüniletkenlerin yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $I_c=100$ A, $A_n=1*10^{-9}$, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega_c/\omega=1$, $T/T_c=0.5$, $\lambda_0/\delta_0=0.02$, $B_{c2}=70*B_p$, $B_0=0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ mm. **40**
- Şekil 3.5.** Farklı kritik akım değerleri için yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1*10^{-9}$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.05$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega_c/\omega=1$, $T/T_c=0.5$, $\lambda_0/\delta_0=0.02$, $B_{c2}=70*B_p$, $B_0=0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $I_c=25, 50, 75, 100$ A. **41**
- Şekil 3.6.** Artan I_c değeri ile mikrodalga yüzey direncinin değişimi. Eğri, Şekil 3.5 'deki maksimum alan değeri için elde edilen verilerden oluşturulmuştur. **42**
- Şekil 3.7.** Farklı üst kritik alan değerleri için yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $I_c=100$ A, $A_n=1*10^{-9}$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.05$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega/\omega=1$, $T/T_c=0.5$, $\lambda_0/\delta_0=0.02$, $B_0=0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $B_{c2}=10, 25, 50, 75, 100*B_p$, **43**
- Şekil 3.8.** Artan B_{c2} değeri ile mikrodalga yüzey direncinin değişimi. Eğri, Şekil 3.7 'deki maksimum alan değeri için elde edilen verilerden oluşturulmuştur. **44**
- Şekil 3.9.** Alan bağıllığı için deneysel karşılaştırma. **45**
- Şekil3.10.** Sıfır Alanlı soğutmada manyetik kaldırma kuvveti - mesafe değişimi. $h_{SC}=15$ mm, $r_{SC}=35$ mm, $r_M=50$ mm, $T=77$ K. **46**
- Şekil3.11.** (a) Farklı M değerleri için elde edilen manyetik kaldırma kuvveti, (b) manyetik kaldırma kuvveti hesaplamalarında artan (miknatis yaklaşırken) ve azalan (miknatis uzaklaşırken) alan durumları için elde edilen akım yoğunluğu dağılımları. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1*10^{-8}$, $r_M=50$ mm, $h_M=10$ mm, $r_{SC}=35$ **47**

mm, $h_{SC}=15$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $T/T_c=0.77$, $B_0 = 1.2$, $k=1$, $\beta=2.7$,
 $J_{c0}=7 \times 10^6$ A/cm², $M=2.5 \times 10^5$, 5×10^5 , 7.5×10^5 , 10^6 A/m.

Şekil3.12. Farklı J_{c0} değerleri için elde edilen manyetik kaldırma kuvveti. **48**

Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1 \times 10^8$, $r_M = 50$
mm, $h_M= 10$ mm, $r_{SC} = 35$ mm, $h_{SC} = 15$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$,
 $T/T_c=0.77$, $B_0 = 0.05$, $k=1$, $\beta=2.5$, $M=7 \times 10^5$ A/m, $J_{c0} = 5 \times 10^5$, 7×10^5 ,
 1×10^6 , 5×10^6 , 7×10^6 A/cm².

Şekil3.13. Sıfır alanlı soğutmada manyetik kaldırma kuvveti - mesafe **49**

değişimini gösteren deneysel ve teorik karşılaştırma. $A_n=1 \times 10^8$, r_M
 $= 50$ mm, $h_M = 10$ mm, $r_{SC} = 35$ mm, $h_{SC} = 15$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$,
 $T/T_c=0.77$, $B_0 = 0.2$, $k=1$, $\beta=2.5$, $J_{c0} = 7 \times 10^6$ A/m, $M=10^6$ A/m.

SİMGE ve KISALTMALAR

Simgeler	Açıklama
B	Manyetik akı yoğunluğu
B_y	Tam nüfuz alanı
B_c	Kritik manyetik alan
B_{c1}	Alt kritik manyetik alan
B_{c2}	Üst kritik manyetik alan
B_m	Uygulanan alanın genliği
E	Elektrik Alan
-e	Elektronun yükü
F_L	Lorentz kuvveti
J	Akım yoğunluğu
J_c	Kritik akım yoğunluğu
J_n	Normal yük taşıyıcılarının akım yoğunluğu
J_s	Üstüniletkenlik yük taşıyıcılarının akım yoğunluğu
k_p	Potansiyel kuyusunun geri çağırıcı kuvvet sabiti
η	Akışkansız sürüklenme katsayısı
n	Toplam yük taşıyıcı yoğunluğu
n_n	Normal yük taşıyıcı yoğunluğu
n_s	Üstüniletkenlik yük taşıyıcı yoğunluğu
R_s	Yüzey direnci
R_{maks}	Maksimum alandaki yüzey direnci değeri
T	Sıcaklık
Q	Kalite Faktörü
Γ_s	Geometrik Faktör
h	Planck Sabiti
δ_{ij}	Kronoker Delta
T_c	Kritik sıcaklık
U	Engel enerjisi
Z_s	Yüzey empedansı

Δ	Üstüniletkenlik enerji aralığı
$\tilde{\delta}_v$	Kompleks deri kalınlığı
δ_0	Klasik deri kalınlığı
$\tilde{\lambda}$	Kompleks girme derinliği
λ	Girme derinliği
Λ	London parametresi
λ_L	London girme derinliği
μ_r	Malzemenin manyetik geçirgenliği
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
ρ	Özdirenç
ϕ_0	Manyetik akı kuantumu
ω	çalışma frekansı
ω_0	çivilenmenin bozulduğu frekans
K	Kelvin
H_a	Uygulanan manyetik alan
N	Demanyetizasyon faktörü
A_n	Manyetik potansiyeli ölçeklendirme parametresi
Σ	Numune yüzeyi
ξ	Eř uyum uzunluğu

Kısaltmalar**Açıklama**

BCS

Bardeen, Cooper ve Schrieffer

CC

Coffey - Clem Modeli

SEM

Sonlu Elemanlar Yöntemi

ZFC

Sıfır Alanlı Soğutma

1. GİRİŞ

Bir üstüniletkene manyetik alan uyguladığımız zaman üstüniletken malzemede alana karşı diamanyetik tepki oluşturacak süper akımlar indüklenir. Manyetik alanla süper akımların oluşturduğu etki bir kaldırma kuvvetinin oluşmasını yani itici bir kuvvetin oluşmasını sağlar. II.tip üstüniletkenlerde de bu olaya benzer bir durum vardır. II.tip üstüniletkenlere belirli bir kritik akım yoğunluğunda uygulanan dış manyetik alan,manyetik akı şeklinde üstüniletken malzeme içerisine nüfuz etmeye başlar. Akımlar üstüniletken malzeme içerisindeki kusurlardan dolayı çivilenir ve II.tip üstüniletken de manyetik kaldırma akı çizgilerinin üstüniletken malzeme içerisinde çivilenmesine dayanır.

Üstüniletkenlerin uygulama alanlarına bakıldığında kaldırma kuvvetini içeren dönen makine uygulamaları (motor, rüzgar tribünü,) ve MAGLEV tren uygulamaları kadar yüksek iletkenlik ve radyo-mikro dalga alan içeren iletişim uygulamalarında mevcuttur.

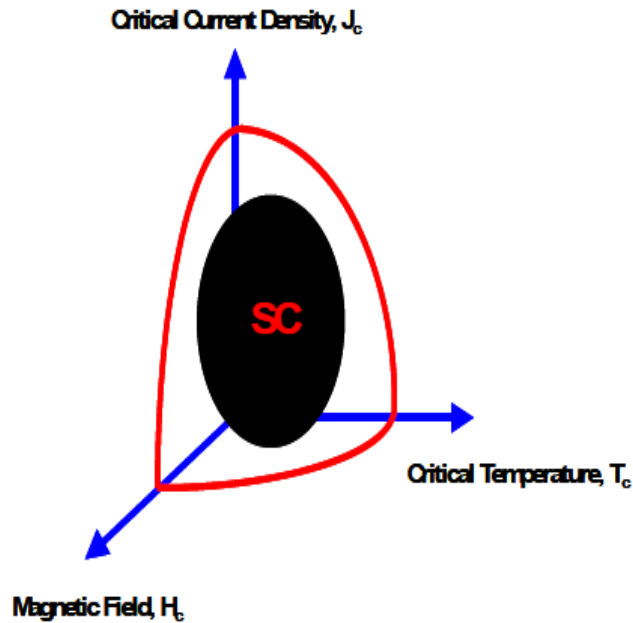
Bu uygulamaların pratiğe geçmesindeki ilk ürünler elektronik devrelerdeki aktif ve pasif bileşenlerdir.80'li yıllarda yüksek sıcaklık üstüniletkenlerin keşfinden ve bu teknolojinin uydu haberleşmesinin yaygınlaşmasından ve kablosuz iletişim ağlarının kurulmaya başlanılmasından dolayı mikrodalga üstüniletkenliğine çok yoğun bir ilgi doğmuştur.Milenyum ile birlikte bu saha olgunluk dönemine ulaşmış ve pasif aygıtlar olarak (filtreler) baz istasyonlarına yerleştirilmeye başlanmıştır.Günümüzde pek çok baz istasyonunda mikrodalga filtreler kullanılmaktadır.

Üstüniletkenlerin manyetik kaldırma ve mikrodalga yanıtının incelenmesi hem temel bilimler hem de teknoloji açısından çok önemlidir. Zira, temel bilimler açısından olaya bakıldığında, mikrodalga üstüniletkenliği elektron çiftlenme mekanizmasının anlaşılmasında, kompleks elektriksel iletkenlik ve alanın girme derinliğinin belirlenmesinde, enerji kayıplarının tahmin edilmesinde ve akı dinamiğinin araştırılmasında bize çok yararlı bilgiler sunmaktadır. Öte yandan teknolojik açıdan bakıldığında, günümüzde 3G/4G baz istasyonlarında kullanılan filtreler veya yeni nesil manyetik rezonans sistemlerindeki algılayıcılar üstüniletken malzemelerden yapılmaktadır. Ayrıca, motor, rüzgar tribünü, Maglev treni gibi uygulamalarda da üstüniletkenler kullanımı oldukça kazançlıdır.

Bu tezin birinci bölümünde üstüniletkenlikle ilgili genel bilgiler verilmiş olup ikinci bölümde modellemeler için gerekli yöntem anlatılmış ve ölçüm yapılan sistem tanımlanmıştır. Üçüncü bölümde elde edilen bulgular sunulmuş ve bunlarla ilgili tartışmalar yapılmıştır. Dördüncü bölümde ise elde edilen sonuçlar özetlenmiştir.

1.1. ÜSTÜNİLETKENLİĞİN KEŞFİ ve TARİHÇESİ

Üstüniletkenlik, Hollandalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes tarafından 1911 yılında keşfedildi.¹ Onnes soğutucu olarak sıvı helyum kullanarak çok düşük sıcaklıklardaki katı cıvanın direnci üzerine çalışmalar yapıyordu. 4.2 K sıcaklığında direncin aniden kaybolduğunu gözledi. Daha sonra 1913 yılında bu alandaki araştırmasından dolayı fizik alanında Nobel Ödülünü kazandı. Sonraki on yılda başka materyallerin de üstüniletkenlik özelliği gösterdiği bulundu. 1913 yılında 7K sıcaklığında üstüniletken olabilen kurşun ve 1941 yılında 16 K sıcaklığında üstüniletken olabilen niyobyum nitrit bulundu. Üstüniletkenliğe geçiş sıcaklığı genel olarak “kritik sıcaklık” diye adlandırılır ve T_c sembolüyle gösterilir.



Şekil 1.1: Üstüniletkenlerin parametreleri

1933 yılında üstüniletkenliği anlamada önemli bir adım atıldı. Alman araştırmacılar Meissner ve Ochsenfeld, üstüniletken bir materyalin manyetik alanı

dışarladığını keşfetti. Bu olgu ideal diamanyetizma olarak bilinir ve günümüzde kaşifinin adı ile “Meissner Etkisi” olarak anılır. Meissner etkisi, bir mıknatısı üstüniletken materyal üzerinde havada tutabilecek kadar çok kuvvetlidir.² 1935’te F. ve H. London, Meissner etkisinin üstüniletken akımı tarafından taşınan elektromanyetik serbest enerjinin minimizasyonunun bir sonucu olduğunu ispatladılar.³

Tarihi gelişimde üstüniletkenliğin bir başka tipinin daha mevcut olduğu anlaşılacaktı. II.Tip olarak adlandırılan bu ilk üstüniletken bileşiği kurşun ve bizmut alaşımli bir bileşik olarak 1930 yılında W. de Haas ve J. Voogd tarafından üretilmiştir. Ancak, Meissner etkisi keşfedilene kadar bu durumun farkına varılamadı. Bu yeni üstüniletken tipi $PbTl_2$ bileşiğinin H_{c1} ve H_{c2} olarak bilinen iki farklı kritik manyetik alana sahip olduğu 1936 yılında L.V. Shubnikov tarafından bulunduğu zaman tanımlandı.⁴ Oksit üstüniletkenlerin ilki 1975 yılında Sleight tarafından 13K T_c sıcaklığında $Ba(Pb, Bi)O_3$ bulunduğu zaman yapıldı.⁵

1950’de fenomenolojik olarak Landau ve Ginzburg tarafından Ginzburg-Landau üstüniletkenlik teorisi tasarlanmış ve üstüniletkenlerin makroskobik özelliklerini açıklamada büyük başarı kazanmıştır.⁶

Ayrıca, 1950 yılında Maxwell ve Reynolds, üstüniletkenin kritik sıcaklığının onu oluşturan elementin izotopik kütesine bağlı olduğunu buldular.^{7,8} Bu önemli keşif, üstüniletkenin mikroskobik mekanizmasından elektron-fonon etkileşmesinin sorumlu olduğunu ortaya çıkarmıştır.

Sonunda üstüniletkenliğin tam mikroskobik teorisi, Bardeen, Cooper ve Schrieffer (BCS) tarafından 1957 yılında önerildi.⁹ BCS teorisi, üstüniletkenlik akımının taşınımının, fonon değiş tokuşu yüzünden oluşan süper akışkan Cooper çiftleri sayesinde gerçekleştiğini açıkladı. Bu çalışmalarından dolayı 1972 yılında Nobel Ödülü ile ödüllendirildiler.

BCS teorisi, 1958’de Bogolyubov’un BCS dalga fonksiyonunu elde ettiği zaman daha sağlam bir zemin üzerine oturmuş oldu. Bu dalga fonksiyonu, elektronik Hamiltonyenin bir kanonik dönüşümü kullanarak elde edilebilen değişik bir görüşten türetilmekteydi.¹⁰ 1959 yılında ise Lev Gor’kov, BCS teorisinin kritik sıcaklığa yakın bölgelerde Ginzburg-Landau teorisine dönüştüğünü ispatladı.¹¹ Gor’kov, üstüniletken

faz gelişim denklemini olan $2eV = \hbar \frac{\partial \phi}{\partial t}$ ifadesini çıkararak ilk kişi olarak üstüniletkenlik tarihindeki yerini almış oldu.

1962 yılında Westinghouse'daki araştırmacılar tarafından niyobyum-titanyum alaşımını ilk ticari üstüniletken üretilmiştir. Bunu takiben, bakır kaplı niyobyum-titanyumdan yapılan yüksek enerjili parçacık hızlandırıcı elektromıknatıslar Büyük Britanya'daki Rutherford-Appleton Laboratuvarında geliştirildi. Bu parçacık hızlandırıcı elektromıknatıslar, 1987'de Amerika'daki Fermilab Tevatron'da ilk kez bir üstüniletken hızlandırıcıda kullanılmıştır.

Bir diğer önemli adım 1962 yılında Cambridge Üniversitesinde eğitim görmüş bir öğrenci olan Brian D. Josephson tarafından atıldı. Josephson, elektrik akımı üstüniletken olmayan veya yalıtkan olan ince bir katman ile ayrılmış iki üstüniletken materyal arasında akabildiği önemli bir teorik öngöründe bulunmuştu.¹² Günümüzde Josephson etkisi olarak adlandırılan bu olgu, SQUID gibi üstüniletken cihazlar tarafından kullanılmaktadır. Bu, manyetik akı kuantumu Φ 'nin en hassas bir şekilde belirlenmesinde ve buradan da (Kuantum Hall öz direnciyle ilişkili olarak) \hbar Plank sabitinin belirlenmesinde kullanılır. Josephson, bu çalışmalarından dolayı 1973'de Nobel ödülünü kazanmıştır.

1980'ler üstüniletkenlik alanında eşsiz keşfin olduğu yıllardı. 1964 yılında Stanford Üniversitesinden Bill Little, organik (karbon temelli) üstüniletkenlerin yapılabileceğini önerdi. Bu teorik üstüniletkenlerin ilki 1980'de Copenhagen Üniversitesi'nde Danimarkalı araştırmacı Klaus Bechgard ve Fransız ekip arkadaşları tarafından başarılı bir şekilde sentezlendi. $(TMTSF)_2PF_6$ üstüniletken olması için 1,2K'e soğutulmalı ve üstüniletken olması için yüksek basınca maruz bırakılması gerekiyordu.

Üstüniletkenlik adına en önemli ve gerçekçi keşif 1986 yılında yapılmıştır. İsviçre'deki IBM Araştırma Laboratuvar araştırmacılarından Alex Müller ve Georg Bednorz, 30 K olarak bilinen sıcaklıktan daha yüksek sıcaklıkta kırılğan seramik bir üstüniletken bileşik yapmayı başardılar.¹³ Bu buluşu çok dikkat çekici yapan şey, normalde seramiklerin yalıtkan olmasıydı. Bu buluşa kadar araştırmacılar seramikleri yüksek sıcaklık üstüniletken olarak dikkate almamışlardı. Bu ilk bakır oksit üstüniletkenin keşfi, iki bilim adamına ilerleyen yıllarda Nobel Ödülü kazandırmıştır.

Müller ve Bednorz'un keşfi, üstüniletkenlik alanındaki çalışmalara olan ilgiyi artırmıştır. Tüm dünyadaki araştırmacılar, kritik sıcaklığı artırmak için araştırmalarında akla gelen her kombinasyonda seramik üretmeye başlamışlardı. Ocak 1987'de Alabama- Huntsville Üniversitesindeki bir araştırma ekibi, Müller ve Bednorz'un molekülündeki Lantan yerine İtiryum kullandı.¹⁴ Bu sayede kritik sıcaklık şaşırtıcı şekilde 92 K 'e yükseltilmiş oldu. Günümüzde YBCO olarak anılan bu materyal ile ilk kez soğutucu olarak yaygın kullanılan sıvı azottan daha yüksek sıcaklıkta bir kritik sıcaklığa sahip üstüniletken bulunmuş oldu. En yüksek geçiş sıcaklığına sahip mevcut seramik üstüniletken sistemi cıva- kupratlardır (Dai vd., 1995).¹⁵ 138K T_c kritik sıcaklıktaki dünya rekoru şu anda talyum katkılı cıva-talyum-baryum-kalsiyum-bakır-oksijen elementlerinden oluşan cıva-kuprat olarak adlandırılan üstüniletkene aittir. Yüksek basınç altında bu materyalin kritik sıcaklığı yaklaşık olarak 25 ila 30 K artırılabilir.

