

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ENERJİ DEPOLAMADA KULLANILAN SÜPERİLETKEN MANYETİK
YATAKLARIN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE ELEKTROMANYETİK
ANALİZİ**

NURETTİN ÖMÜR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. MUSTAFA OKUTAN**

İSTANBUL, 2015

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ENERJİ DEPOLAMADA KULLANILAN SÜPERİLETKEN MANYETİK
YATAKLARIN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE ELEKTROMANYETİK
ANALİZİ**

NURETTİN ÖMÜR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. MUSTAFA OKUTAN**

İSTANBUL, 2015

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ENERJİ DEPOLAMADA KULLANILAN SÜPERİLETKEN MANYETİK
YATAKLARIN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE ELEKTROMANYETİK
ANALİZİ**

Nurettin ÖMÜR tarafından hazırlanan tez çalışması 17.04.2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Mustafa OKUTAN
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Mustafa OKUTAN
Yıldız Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Fedai İNANIR
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Said Eren SAN
Gebze Teknik Üniversitesi

ÖNSÖZ

Lisans eğitimimin ardından uzunca bir ara verdiğim akademik hayata adaptasyonum biraz zor olsada, hem ders döneminde hem de tez aşamasında benden desteğini hiç esirgemeyen, motivasyonumu artıran, tecrübesi ve bilgi birikimiyle benden desteğini hiç eksik etmeyen değerli hocam Doç. Dr. Mustafa OKUTAN'a,

Tezimin çalışılması ve hazırlanması aşamasında büyük bir sabırla benden desteğini hiç esirgemeyen ve tecrübesiyle yolumu aydınlatan değerli hocam Doç. Dr. Fedai İNANIR'a,

Yüksek lisans eğitimimi tamamlamam ve akademik çalışmalar konusunda beni sürekli motive eden, değerli katkılarıyla bana güç veren değerli hocam Adli Tıp Kurumu Fizik İhtisas Dairesi Eski Başkanı, İstanbul Üniversitesi Adli Tıp Enstitüsü öğretim üyesi Prof. Dr. H. Bülent ÜNER'e, ders döneminde idari anlamda desteklerinden dolayı Adli Tıp Kurumu eski başkanı Prof. Dr. C. Haluk İNCE başta olmak üzere başk. yard. ları'na

Uzun soluklu bu uğraşta, hayatın yükünü benimle paylaşan, beni sürekli hoş görüp yardım eden ve destekleyen sevgili eşim Mine ÖMÜR ve babalarına sabrettikleri için çocuklarım Ömer Faruk ve Hayrettin Recep'e,

Bu günleri görmeme vesile canım Anneme ve Kardeşime,

Teşekkür ederim.

Nisan, 2015

Nurettin ÖMÜR

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	vi
KISALTMA LİSTESİ.....	vii
ŞEKİL LİSTESİ.....	viii
ÇİZELGE LİSTESİ.....	x
ÖZET	xi
ABSTRACT.....	xiii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ.....	1
1.1 Literatür Özeti.....	1
1.1.1 II. Tip YSSİ Manyetik Levitasyonu.....	2
1.1.1.1 Eksenel Simetrik Geometri.....	2
1.1.1.2 Boyuna Geometri.....	4
1.1.2 Kritik Hal Modelinde Levitasyonun Basit Sonuçları.....	4
1.1.2.1 Levitasyon Kuvveti ve Akım Profilleri.....	4
1.1.2.2 Kararlı Levitasyon ve Küçük Döngüler.....	5
1.1.2.3 Yanal Yerdeğiřtirmeler.....	6
1.1.2.4 Levitasyon Kuvvetlerinde Soğutmanın Etkisi.....	7
1.2 Tezin Amacı	8
1.3 Hipotez	8
BÖLÜM 2	
SÜPERİLETKENLİK	9
2.1 Giriş	9
2.2 Tarihçe.....	9
2.3 I. Tip Süperiletkenler.....	11
2.4 II. Tip Süperiletkenler	12

2.5	BCS Teorisi	16
2.6	Bir manyetik Alanın, Girdap Hareketi Engellenmiş II. Tip Süperiletkene Uyguladığı Kuvvet	18
2.7	Süperiletkenlerin $H-T$ Faz Diyagramları.....	21
BÖLÜM 3		
SÜPERİLETKENLERİN ELEKTROMANYETİK DAVRANIŞINI HESAPLAMA YÖNTEMİ.....		29
3.1	Kritik Hal Modeli	29
3.2	Brandt metodu	34
3.3	Sonlu Elemanlar Metoduna (SEM) Dayanan Modelleme	34
BÖLÜM 4		
SÜPERİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA.....		38
4.1	Geleneksel Taşıma (Kaldırma) Sistemleri.....	38
4.2	Manyetik Taşıma (Kaldırma) Sistemleri	39
4.3	Yüksek T_c 'li Malzemelerde Kaldırma Kuvvetinin Karakterizasyonu	40
4.4	Kaldırma Kuvveti Histerezi	42
4.5	Kaldırma Kuvveti - Uzaklık İlişkisi.....	43
4.6	Manyetik Katılık	44
BÖLÜM 5		
MODELLEMENİN TEMEL ÇERÇEVESİ		45
5.1	Comsol'da İşlemlerin Gerçekleştirilmesi.....	47
5.2	Manyetik Kaldırma Kuvvetine Süperiletken Kalınlığının Etkisi.....	54
5.3	Manyetik Kaldırma Kuvvetine Dönmenin Etkisi.....	64
5.4	Mıknatıs Üzerinde Süperiletkeni Kaydırmanın Manyetik Kaldırma Kuvvetine Etkisi.....	75
BÖLÜM 6		
SONUÇ VE ÖNERİLER.....		80
6.1	Manyetik Kaldırma Kuvvetine Süperiletken Kalınlığının Etkisi.....	80
6.2	Manyetik Kaldırma Kuvvetine Dönmenin Etkisi.....	81
6.3	Mıknatıs Üzerinde Süperiletkeni Kaydırmanın Manyetik Kaydırma Kuvvetine Etkisi.....	81
KAYNAKLAR.....		83
ÖZGEÇMİŞ.....		92

SİMGE LİSTESİ

B	Manyetik akı yoğunluğu	[Tesla]
d	Dipolün YSSİ yüzeyine uzaklığı	[m]
F	Kuvvet	[N]
H	Manyetik alan	[Tesla]
H _c	Kritik manyetik alan	[Tesla]
H _c (0)	0 K'deki kritik manyetik alan	[Tesla]
H _{c1}	Alt kritik manyetik alan	[Tesla]
H _{c2}	Üst kritik manyetik alan	[Tesla]
J	Akım yoğunluğu	[A/m ²]
J _c	Kritik akım yoğunluğu	[A/m ²]
KE U	Toplam kinetik enerji	[Joule]
m _{km}	KM'nin kütlesi	[kg]
M	Mıknatıslanma	[A/m]
R	Elektrik Direnci	[Ohm]
T	Sıcaklık	[Kelvin]
T _c	Kritik sıcaklık	[Kelvin]
PE U	Toplam potansiyel enerji	[Joule]
g	Yerçekimi ivmesi	[m/s ²]
μ ₀	Manyetik geçirgenlik	[N/A ²]
θ	KM'nin simetri eksenine ve dikey yön (z) arasındaki açı	[Derece]
φ	x ve y düzlemleri arasındaki açı	[Derece]
ψ	KM'nin dönme açısı	[Derece]

KISALTMA LİSTESİ

DSSİ	Düşük sıcaklık süperiletkeni
FC	Manyetik alan içinde soğutma (Field Cooling)
FFM	Frozen-Field Modeli
HTS	High Temperature Superconductor
KHM	Kritik Hal Modeli
KM	Kalıcı mıknatıs
MLM	Meissner Limit Model
REM	Rare Earth Magnet
SEM	Sonlu Elemanlar Metodu
Si	Süperiletken
YSSİ	Yüksek sıcaklık süperiletkeni
ZFC	Manyetik alansız soğutma (Zero Field Cooling)

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 2.1	Direncin düşük sıcaklık değişimi.....10
Şekil 2.2	II. tip süperiletkenler için, kritik alanların değişimi.....10
Şekil 2.3	Karışık haldeki II. tip süperiletkenin şematik çizimi.14
Şekil 2.4	I_c kritik akım yoğunluğunun ve B_{c2} üst kritik alanın sıcaklıkla değişimi.....16
Şekil 2.5	BCS teorisinin öngörüsü. Kalay, Tantal, Kurşun ve Niobyum elementlerinin deneysel enerji aralıklarının indirgenmiş sıcaklığa göre grafiği.....17
Şekil 2.7	Asılı kalma olayını gözlemek ve anlamak için gereken basamakların şematik gösterimi.....20
Şekil 2.8	Meissner etkisi: süperiletken içerisindeki manyetik alanın dışlanması22
Şekil 2.9	I. tip süperiletkenlerde kritik alanın sıcaklığa bağlılığı23
Şekil 2.10	Düşük T_c 'li bir II. Tip süperiletkenin faz diyagramı.....24
Şekil 2.11	Şiddetli ısı dalgalanmalarına sahip bir yüksek sıcaklık süperiletkenin sistematik faz diyagramı.....26
Şekil 3.1	Süperiletken slabda Kritik Hal Modeline göre hesaplanan manyetik alan ve manyetik akı profilleri.....31
Şekil 3.2	Farklı manyetik alan genlikleri ($H_c=J_c/\pi$) için 2a genişliğindeki bir stripte Brandt teorisine göre hesaplanan manyetik alan profili.....33
Şekil 4.1	6 farklı manyetik taşıma sistemi40
Şekil 4.2	Süperiletken malzemelerin kaldırma kuvveti davranışını ölçmek için kullanılan sistemin şematik gösterimi.41
Şekil 4.3	Farklı kalınlıktaki numuneler için hızlı soğutma eritme büyütme yöntemi ile elde edilmiş YBCO numunesinin manyetizasyon grafiği.42
Şekil 5.1	Modellemelerde kullanılacak geometrinin şematik çizimi.....46
Şekil 5.2	Modellemede kullanılacak uygulamanın Comsol MP'de seçilmesi.48
Şekil 5.3	Modelleme için gerekli geometrinin çizilmesi.49
Şekil 5.4	Subdomain ayarlarının yapılması.50
Şekil 5.5	Sınır şartlarının girilmesi.....51
Şekil 5.5	Meshing52
Şekil 5.6	Çözümleyicinin seçimi. Bu uygulamaya Solve menüsü altında solver parameters tıklanarak ulaşılabilir.53
Şekil 5.7	Subdomain Integration sekmesi.54
Şekil 5.8	Mıknatısın y eksenini üzerindeki z kadar mesafede oluşturduğu mıknatıslanma eğrisi.57

Şekil 5.9	Farklı kalınlıklardaki süperiletken ile kalıcı mıknatıs arasındaki kaldırma kuvvetinin değişimi.	58
Şekil 5.10	Akı profilleri	59
Şekil 5.11	Farklı kalınlıklardaki numuneler için alan dağılımı.....	63
Şekil 5.12	Süperiletkenin boy-en oranına karşı ortaya çıkan manyetik kaldırma kuvvetinin maksimum değeri.	64
Şekil 5.13	Pasif Süperiletken yatak kavramları.....	65
Şekil 5.14	Dönmenin etkisinin incelendiği hesaplamalarda kullanılan modelleme sistemi.....	66
Şekil 5.15	θ ya karşı F_x grafiği	67
Şekil 5.16	Farklı açılar için süperiletken içerisindeki akı dağılımının y - bileşeni. ($h_s=2$ mm için)	69
Şekil 5.17	Farklı açılar için süperiletken içerisindeki akım dağılımı.	70
Şekil 5.18	Farklı kalınlıklardaki süperiletken numune için döndürme açısına karşı süperiletken ve mıknatıs arasında oluşan manyetik kaldırma kuvvetinin y bileşeni.....	71
Şekil 5.19	Farklı θ açıları için süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu ve manyetik potansiyel dağılımı.	74
Şekil 5.20	Aynı kalınlıktaki bir numunenin farklı yüksekliklerde meydana getirdiği manyetik kaldırma kuvvetinin y -bileşeni.....	75
Şekil 5.21	Kalıcı mıknatıs üzerinde süperiletken malzemenin kaydırılması.	76
Şekil 5.22	Yatay ekseninde kaydırılan süperiletkenin oluşturduğu manyetik kuvvetin x bileşeni.....	77
Şekil 5.23	Farklı kalınlıklar için yatayda hareket eden mıknatısa etki eden F_y kuvveti.	78
Şekil 5.24	Sağdan sola $x=0.3$ mm'den $x=0$ 'a doğru kaydırılan süperiletkene ait akım dağılımı profilleri.	79

ÇİZELGE LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge 2.1	Bazı Süperiletkenlerin Normal Basınç Altında Kritik Geçiş Sıcaklıkları ve $T=0$ K De Ölçülen Kritik Manyetik Alan Değerleri.....12
Çizelge 2.2	$T = 0$ K de Değişik II. Tip Süperiletken İçin Kritik Sıcaklık ve Üst Kritik Manyetik Alan Değerleri15
Çizelge 2.3	Bazı Malzemelerin Kritik Akım Yoğunlukları15
Çizelge 3.1	İleri Sürülen $J_c(B)$ Modelleri.....30
Çizelge 5.1	Modellemede Kullanılan Mıknatısın Ve Süperiletkenin Geometrik Özellikleri.....56
Çizelge 5.2	Simülasyonlarda Kullanılan Kritik Akım Yoğunluğu Parametreleri.....56

**ENERJİ DEPOLAMADA KULLANILAN SÜPERİLETKEN MANYETİK
YATAKLARIN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE ELEKTROMANYETİK
ANALİZİ**