Yüksek sıcaklık üstüniletkenlerinden aktif olarak faydalanmak için günümüzde ISCO (Illinois Superconduntor) olarak bilinen ilk şirket 1989 yılında kuruldu. Devlet destekli özel girişim ve akademik çevreler, yaklaşık 77K sıvı azot sıcaklığında çalışmayı mümkün kılan medikal cihazlar için hassas bir üstüniletken sensör üretmeyi başarmışlardır.

Son yıllarda üstüniletkenliğin doğal serüvenine ilişkin birçok keşif yapıldı. 1997 yılında araştırmacılar, altın ve indiyum alaşımını mutlak sıcaklığa çok yakın sıcaklıkta hem üstüniletken hem de doğal mıknatıs üretmeyi başardılar. Genel olarak böyle bir materyalin var olamayacağına inanılıyordu. Ayrıca, son yıllarda bakır içermeyen ilk yüksek sıcaklık üstüniletkeninin (2000) ve ilk metal perovskit üstüniletkeninin (2001) keşfini de gerçekleştirilmiştir.

Ayrıca, 2001 yılında uzun zamandır laboratuvar raflarında duran bir materyalin, olağanüstü bir şekilde yeni bir üstüniletken tipi olduğu bulundu.¹⁶ Japon araştırmacılar, magnezyum diboritin 39K'de geçiş sıcaklığına (herhangi bir elementel veya ikili alaşım üstüniletkenleri için en yüksek geçiş sıcaklığının çok üstünde) sahip olduğunu gözlemledi.

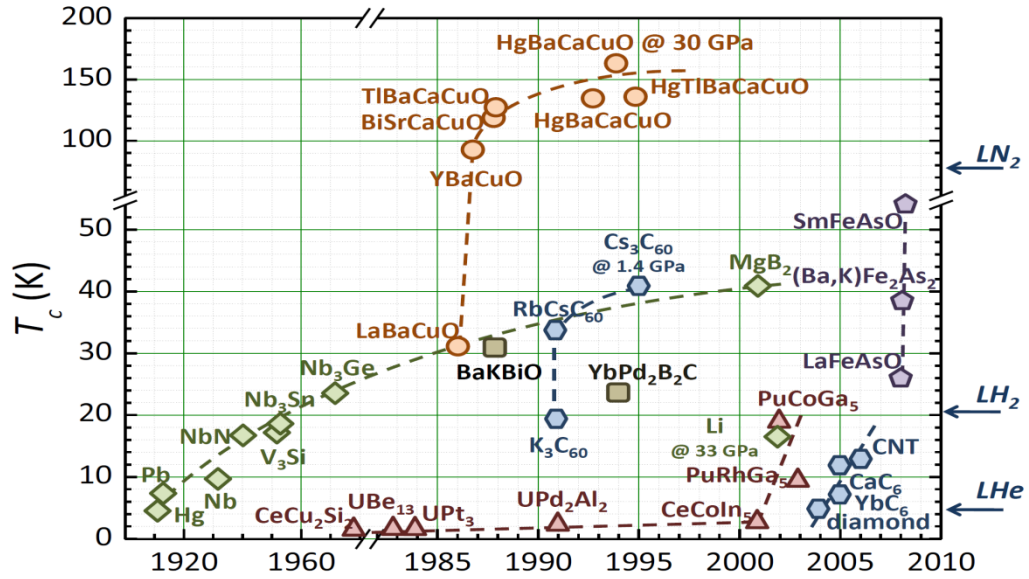
Şubat 2008'de yüksek sıcaklık üstüniletkenlerinin demir temelli bir ailesi keşfedildi. Tokyo Teknoloji Enstitüsünde Hideo Hosono ve meslektaşları bir oksipinictit olan lantan-oksijen-florin-demir-arsenik 'in ($LaO_{1-x}F_xFeAs$) 26 Kelvin

sıcaklığın altında üstüniletken olduğunu buldular.¹⁷ Yapılan ileri araştırmalarda 56 K 'de çalışan oksipinictit üstüniletkenler keşfedilmiştir.¹⁸

Metaller	Geçiş Sıcaklığı(K)
Nb	9.25
Tc	7.8
V	5.4
NbTi	9.8
Inter metalikler	
Nb₃Ge	23.2
Nb₃Si	19
Nb₃Sn	18.1
Nb₃Al	18
V₃Si	17.1
Ta₃Pb	17
V₃Ga	16.8
Nb₃Ga	14.5
V₃In	13.9
Müstesna	
Cs₃C₆₀	40
MgB₂	39
Ba_{0.6}K_{0.4}BiO₃	30
HoNi₂B₂C	7.5
Fe₃Re₂	6.55
GdMo₆Se₈	5.6
CoLa₃	4.28
MnU₆	2.32
Sm(O_{1-x}F_x)	52
Kupratlar	
Yb_{0.9}Ca_{0.1}Ba_{1.8}Sr_{0.2}Cu₄O₈	86
YBa₂Cu₃O_{7-d}	93
Y₂Ba₄Cu₇O₁₅	93
Bi_{1.6}Pb_{0.6}Sr₂Ca₂Sb_{0.1}Cu₃O_x	115
Tl_{1.6}Hg_{0.4}Ba₂Ca₂Cu₃O_{10+d}	130
Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba₂Ca₂Cu₃O_{8.33}	138

Tablo 1 : Üstüniletken malzeme örnekleri

Şekil 1.2’de, gözlenen üstüniletkenlik geçiş sıcaklığı (T_c) çeşitli üstüniletkenlere göre zamanın fonksiyonu olarak verilmiştir. Son yapılan keşifler, ağır fermiyon (PuCoGa_5), karbon nanotüpler (CNTs) ve grafit katkılı bileşikler (CaC_6) gibi birçok materyalde gözlenen en yüksek geçiş sıcaklığını daha önce görülmemiş seviyelere çıkarmıştır.



Şekil 1.2: Üstüniletken materyal araştırmalarının zaman çizelgesi

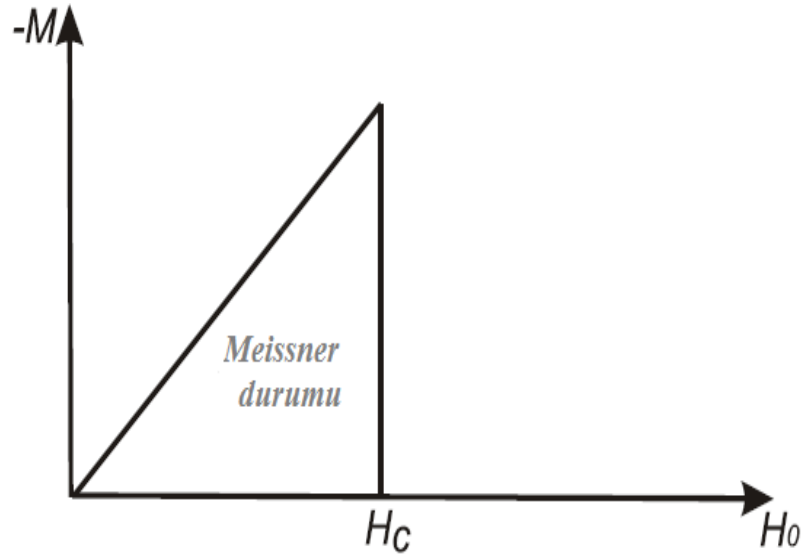
1.2. ÜSTÜNİLETKENLERİN TEMEL ÖZELLİKLERİ

Üstüniletken malzemeler iki ayırt edici özelliğe sahiptir; sıfır DC elektriksel direnç ve içerisinde sıfır manyetik indüksiyon. Her iki özellikte kritik sıcaklık, T_c , diye adlandırılan belirli bir sıcaklığa düştüğünde gerçekleşmektedir. İlk özellik, 1911 yılında Kamerling Onnes¹⁹ tarafından düşük sıcaklıklarda cıvanın DC elektriksel direnci ölçülürken, direncin 4.2 K’de aniden deneysel teçhizat tarafından ölçülemeyecek kadar düşmesi ile keşfedilmiştir. Mükemmel diyamanyetizma ise 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld² tarafından; manyetik akının, zayıf bir manyetik alan altında kritik sıcaklığın altına soğutulan bir üstüniletkenin içerisinde dışarılanması olarak bulunmuştur.

Üstüniletkenlik sıcaklığın, uygulanan manyetik alanın ve materyal boyunca akan akımın artırılması ile yok edilebilir. Her bir durum için eşik değeri malzemelerin karakteristik özelliği olarak karşımıza çıkmaktadır.

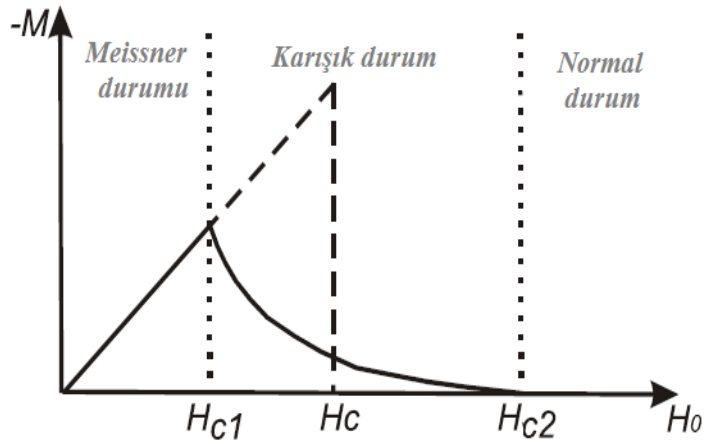
Üstüniletken olur olmaz manyetik akıyı tamamen dışarlayan üstüniletken malzemelere I.tip üstüniletkenler denilmektedir. Mükemmel diyamanyetizma durumunu tamamen yok etmek için gerekli manyetik alan büyüklüğüne termodinamik kritik alan, H_c , denilmektedir. Uygulanan manyetik alanın, H_a , termodinamik manyetik alandan küçük olduğu durumlarda numune yüzeyinde $M = -H_a$ durumuna sebebiyet vererek numune içerisindeki manyetik indüksiyonu dengeleyen ve üstüniletkenin Meissner durumunda olduğunu gösteren perdeleyici akımlar meydana gelir. Uygulanan manyetik alanın termodinamik manyetik alandan büyük olduğu durumlarda ise numune normal duruma geçer.

II. tip üstüniletkenler ise, alt kritik alan, H_{c1} , ve üst kritik alan, H_{c2} , olmak üzere iki kritik alan tarafından karakterize edilir. $H_a < H_{c1}$ için numune Meissner durumundadır. $H_{c1} < H_a < H_{c2}$ için numune manyetik akının kısmen nüfuz ettiği karışık hal denilen durumdadır. Son olarak, $H_a > H_{c2}$ için numune normal duruma gider. I. tip ve II. tip üstüniletkenler için ideal manyetizasyon eğrileri sırası ile Şekil 1.3 ve 1.4’de gösterilmiştir.

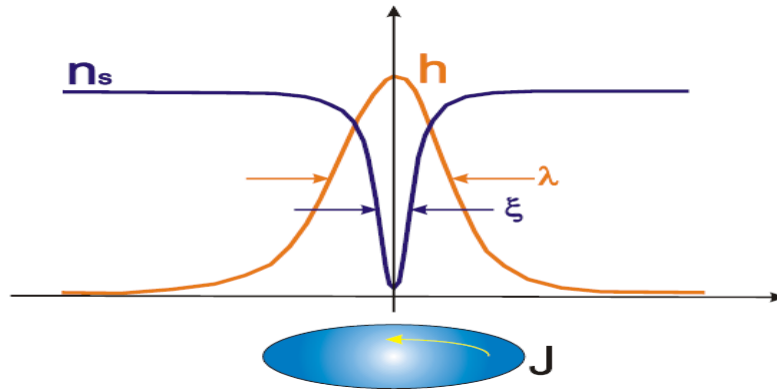


Şekil 1.3: Hacimsel I. tip üstüniletkenin manyetizasyon eğrisi

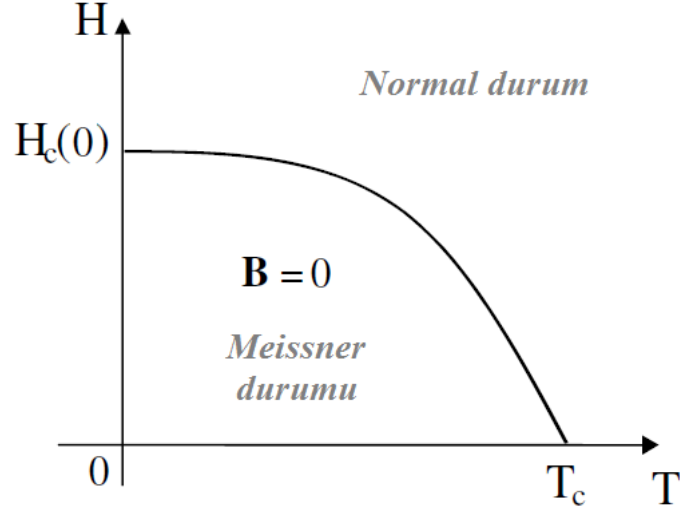
Normal ve üstüniletken bölgelerin bir arada bulunduğu karışık durumda, numune içerisindeki B akısı girdap olarak adlandırılan $\phi_0 = 2.067 \times 10^{-15}$ Wb şeklinde kuantumlanmıştır. Akı göbeği olarak adlandırılan silindirik şeklindeki normal bölgelerin yarıçapları eşuym uzunluğuna, ξ , eşittir ve eksenine uygulanan manyetik alana paraleldir. Her bir akı göbeği, alanın girme derinliği, λ , kalınlığı boyunca bir süperakım girdabı ile çevrelenmiştir. Şekil 1.5 girdabın etrafındaki bir bölgedeki üstüniletkenlik elektronlarının yoğunluğunun, n_s , ve yerel manyetik alanın değişimini göstermektedir. Karakteristik alanlar H_c , H_{c1} ve H_{c2} sıcaklığa bağlıdır ve bir üstüniletkenin faz diyagramını $H-T$ çizimi ile temsil edilebilir. Şekil 1.6 ve Şekil 1.7 sırası ile I. tip ve II. tip üstüniletkenlerin faz diyagramını göstermektedir. Çoğu üstüniletken malzeme için kritik alanların sıcaklık bağıllığı yaklaşık olarak, H_{c0} 'ın numunenin karakteristiği olduğu karesel kanun, $H_c = H_{c0}[1 - (T/T_c)^2]$, ile tanımlanabilir.



Şekil 1.4: Hacimsel II. tip üstüniletkenin manyetizasyon eğrisi

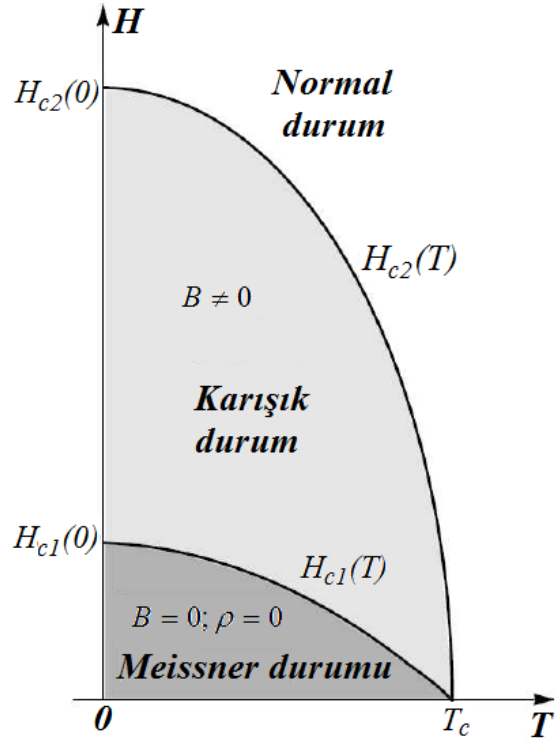


Şekil 1.5: Bir girdaptaki süperelektron yoğunluğu, n_s , ile yerel manyetik alanın, h , radyal değişimi

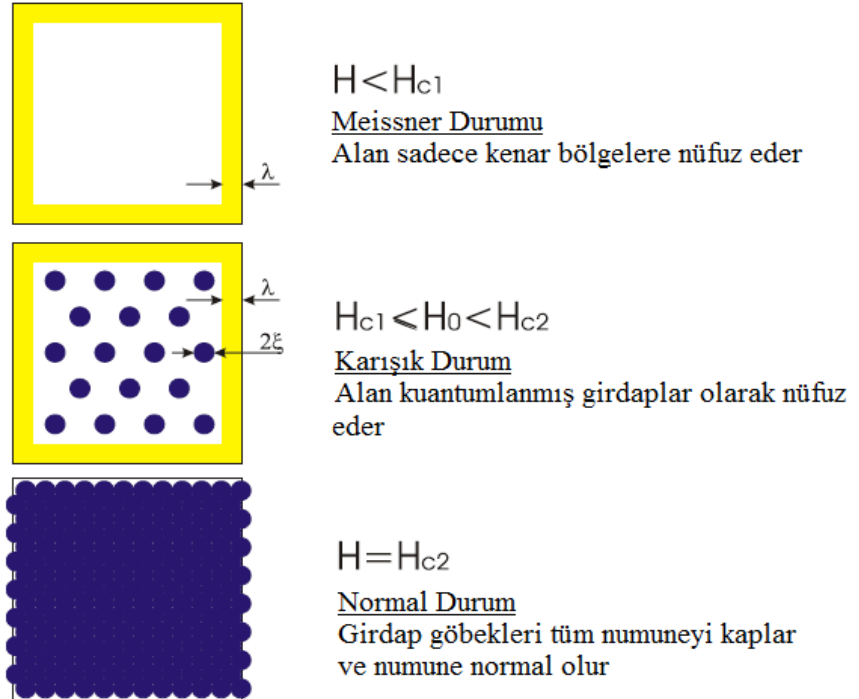


Şekil 1.6: I. tip üstüniletkenler için $H_c(T)$ 'nin şematik gösterimi

Sonsuz uzunlukta kabul edilen II. tip bir üstüniletken numune, en büyük yüzeyine paralel olan $H_a < H_{c1}$ şeklindeki bir DC manyetik alana maruz kaldığında, manyetik alanın eksponansiyel olarak azaldığı λ kalınlığındaki numunenin yüzeyinde bir perdeleme akımı, J , meydana gelir. H_a , H_{c1} değerine ulaştığında numune yüzeyinde ilk girdap meydana gelir ve numune içerisine doğru hareket eder. Dış manyetik alanın H_{c2} 'den daha düşük değerlere kadar arttırıldığında çok daha fazla girdap numune içerisine nüfuz edecektir. Uygulanan manyetik alan H_{c2} 'ye ulaştığında ise normal göbekler üst üste biner ve üstüniletken normal duruma geçer. Şekil 1.8, girdap dağılımının, içerisinde düzen parametresi, ζ , boyutunda herhangi bir kusur ya da kirlilik içermediğinden dolayı tekdüze olduğu manyetik alan altındaki ideal bir II.tip üstüniletkeni temsil etmektedir.