Nurettin ÖMÜR

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mustafa OKUTAN

Bu çalışmada sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak çeşitli fiziksel durumlar için süperiletken kalıcı mıknatıs arasındaki levitasyon kuvveti incelenmiştir. İncelenen fiziksel durumlar: (i) süperiletkenin kalıcı mıknatısa yaklaştırılıp uzaklaştırılması, (ii) süperiletkenin belli bir mesafede mıknatısın üzerinde sabit hızla döndürülmesi, (iii) süperiletkenin belli bir mesafede mıknatısın üzerinde kaydırılması. Hesaplamalar farklı süperiletken kalınlıkları için yapılmış ve kalınlığın kuvvete etkisi incelenmiştir. Hesaplamalarda süperiletkende dolanan kritik akım yoğunluğu, alanın fonksiyonu olarak kullanılmıştır. Sonlu elemanlar hesabında bununla birlikte akım dağılımının tanh fonksiyonu şeklinde dağıldığı kabul edildi. Hesaplamalar sonlu elemanlar yazılımı olan AC/DC modülü ile birlikte Comsol MP yazılımı olan 3.5a da gerçekleştirildi. Ayrıca hesaplamalar için Matlab da kod yazıldı.

Hesaplamaların sonunda deneysel veriyle, analitik yöntemle, başka sayısal yöntemlerle hem biçim bakımından hem de skala bakımından uyumlu levitasyon eğrisi elde edildi. Süperiletkenin kalınlığı ile levitasyon kuvvetinin logaritmik olarak değiştiği tespit edildi. Süperiletkenin belli bir eksen etrafında döndürüldüğü durumda ise yanal kuvvetin levitasyon kuvvetinin yatay bileşeninin sinüzoidal olarak değiştiği, dikey bileşenimi ise hemen hemen parabolik olarak değiştiği gözlemlendi. Süperiletkenin belli bir mesafede

mıknatısın üzerinde kaydırılması durumunda ise süperiletkene etki eden kuvvetin dikey bileşeninin kaydırma ile tek düze olarak azaldığı, belli bir düzeyden sonra arttığı gözlemlendi. Bu tez çalışmasında levitasyon kuvvetiyle süperiletken içersindeki akım dağılımı ve etrafındaki manyetik alan dağılımı detaylı bir biçimde sunuldu.

Bu tezdeki çalışmalar enerji depolama sistemlerinde kullanılacak “flywheel” yapısının daha kararlı çalışmasını sağlayacak fiziksel prensipleri ortaya koyması açısından önemlidir. Ayrıca süperiletken mıknatıs arasındaki levitasyon kuvvetinin hesaplanması için daha kolay ve alternatif bir yöntemdir.

Anahtar Kelimeler: Süperiletken, kalıcı mıknatıs, levitasyon kuvveti, kritik akım yoğunluğu, sonlu elemanlar metodu

**USED IN ENERGY STORAGE SUPERCONDUCTING MAGNETIC BEARING
ANALYSIS OF FINITE ELEMENTS METHOD**

Nurettin ÖMÜR

Department of Physic
M.Sc. Thesis

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Mustafa OKUTAN

In this study, the levitation force between superconducting permanent magnet is examined for various physical situations using method of finite elements. Physical situations that are examined: (i) zoom in and zoom out of superconductor to persistent magnet. (ii) rotating of superconductor with constant speed at a distance on magnet. (iii) scrolling of superconductor at a distance on magnet. Calculations are made for different thickness of superconductor and effects of thickness to force is examined. In calculations, critical current density that is wrapped around in superconductor is used for function of field. However, in calculation of finite elements, current distribution distributes in the form of tanh function is assumed. Calculations are made together with AC/DC module that is finite elements software and 3.5a that is Comsol MP software. Also, the code has been written in Matlab for calculations.

At the end of the calculations, levitation curve that is consistent with experimental data, analytic method and other numerical methods in terms of both shape and scale, is obtained. With the thickness of the superconductor levitation force of the logarithmic changes are detected. In the case where superconductor is rotated around a certain axis, the horizontal component of lateral force of levitation force changes as sinusoidal, the vertical component is observed as changing as almost parabolic. In the case of scrolling of superconductor at a distance on magnet, the vertical component of the force that act to superconductor is observed to reduce as monotonous with the

scroll of, and it is observed to increase after a certain level. In this thesis, with the levitation force, the current distribution in superconductor and the magnetic field distribution of it's surroundings are presented in a detailed format.

The studies in this thesis are important in terms of to present physical principles that enables to operate more stable flywhell that is going to be used in energy storage systems. Also, these studies are easier and alternative methods for the calculation of levitation force between superconducting magnet.

Key words: Superconducting, permanent magnet, levitation force, critical currentdensinty, finite elements method

GİRİŞ

1.1 Literatür Özeti

Kritik Hal Modelinde (KHM) düzgün dışarıdan uygulanmış alan içindeki II. tip süperiletkenin manyetik tepkisine odaklandık. Düzgün olmayan bir alan uyguladığında, kritik hal yaklaşımlarının çoğu, olduğu gibi kalır. Özellikle indüklenmiş süperakımlar numune içine “flux-frozen” iç bölgeyi tutarak yüzeyden içeri girerler. Düzgün olmayan alanlar için, doğal olarak, süperiletkenin belirli tepkisi, uygulanan alanın şekline bağlı olacaktır ve birçok farklı durumlar ortaya çıkabilir. Düzgün olmayan bir alan, II. tip süperiletkene uygulandığında görünebilir yeni bir duruma odaklanacağız. İndüklenen akım uygulanan dış alan ile etkileşime girer. Eğer bu alan düzgün değilse, net manyetik kuvvet süperiletken üzerinde görülebilir. Bu manyetik kaldırma kuvvetidir. II. tip süperiletkenlerde levitasyon kuvvetinin bazı modellerini bu kısımda yeniden gözden geçireceğiz ve iki kalıcı mıknatıs tarafından oluşturulan dış alanda, özel durumlar için bu kuvvetin temel özellikleri üzerine odaklanacağız. Levitasyon, yer çekimi kuvvetine karşı ağırlığını telafi eden, temassız kuvvet sonucu dengede kalan bir olgu olarak tanımlanabilir [1], [2]. Fizikte hareketli kuvvet alanları mesafesi çoktur, fakat levitasyon fiziğinin kararlılığı genel bir problemdir: levite edilmiş yapı yana kaymamalıdır. Fakat yinede denge konumundan hafifçe hareket ettirildiğinde, tüm yönlerde ki geri çağırıcı kuvvete tabi tutulmalıdır. Levitasyon ile olağanüstü bir şeye atıfta bulunacağız; kararlı, statik ve pasif levite edilmiş yapının dengesini, telafi edilen ağırlığı temassız kuvvet ile başarılır. Yapı üzerine uygulanan kuvvet alanlarına bağlı olarak (belli bir mesafede hareket ile) levitasyonun farklı tiplerini bulmak mümkündür. Örneğin aerodinamik,

akustik, optik, elektrik ve manyetik levitasyon [1]. Bunların hepsi manyetik alan tarafından üretilen, dış enerji girişine ihtiyaçları olmayan, sadece levitasyon sistemlerdir (kararlı, statik, ve pasif). 1842 yılında, Earnshaw [3], statik kuvvet alanı içinde ki parçacıklı yapılar için, kararlı levitasyonun imkansız olduğunu ve yer değiştirmenin ters kare kanunu (ters kare kanunu; belirli bir fiziksel miktar veya şiddeti o fiziksel büyüklüğün kaynağından uzaklığın karesiyle ters orantı olduğunu belirten herhangi bir fiziksel kanundur.) ile ilişkili olduğunu ispatladı. Bununla birlikte, Earnshaw'un analizinin uzantısı diyamanyetik ve süperiletken yapılarda kararlı levitasyonun mümkün olduğunu gösterdi [1], [4], [5].

1.1.1 II. Tip YSSİ Manyetik Levitasyonu

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin (YSSİ) keşfi [6], [7] pasif ve kararlı levitasyonu başarma kabiliyetleri sıvı nitrojen sıcaklığında kalıcı mıknatıslar (KM) tarafından oluşturulan manyetik alandan kaynaklanan YSSİ hacim içindeki indüklenen akımların etkisi, levitasyon araçlarının geliştirilmesine yol açmıştır.

Tüm levitasyon sistemleri en az iki bileşene sahiptir: birincisi manyetik alan oluşturmak ikincisi geçirmek. Kalıcı mıknatısın -ki manyetik alanın birincil kaynağı olacak- oluşturduğu sistemleri hesaba katacağız. Uygulanan homojen olmayan (fakat kararlı) alan yapısı içinde hareketlendiğinde, toplam alan indüklenmiş akımlardan dolayı Sİ tarafından değiştirilmiş olacak. İndüklenmiş akım ve alan arasındaki etkileşim yerçekimi kuvvetini telafi eden kuvveti verecektir. YSSİ üstün özellikleri sayesinde büyük ve farklı süperiletken levitasyon aygıtları araştırılmıştır [1], [2], [8], [9]. Tüm bu sistemlerin iki geometrisi öne çıkar: 1- eksenel simetrik alanlarda eksenel simetrik örnekler, 2- uzunlamasına alanlarda uzunlamasına örnekler.

1.1.1.1 Eksenel Simetrik Geometri

Eksenel simetriye sahip cihazlar arasında, bir tane sürtünmesiz dönen yataklar bulabilirsiniz [10]–[14], bunlardan bazıları “flywheel” (enerji depolama sistemleri) [8], [15]–[19], motorlar [15], [20], [21] veya hatta uzay jiroskopu [22] gibi kullanılır. Bu süperiletken kaldırma sistemlerinin büyük teknolojik önemi ışığında, onları derinden

anlamak ve hem deneysel yöntemle hem de teorik olarak onların performanslarını geliştirmek için çok sayıda çabalar sarf edilmiştir [14], [23]–[27]. Levitasyonu simüle etmek için genel olarak 3 tane model kullanılır: 1- Meissner Limit Model (MLM), 2- “Frozen-Field Modeli” (FFM) ve 3- Kritik Hal Modeli (KHM).

Meissner Limit Modeli durumundan sonra süperiletken “ZFC” (zero-field-cooled) dir, farzedin ki, süperiletken alansız bir ortamda kritik sıcaklığının altına soğutulur (uygulanan manyetik alan kaynağından uzakta) ve levitasyon kuvveti manyetik akı, süperiletkenin içinden tamamen dışarılandığı varsayılarak hesaplanır. Literatürde bu modelin uygulanmasının iki yolunu bulabiliriz: 1- mıknatıs ve onun diamanyetik imajı arasındaki dipol-dipol etkileşiminden elde edilen analitik ifade [23], [28]–[34], ve 2- süperiletken için $\mu \approx 0$ sonlu elaman simülasyonu kullanılır [35].

FFM durumu bir şekilde MLM durumunun tersidir. Bu sınır durumunda süperiletkenin manyetik alanda soğutulmuş olduğu kabul edilir, levitasyon kuvveti süperiletkenin içindeki tüm akıları hesaba katarak elde edilir (süperiletkenin bağlı hareketinden bağımsız). Ayrıca bu durumda modeli çözmek için numerik [35] ve analitik yollar bulabiliriz. MLM benzer olanlar için analitik ifade süperiletken ve kalıcı mıknatıs arasındaki etkileşme için kullanılır fakat şimdi, diyamanyetik görüntünün yanı sıra, donmuş bir görüntü de kabul edilir [23], [31], [36]–[38].

Hem Meissner Limit Model hem de FFM süperiletkenin simülasyonunda birinci yaklaşım olarak kabul edilebilir çünkü levitasyon kuvvetlerinin deneysel gözlemlerinin histeretik davranışı için herhangi bir hesap yoktur [23]. İlave dipol imajlarını tanıtarak bu çözülebildiği gibi [39], dipol yaklaşımından dolayı modellere küçük skala sistemi uygulanabilir. KHM bunun eksiksiz makroskobik bir açıklamasını verir. Bazı sadeleştirmeler altında analitik tanımdan kaldırma kuvvetini bulabiliriz [40]–[44] veya Manyetik Enerji Minimizasyon Metodunda (MEM) [45]–[48] olduğu gibi nümerik metotlar dikkate alınarak bulabiliriz ve metotlar çok amaçlı sonlu elemanlar metoduna (SEM) dayandırılır [35], [49]–[51]. Buna ek olarak kritik akım yoğunluğu durumunda levitasyon kuvveti analitik [41], [43] ve nümerik [45], [50] teknikler kullanılarak çözümü yapılır.

1.1.1.2 Boyuna Geometri

Boyuna geometriyle ilgili olarak, kalıcı mıknatıs raylar üzerinde ki taşıma sistemlerinin levitasyonunu YSSİ sağladığında taşıma ve fırlatma sistemleri (“maglev sistem”) gibi lineer yataklı [52]-[54] aletler bulabiliriz. Çin (tek kişi taşıyabilen YSSİ maglev test aracı) [55], Brezilya [56] veya Almanya (“SupraTrans” proje I-II) [57] tarafından hazırlanan prototipler bu taşıma sistemlerine verilebilecek güzel örneklerdir. Ayrıca levitasyon fırlatma sistemlerinin örneklerini [58], [59] bulabiliriz. [15] da bazı “maglev” projelerine genel bir bakış verilir.

Levitasyonun ve yönlendirici kuvvetlerin deneysel çalışmalarını, kalıcı mıknatısları değiştirme oryantasyonunu raylarının farklı tipleri için bulabiliriz veya farklı mıknatıslar için bulabiliriz [53], [56], [59]-[68], boyutları değiştirmek veya süperiletken hacimlerin düzenlenmesi [60], [64], [65], [69]-[72] veya süperiletkenin soğutulması sürecinin etkisi [58], [65]-[68], [73]-[77].