Şekil 1.7: II. tip üstüniletkenler için $H_{c1}(T)$ ve $H_{c2}(T)$ 'nin şematik gösterimi



Şekil 1.8: II. tip üstüniletkenlerin düşük, orta ve yüksek şiddete maruz kaldığı manyetik alan altındaki davranışlarının temsili.

1.3. ÜSTÜNİLETKENLERİN ELEKTRODİNAMİĞİ

Bir elektromanyetik dalgaya maruz kalmış üstüniletkenin özelliklerinin çalışılması, enerji aralığının şiddeti, süperelektron yoğunluğu ve akı örgüsünün özellikleri gibi üstüniletkenliğin fiziği hakkında bilgi vermesinden dolayı oldukça fazla ilgiye sahiptir. Dahası, bu tür çalışmalar alternatif akımla çalışan cihazlara üstüniletkenlerin uygulanması için önemli bilgileri bünyesinde barındırmaktadır.

Bu alt bölümde, bir üstüniletken içerisinde elektromanyetik dalganın yayılması tartışılacak, böylece mikrodalga frekanslarda üstüniletkenlerin elektromanyetik yanıtına genel bir bakış yapılacaktır.

BCS teorisinin kullanımı daha dikkatli bir değerlendirme gerektirmesine rağmen, eğer London yerel limitlerinde olduğu kabul edilirse Meissner durumundaki I. tip veya II. tip üstüniletkenlerin elektromanyetik yanıtı London denklemleri ile tanımlanabilir. Ancak bu yaklaşımın geçerliliği bazı ilave hipotezler gerektirir; elektromanyetik dalga frekansının, ω , sanki parçacıkların en düşük seviyesinden Cooper çifti durumuna kadar olan üstüniletkenlik aralığına karşılık gelen frekanstan, ω_g , çok daha küçük olduğu gibi bazı ilave hipotezler gerektirir. Ayrıca, yerel limite yani $\omega \ll \tau^{-1} = v_f / \ell$ bulunulduğu kabul edilmiştir; burada τ elektron-fonon gevşeme zamanı, v_f Fermi hızı ve ℓ elektronların ortalama serbest yoludur.

Bir elektromanyetik alanın üzerine etki ettiği sonsuz uzunluklu bir dörtgenin yarısını düşünelim ($x > 0$). Burada etki eden elektromanyetik alanlar aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$\vec{E} = \hat{y}E_1 e^{i(kx - \omega t)} \quad (1.1)$$

$$\vec{h} = \hat{z}H_1 e^{i(kx - \omega t)} \quad (1.2)$$

Elektromanyetik dalganın Üstüniletken içerisinde yayılması Faraday yasasına, Amper-Maxwell kanununa ve London denklemlerine uymaktadır.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \quad \text{Faraday yasası} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{h} = \vec{J} \quad \text{Amper-Maxwell kanunu} \quad (1.4)$$

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} \Lambda \vec{J}_s \quad \text{London'un birinci denklemi} \quad (1.5)$$

$$\vec{h} = -\Lambda \nabla \times \vec{J}_s \quad \text{London'un ikinci denklemi} \quad (1.6)$$

Burada Amper-Maxwell kanunu için akımın yer değiştirmesi ihmal edilmiştir. İki-akışkan modeline (two-fluid model) bakıldığında şu sonuç elde edilir;

$$\vec{J} = \vec{J}_v + \vec{J}_\sigma = \sigma_n \vec{E} - \frac{\vec{A}}{\Lambda} = \omega \sigma_0 \vec{E} - \frac{(1-\omega)}{\mu_0 \lambda_L(0)^2} A \quad (1.7)$$

Burada $\sigma_0 = ne^2 \tau / m$, bütün elektronların normal durumda olduğunda üstüniletkenin iletkenliği ve $\lambda_L(0)$, bütün elektronların yoğunlaşmış durumda olduğu London girme derinliğidir. Burada, ω çarpanının, normal ve üstüniletkenlik elektronların konsantrasyonunun sıcaklığa bağlılıklarını içerdiğini vurgulamakta fayda vardır.

Vektörel çarpım operatörünü Denklem 1.4 'in her iki tarafına uygulayıp, Denklem 1.7 ve 1.3'ü burada yerine yazarsak, London difüzyon denklemi olarak bilinen denklemi elde ederiz.

$$\nabla^2 \vec{h} = \sigma \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{h} \quad (1.8)$$

Bu denklem, Denklem 1.2 ile verilen manyetik alan denklemi ile birlikte düşünüldüğünde aşağıdaki dağılım bağıntısını verir.

$$k = -\sqrt{\frac{(1-\omega)}{\lambda_L(0)^2} + 2i \frac{\omega}{\delta_0^2}} = \sqrt{-\frac{1}{\lambda_L(T)^2} + 2i \frac{1}{\delta(T)^2}} \quad (1.9)$$

Burada, $\delta_0^2 = 2/\omega\mu_0\sigma_0$ klasik deri kalınlığıdır.

k dalga vektörü kompleks bir nicelik olduğundan dolayı $k = k_r + ik_i$ şeklinde yazılabilir. Böylece üstüniletken içerisindeki elektrik ve manyetik alanlar şu şekilde tanımlanır.

$$\vec{E} = \hat{y}E_1 e^{-k_r x} e^{i(k_p x - \omega t)} \quad (1.10)$$

$$\vec{h} = \hat{z}H_1 e^{-k_r x} e^{i(k_p x - \omega t)} \quad (1.11)$$

Bu bağıntı, elektromanyetik dalganın üstüniletken içerisinde k_r dalga vektörü ile yayıldığını ve yaklaşık $1/k_i$ mesafesinde azaldığını gösterir. Genellikle $\lambda_0/\delta_0 \ll 1$ olduğundan dolayı Denklem 1.9 'a bakarak taşıyıcıların çoğunun üstüniletkenlik taşıyıcısı olduğu düşük sıcaklıklarda elektromanyetik dalganın λ_0 karakteristik uzunluğu ile azaldığı, T_c civarında normal akışkanların belirgin olduğu ve $T=T_c$ 'de elektromanyetik dalganın normal deri kalınlığı, δ_0 , ile azaldığı belirtilebilir.

Elektromanyetik dalganın karışık durumdaki II. tip üstüniletken içerisinde yayılması, elektromanyetik dalga ile girdap örgüsünün etkileşmesinden dolayı çok daha fazla karmaşıktır. Böyle bir durumda elektromanyetik alanın yayılması, sıcaklığa ve uygulanan statik alana göre girdapların mobilite ve dağılımına bağlıdır. Bu kesimde, karışık durumdaki üstüniletkenin elektrodinamiği için iki önemli model tanımlanacaktır. Gittleman ve Rosenblum²⁰ tarafından sunulan ilk model sadece girdap hareketini hesaplamalara katmış, Coffey ve Clem^{21,22,23,24} tarafından önerilen ikinci modelde hem girdap hareketi hem de normal akışkanların varlığı dikkate alınmıştır.

Mikrodalga frekanslardaki bir elektromanyetik alana maruz bırakılan II. tip üstüniletkenlerde girdap hareketinin çalışılması ilk kez Gittleman ve Rosenblum²⁰ tarafından gerçekleştirilmiş olup girdapların hareketi için harmonik salıncı için verilen denkleme benzer bir denklem önermişlerdir;

$$m\ddot{x} = J\phi_0 - \eta\dot{x} - k_p x \quad (1.12)$$

Burada $J = J_0 e^{-i\omega t}$ basitlik için DC manyetik alana dik kabul edilen mikrodalga akım yoğunluğu, m birim uzunluktaki bir girdap çizgisinin eylemsizlik kütlesi, η ortamın viskozite katsayısı ve k_p çivilenme kuvveti ile alakalı olan elastik sabittir.

Denklem 1.12, $x = x_0 e^{-i\omega t}$ çözümüne olanak sağlar, burada x_0 şu şekilde elde edilir.

$$x_0 = \frac{J_0 \phi_0}{(k_p - m\omega^2) + i\eta\omega} \quad (1.13)$$

$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$ kullanımı ile elektrik alan şu şekilde bulunur;

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}_L = \frac{i\omega J_0 \phi_0 B e^{-i\omega t}}{(k_p - m\omega^2) - i\eta\omega} \quad (1.14)$$

Buradan, kompleks mikrodalga direnci denklemini aşağıdaki gibi veririz;

$$\rho = \frac{E}{J} = \frac{i\omega \phi_0 B}{(k_p - m\omega^2) - i\eta\omega} \approx \frac{\phi_0 B}{\eta(1 + i\frac{\omega_0}{\omega})} \quad (1.15)$$

Suhl²⁵ tarafından önerildiği gibi $m\omega^2$ terimi ihmal edilmiştir.

Çivilenmenin bozulduğu frekans (depinning frequency) denilen üstüniletkenlerin karakteristiği $\omega_0 = k_p/\eta$ niceliği, çok düşük enerji saçılmaları tarafından karakterize edilen düşük frekans rejimi ile yüksek frekanstaki enerji kaybı rejimi arasındaki ayırım limitini tanımlamaktadır. Girdabın birim uzunluk başına enerji kaybı oranı aşağıdaki gibi veririz;

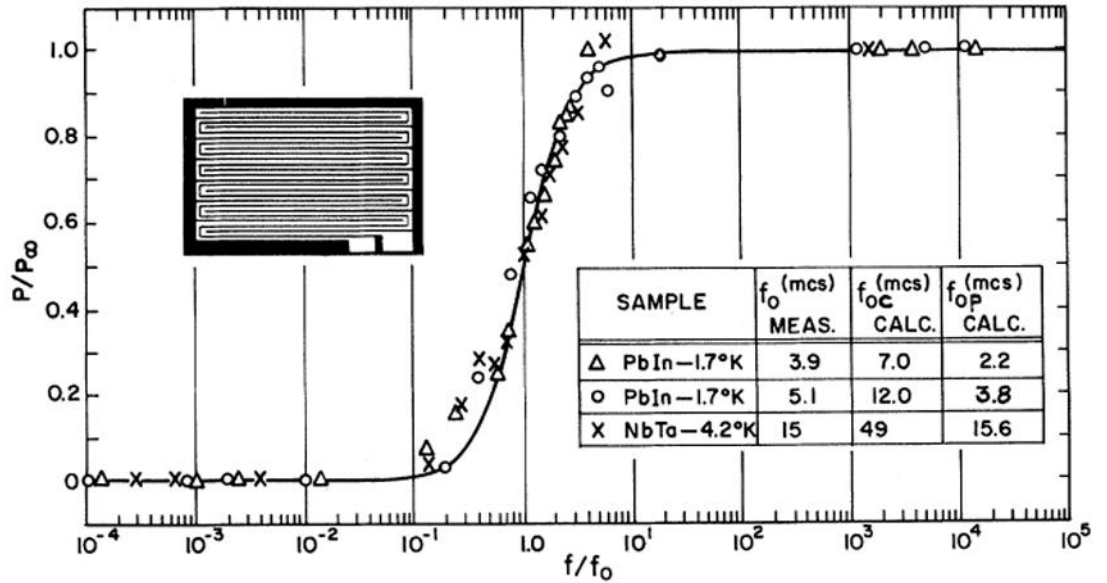
$$P = \frac{1}{2} \Re(\vec{J}^* \vec{E}) = \frac{1}{2} \frac{J_0^2 \omega^2 \eta \phi_0 B}{(k_p - m\omega^2)^2 - \eta^2 \omega^2} \approx \frac{1}{2} \frac{J_0 \phi_0 B}{\eta(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2})} \quad (1.16)$$

Sürtünme kuvveti frekansla orantılı olduğundan dolayı, çok yüksek frekanslarda bu terim çivilenme kuvvetine ($\omega \gg \omega_0$) baskın gelir ve girdap hareketi gelişmiş bir enerji kaybı meydana getirir. Hatta bu koşul altında aşağıdaki denklem elde edilir;

$$\rho = \frac{\phi_0 B}{\eta} \quad (1.17)$$

Bu denklem, DC akım taşıyan karışık durumdaki bir üstüniletkende elde edilen akı akışı direnci denklemi ile özdeştir. Diğer taraftan, $\omega \ll \omega_0$ olduğunda öz direnç tamamen sanaldır ve meydana gelen enerji kaybı fark edilebilir değildir.

Çivilenmenin bozulduğu frekansı belirlemek için, Gittleman ve Rosenblum, çivilenme merkezlerine sahip karışık durumdaki birçok üstüniletkende farklı frekanslarda soğurma ölçümleri yapmışlardır. Oluşan mikrodalga akımın kritik akımdan çok daha küçük olduğu geleneksel üstüniletkenlerdeki bu deneyler, ω_0 'ın MHz aralığında değiştiğini göstermiştir. $\omega > \omega_0$ için, soğurulan güç, frekanstan bağımsız olup çivilenme merkezi olmayan ideal üstüniletkenler için hesaplanan değere eşittir. Gittleman - Rosenblum modeli akı sürüklenmesi etkilerini içermemesine rağmen deneysel sonuçlarla iyi bir uyum vermektedir.



Şekil 1.9: Frekansın bir fonksiyonu olarak alt kritik akımlar için karışık haldeki güç soğurması (Gittleman ve Rosenblum, 1966)²⁰

Çivilenmenin bozulduğu frekansın anlamı, yapılacak şöyle bir açıklama ile daha iyi anlaşılabilir. Bir çivilenme merkezinin çalışması bir potansiyel kuyusu ile temsil edilebilir; kuyu tabanındaki bir yer değiştirme girdap üzerinde net bir geri çağırıcı kuvveti vurgular. Oldukça düşük frekanslarda, akım tarafından uzun mesafelerde ilerleyecek girdaplar meydana getirilir ve böylece potansiyel kuyusu incelenebilir. Yeterince güçlü çivilenmenin ya da diğer girdaplarla etkileşmelerin olduğu bir durumda, girdapların hareket kabiliyeti serbest akış değerinden çok daha küçük olacaktır. Artan frekansla ve çivilenmenin bozulduğu frekansın üzerinde, titreşim genliği çivilenme potansiyelinin neredeyse etkisiz olduğu kadar büyük olacak ve bu durum girdap hareketinin tamamen saçıcı olması ile sonuçlanacaktır.

Coffey ve Clem^{21,22,23,24} tarafından önerilen model ise karışık durumdaki II. tip üstüniletkenlerde yüksek frekans kayıp problemi için uyumlu ve birleşik bir yaklaşım vermektedir. Gittleman- Rosenblum modelinin aksine, Coffey ve Clem modeli akı hareketine ilaveten normal ve üstüniletken akışkan yoğunluklarının manyetik alan bağıllığını da içerir. Aslında Meissner durumunda normal ve üstüniletkenlik elektronlarının konsantrasyonu sadece sıcaklığa bağlı iken, akı göbeklerinin katkısından dolayı karışık durumda normal akışkanın yoğunluğu artan manyetik alan ile artmaktadır. Bu katkı, enerji kayıpları için özellikle T_c 'ye ve/veya H_{c2} 'ye yakın bölgelerde önemli olabilir.

Normal elektron yoğunluğuna normal göbeklerin katkısı şu şekilde kolayca belirlenebilir. Manyetik alanın etkisi ile normal duruma geçen süper elektron kesri B/B_{c2} ile orantılıdır. Bir B manyetik indüksiyonu varlığındaki normal akışkan kesrinin $\omega(B,T)$ ile gösterilmesi, normal elektron konsantrasyonu aşağıdaki gibi elde edilmesini sağlar.

$$n_n(B,T) = n\omega(B,T) = n\omega(0,T) + n[1 - \omega(0,T)] \frac{B}{B_{c2}(T)} \quad (1.18)$$

Burada $\omega(0,T) \equiv \omega T / T_c$ 'dir.

London girme derinliğinin kullanılması ile $\lambda(B,T)$ için aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$\lambda(B,T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{[1-\omega_0][1-(B/B_{c2}(T))]}} \quad (1.19)$$

Benzer olarak, $\delta(B,T)$ şu şekilde verilir.

$$\delta(B,T) = \frac{\delta_0}{\sqrt{1-(1-\omega_0)(1-(B/B_{c2}(T)))}} \quad (1.20)$$

Denklem 1.9 'daki $\lambda_L(T)$ ile $\delta(T)$, $\lambda(B,T)$ ve $\delta(B,T)$ ile yer değiştirilirse girdapların varlığındaki k -dalga vektörü elde edilir.

Şimdi karışık durumda bulunan üstüniletkenin elektrodinamiği üzerine girdap hareketinin etkisini düşünelim. Hesaplamalarımızı, üstüniletken yüzeyine paralel $\vec{B}_0 = \hat{z}B_0$ DC manyetik alanı ile $\vec{h}(x,t) = \hat{z}B_1 e^{i(kx-\omega t)}$ denklemi ile verilen elektromanyetik bir alana maruz kalan izotropik bir üstüniletkenin yarısı olacak şekilde en basit geometri ile sınırlandırılm. ($x \geq 0$ 'a yerleştirilmiş). Elektromanyetik dalganın frekansı, çift-bozma işlemini önlemek için enerji aralığından daha küçüktür (örneğin mikrodalga aralığında).

Coffey ve Clem teorisi iki basit kabul ile geliştirilmiştir: *i*) girdaplar arası mesafe alanın nüfuz derinliğinden çok daha küçüktür; *ii*) numune içerisinde tekdüze bir girdap dağılımı vardır. Birkaç girdap arası mesafeden daha büyük mesafeler üzerinden ortalaması alınmış yerel girdap manyetik alanı, bu kabullerle uzaysal olarak tekdüzedir. Yazar²³ tarafından belirtildiği gibi ikinci yaklaşım numunenin manyetik geçmişini hesaplamalara katmaz iken, uygulanan dış manyetik alan $2H_{c1}$ den büyük olduğu zaman birinci yaklaşım geçerlidir. Ayrıca, elektromanyetik alanın şiddetinin lineer yaklaşımı kullanacak kadar küçük olduğu farz edilmiştir. Bu kabuller altında uygulanan alan alt kritik alan değerinden büyük olduğu durumlarda $\mu_0 H_a \approx B_a = n\Phi_0$ olur.

Elektromanyetik alan tarafından üstüniletken yüzeyinde oluşturulan AC akım ortalama Lorentz kuvveti ile girdapları titretir. Normal nüvelerin hareketinden kaynaklanan \vec{B} 'deki yerel değişim, karmaşık girme derinliği $\tilde{\lambda}(\omega, B, T)$ ile karakterize edilen AC akım yoğunluğunda yeni bir dağılıma neden olur. $\tilde{\lambda}$, $\delta(B, T)$ ve $\lambda(B, T)$ cinsinden şu şekilde hesaplanır.