Benzer şekilde literatürde, farklı kalıcı mıknatıs kızaklar için süperiletken levitasyonunun birçok teorik çalışması vardır [68], [78]-[87], [103], farklı süperiletken özellikler [78], [81]-[83], [85]-[91], [103], yanal titreşim [76], [78], [89], [92]-[95], farklı soğutma işlemleri [68], [80]-[83], [86], [87], [90], [95], gibi.

Uzunlamasına geometri ile süperiletken levitasyon sistemleri arasında ki teorik çalışmalar, temelde süperiletken parça simülasyonu için iki farklı yaklaşımla bulabiliriz. Benzer şekilde eksenel simetrik durumda Kritik Hal Modelinde kurulmuş çalışmalar vardır ve bunlar SEM kullanılarak uygulanabilir, [61], [77], [86], [88]-[92], [95], [96] veya akım sisteminin enerji ile ilişkili fonksiyonunu minimize ederek uygulanabilir [76], [78], [97], [103].

1.1.2 Kritik Hal Modelinde Levitasyonun Basit Sonuçları

1.1.2.1 Levitasyon Kuvveti ve Akım Profilleri

Temel kaldırma özelliklerinin nasıl olduğunu göstermek için KHM kullanılarak modellenmiştir. [103]’de tanıtılan boyuna geometri modeli kullanılarak sayısal sonuçların serisi sunuluyor. Özel geometri ile tek bir vaka çalışıldığı halde sonraki

sonuçlar oldukça geneldir. Tabii ki diğer geometriler üzerindeki bazı çalışmalar literatürde bulunabilir [98]-[102].

Sonuç olarak süperiletken yükseldiğinde akım inme durumunda indüklenen akımların ters etkisi ile indüklenir. İlk akım süperiletkenin iç bölgesinde tutsak edilir. Hâlbuki ters olanlar yüzeyden içeriye doğru girerler. Diğer taraftan tersine hareket başlatıldığında dış alan ve onun dik varyasyonu ilk hareket başlatıldığından daha büyüktür. Bu durum, belirli bir dikey yer değiştirme için ters akımların nüfuzunu çok daha büyük oluşturur. Burada tartışılan tüm bu eğilimlerin hem eksenel simetrisi [45] hem de boyuna geometrileri [103] bulunabilir.

1.1.2.2 Kararlı Levitasyon ve Küçük Döngüler

Bir levitasyon sistemi denge konumundan rahatsız edildiğinde sadece büyük levitasyon kuvveti değil aynı zamanda kararlı olmalıdır. Tüm mekanik sistemlerde olduğu gibi, kararlılık sadece kuvvetlere değil aynı zamanda küçük yer değiştirmeler esnasında kuvvetin nasıl değiştiğine bağlıdır. Birim uzunluğun dikey manyetik sertliğe oranı κ_{zz}/L süperiletkenin dikey pozisyonunun değişmesi esnasında birim uzunluğun dikey kuvvetteki değişimi olarak tanımlanır;

$$\frac{\kappa_{zz}}{L} = - \frac{\partial F_z/L}{\partial z} \quad (1.1)$$

Benzer bir şekilde; birim uzunluğun yatay manyetik sertliğe oranı κ_{xx}/L süperiletkenin yatay pozisyonunun değişmesi esnasında birim uzunluğun yatay kuvvetteki değişimi olarak tanımlanır;

$$\frac{\kappa_{xx}}{L} = - \frac{\partial F_x/L}{\partial x} \quad (1.2)$$

Dikey bozukluklar altında levitasyon sisteminin sonuçlarını analiz edersek, süperiletkenin (x,y) pozisyonu devam eden silsile ile tanımlandığını hesaba katmalıyız $(0,\infty) \rightarrow (0, d_d) \rightarrow (0, d_d + \Delta d) \rightarrow (0, d_d) \rightarrow (0, 0) \rightarrow (0, d_a) \rightarrow (0, d_a - \Delta d) \rightarrow (0, d_a) \rightarrow (0,\infty)$. Titreşimlerin başladığı noktada, d_d ve d_a sırasıyla alçalma ve yükselme eğrileri esnasında bazı dikey pozisyonadırlar. Δd bu titreşimlerin genliği olarak adlandırılan

küçük döngülerdir. Yukarıdaki silsile iki dikey küçük döngü içerdiğine dikkat edin: birisi alçalma diğeri yükselme esnasındadır.

1.1.2.3 Yanal Yerdeğıştirmeler

Merkezi konumdan süperiletkenin yanal yer değıştirmesinin etkisini bilmek oldukça ilginçtir. Yanal hareketin analizi, daha önce tanımlandığı gibi süperiletkenin (0,d) verilen pozisyonunda dikey inme hareketi esnasında ulaşıldığını göz önünde tutarız. Şimdi, süperiletken yanlamasına (w,d) pozisyonuna hareket ettirilsin ve o zaman o (0,d) noktasına geri kaydırılır. Bu işlem yatay küçük bir ilmek oluşturur. Birçok ardışık yatay küçük ilmekler her $d=0.05$ m dikey yer değıştirme gerçekleştirildiğinde manyetik kuvvetin iki bileşeninin davranışını görürüz.

Süperiletken yanlamasına kaydırıldığında yukarıda tartıştığımız dikey küçük döngüden farklı olarak birinci yatay küçük döngü gözlemlenir. Süperiletken-Kalıcı Mıknatıs sisteminin simetrisi bozulur ve böylece, levitasyon kuvvetine ek olarak sıfırdan farklı yönlendirme (yatay) kuvveti meydana getirilir.

Dikey küçük döngüler ile ilgili olarak diğeri önemli fark, yatay küçük döngülerde başlangıç ve bitiş noktaları aynı değildir. Yani, süperiletken yatay küçük döngüden sonra başlangıç pozisyonuna (0,d) geri döner, akım profili farklıdır, böylece levitasyon ve yönlendirme kuvvetleri dahi farklıdır. Bu deneysel olarak gözlenen bir davranıştır [76], [78], [89], [92], [95]. Malzemenin manyetik geçmişı bu davranıştan sorumludur. Dikey yer değıştirme durumunda süperiletken akımlar uygulanan alan değışimleri ile aynı tipte indüklenir. Beklenenin aksine süperiletken yatay hareket ettirildiğinde yeni akımlar alan değışiminin farklı tipleri tarafından indüklenir.

Süperiletken ilk yatay küçük döngü bittikten sonra başlangıç pozisyonuna (0,d) geri getirilir, eğer süperiletken hareketine (-w,d) e doğru devam ederse ve (0,d) noktasına geri döner ve bu işlem çok kere tekrar ettirilirse, süperiletkenin hareket tekrarını başardığını görürüz [74], [86], [93]. Akım profilleri, yatay ve dikey kuvvetlerin eğrileri, tekrarlanma eğilimindedirler. Küçük farklılıklar sayısal hatalar nedeniyledir. Akım profilleri tekrara başlarsa, yeni akımların yatay yer değıştirmeler tarafından indüklendiğini

görebiliriz. Dikey alçalma durumu tarafından indüklenen orijinal akım profilleri tamamen taşınır. Yani manyetik hafızası silinir.

1.1.2.4 Levitation Kuvvetlerinde Soğutmanın Etkisi

Süperiletken manyetik hafızaya sahip olarak, soğutma işlemi yanıt için önemli bir noktadır. Gerçek şu ki, alanlı soğutma ve alansız soğutma durumu süperiletkenin hem kararlı durumunu hem de levitasyon kuvvetini değiştirir. Alanlı soğutma simülasyonu için, farzedelim ki süperiletken kalıcı mıknatısın üzerinde $(0, d_{FC})$ pozisyonunda soğutulsun, yani sıfırdan farklı manyetik alanda soğutulmalı. Soğutma işlemi esnasında süperiletken içinde akım indüklenmez [48], [80], [93]. Eğer süperiletken bir kez önceden soğutulmuşken hareket ettirilirse, akım S_i içine nüfuz eder. Bu değerlendirme deneysel olarak doğrulanmıştır [68], [77]. Ardından, süperiletken dikey çalışma pozisyonu $(0, d)$ ye taşınır. Birim uzunluk başına hem levitasyon kuvveti hem de yatay manyetik katılık S_i -KM arasındaki dikey mesafenin fonksiyonu olarak, d alanlı ve alansız soğutma süreçleri için gösterilmiştir. Alanlı soğutma durumlarında, soğutma yüksekliği $d_{FC} = 0.1$ m ve $d_{FC} = 0.05$ m dir. Bu sonuçlar gösteriyor ki, levitasyon kuvveti, genel olarak, alanlı soğutma işleminden daha ziyade alansız soğutma işleminde büyüktür. Süperiletken mıknatıs yanında soğutulduğu zaman ($d_{FC} = 0.1$ veya 0.05 m), yatay manyetik katılık κ_{xx}/L her zaman pozitifdir (yatay kararlılık), pozitif κ_{xx}/L sadece d kadar dikey yer değiştirme olduğu yerde alansız soğutma durumundan farklıdır. Soğutma yüksekliği arttıkça, yanal kararlılık azalır ve alansız soğutma durumunda elde edilen sonuçlar elde edilir. Genel olarak, süperiletken yanal yer değiştirdiğinde, önceki nüfuz bölgeleri yatay kararlılığa negatif katkıda bulunur. Hâlbuki taze nüfuz bölgeleri pozitif katkıda bulunur. Böylece alanlı soğutma durumlarında olduğu gibi, sonraki ilkinden daha iyi olduğu durumlarda yanal kararlılık olacaktır. Genel olarak şunu söyleyebiliriz, süperiletken alanlı soğutma altındayken levitasyon kuvveti azaldığı halde alansız soğutma durumuyla karşılaştırdığımızda yanal kararlılık artar [80]–[83].

1.2 Tezin Amacı

Bilindiği gibi süperiletkenlerin uygulama sahası bulduğu en önemli alan sıfır direnç özelliklerinden dolayı enerji verimliliğinin artırılmasıdır. Bunun yanında, süperiletkenlerin en önemli uygulama sahalarından birisi de enerji depolanmasıdır. Bunun için geliştirilen sistemlere enerji flywheel sistemleri denir ve bunların en önemli komponentleride manyetik yataklardır. Manyetik yataklar mıknatıs ve süperiletken malzemeden oluşmaktadır. Temel çalışma prensibi süperiletkenlerin ideal diyamagnet olmasına dayanır. Manyetik yatakların verimliliğini yani enerji depolama kapasitesini etkileyen en önemli faktör mıknatıs ve süperiletken arasındaki geometrik düzenlemedir. Farklı geometrik düzenlemeler farklı akım indüklemelerine neden olmaktadır. En verimli kombinasyonları elde etmek için sürekli denemek gerekmektedir. Bu denemeler doğal olarak para ve zaman almaktadır. Bu çalışma ile sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak süperiletken mıknatıs sisteminde yatay ve dikey kuvvetlerin simülasyonuna olanak verecek bir bilgisayar kodunun geliştirilmesi yapılacaktır. Bu kod kullanılarak farklı konfigürasyonlar denenecek ve en optimum konfigürasyon ortaya konulacaktır.

1.3 Hipotez

Süperiletken ile mıknatıs arasındaki itme çekme kuvveti uzun süreden beri bilinmekte idi. Bu kuvvet prensipte Lenz yasasına dayanmaktadır. Ancak yapılan detaylı incelemeler neticesinde bu kuvvetin Lenz yasasından öte kritik hal modeline dayandığıyla ilgili çok çeşitli hipotezler ortaya atılmıştır. Ve bu çerçevede çok sayıda hesaplama yapılmıştır. Kritik hal modeli deneysel verilerin türetilmesinde ve yorumlanmasında başarılı bir biçimde kullanılmaktadır. Ancak en büyük kısıtlaması çok karmaşık analitik işlemler gerektirmesi ve birkaç tane süperiletken geometrisi için çözüm üretilmesidir. Bunun üstesinden gelebilmek için literatürde çok farklı sayısal yöntemler geliştirilmiştir. Ancak bu sayısal yöntemlerin uygulanması ileri düzeyde matematik ve programlama bilgisi gerektirmektedir. Bunun yanında gerçek aygıt fizikine uygulanması imkansızdır. Bizim hipotezimiz mühendislik uygulamalarında sıkça yaralanılan sonlu elemanlar yöntemini süperiletken mıknatıs sistemlerine kolaylıkla uygulanabileceği ve gerçek aygıt teknolojisi üzerinde hesaplama yapılabilenidir.