Girdapların varlığında ve birkaç akı çizgisi boyutunda, fakat λ 'dan daha küçük olan mesafeler üzerinden \vec{h} 'ın ortalamasını kabul ederek ikinci London denklemi (bkz. Denklem 1.6) şu şekilde yazılabilir:

$$\nabla \times \vec{J}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda^2} (\vec{B} - \vec{B}_v) \quad (1.21)$$

Burada, $\vec{B}_v = n(x,t) \vec{\Phi}_0$ ve $n(x,t)$ üstüniletkenin girdap yoğunluğudur.

Üstüniletken yüzeyinde meydana gelen elektromanyetik akım Lorentz kuvveti ile girdaplar üzerine etki eder. Geçiş sıcaklığına yakın sıcaklıklarda ve mikrodalga frekanslarda, girdaplar Lorentz kuvveti ile orantılı olarak bir \vec{v} hızı ile akışkansı bir ortamda hareket ederler.

$$\vec{v}(x,t) = \tilde{\mu}_v(\omega, B, t) \vec{f}_L(x,t) = \tilde{\mu}_v(\omega, B, t) \vec{J} \times \vec{\phi}_0 \quad (1.22)$$

Burada $\tilde{\mu}_v(\omega, B, T)$ dinamik mobilite ve f_L birim uzunluk başına Lorentz kuvvetidir.

Denklem 1.4 'e vektörel çarpım operatörü uygulanarak şu denklem elde edilir:

$$-\nabla \vec{B} = \nabla \times \vec{J} = (\nabla \times \vec{J}_n + \nabla \times \vec{J}_s) \quad (1.23)$$

Denklem 1.23'de $\vec{J}_n = \sigma_n \vec{E}$ bağıntısı ile Denklem 1.21 kullanılarak *genelleştirilmiş London difüzyon denklemi* denilen ifade elde edilir:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{2\vec{B}}{\omega \mu_0 \delta_n^2} + \frac{1}{\mu_0 \lambda^2} (\vec{B} - \vec{B}_v) \quad (1.24)$$

$$\delta_n^2 = \frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_n} \quad (1.25)$$

Denklem 1.24, girdap yoğunluğunun yerel değişimini veren şu denklem ile ifade edilebilir:

$$\vec{B}_v = \vec{B} - \mu_0 \lambda^2 \nabla^2 \vec{B} + \frac{2\lambda^2}{\omega \delta_n^2} \ddot{\vec{B}} \quad (1.26)$$

Girdapların hareketi $\vec{E}v = \vec{B} \times \vec{v}$ şeklinde bir elektrik alan üretir. Faraday kanununu kullanarak aşağıdaki bağıntı elde edilir:

$$\dot{\vec{B}}v = -\nabla \times (\vec{B}_v \times \vec{v}) \quad (1.27)$$

Denklem 1.24'in zamana göre türevinde Denklem 1.27 kullanılırsa,

$$\nabla^2 \dot{\vec{B}} = \frac{\dot{\vec{B}}}{\mu_0 \lambda^2} + \frac{1}{\mu_0 \lambda^2} \nabla \times (\vec{B}_v \times \vec{v}) + \frac{2\ddot{\vec{B}}}{\omega \delta_n^2} \quad (1.28)$$

elde edilir. Bu ifade Denklem 1.26 ile birleştirilirse,

$$\mu_0 \lambda^2 \nabla^2 \dot{\vec{B}} = \frac{2\mu_0 \lambda^2 \dot{\vec{B}}}{\omega \delta_n^2} - \dot{\vec{B}} = \phi_0 \tilde{\mu}_v \nabla \times \left\{ \left(\vec{B} - \mu_0 \lambda^2 \nabla^2 \vec{B} + \frac{2\lambda^2 \dot{\vec{B}}}{\omega \delta_n^2} \right) \times \left[(\nabla \times \vec{B}) \right] \times \hat{B}_0 \right\} \quad (1.29)$$

sonucuna ulaşılır. Burada denklemin sol tarafı sadece lineer terimleri içerir.

Eğer $\vec{B} = \hat{z}B(x,t)$ ise bir önceki bağıntı şu şekilde olacaktır.

$$\mu_0 \lambda^2 \partial_{xx} \dot{B} - \frac{2\mu_0 \lambda^2}{\omega \delta_n^2} \dot{B} - \dot{B} = \phi_0 \tilde{\mu}_v \partial_x \left[\left(B - \lambda^2 \partial_{xx} B + \frac{2\mu_0 \lambda^2}{\omega \delta_n^2} \dot{B} \right) \partial_x B \right] \quad (1.30)$$

Burada, $\partial x = \partial / \partial x_0$ 'dir.

$B_1 \ll B_0$ için geçerli olan lineer yaklaşımda, $B_v = B_0$ 'dır. Denklem 1.30 için B_0 'ın tüm üstüniletkende tekdüze olduğu aşağıdaki gibi bir çözüm aranır.

$$B(x,t) = B_0 + B_1 e^{-x/\tilde{\lambda}} e^{-i\omega t} \quad (1.31)$$

Bu seçim vasıtasıyla, Denklem 1.30 aşağıdaki forma indirgenir.

$$\mu_0 \lambda^2 \partial_{xx} \dot{B}_1 - \frac{2\mu_0 \lambda^2}{\omega \delta_n^2} \ddot{B}_1 - \frac{2\mu_0 \lambda^2}{\omega \delta_n^2} \ddot{B}_1 = \phi_0 \tilde{\mu}_v B_0 \partial_{xx} B_1 - \dot{B}_1 = \frac{1}{2} \omega \tilde{\delta}_v^2 \partial_{xx} B_1 \quad (1.32)$$

Burada, $\tilde{\delta}_v$ aşağıdaki gibidir.

$$\tilde{\delta}_v^2(\omega, B, T) = \frac{2B_0 \phi_0 \tilde{\mu}_v}{\omega \mu_0} \quad (1.33)$$

Deklem 1.32'nin çözümü lineer rejimde karmaşık nüfuz derinliğini verir:

$$\tilde{\lambda}(\omega, B, T) = \sqrt{\frac{\lambda^2(B, T) + (i/2)\tilde{\delta}_v^2(\omega, B, T)}{1 - 2i\lambda^2(B, T)/\delta^2(\omega, B, T)}} \quad (1.34)$$

Burada, $\lambda(B, T)$ ve $\delta(B, T)$ (22) ve (23) denklemlerinde vurgulandığı gibi sıcaklığa ve manyetik alana bağlıdır.

Girdapların hareketinden kaynaklanan karmaşık deri kalınlığı, $\tilde{\delta}_v$, geri çağırıcı çivilenme kuvveti ile akışkansız kuvvetin izafi büyüklüğüne bağlıdır. $\tilde{\delta}_v$, sırasıyla akışkansız ve geri çağırıcı kuvvetin katkılarından gelen δ_f ile λ_c karakteristik uzunluklar cinsinden yazılabilir.

$$\frac{1}{\tilde{\delta}_v^2} = \frac{i}{\lambda_c^2} + \frac{1}{\delta_f^2} \quad (1.35)$$

Burada λ_c ve δ_f , potansiyel kuyusunun geri çağırıcı kuvvet sabiti k_p , akışkansız sürüklenme katsayısı, η ve ϕ_0 akı kuantumu cinsinden şu şekilde verilmektedirler.

$$\lambda_c^2 = \frac{B\phi_0}{\mu_0 k_p} \quad (1.36)$$

$$\delta_f^2 = \frac{2B\phi_0}{\mu_0 \omega \eta} \quad (1.37)$$

Denklem 1.35'deki iki terimin etkinliği çivilenmenin bozulduğu frekansı tanımlayan,

$\omega_0 = k_p / \eta$ oranına bağlıdır. ω_0 aracılığı ile Denklem 1.35 aşağıdaki gibi olur.

$$\frac{1}{\tilde{\delta}_v^2} = \frac{1}{\delta_f^2} \left(1 + i \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (1.38)$$

Elektromanyetik dalganın frekansı, ω , ω_0 'dan çok daha kk olduğu zaman girdap hareketi geri ağırıcı çivilenme kuvveti ile kontrol edilir. Buna karşın $\omega \gg \omega_0$, için girdap hareketi çivilenme potansiyel kuyusunun minimumu etrafında meydana gelir ve bu sebepten dolayı geri ağırıcı çivilenme kuvveti neredeyse etkisizdir. Böylece akışkansı sürüklenme kuvvetinin katkısı üstün olur ve meydana gelen elektromanyetik akım, girdapları akı akışı rejiminde hareket ettirir. Bu durumda, alanın meydana getirdiği enerji kayıplarında artış beklenir. ivilenmenin bozulduğu frekans ölçümleri geleneksel^{20,26} ve yüksek sıcaklık stniletkenleri^{27,26,28,29} üzerinde gerçekleştirilmiştir. Sıcaklık geçiş sıcaklığından yeteri kadar düşük olduğunda ve uygulanan alan st kritik alandan yeterince düşük olduğunda oksitli üstüniletkenler için çivilenmenin bozulduğu frekans en yüksek 10 GHz olarak bulunurken geleneksel üstüniletkenler için bu değer MHz mertebesindedir.

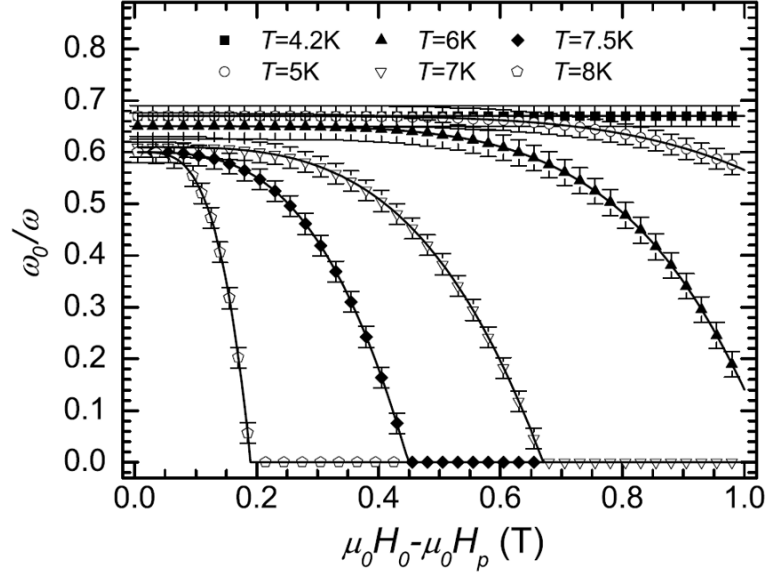
Karışık durumdaki bir üstüniletken için girdapların varlığı ve hareketi ilave saçılmalar meydana getirir. Yüzey empedansı için denklem basitçe aşağıdaki gibidir.

$$Z_s = -i\omega\mu_0\tilde{\lambda} \quad (1.39)$$

Böylece $\tilde{\lambda}$ nin reel kısmı yüzey reaktansını belirlerken sanal kısmı yüzey direncini belirler.

Girdap hareketinden kaynaklanan saçılmalar elektromanyetik alanın frekansı, ω , ile çivilenmenin bozulduğu frekansın, ω_0 , izafi büyüklüğüne bağlıdır. $\omega \ll \omega_0$, olduğunda girdapların hareketi geri ağırıcı kuvvet tarafından engellenir ve böylece saçılmalar kk kalır. Buna karşın, $\omega \gg \omega_0$ durumu için akışkansı sürüklenme kuvvetinin katkısı baskın olup, meydana gelen elektromanyetik akım girdapların akı

akışı rejiminde hareket etmesine neden olur ki bu durumda girdap hareketi oldukça saçıcıdır. ω_0 , üstüniletken malzemeler için karakteristik bir parametredir ve değeri sıcaklığa ve manyetik alana bağlıdır.^{26,28,29,30}



Şekil 1.10: Çivilenmeden kurtulma frekansının manyetik alana bağlılığı (Bonura vd., 2008)²⁹

ω_0 'ın alan bağıllığı, iki farklı girdap çivilenmesi rejimi ile tanımlanır: *bireysel çivilenme* ve *toplu çivilenme*. Bireysel çivilenme sadece birkaç girdabın ve birçok çivilenme merkezinin olduğu düşük sıcaklıklarda gerçekleşir ki bu rejimde ω_0 'ın alandan bağımsız olduğu kabul edilir. Toplu çivilenme ise girdap yoğunluğunun fazla olduğu ancak yeterli çivilenme merkezinin olmadığı daha yüksek alanlarda gerçekleşir ki bu durumda ω_0 'ın değeri küçüktür ve alana bağlıdır.²⁹

Şekil 1.10, ışımaya maruz bırakılmış MgB_2 üstüniletkeni için ω_0 'ın farklı sıcaklıklardaki alan bağıllığını göstermektedir.²⁹ Yine Şekil 1.10'a bakılırsa sıcaklık $T=T_c/2$ ve daha düşük olduğu durumlarda ölçüm yapılan bütün alan aralığı boyunca ω_0 'ın sabit kalarak alan bağıllığı göstermediği ve bu alan aralığında bireysel çivilenmenin gerçekleştiği görülebilir. Manyetik alan artırıldığında çivilenme çok ama çok az etkili olacak ve sonuç olarak ω_0 değeri oldukça küçük kalacaktır. Sıcaklığa bağlı olarak yeterince yüksek manyetik alan değerlerinde $\omega/\omega_0 < 1$ olur.

Bonura ve ark.^{31,32} tarafından önerilen ve II. tip üstüniletkenlerin R_s eğrilerinin kritik haldeki özelliklerinin nicelik bakımından incelenmesine imkan sağlayan model, Coffey ve Clem^{21,22,23,24} teorisi temel alınarak elde edilmiş ve Coffey ve Clem teorisinden farklı olarak girdap örgüsünde kritik halin neden olduğu düzensiz alan dağılımının hesaba katılmasına olanak sağlamıştır.

Coffey ve Clem modeli, normal akışkanın varlığı ile girdapların hareketini dikkate alarak karışık durumdaki II. tip üstüniletkenlerin AC kayıpları için tutarlı ve standart bir yaklaşım sunar. Coffey ve Clem, teorilerini iki basit yaklaşım altında geliştirmişlerdir:

- i) Girdaplar arası mesafe alanın girme derinliğinden çok daha küçüktür
- ii) Numunede tekdüze bir girdap dağılımı söz konusudur

Bu kabullerle, girdap örgüsü numune içerisinde tekdüze olan bir B manyetik indüksiyon verir. Bu yaklaşım $H_a > 2H_{c1}$ için geçerlidir.

London yerel limitlerinde kompleks nüfuz derinliği $\tilde{\lambda}$ nın sanal kısmı ile verilen yüzey direnci aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$R_s = -\mu_0 \omega \text{Im}[\tilde{\lambda}(\omega, B, T)] \quad (1.40)$$

II. tip üstüniletkenlerde $\tilde{\lambda}$ nın genel davranışı ilk kez Coffey ve Clem^{21,22,23,24} tarafından incelenmiştir. Bu incelemelerde kompleks nüfuz derinliği $\tilde{\lambda}$ için öne sürülen basit denklem şudur.

$$\tilde{\lambda}(\omega, B, T) = \sqrt{\frac{\lambda^2(B, T) + (i/2)\tilde{\delta}_v^2(\omega, B, T)}{1 - 2i\lambda^2(B, T)/\tilde{\delta}_v^2(\omega, B, T)}} \quad (1.41)$$

Denklem 1.41 deki bazı parametreler de şu şekilde tanımlanmıştır.

$$\lambda(B, T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{[1 - (T/T_c)^4][1 - (B/B_{c2}(T))]}}, \quad (1.42)$$

$$\delta_{nf}(\omega, B, T) = \frac{\delta_0}{\sqrt{1 - [1 - (T/T_c)^4][1 - (B/B_{c2}(T))]}} \quad (1.43)$$

Burada λ_0 , $T=0$ daki London nüfuz derinliği ve δ_0 , $T=T_c$ 'deki normal-akı nüfuz derinliğidir. Girdapların hareketinden kaynaklanan etkin karmaşık deri kalınlığı, $\tilde{\delta}_v$, geri çağırıcı çivilenme kuvveti ile akışkansız kuvvetin izafi büyüklüğüne bağlıdır.

Karışık durumda bulunan II. tip üstüniletkende enerji kayıpları genellikle, girdaplar ve onların hareketlerinden kaynaklanmaktadır. Sıcaklık kritik sıcaklıktan yeterince düşük ise çivilenme etkileri baskındır ve saçılmalar temel olarak girdapların hareketlerinden dolayıdır. Bu durumda yüzey direnci R_s 'ye esas katkı, girdapların mikro dalga akımdan dolayı Lorentz kuvvetini hissettikleri yani $\vec{H}_a \times \vec{J}_\omega \neq 0$ olan numune bölgelerinden gelir.

R_s eğrilerine tekdüze olmayan girdap dağılımının etkileri R_s 'nin uygun bir ortalaması alınarak hesaplamalara dahil edilebilir. Gerçekten de, numune yüzeyi her bir bölgede $B(x)$ 'in tekdüze olduğu sonsuz küçük bölgelere ayrılabilir. Yüzeyin her bir parçası farklı yerel manyetik indüksiyondan dolayı farklı bir R_s değeri ile karakterize edilir ve tüm numunedeki enerji kayıpları her bir bölgeden yüzey direncine gelen katkı ile belirlenir. Hesaplanan yüzey direnci tüm numune üzerinden bir ortalamadır:

$$R_s = \frac{1}{S} \int_{\Sigma} R_s(B(x)) dS \quad (1.44)$$

Burada Σ numune yüzeyi, S onun alanı ve x yüzey elemanını temsil etmektedir.

1.4. ÜSTÜNİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA

Bir üstüniletken değişen manyetik alan içerisindeyken, üstüniletken içerisinde diamanyetik tepkisini oluşturan süperakımlar indüklenir. Dış manyetik alan ile süper akımların oluşturduğu manyetik alanın etkileşimi kararlı bir kaldırma kuvvetinin oluşmasını sağlar.^{33,34}

II. tip üstüniletkenlerde ise durum benzer olmakla birlikte bir miktar farklıdır. Dış manyetik alandan dolayı numune içinde kuantize akı çizgileri (fluxon) vardır. II.tip üstüniletkenlerde bir kritik akım yoğunluğu değerine kadar ($J < J_c$), bu akı çizgileri numune içerisindeki kusurlar tarafından çivilenebilir. Bu koşullar altında, bir dış manyetik alan artırıldığında veya azaltıldığında, manyetik akı, akı profilinde kritik bir eğime ulaşıncaya kadar numunenin içerisine veya dışına doğru hareket eder. Bu kritik durumda akım yoğunluğu onun maksimum değeri olan J_c e ulaşılır.³⁵ Davranışsal olarak, bu durum Bean tarafından modellenmiş daha sonra bu model başka araştırmacılar tarafından geliştirilmiştir.^{36,37} Brandt II. Tip üstüniletkenlerin kaldırma kuvvetinin özelliklerini akı çizgilerinin çivilenmesinden nasıl meydana geldiğini açıklayabilen bir durum göstermiştir.³⁸

Moon ve ark.³⁹ ise üstüniletkenin temel özelliklerinden bazılarını gösteren kaldırma kuvvetine uygulanan dik kuvveti ölçtüler. Bu ölçümler bir çok grup tarafından üstüniletken malzemenin şekline, malzemenin cinsine yada yönelimine bağlı olarak genişletilmiştir.^{40,41,42,43,44,45}

Diğer taraftan, üstüniletkenlerle daimi mıknatısların etkileşimini inceleyen birçok model geliştirmiştir. Hellman ve diğ.⁴⁶ ve Yang⁴⁷ çok yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip I.tip veya II. Tip üstüniletken numunelerin davranışını açıklayan toplam akı ayırımına dayalı modeller sunmuşlardır. Akı nüfuzuna dayalı II. tip üstüniletkenler için dik kaldırma kuvvetinin sistematik davranışı Sanchez ve Navau^{48,49} tarafından sunulmuştur. Bazı çalışmalarda ise üstüniletkenlerin tanecikli yapıları göz önünde bulundurulmuş ve bu tanelerin alan tarafından tamamen işgal edildiği durumlar ele alınmıştır.