SÜPERİLETKENLİK

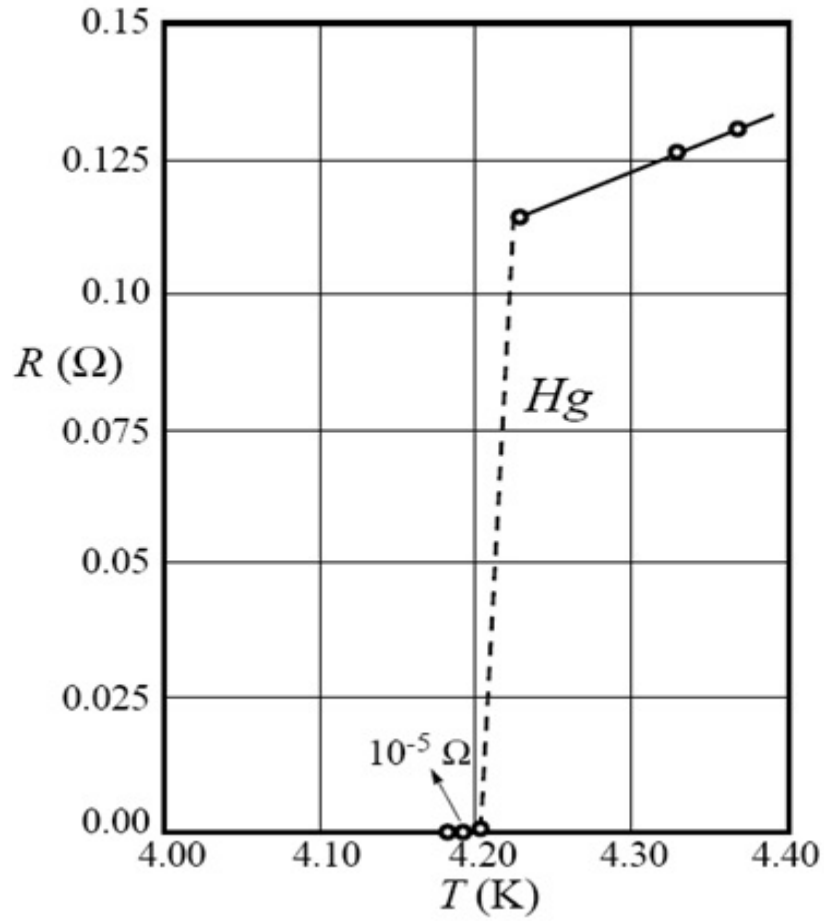
2.1 Giriş

Süperiletkenler pek çok olağandışı elektromanyetik özelliklere sahiptir ve uygulamaların çoğu bu tür özelliklerden yararlanır. Mesela, yeterince düşük sıcaklıkta tutulan süperiletken bir halkada oluşturulan elektrik akımı, kayda değer bir azalma göstermeden geçmeye devam eder. Süperiletken halka, doğru akıma karşı bir direnç ortaya koymaz, dolayısıyla bir ısınma ve kayıp söz konusu olmaz. Sıfır dirence sahip olma özelliklerine ek olarak, bazı süperiletkenler, uygulanan manyetik alanı da dışarılarlar. Dolayısıyla bu tür süperiletken içindeki bütün noktalarda manyetik alan sıfır olmaktadır. Klasik fizik, süperiletkenlerin davranışlarını ve özelliklerini açıklayamamaktadır. Aslında süperiletkenlik hali, elektronların özel bir kuvantum yoğunlaşması olarak bilinmektedir. Bu kuvantumsal davranış, süperiletken bir halkanın oluşturduğu manyetik akının kuvantumlanmasının gözlenmesi ile kanıtlanmıştır [104].

2.2 Tarihçe

Düşük sıcaklık fiziğinin tarihi, 1908 yılında Hollandalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes' in kaynama sıcaklığı 4,2 K olan helyumu sıvılaştırması ile başlamıştır. Üç yıl sonra 1911 de, Onnes ve yardımcılarının birisi metallerin düşük sıcaklık dirençlerini incelerken süperiletkenlik olayını keşfettiler. İlk olarak platini incelediler. Platinin 0 K e uzatılan (ekstrapole edilen) öz direncinin numunenin saflığına bağlı olduğunu buldular. Daha sonra, damıtma yolu ile elde edilen çok saf sıvıyı incelemeye karar verdiler. Ancak onları bir sürpriz bekliyordu. Hg'nin direncinin, 4,15 K de çok keskin bir şekilde düşerek,

ölçülemeyecek kadar küçük değerlere ulaştığını gördüler. Onnes bu yeni olayı, kusursuz iletken anlamında süperiletken olarak adlandırmıştır. Hg ve Pt için deneysel sonuçlar Şekil 2.1’de görülmektedir. T sıfıra giderken, sonlu bir dirence sahip olan Pt süperiletkenlik göstermemektedir. Helyumu sıvılaştırması ve maddelerin düşük sıcaklık özellikleri üzerine yaptığı çalışmalar Onnes’ e "1913 Nobel Fizik Ödülünü" kazandırmıştır [104].



Şekil 2.1 Direncin düşük sıcaklık değişimi [105]

Şekil 2.1 de görüldüğü üzere direnç, cıva için T_c kritik sıcaklığı üzerinde normal bir metal gibi davranmakta, daha sonra $T_c = 4,17 K$ nın altında aniden sıfıra düşmektedir.

Süperiletkenlerin manyetik özelliklerinin anlaşılması, elektriksel özelliklerinin anlaşılması kadar güç ve ilgi çekicidir. W Hans Meissner ve Robert Ochsenfold 1933 yılında süperiletkenlerin manyetik özelliklerini incelediler ve manyetik alanda soğutulan bir süperiletkenin, kritik sıcaklık altına inildiğinde, manyetik akıyı

dışarıladığını buldular. Ayrıca bu malzemelerin, kritik $B_c(T)$ manyetik alanlarından daha büyük manyetik alanlarda süperiletkenlik özelliklerini kaybettikleri bulunmuştur.

Süperiletkenliğin temeli; John Bardeen, Leon N. Cooper ve J. Robert Schrieffer tarafından 1957'de açıklanmıştır [106]. BCS teorisi olarak bilinen bu teoride, iki elektron arasında "Cooper Çiftleri" olarak bilinen bağlı bir halin oluşması temel prensiptir.

1962 yılında Brian D. Josephson, yalıtkan bir engel kullanarak birbirinden ayrılmış iki süperiletken arasında, tünelleme akımının elektron çiftleri tarafından oluşacağını ileri sürmüştür [107]. Josephson'un bu öngörüsü kısa bir süre sonra ispatlanmıştır.

1986 yılında, J. Georg Bednorz ve Karl Alex Müller; lantanum, baryum ve bakırın bir oksidinde 30 K'nın üzerinde süperiletkenliğin varlığını yaptıkları çalışma ile tüm dünyaya duyurdular [108].

O zamana kadar T_c için bilinen en yüksek değer 23 K idi ve bu değer niobyum ve germanyumun bir bileşiği idi. Bu bakımdan bu buluş konuyu ileri götüren çok büyük bir gelişme olmuştur. Yüksek-sıcaklık süperiletkenlerinin keşfine kadar, süperiletken malzemelerinin kullanılması pahalı bir malzeme olan sıvı helyumu ya da çok patlayıcı sıvı hidrojen banyosunu gerektiriyordu. T_c 'si 77 K'dan büyük olan süperiletkenler ise, doğada çok bulunan ve oldukça ucuz olan sıvı azot ile bu ihtiyaç halledilebiliyor. Bir gün T_c leri oda sıcaklığının üzerinde olan süperiletkenler bulunacak olursa, insanlığın bunlara dayandırdığı teknoloji de hızlı bir biçimde değişecektir.

2.3 I. Tip Süperiletkenler

Titanyum, alüminyum, kalay, cıva, kurşun, vb. gibi belli metaller kritik sıcaklıklarının altındaki sıcaklıklara kadar soğutulduklarında, elektriksel dirençleri tamamen ortadan kalkarak süperiletken olurlar. Bu metaller ilk keşfedilen süperiletkenlerdir ve daha sonra I. tip süperiletkenler diye isimlendirilmişlerdir.

H_c , *kritik manyetik alan* olarak nitelenen belli bir miktar manyetik alanın varlığında, metalde süperiletkenliğin yok olduğu ve tekrar normal hale döndüğü keşfedilmiştir.