Yukarıda belirtilen tüm modellerde üstüniletken, içerisindeki manyetik alan değişiminin sabit düşünebileceği kadar küçük olduğu kabul edilmiştir. Aynı zamanda, üstüniletkenin sonlu boyutlarından dolayı demanyetizasyon etkisi ihmal edilmiştir.

Bir çok gelişme üstüniletkenlerin kritik durumunu Bean kritik durum modeli ile yani J_c nin sabit olması ile açıklar. Bununla birlikte, II. tip üstüniletkenlerde özellikle yüksek sıcaklık üstüniletkenlerinde kritik akım yoğunluğunun bir alan bağımlılığının mevcut olduğu bilinmektedir. Navou ve Shancez^{48,50}, kritik akım yoğunluğunun alan bağımlılığını hesaba katarak kaldırma kuvvetini hesaplamışlardır.

1.5. COMSOL MULTYPHYSİC PROGRAMI

Comsol Multyphysic programı güçlü bir kısmi diferansiyel denkleme dayanmaktadır ve mühendislik ve bilimin her türlü problemini çözmek için kullanılır. Comsol Multyphysic programında bu denklemleri çözmek için Sonlu Elemanlar Yöntemi kullanılır. Yazılım, bir çok sayısal çözücü kullanarak örgü (meshing) uyarlaması ile hata denetimi yapan sonlu elemanlar analizi yapar. Bir kullanıcı sabit ve zamana bağlı analizi, doğrusal ve doğrusal olmayan analizi, öz frekanslı ve modal analizi gibi çeşitli analiz türünü bu program sayesinde gerçekleştirebilir. Kullanıcı iyi tasarlanmış grafiksel bir arayüzü ve/veya bir Comsol makrosunu yönetebilir. Kullanıcılar, makro programlama yöntemini kullanarak, standart olmayan yada disiplinler arası modellemeyi gerçekleştirmek için veri yapıları ve fonksiyonları uygulayabilirler. Bu özellik tasarım ve analiz işlemlerini değiştirmemize olanak sağlar. MATLAB ortamındaki tam bir program arayüzü disiplinler arası analiz yapmaya izin verir ki bu durum programın çalışmasının otomatikleştirilmesi açısından oldukça önemlidir. Daha kompleks yapılar için SEM (FEM) kullanırken örgüleme özelliklerini seçmek oldukça önemlidir. Geometri çizildikten sonra oluşturulan örgülemenin kalitesi belirlenebilir ve analiz edilebilir. Örgülemenin kalitesi gereğinden büyük olursa, bu takdirde hesaplama için geçen süre oldukça artacaktır. Bu programda yapılan doğru örgüleme ve sonrasında doğru sayısal çözücü seçimi ile kullanıcı tarafından özellikleri tanımlanan herhangi bir geometri için gerekli sonuçlar elde edilmiş olur. Üstünletken ve ona uygulanan alan durumları için bu analizler kolay bir şekilde yapılabilir ve üstüniletkende meydana gelen akım yoğunluğu dağılımları doğru bir şekilde tahmin edilmiş olur.

2. ELEKTROMANYETİK HESAPLAMALAR İÇİN METOT

2.1. SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ ve BAĞLAYICI DENKLEMLER

Modelimizde, manyetik alan \vec{B} manyetik vektör potansiyelinden çözülmektedir. Manyetik vektör potansiyeli klasik elektrodinamikteki manyetik alanı tanımlamak için matematiksel bir yol sağlamaktadır.⁵¹ Elektrostatikte elektrik alanı tanımlayan elektrik potansiyeli ile benzerdir. Manyetik vektör potansiyeli, elektrik potansiyeli gibi direkt olarak gözlenemez sadece onun tanımladığı alan ölçülebilir. Genellikle, bu potansiyeli tanımlamanın bir skaler veya bir vektör potansiyeli gibi iki yolu vardır. Biz burada, üç boyutlu \vec{A} vektör potansiyelini kullanacağız.

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.1)$$

Manyetik alanın diverjansının olmaması her zaman bir vektör potansiyeli, \vec{A} 'nın olacağını garantiler.

Maxwell denkleminin, Denklem 2.1 'e uygulanması sonlu elemanlar yönteminin başlıca denklemini ortaya çıkarır.

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{A} \right) = \vec{J} \quad (2.2)$$

Burada μ manyetik geçirgenlik (üstüniletkenler ve boşlu için bu geçirgenlik $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H m⁻¹ olarak tanımlanır) ve \vec{J} akım yoğunluğudur.

İki boyutlu yaklaşım için vektör potansiyeli ve akı yoğunluğu x-y düzlemine dik bileşene sahiptirler (A_z, J_z). Manyetik alan B_x (B_{\parallel}) ve B_y (B_{\perp}) şeklinde iki bileşene sahiptir. Hesaplamaların, kullandığımız bilinmeyen değişkeni vektör potansiyeli A_z ve onun uzaysal dağılımıdır. Bir diğer önemli nokta akım yoğunluğunun sadece üstüniletken alt bölgede sıfırdan farklı olmasıdır. Ayrıca, akım yoğunluğunun mümkün olan değerlerinin, üstüniletken malzemenin özelliği olan sıfır alandaki akım yoğunluğu, J_{c0} , ile sınırlanmış olması gerekmektedir.

Üstüniletkendeki akımın gerçek değeri üstüniletken alt bölgenin alanı üzerinden alınan integral ile hesaplanır:

$$I = \iint J_c(B(x, y), J_{c0}(x, y), x, y) dx dy \quad (2.3)$$

Kritik akımın değeri, bu denklemin (Denklemler 2.3) üstüniletken ara kesitinin tamamen kritik akım yoğunluğu ile dolduğu durum için çözümlenmesi ile elde edilebilir. Orijinal Bean modelinde verildiği gibi sabit bir kritik akım yoğunluğu için yani $J_c = sbt = J_{c0}$ kritik akım şu şekilde olmaktadır:

$$I_{c(\text{dörtgen})} = J_c w_{sc} h_{sc} \quad (2.4)$$

Burada, w_{sc} ve h_{sc} sırası ile dörtgenin genişliği ve yüksekliğidir.

Ancak, yüksek sıcaklık üstüniletkenleri veya II. tip üstüniletkenler için böyle bir kritik akım yoğunluğu gerçekten uzak bir yaklaşımdır. Tezimizde, alana bağlı bir çok yaklaşımdan, anizotropi bağıllığını da içeren şu denklem seçilmiştir.⁵²

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{k^2 B_x^2 + B_y^2}}{B_0}\right)^\beta} \quad (2.5)$$

Bu denklem de alan bağıllığı ve onun yönelimsel bağıllığı J_{c0} , B_0 , k ve β ile karakterize edilir. Bu parametrelerin anlamları ise şöyledir: i) J_{c0} sıfır manyetik alanda elde edilen kritik akım yoğunluğunu, ii) B_0 , alan bağıllığı için ölçekleme parametresi, iii) k , anizotropi katsayısı ($k=1$ olduğunda malzeme tamamen izotropiktir), iv) β , alan bağıllığının üssüdür.

Hesaplamaları yapmak için Campbell tarafından önerilen fikir kullanılmıştır.⁵³ Bu temelde alan dağılımı belirlemek için Comsol Multyphysics ortamında sayısal bir yöntem geliştirilmiştir. Üstüniletkendeki akım yoğunluğu J_s , bir önceki vektör potansiyeli, $A_p(x,y)$ ile ilişkisi bulunan akım çözümünün vektör potansiyelinin, $A_z(x,y)$, değişimi cinsinden ifade edilmiştir⁵⁴:

$$J_s(x,y) = J_c \tanh\left(\frac{A_p(x,y) - A_z(x,y)}{A_{norm}}\right) \quad (2.6)$$

Hesaplamalarımızda manyetik alan, B_a , zamanın fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi uygulanmaktadır:

$$B_a = B_m \sin(2\pi ft) \quad (2.7)$$

Burada B_m uygulanan alanın genliği, f , frekansdır. Alan yarı periyotluk sürede ($T=1/2f$) 40 adımda uygulanmaktadır. Birinci adımdan sonra üstüniletken üzerindeki her bir noktadaki vektör potansiyeli kaydedilmektedir.

2.2. MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİ için YÖNETİCİ DENKLEMLER

London yerel limitlerinde kompleks nüfuz derinliği $\tilde{\lambda}$ 'in sanal kısmı ile verilen yüzey direnci aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$R_s = -\mu_0 \omega \text{Im}[\tilde{\lambda}(\omega, B, T)] \quad (2.8)$$

II. tip üstüniletkenlerde $\tilde{\lambda}$ nin genel davranışı ilk kez Coffey ve Clem tarafından hesaplanmıştır.^{21,22,55} Bu hesaplamalarda kompleks nüfuz derinliği $\tilde{\lambda}$ için öne sürülen basit denklem şudur.

$$\tilde{\lambda}(\omega, B, T) = \frac{\lambda^2(B, T) + (i/2)\tilde{\delta}_v^2(\omega, B, T)}{\sqrt{1 - 2i\lambda^2(B, T)/\tilde{\delta}_{nf}^2(\omega, B, T)}} \quad (2.9)$$

Denklem 2.9 'daki bazı parametreler de şu şekilde tanımlanmıştır.

$$\lambda(B, T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{[1 - (T/T_c)^4][1 - (B/B_{c2}(T))]}}, \quad (2.10)$$

$$\tilde{\delta}_{nf}(\omega, B, T) = \frac{\delta_0}{\sqrt{1 - [1 - (T/T_c)^4][1 - (B/B_{c2}(T))]}}, \quad (2.11)$$

burada λ_0 , $T=0$ daki London nüfuz derinliği ve δ_0 , $T=T_c$ deki normal-akı nüfuz derinliğidir.

$\tilde{\delta}_v$ girdap hareketinden kaynaklanan kompleks deri kalınlığıdır ve özellikle B_{c2} den daha düşük alanlarda ve düşük sıcaklıklarda R_s nin indüklenen alan değişiminin esas kaynağıdır. Dahası $\tilde{\delta}_v$ çalışma frekansı (ω) ile depinning frekansının

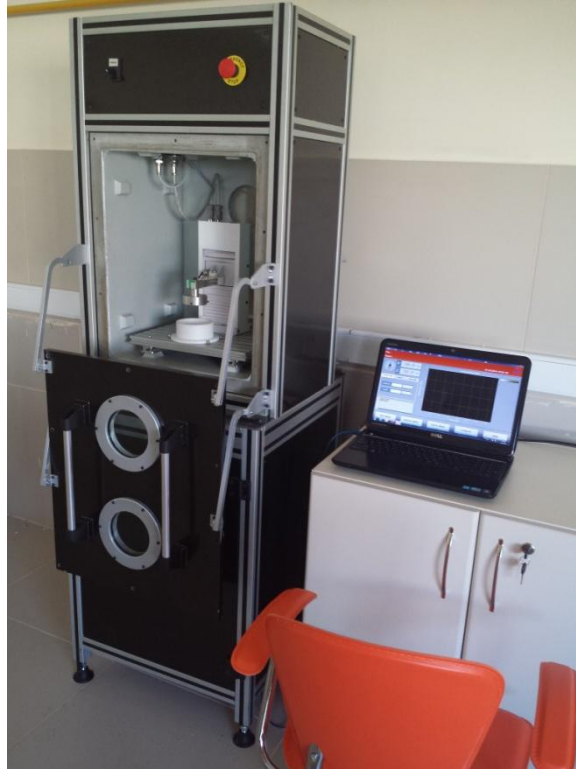
Coffey ve Clem mikro dalga yüzey direncini numunedeki akı dağılımının sabit olduğu durumlar için hesaplamışlardır. Bununla birlikte herhangi bir akı dağılımı hesabını göz önüne almak için Bonura ve ark. tüm numune üzerinden ortalama alınması gerektiğini öne sürmüşlerdir.^{31,32}

$$R_s = \frac{1}{S} \int_{\Sigma} R_y(B(x)) dS \quad (2.13)$$

burada Σ numune yüzeyi, S onun alanı ve x yüzey elemanını temsil etmektedir.

2.3. MANYETİK KALDIRMA KUVVETİ için DENEYSEL ÖLÇÜMLER ve MODELLEME

Deneysel ölçümler Şekil 2.2'de gösterilen sistem ile gerçekleştirilmiştir. Sıfır alanlı soğutma altında yapılan ölçümlerde mıknatıs üstüniletkenden 8-10 cm yukarıda tutulmuş ve bu esnada üstüniletken sıvı azot yardımı ile kritik sıcaklığın altına soğutulmuş ve ölçümler gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.2: Manyetik kaldırma kuvveti ölçme aleti

Şekil 2.2'de gösterilen sistemde, kalınlığı h_{SC} ve yarıçapı r_{SC} olan silindirik geometrisine sahip üstüniletken ile kalınlığı h_M ve yarıçapı r_M olan bir daimi mıknatıs kullanıldığı düşünülmüştür. Mıknatısın alt yüzeyinin orta noktası, iki

boyutlu R yarıçaplı uzayımızın merkezinden 50 mm yukarıda, M manyetizasyonun ise y- yönünde olduğu düşünölmüştür.

Sıfır alanlı soğutma için mıknatıs, yeterli bir y mesafesinde tutularak üstüniletken kritik sıcaklığın altına soğutulduğu ve daha sonra mıknatısın 1 mm mesafeye kadar yaklaştırıldığı düşünölmüş böylece üstüniletken içerisinde bir akı gradyenti oluşturulmuştur. Geleneksel yaklaşımlarda, üstüniletkenin çapı mıknatısın çapından küçük olursa ($r_{SC} < r_M$), uygulanan manyetik alanın radyal bileşeni ihmal edilir iken, Comsol Multiphysic programında yapılan tanımlamalarda iki boyutta hem manyetik alanın tüm bileşenleri hem de kritik akım yoğunluğunun tüm bileşenleri hesaplamalara katılabilir. Böylece, özellikle üstüniletken üzerine etki eden, dik olmayan manyetik alan bileşenleride hesaplamalara katılarak gerçeğe en yakın tahminler yapılabilmektedir.

Tanımlanmış böyle bir manyetik alan tarafından oluşturulan kuvvetin dikey bileşeni aşağıdaki eşitlik ile hesaplanabilir;

$$F_y = \iint \vec{B}_x \times \vec{J}_z dA \quad (2.14)$$

Kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı için 2.5 denklemi kullanılacak ve Comsol çözümlmelerine geçilecektir.

2.4. COMSOL MULTYPHYSİCS ÇÖZÜMLEMESİ

2.4.1. Başlangıç Sabitlerinin Girilmesi

Bu alt başlık altında, benzeşim için gerekli alt bölge (subdomain) boyutları, malzemenin kritik akım yoğunluğu, manyetik potansiyeli ölçekleyecek parametre, uygulanacak alan değeri vs. parametrelerin Comsol Multyphysics programına girilmesini kapsamaktadır. Benzeşimde kullanılacak bazı üstüniletkenlik parametrelerinin uygulanan geometriye göre girilmesi son derece önemlidir. Örneğin uygulayacağımız akım değeri üstüniletkenin kritik akım yoğunluğundan küçük olmalıdır. Bir diğer kritik parametre ise manyetik potansiyeli ölçeklendirme parametresi A_n . Bu fonksiyonun biçimi $y = \tanh(x/A_n)$ şeklindedir.

2.4.2. İncelenecek Geometrinin Çizilmesi

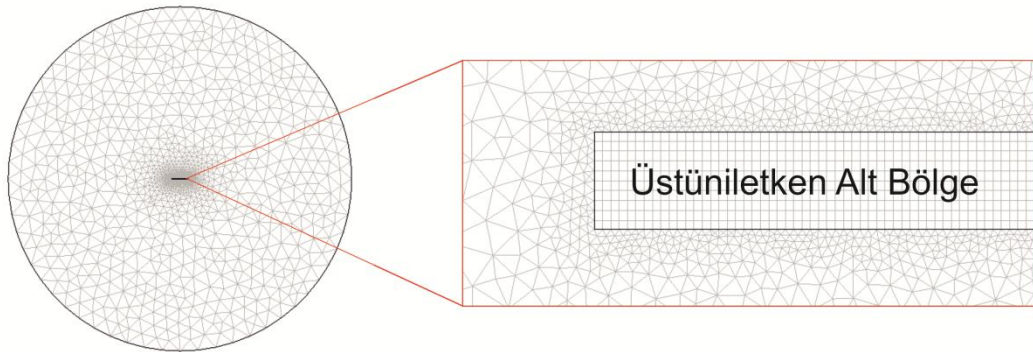
Comsol Multiphysics programında incelenecek geometri ile ilgili tanımlanan sabitlere uygun olarak üstüniletken alt bölge (subdomain) geometrisi ve bu geometriyi kapsayan uzay (boşluk) alt bölgesi çizilir.

2.4.3. Alt Bölge (Subdomain) Ayarları

Üstüniletken malzemelere ait karakteristik parametrelerin ve denklemlerin tanımlanacağı kısım burasıdır. Burada üstüniletkenlerin doğrusal olmayan davranışını betimleyen denklemler tanımlanır. Her özel durum için özel denklem tanımlamak gerekebilir yada deneyde alınan sonuçlarda başka parametreleri belirlemek için yine alt bölge ayarları olarak girilebilir.

2.4.4. Örgüleme (Meshing) İşleminin Yapılması

Hesaplamanın hassasiyetini direkt olarak etkileyen en önemli basamak olduğundan dolayı çözümü yapılacak bölgenin örgülemesinin iyi yapılması gerekmektedir. Buradaki en önemli sorunlardan bir tanesi hesap yapılacak geometri ince film olarak düşünüldüğünde, en/boy oranlarının çok yüksek olmasıdır. Hesaplamamızda genellikle üçgensel örgüleme mekanizması kullandık. Örgü eleman sayısı düşük en/boy oranı için (hacimsel numuneler) 50000 ile 70000 aralığında, yüksek en/boy oranı için (filmler) 100000 ile 150000 aralığında değişmektedir. Dörtgen numune geometrileri için üstüniletken alt bölgede dörtgen örgüleme mekanizması basitlik için tercih edilmiştir. Hesaplamanın yapıldığı diğer bölgelerde gelişmiş üçgensel örgüleme kullanılmıştır.



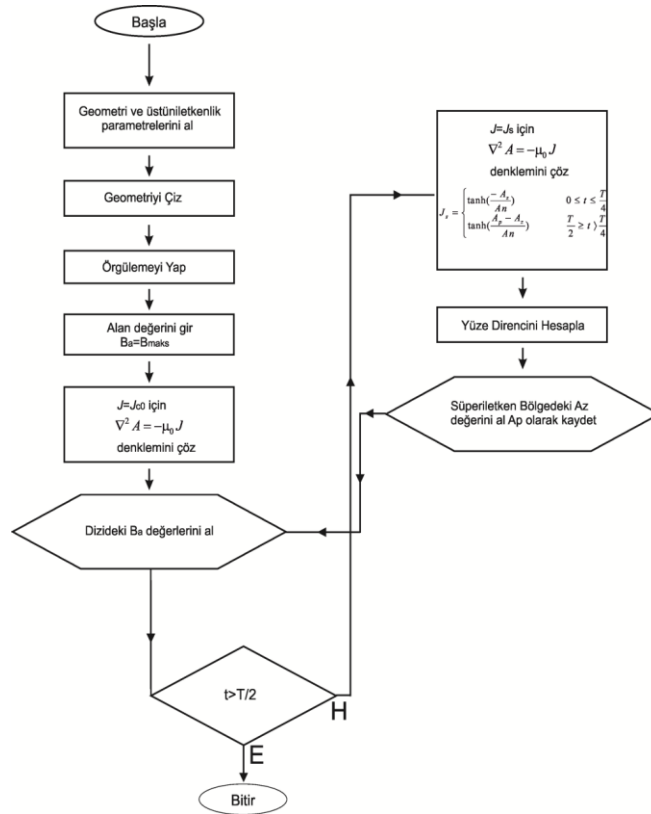
Şekil 2.3: Örgüleme örneği: üstüniletken alt bölge dörtgen örgü elemanları ile, geri kalan bölge ise üçgensel örgü elemanları ile örgülenmiştir.

2.4.5. Uygun Çözümleyicinin (Solver) Seçimi ve Problemin Çözümü

Problemin en son ayağında problemi çözecek çözücünün seçilmesi gerekir. Buradaki en önemli kıstas ya da akılda tutulması gereken nokta problemimizin doğrusal olmayışıdır. Bu tezde doğrusal olmayan “yüksek dereceden lineer olmayan” (highly nonlinear) bir çözümleyici seçilmiştir. Bu çözümleyici UMFPAK olarak adlandırılmaktadır.⁵⁶ Opsiyon olarak ta, sönümlü Newton (damped Newton) veya yüksek dereceden lineer olmayan problem (Highly Nonlinear Problem) özellikleri seçilmiştir. Maksimum yineleme (iterations) için 250 alınmıştır.

2.5. HESAPLAMALAR

Tek bir sıcaklık yada alan için Comsol Multiphysics ile çözülen problem Matlab paket programında yazılacak kodlarla sıcaklık veya alanın belli bir periyotta değiştiği durumlara genelleştirilmiştir. Burada izlenen yolun algoritması Şekil 2.4 'de gösterildiği gibidir.

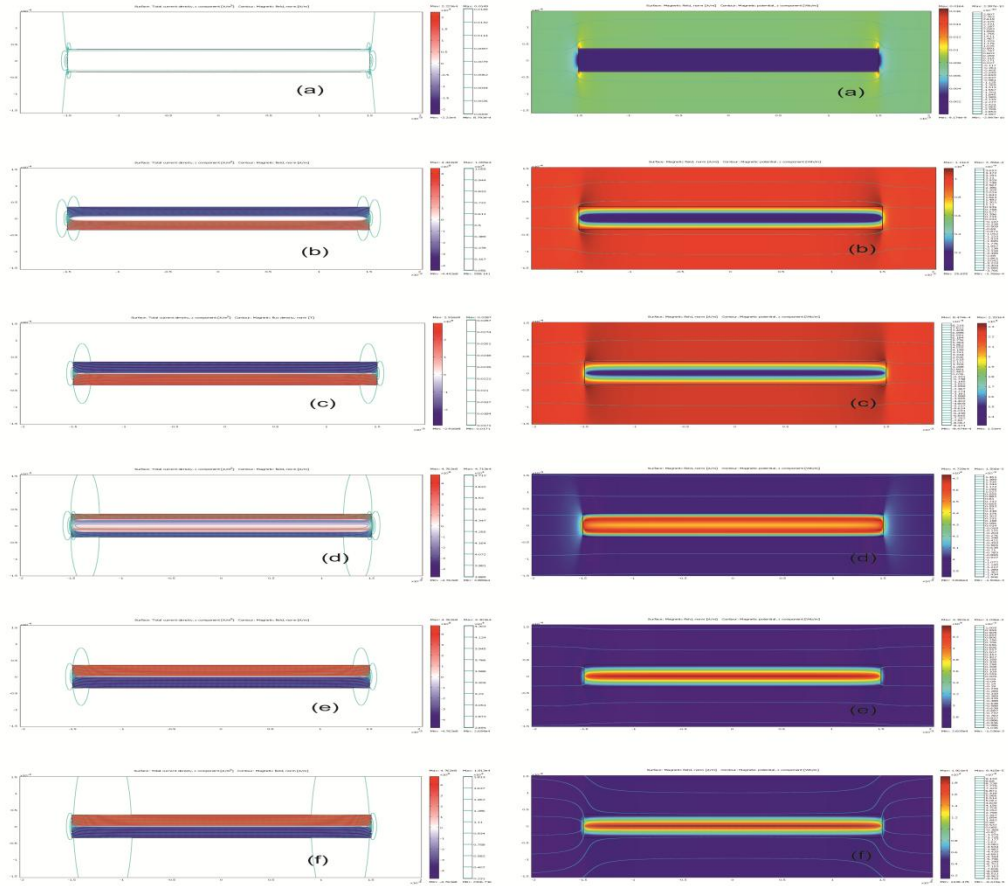


Şekil 2.4: Geliştirilen yöntemle yapılan hesaplamalarda izlenen yolun algoritması.

3. BULGULAR ve HESAPLAMALAR

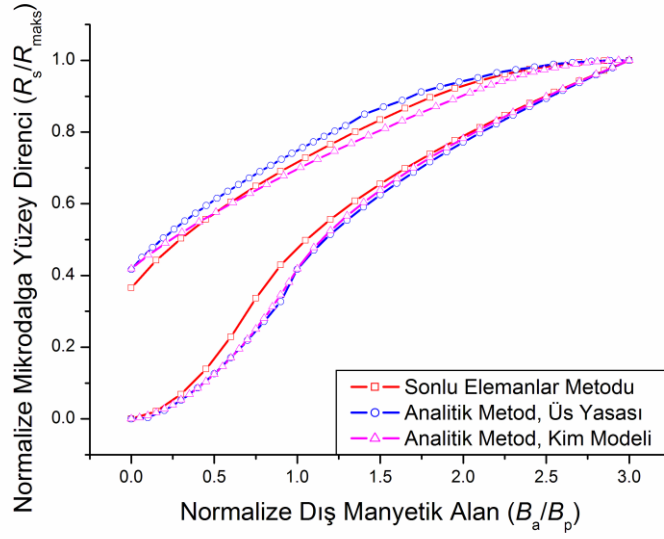
3.1. MİKRODALGA YÜZEY DİRENCİNDE ÜSTÜNİLETKEN ŞERİT için YAPILAN HESAPLAMALAR

Kritik halden dolayı II.tip üstüniletkenlerin mikrodalga yüzey direncinin uygulanan dış manyetik alan altındaki histeritik davranışı Kesim 2.1 'de tartışılan yöntem kullanılarak hesaplanmıştır. Bu yöntemdeki yenilik, alan profilini MATLAB kodlarına dönüştürmek için COMSOL Multyphysics yazılımını kullanmaktır. Şekil 3.1, bu yazılım ile elde edilen akım ve alan dağılımlarını göstermektedir. Ayrıca, yapılan örgüleme işlemi (Şekil 2.3) ile bu manyetik akım ve manyetik alan dağılımının hesaplanması daha doğru bir şekilde yapılmaktadır.



Şekil 3.1: Üstüniletken dörtgen yapısı için iletken içerisinde geçen akım dağılımları (sol) ve iletken içerisinde indüklenen manyetik alan dağılımı (sağ). İndüklenen akım, alanın nüfuz ettiği bölgelerde akmaktadır. Benzeşimlerde kullanılan geometrik ve üstüniletkenlik parametreleri Tablo 2’de verilmektedir.

Şekil 3.2'de, analitik yöntemle tezde kullanılan nümerik yöntemin karşılaştırılması verilmektedir. Şekilde yöntemlerin birbiri ile davranışsal olarak kıyaslanabilmesi için hem uygulanan dış manyetik alan, hem de mikrodalga yüzey direncinin normalize edilmiş değerleri kullanılmıştır. Şekilde, tezde kullanılan yöntemle elde edilen eğri ile analitik yöntemlerle elde edilen eğri arasındaki uyum açıkça görülmektedir ki bu yöntemimizin başarılı olduğunun açık bir göstergesidir. Benzeşim için seçilen yapının geometrik ve üstüniletkenlik özellikleri Tablo 2'de verilmektedir. Burada piyasada ticari olarak satılan YBCO üstüniletkenlerinin geometrik ve üstüniletkenlik özellikleri kullanılmıştır.



Şekil 3.2: Analitik Yöntemlerle SEM 'in karşılaştırılması.

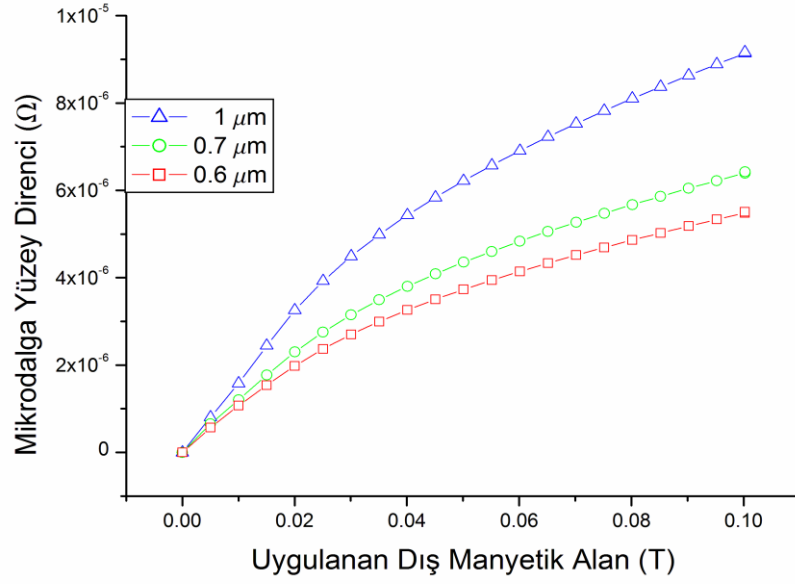
Tablo 2: Benzeşimde kullanılan nicelikler ve değerleri.

Nicelik	Değeri
I_c	100 A
A_n	$1 \cdot 10^{-9}$
w_{SC}	3 mm
h_{SC}	0.05 mm
R_{uzay}	$10 \cdot w_{SC}$ mm
ω (çalışma frekansı)	9.6 GHz
T/T_c	0.5
λ_0/δ_0	0.02
B_{c2}	$70 \cdot B_y$

Burada şunu belirtmekte fayda vardır ki; analitik yöntemde hiçbir geometrik parametre yoktur ve bu sebepten yapılan analiz sadece davranışsal bir analiz olmaktan öteye geçememektedir. Ancak, SEM ile yapılan hesaplamalar geometrik parametreleri ve buna bağlı olarak akı, akım ve alan dağılımlarını sayısal olarak hesaplayabilecek özelliklere sahip olduğu için bu metotla yapılan analizler davranışsal olmanın ötesine geçerek daha gerçekçi hale gelmiştir. Böylelikle, mikrodalga elektroniğinde pasif devre elemanı olarak kullanılacak üstüniletkenlerin mikrodalga özelliklerini etkin, kolay ve gerçeğe yakın çözümleyebilen yazılım ve model geliştirilmesi hedefi gerçekleştirilmiştir. Artık yapılması gereken modelin değişik konfigürasyonlar için çalıştırılması, karşılaşılabilecek zorlukların belirlenmesi ve deneysel verilerle karşılaştırılarak doğruluğunun tekrar test edilmesidir.

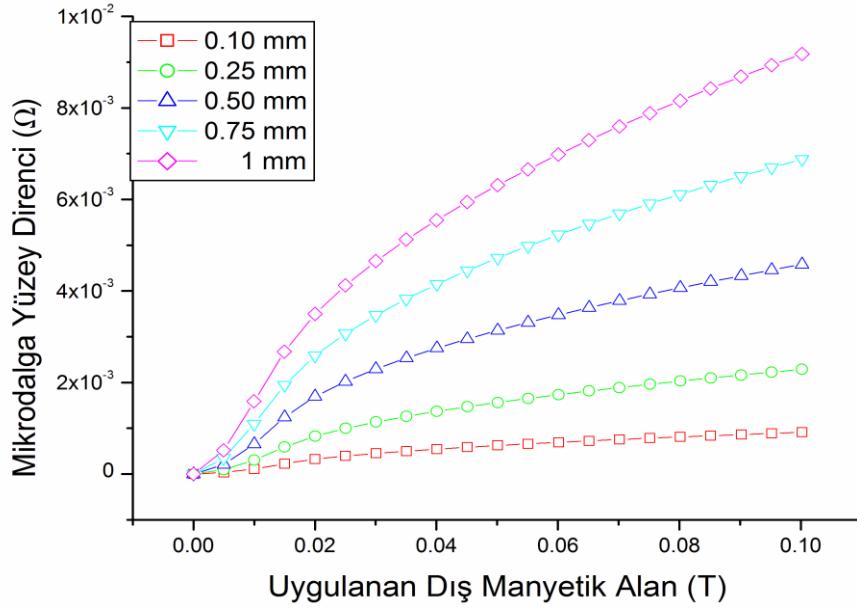
3.1.1. Kalınlığının Etkisi

Tezimizin bu kısmında üstüniletken malzemenin kalınlığının mikrodalga yüzey direnci üzerine etkisi incelenmiştir. Bu doğrultuda ince film, kalın film ve hacimsel boyutlarda düşünülebilecek malzemelerin yüzey direnci değerleri sayısal olarak belirlenmiştir. Yapılan modellemenin yeni geliştirilmiş olması ve daha öncesinde benzer çalışmaların bulunmaması, bu doğrultuda yaptığımız çalışmaların karşılaştırılabileceği bir veriyi bize sağlayamamıştır. Şekil 3.3, kalınlığı nanometre ölçeğinde olan ince film yapıların mikrodalga yüzey direncinin alan bağıllığını sayısal olarak vermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi artan kalınlık ile mikrodalga yüzey direncide artmaktadır. Bu durum, kalınlıkla kritik akım yoğunluğu arasındaki ilişki ile izah edilebilir. Bir sonraki alt bölümde kritik akım yoğunluğunun mikrodalga yüzey direncine etkisi ayrıntılı olarak incelenecektir.



Şekil 3.3: 600 nm-1 μm kalınlığındaki filmlerin yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $I_c=100$ A, $A_n=1*10^{-9}$, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega_c/\omega = 1$, $T/T_c = 0.5$, $\lambda_0/\delta_0 = 0.02$, $B_{c2}=70*B_y$, $B_0 = 0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.6, 0.7, 1$ μm .

Şekil 3.4, kalınlığı birkaç yüz mikrometreden bir mili metreye kadar değişen ölçeklerde olan yapıların mikrodalga yüzey direncinin alan bağıllığını sayısal olarak vermektedir. Bu boyut aralığı hem mikroşerit hem de hacimsel numune aralığında olduğundan, burada üstüniletken malzemelerin bu ölçeklerde dizaynı gerçekleştirilebilir.

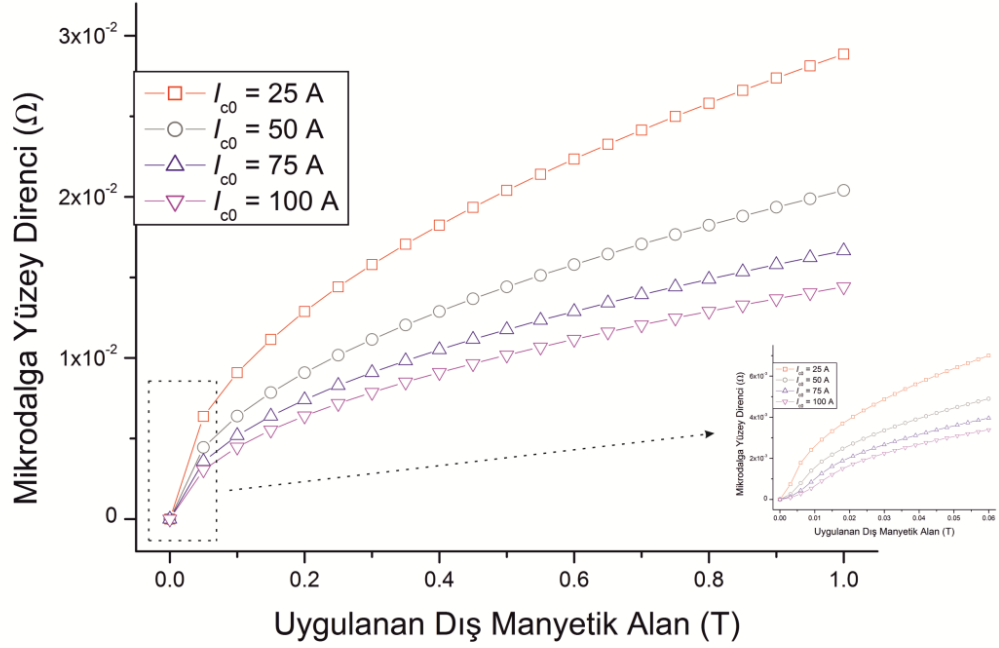


Şekil 3.4: 100 μm ile 1 mm kalınlığındaki üstüniletkenlerin yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $I_c=100$ A, $A_n=1*10^{-9}$, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega_c/\omega=1$, $T/T_c=0.5$, $\lambda_0/\delta_0=0.02$, $B_{c2}=70*B_p$, $B_0 = 0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ mm.

Şekil 3.3 ile Şekil 3.4 arasındaki en bariz fark düşük alan bölgesindeki içbükeyliktir. Bunun sebebi uygulanan alanın yapının inceliğine bağlı olarak hemen numunenin merkezine ulaşmasıdır. İnce filmlerde bu olay çok hızlı gerçekleştiği için bu içbükeylik gözden kaybolmuştur.

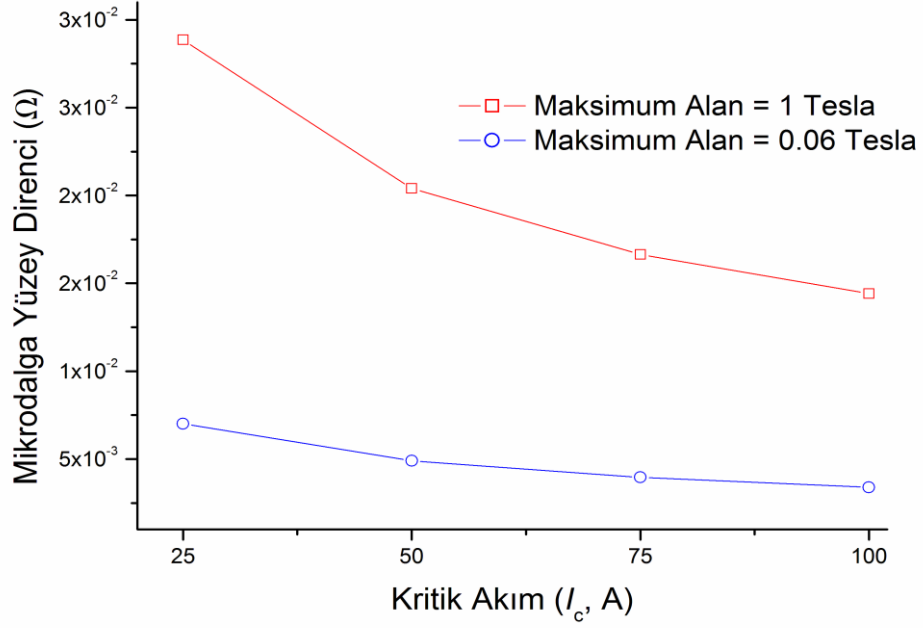
3.1.2. Kritik Akım Yoğunluğunun Etkisi

Üstüniletkenlerin en önemli karakteristik parametrelerinden birisi de kritik akım yoğunluğudur. Kritik akım yoğunluğu kullandığımız yöntemde kritik akım ile ifade edilebilir (bkz: Denklem 2.4). Anten, filtre ve rezonatör gibi pasif mikrodalga bileşenlerde en önemli etken olarak iletkenlik gelmektedir. Beklenti, iletkenlik ne kadar iyi ise uygulama alanlarının da o derecede çok olacağı yönündedir. Bu doğrultuda, Şekil 3.5 'de kritik akım yoğunluğu ile mikrodalga yüzey direnci arasındaki ilişki incelenmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi artan kritik akım yoğunluğu ile yüzey direnci azalmaktadır.



Şekil 3.5: Farklı kritik akım değerleri için yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1*10^{-9}$, $w_{SC}=3$ mm, $h_{SC}=0.05$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $\omega_c/\omega=1$, $T/T_c=0.5$, $\lambda_0/\delta_0=0.02$, $B_{c2}=70*B_p$, $B_0=0.032$, $k=0.3$, $\beta=0.5$, $I_c=25, 50, 75, 100$ A.

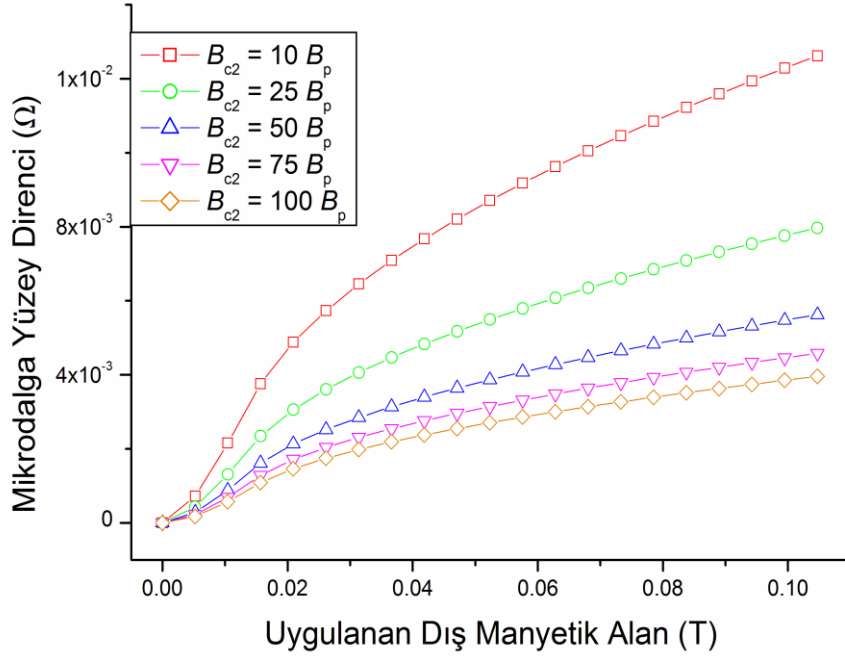
Şekil 3.5 'de uygulanan manyetik alan 1 Tesla olduğundan ve bu değer tam nüfuz alanından oldukça büyük olduğu için tam nüfuz alanına kadar gözlenen içbükey bölge Şekil 3.5 içerisinde ayrıntılı olarak gösterilmiştir. Her iki grafikte de yüzey direnci ile akım arasındaki ilişki tekdüze olmayacak şekilde değişmektedir. Bu durum Şekil 3.6 'da gösterilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi belli bir I_c değerinden sonra eğriler sabit bir yüzey direncine doğru gitmektedir.



Şekil 3.6: Artan I_c değeri ile mikrodalga yüzey direncinin değişimi. Eğri, Şekil 3.5 deki maksimum alan değeri için elde edilen verilerden oluşturulmuştur.

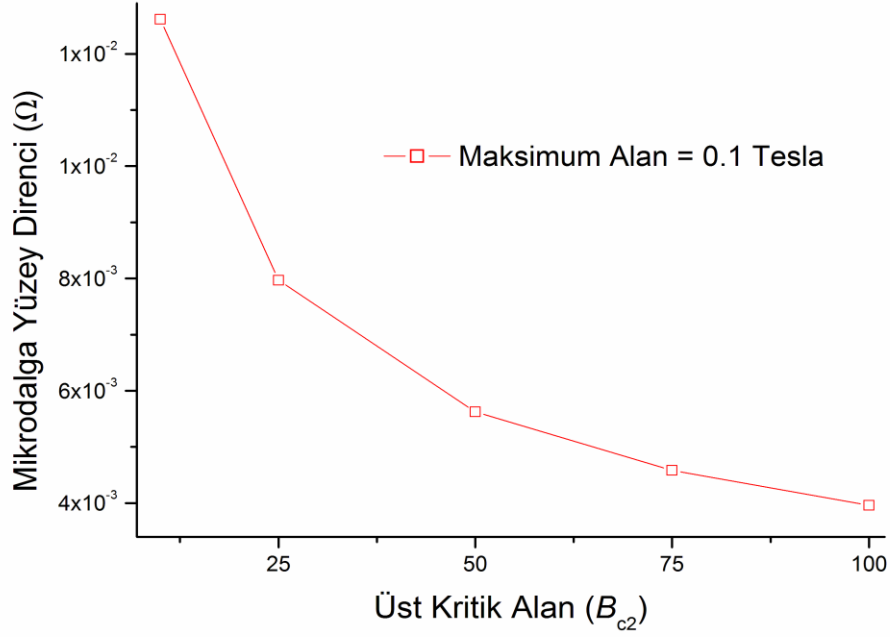
3.1.3. Üst Kritik Alanın Etkisi

Mikrodalga yüzey direnci üzerine etkili olan parametrelerden bir diğeri de üst kritik alan, B_{c2} 'dir. Şekil 3.7 'de bu parametreye bağlı olarak yüzey direncinin değişimi sunulmuştur.



Şekil 3.7: Farklı üst kritik alan değerleri için yüzey direnci. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $I_c = 100$ A, $A_n = 1 \cdot 10^{-9}$, $w_{SC} = 3$ mm, $h_{SC} = 0.05$ mm, $R_{uzay} = 10 \cdot w_{SC}$, $\omega/\omega = 1$, $T/T_c = 0.5$, $\lambda_0/\delta_0 = 0.02$, $B_0 = 0.032$, $k = 0.3$, $\beta = 0.5$, $B_{c2} = 10, 25, 50, 75, 100 \cdot B_p$.

Uygulanan maksimum alan tam nüfuz alanına yakın olduğu için yüzey direncinin karakteristik özelliği olan içbükey davranış burada da rahatça görülmektedir. Şekil üst kritik alan değerinin tam nüfuz alanına yaklaştıkça oldukça fazla arttığını göstermektedir. Bu durum Şekil 3.8 'de ayrıntılı olarak gösterilmiştir.

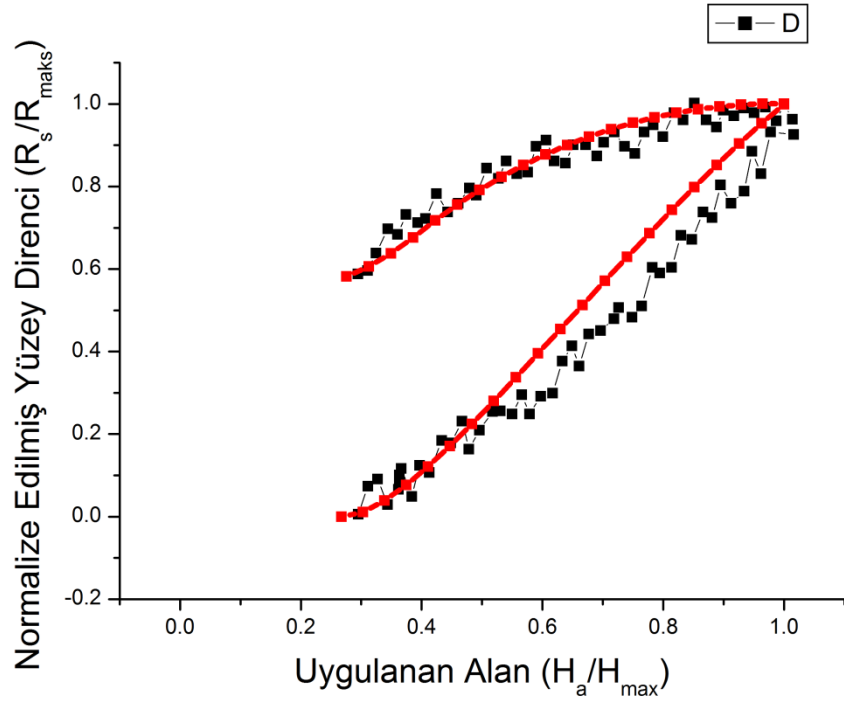


Şekil 3.8: Artan B_{c2} değeri ile mikrodalga yüzey direncinin değişimi. Eğri, Şekil 3.7 'deki maksimum alan değeri için elde edilen verilerden oluşturulmuştur.

Şekilden de görüldüğü gibi artan B_{c2} değeri ile yüzey direnci bir plato eğilimi göstermektedir.

3.1.4. Deneysel Karşılaştırma

Tez doğrultusunda geliştirilen model ile sayısal hesaplamalar başarılı bir şekilde gerçekleştirilmiş olması ile birlikte elde edilen sonuçların literatürde mevcut deneysel verilerle karşılaştırılması yöntemin geçerliliği için oldukça önemlidir. Bu doğrultuda Bonura vd.³² literatürde yayınladığı ve önerdikleri ve bizimde mikrodalga denklemlerinde kullandığımız modelde teorik hesaplamasını yaptıkları veriler üzerinde ilk karşılaştırmamızı yapacağız. Şekil 3.9, bu karşılaştırmayı göstermektedir.



Şekil 3.9: Alan bağıllığı için deneysel karşılaştırma.

Burada şunu belirtmekte fayda vardır ki, yüzey direnci değerleri sayısal olarak değil normalize edilmiş olarak verilmiştir. Bu da modelin davranışsal olarak doğruluğunu ortaya koymak için geçerli bir yoldur.

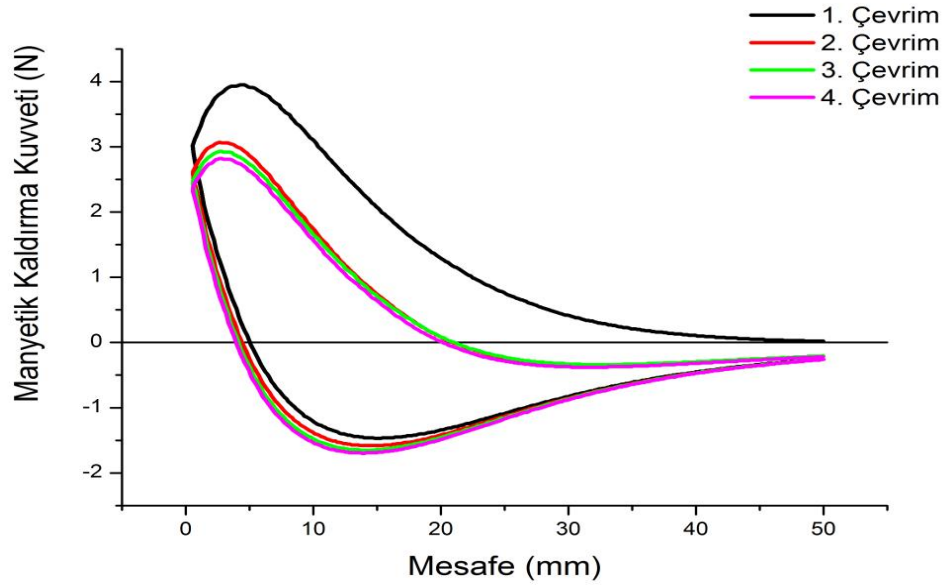
Literatürde sayısal olarak mikrodalga yüzey direnci verisi çok fazla mevcut değildir. Mevcut veriler kalite faktörü ölçümlerinin yüzey direnci verilerine dönüştürülmesi ile yapılmaktadır. Burada bağlayıcı denklem şu şekildedir.

$$R_s = \Gamma_s [1/Q - 1/Q_0] \quad (3.1)$$

Burada, Γ_s , geometrik faktör, Q_0 , boş kavitenin kalite faktörü, Q , içerisinde üstüniletken olan yani yüklü kavitenin kalite faktörüdür. Burada geometrik etkilerden dolayı her zaman bir hata payı mevcuttur ve bu sebepten davranışsal olarak model doğrulamaları tercih edilmektedir.

3.2. ÜSTÜNİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA için YAPILAN ÖLÇÜMLER

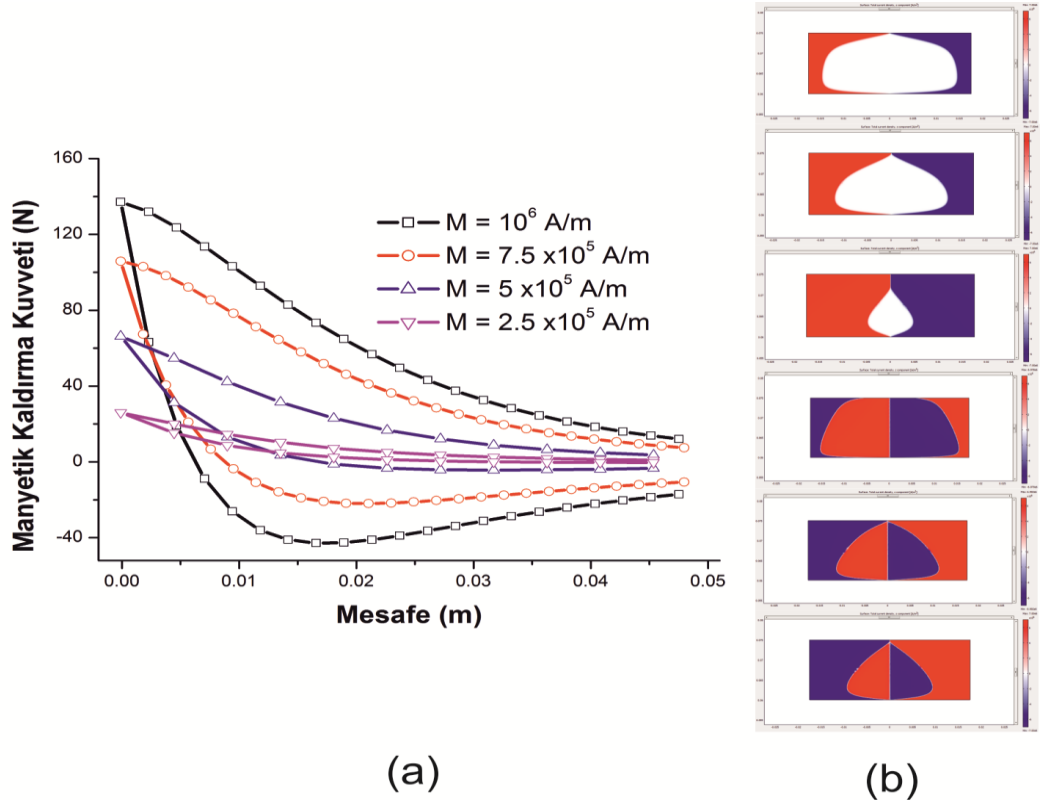
Sıfır alanlı soğutma altında üst üste yapılan 4 çevrim için elde edilen deneysel sonuçlar Şekil 3.10'da sunulmuştur. Manyetik geçmişe sahip olmayan ilk çevrim için kaldırma kuvveti daha fazla iken, manyetik bir geçmişe sahip olan içerisinde tuzaklanmış alanların mevcut olduğu diğer çevrimler arasındaki fark açıkça görülmektedir. Eksenin pozitif bölgesinde itici etkileşme, negatif bölgesinde de çekici etkileşmenin olduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 3.10: Sıfır Alanlı soğutmada manyetik kaldırma kuvveti - mesafe değişimi. $h_{SC}=15$ mm, $r_{SC}=35$ mm, $r_M=50$ mm, $T=77$ K.

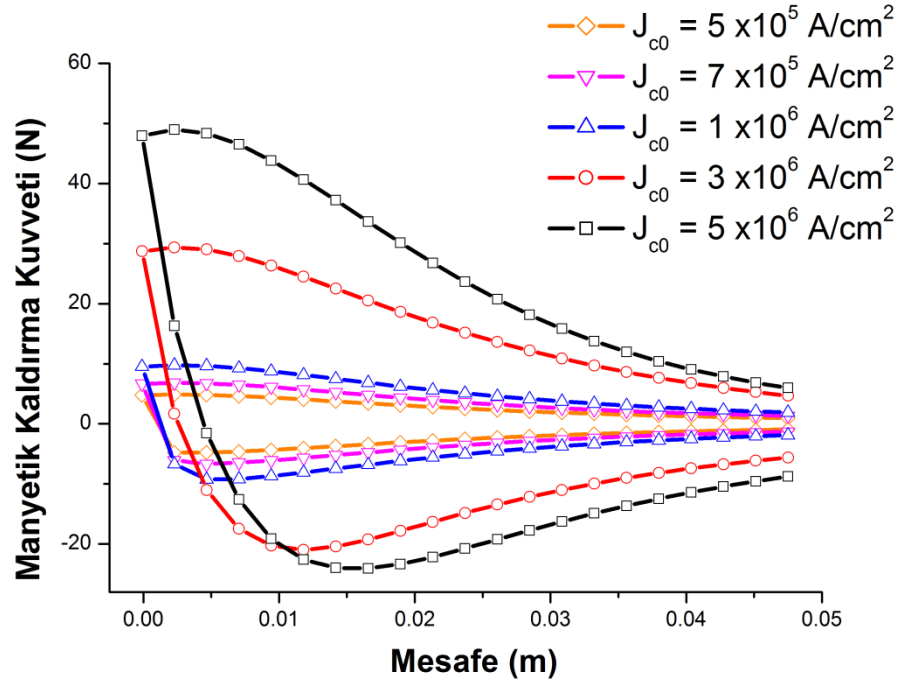
3.3. ÜSTÜNİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA için YAPILAN HESAPLAMALAR

Kesim 2.3 'de anlatılan yöntem ve denklemler kullanılarak değişik M değerleri için yapılan hesaplamalardan elde edilen bulgular Şekil 3.11 (a) 'da sunulmuştur.

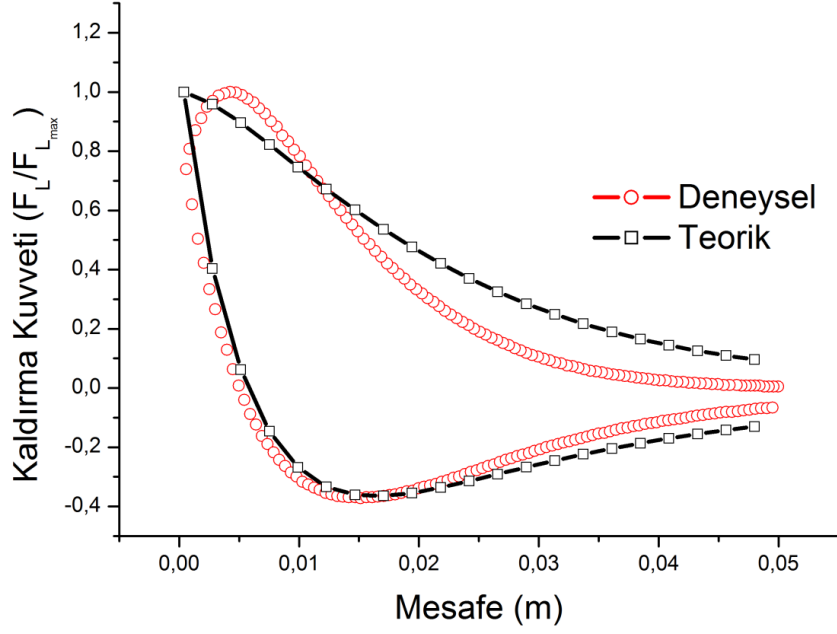


Şekil 3.11: (a) Farklı M değerleri için elde edilen manyetik kaldırma kuvveti, (b) manyetik kaldırma kuvveti hesaplamalarında artan (mıknatıs yaklaşırken) ve azalan (mıknatıs uzaklaşırken) alan durumları için elde edilen akım yoğunluğu dağılımları. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1 \cdot 10^{-8}$, $r_M=50$ mm, $h_M=10$ mm, $r_{SC}=35$ mm, $h_{SC}=15$ mm, $R_{uzay}=10 \cdot w_{SC}$, $T/T_c=0.77$, $B_0 = 1.2$, $k=1$, $\beta=2.7$, $J_{c0}=7 \times 10^6$ A/ cm², $M = 2.5 \times 10^5, 5 \times 10^5, 7.5 \times 10^5, 10^6$ A/m.

Şekil 3.11 (b) 'de ise bu hesaplamalardan elde edilen akım yoğunluğu dağılımları gösterilmiştir. Burada, mıknatısın üstüniletkene yaklaştığı (artan alan için) ve uzaklaştığı (azalan alan için) durumlar için elde edilen dağılımlar yukarıdan aşağıya doğru resmedilmiştir. Değişik J_{c0} değerleri için yapılan hesaplamalar ise Şekil 3.12 'de sunulmuştur. Elde edilen sonuçlardan kullanılan yöntemin çalıştığı açıkça görülmesine rağmen yöntemin başarılı olup olmadığını test etmek için kesim 3.2 'de elde edilen sonuçla Şekil 3.13 'de gösterildiği gibi karşılaştırma yapılmıştır.



Şekil 3.12: Farklı J_{c0} değerleri için elde edilen manyetik kaldırma kuvveti. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1 \cdot 10^{-8}$, $r_M=50$ mm, $h_M=10$ mm, $r_{SC}=35$ mm, $h_{SC}=15$ mm, $R_{uzay}=10 \cdot w_{SC}$, $T/T_c=0.77$, $B_0=0.5$, $k=1$, $\beta=2.5$, $M=7 \cdot 10^5$ A/m, $J_{c0}=5 \cdot 10^5, 7 \cdot 10^5, 1 \cdot 10^6, 5 \cdot 10^6, 7 \cdot 10^6$ A/cm².



Şekil 3.13: Sıfır alanlı soğutmada manyetik kaldırma kuvveti-mesafe değişimini gösteren deneysel ve teorik karşılaştırma. Benzeşimde kullanılan parametreler şöyledir: $A_n=1*10^{-8}$, $r_M=50$ mm, $h_M=10$ mm, $r_{SC}=35$ mm, $h_{SC}=15$ mm, $R_{uzay}=10*w_{SC}$, $T/T_c=0.77$, $B_0=0.2$, $k=1$, $\beta=2.5$, $J_{c0}=7*10^6$ A/m, $M=10^6$ A/m.

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu tez, TÜBİTAK (111T715) ve Ahi Evran Üniversitesi, Bilimsel Araştırma Projeleri (PYO-MÜH.4001.13.004) birimi tarafından desteklenen projelerin çıktıları ile oluşturulmuştur. Bu tezde yapılması öngörülen çalışmaların tamamı başarılı bir şekilde yapılarak pasif mikrodalga devre elamanı olarak kullanılabilir üstüniletken yapıların mikrodalga yüzey direnci analizini yapabilecek bir yöntem geliştirilmiştir. Geliştirilen yöntem sayesinde tekrarlanabilir şekilde manyetik alan benzeşimlerini yaparak yüzey direncini hesaplayacak Comsol-Matlab kodları yazılmıştır. Ayrıca, üstüniletkenlerin sıfır alanlı soğutmada manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe ile nasıl değiştiği incelenmiş ve yapılan deneylerde elde edilen sonuçlar SEM yöntemi ile analiz edilmiştir. Tezde yapılan çalışmalardan şu orijinal çıktılar alınmıştır:

1-) Sonlu elemanlar yöntemini kullanarak mikrodalga yüzey direncini sayısal olarak hesaplayacak bir yöntem geliştirilmiştir. Geliştirilen sayısal yöntem, analitik yöntemlerden elde edilen sonuçlarla uyum içerisinde olup yöntemin uygulanması son derece basittir (yöntemi uygulamak için çok derin matematik bilgisine gerek yoktur) ve istenilen kritik akım yoğunluğunun alan bağılılığı denklemi kullanılabilir.

2-) Geliştirilen yöntem geometrik bağımlılıkları ortadan kaldırdığı için hem mikrodalga yüzey direncinin net bir sayısal sonucunu vermektedir hem de deneysel ön görümler için kullanılabilir kadar hassastır. Yöntemin en özgün yönlerinden birisi olan bu geometrik bağımlılıkların kaldırılması pasif mikrodalga devre elamanı olarak kullanılabilir üstüniletken yapıları belirlemede etkili bir şekilde kullanılabilir.

3-) Hesaplamalar, II. tip üstüniletkenlerden $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ üstüniletkeninin literatürde mevcut parametrelere uygun olarak yapılmıştır. Ancak yöntem, diğer üstüniletkenlere de uygulanabilir. J_{c0} , B_{c20} , λ_0/δ_0 vb. üstüniletkenlik parametreleri değiştirilerek istenilen özellikteki üstüniletkenin mikrodalga yüzey direnci yani pasif mikrodalga devre elamanı olabileceği özelliği incelenmiş olacaktır.

4-) Yapılan hesaplamalardan kritik akım yoğunluğu ve üst kritik alanın yüzey direnci üzerine en etkili parametrelerden olduğu gözlenmiş ancak bu parametrelerin daha ileri seviyede geliştirilmesi (daha yüksek J_c ve B_{c2} değerleri) yüzey direncinde kayda değer bir değişikliğe sebep olmadığı bulunmuştur.

5-) Sıfır alanlı soğutma altında üst üste yapılan çevrimler için elde edilen deneysel sonuçlar incelendiğinde, manyetik geçmişe sahip olmayan ilk çevrim için kaldırma kuvveti daha fazla iken, manyetik bir geçmişe sahip olan içerisinde tuzaklanmış alanların mevcut olduğu diğer çevrimlerin kaldırma kuvvetinin azaldığı açıkça görülmektedir.

6-) Manyetik kaldırma kuvvetinin hesaplanması için yazılan yöntem ve denklemler kullanılarak değişik M ve J_{c0} değerleri için yapılan hesaplamalardan elde edilen bulgular sunulmuştur. Teorik uygulamalar ile yaptığımız deneysel ölçümleri karşılaştırdığımız zaman, elde edilen sonuçlardan kullanılan yöntemin çalıştığı açıkça görülmektedir.

Sonuç olarak, tezimizde ticari bir sonlu elemanlar yazılımı kullanılarak, farklı çalışma şartları altında, farklı geometrilerde, farklı manyetik özelliklere sahip malzemelerle bir arada kullanılan üstüniletkenlere, elektromanyetik dalganın nasıl nüfuz ettiğini öngörecektir, mikrodalga yüzey dirençlerini dolayısıyla mikrodalga kayıplarını daha hassas bir biçimde hesaplayabilecek bir yöntem geliştirilmiştir. Geliştirilen yöntem, literatürde kullanılan metotlara göre daha gerçekçi, hassas ve daha kolay uygulanabilir. Yapılan deneysel doğrulamalarla bu durum ortaya konulmuştur. Sıfır alanlı soğutmada manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe ile ne gibi bir değişime maruz kaldığı deneysel olarak incelenmiş olup, yapılan ölçümlerden alınan verilerin teorik analizi ile kullanılan yöntemin doğruluğu kanıtlanmıştır.

KAYNAKLAR

- [1] Onnes H. K., *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden* **1911**, 12, 120.
- [2] Meissner W.; Ochsenfeld R., *Naturwiss* **1933.**, 21, (44) 787–788.
- [3] London F.; London H., *Proc. R. Soc. London A* **1935.**, 149 (866) 71–88.
- [4] Schubnikow L. W.; Chotkewitsch W. I.; Schepelew J. D.; Rjabinin J. N., *Phys. Z. Sowiet* 1936, 10, 165–192.
- [5] Sleight A.W.; Gillson J.L.; Bierstedt P.E., *Solid State Commun.* **1975**, 17, (1) 27-28.
- [6] Ginzburg V. L.; Landau L.D., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **1950**, 20, 1064–1082.
- [7] Maxwell E., *Phys. Rev.* **1950**, 78,(4) 477.
- [8] Reynolds C. A.; Serin B.; Wright W. H.; Nesbitt L. B. *Phys. Rev.* **1950.**, 78, (4) 487.
- [9] Bardeen J.; Cooper L.N.; Schrieffer J.R., *Phys. Rev.* **1957**, 108, (5) 1175–1205.
- [10] Bogoliubov N. N., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **1958**, 34, 58.
- [11] Gor'kov L.P., *Sov. Phys. JETP* **1959**, 9, 1364-1367.
- [12] Josephson B. D., *Phys. Lett.* **1962**, 1 (7) 251–253.
- [13] Bednorz J.G.; Muller K.A., *Z. Phys. B* **1986**, 64, 189-193.
- [14] Wu M. K.; Ashburn J. R.; Torng C. J.; Hor P. H.; Meng R. L.; Gao L.; Huang Z. J.; Wang Y. Q.; Chu C. W., *Physical Review Letters* **1987**, 58, (9) 908–910.
- [15] Dai P.; Chakoumakos B.C.; Sun G.F.; Wong K.W.; Xin Y.; Lu D.F., *Physica C. Superconductivity* **1995**, 243, (3–4) 201-206.
- [16] Nagamatsu J.; Nakagawa N.; Muranaka T.; Zenitani Y.; Akimitsu J., *Nature* **2001**, 410, 63-64.
- [17] Kamihara Y.; Watanabe T.; Hirano M.; Hosono H., *Journal of the American Chemical Society*, **2008**, 130, (11) 3296–3297.
- [18] Wu G.; Xie Y. L.; Chen H.; Zhong M.; Liu R. H.; Shi B. C.; Li Q. J.; Wang X. F.; Wu T.; Yan Y. J.; Yi"ng J. J.; ve Chen X. H., *J. Phys.* **2009**, *Condens. Matter*, 21, 142203.
- [19] Onnes K. H., *Leiden Comm.* **1911**, 122b, 13-15.
- [20] Gittleman, J. I.; Rosenblum, B., *Phys. Rev. Lett.* **1966**, 16, 734-736.
- [21] Coffey, M. W.; Clem J. R., *Phys. Rev. Lett.* **1991a**, 67, 386.

- [22] Coffey, M. W.; Clem, J. R., *Physica C* **1991b**, 185-189, 1915-1916.
- [23] Coffey, M. W.; Clem J. R., *Phys. Rev. B* **1992a**, 45, 9872.
- [24] Coffey, M. W.; Clem J. R., *Phys. Rev. B* **1992b**, 45, 10527-10535.
- [25] Suhl, H., *Phys. Rev. Lett.* **1965**, 14, 226-229.
- [26] Golosovsky, M.; Tsindlekht, M.; Chayet, H; Davidov, D., *Phys. Rev. B* **1994**, 50, 470-477.
- [27] Owliaei, J.; Shridar, S.; Talvacchio, J., *Phys. Rev. Lett.* **1992.**, 69, 3366-3369.
- [28] Fricano, S.; Bonura, M.; Agliolo Gallitto, A.; Li Vigni, M.; Klinkova, L. A.; Barkovskii, N. V., *Eur. Phys. J. B* **2004**, 41, 313-318.
- [29] Bonura, M.; Agliolo G.; A. Li Vigni; M. Martinelli, *Physica C*, **2008**, 468, 2372–2377.
- [30] Janjusevic, D.; Grbic, M. S.; Pozek, M.; Dulcic, A.; Paar, D., Nebendahl, B.; Wagner, T., *Phys. Rev. B* **2006**, 74, 104501-104508.
- [31] Bonura, M.; E. Di Gennaro; Agliolo Gallitto, A.; Li Vigni, M., *Eur. Phys. J. B* **2006a** 52, 459-463.
- [32] Bonura, M.; Agliolo Gallitto, A.; Li Vigni, M., *Eur. Phys. J. B* **2006b**, 53, 315-322.
- [33] Brandt E. H., *Science* **1989**, 243, 349.
- [34] Moon F. C., *Superconducting Levitation*, 1994.
- [35] Brandt E. H., *Rep. Prog. Phys.* **1995**, 58, 1465.
- [36] Bean C. P., *Rev. Mod. Phys.* **1964**, 36, 31; *Phys. Rev. Lett.* **1962**, 8, 250.
- [37] Bhagwat K. V.;P. Chaddah, *Pramana* **1989**, 33, 521.
- [38] Brandt E. H., *Am. J. Phys.* **1990**, 58, 43.
- [39] Moon F. C.; Yanoviak M. M.; R. Ware, *Appl. Phys. Lett.* **1988**, 52, 1534.
- [40] Weeks D. E., *Appl. Phys. Lett.* **1989**, 55, 2784.
- [41] Lehndorff B.; Kürschner H.G; Lücke B.; Piel H., *Physica C* **1995**, 247, 280 .
- [42] Chang P.Z.; Moon F. C.; Hull J. R.; Mulcahy T. M., *J. Appl. Phys.* **1990**, 67, 4358.
- [43] Cha Y. S.; Hull J. R.; Mulcahy T. M.; Rossing T. D.; *J. Appl. Phys.* **1991**, 70, 6504.
- [44] Weinberger B. R., *Appl. Supercond.* **1994**, 2, 511.

- [45] Lehndorff B.; Kürschener H.G.; Lücke B., *Inst. Phys. Conf. Serv.* **1995**,148, 691.
- [46] Hellman F.; Gyorgy E. M.; Johnson Jr. D. W.; O'Bryan H. M.; Sherwood R. C.; *J. Appl. Phys.* **1988**, 63, 447.
- [47] Yang Z. J.; *J. Supercond.* **1992**, 5, 259.
- [48] Sanchez A.; Navau C., *Physica C.* **1996**, 268, 46.
- [49] Navau C.; Sanchez A., *Physica C* **1997**, 282-287, 2653.
- [50] Navau C.; A.Sanchez, *Physical Review B* **1997**.
- [51] Duffin W.J. *Electricity and Magnetism*, Fourth Edition. McGraw-Hill 1990.
- [52] Gömöry F.; Souc J.; Seiler E.; Klincok B.; Vojenciak M.; Alamgir A. K. M.; Han Z.; Gu C., *IEEE Trans. Applied Supercond.* **2007**, 17, 3083–3086.
- [53] Campbell A. M., *Supercond. Sci. Technol.* **2007**, 20, 292–295.
- [54] Gömöry F.; Souc J.; Vojenciak M; Klincok B., *Supercond. Sci. Technol.* **2007**, 20, S271–S277.
- [55] Brandt E. H., *Phys. Rev. Lett.* **1991**, 67, 2219-2222.
- [56] Davis T. A., *ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS)* **2004**, 30, (2), 196-199.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı : Kenan DEMİRCİ
Doğum Tarihi ve Yeri : 10/05/1990 Çankaya
Yabancı Dili : İngilizce
Telefon : 0 537 340 95 90
e-mail : kenandemirci90@hotmail.com

Eğitim

Derece	Fakülte/Program	Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fen Edebiyat Fakültesi/ Fizik	Ahi Evran Üniversitesi	2012
Y. Lisans	Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik	Ahi Evran Üniversitesi	Devam ediyor

Projelerde Yaptığı Görevler:

1. “Sonlu Elemanlar Yöntemi ile Üstüniletken Pasif Mikrodalga Bileşenlerinin Yüzey Direnci Hesaplamaları ile Optimize Edilerek Belirlenmesi için Yeni Bir Yöntem” TÜBİTAK, Proje No: 111T715, **Bursiyer, 2012 (5 Ay)**.

Tez Süresinde Sunulan Eserler:

A. Uluslararası Toplantı, Kongre ve Sempozyumlarda Sunulan ve Bildiri Kitabında (Proceedings) Özet Olarak Basılan Bildiriler (Poster Sunu):

A1. Sukru YILDIZ, **Kenan DEMİRCİ** and Fedai INANIR, "Effect of bending on microwave surface resistance of type II superconductors" ACASC 2013, S.181, 23-25 Ekim **2013**, Kapadokya, Türkiye.