H_c' 'nin değeri, termodinamiksel olarak normal ve süperiletkenlik durumu arasında serbest enerji farkı ile ilintilidir ve şu şekilde ifade edilebilir:

$$\frac{\mu_0 H_c^2}{2} = F_n(T) - F_s(T) \quad (2.1)$$

burada F_n ve F_s sıfır alanda kendi fazlarında her birim hacim için sırasıyla normal ve süperiletken durumdaki Helmholtz serbest enerjileridir. Deneysel olarak $H_c(T)$ şu parabolik yaklaşıklığa oldukça iyi uyum sağlamaktadır:

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

burada $H_c(0)$ mutlak sıfır sıcaklıkta kritik alanın değeridir. Sıfır alanda T_c 'deki geçiş ikinci derece bir faz geçişi iken, belli bir manyetik alanın varlığında bu geçiş birinci derece bir geçiş olmaktadır. Çünkü sistemin termodinamik durumunda ve bununla bağlantılı gizli ısıda süreksiz bir değişim mevcuttur.

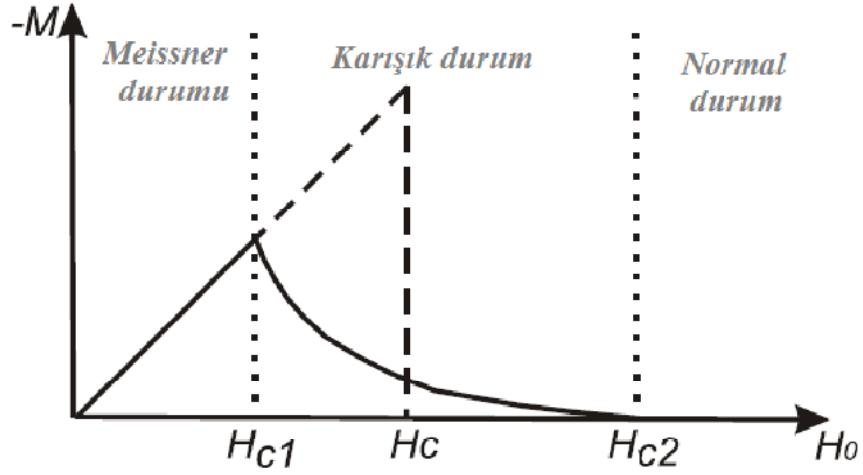
Çizelge 2.1 Bazı süperiletkenlerin normal basınç altında kritik geçiş sıcaklıkları ve T=0 K de ölçülen kritik manyetik alan değerleri [109]

Süperiletken	T_c (K)	$B_c(0)$ (Tesla)
Al	1,196	0,0105
Ga	1,083	0,0058
Hg	4,153	0,0410
In	3,408	0,0281
Nb	9,260	0,1991
Pb	7,193	0,0803
Sn	3,722	0,0605
Ta	4,470	0,0829
Ti	0,390	0,0100
V	5,300	0,1023
W	0,015	0,00012
Zn	0,850	0,0054

2.4 II. Tip Süperiletkenler

1950 lere kadar, II. tip süperiletkenler olarak bilinen başka bir grup maddenin varlığı tespit edildi. Bu maddeler, Şekil 2.2'de H_{c1} ve H_{c2} olarak gösterilen iki kritik alan tarafından belirlenmektedir. Uygulanan alan, H_{c1} alt kritik alanından küçükse, madde

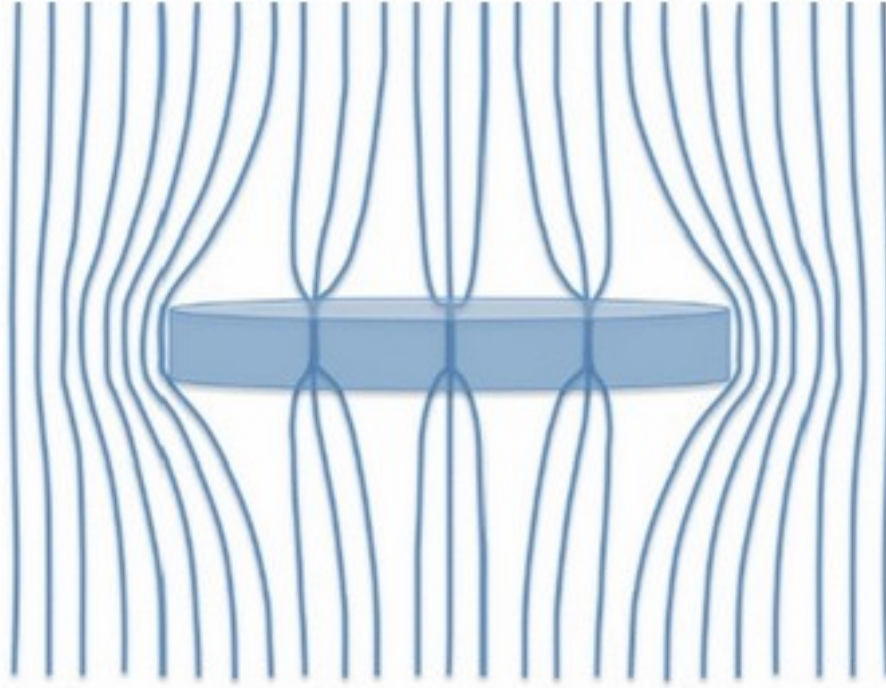
tam olarak süperiletkendir ve I. tip süperiletkenlerde olduğu gibi hiç bir akı maddeye nüfuz edemez. Uygulanan alan, H_{c2} üst kritik alanı aştığında, akı numunenin tamamına nüfuz eder ve süperiletken durum ortadan kalkar. Fakat H_{c1} ile H_{c2} arasındaki alanlar için malzeme "Girdaplı hal" (Vorteks hali) olarak bilinen karışık halde bulunur.



Şekil 2.2 II. tip süperiletkenler için, kritik alanların değişimi [104]

Şekil 2.2 de alt kritik alan olan H_{c1} in altında numune, I. tip süperiletken gibi davranır. Üst kritik alan H_{c2} nin üzerinde, madde normal bir iletken gibi davranır. İki alan arasında, süperiletken karışık haldedir.

Girdaplı halde madde sıfır dirence sahip olabilir ve akı kısmen nüfuz edebilir. Uygulanan alan alt kritik alanı geçtiğinde, girdaplı bölgeler, Şekil 2.3’de görüldüğü gibi normal kısımlardan oluşan fitiller şeklinde olur. Uygulanan alanın şiddeti arttığında fitil sayıları artar ve alan üst kritik alana ulaştığında numune normal hale geçer.



Şekil 2.3 Karışık haldeki II. tip süperiletkenin şematik çizimi

Şekil 2.3’de numune koyu olarak gösterilen normal kısım fitillerine sahiptir. Manyetik alan çizgileri bu bölgelerden geçer. Alan çizgileri, süperiletken bölgelerden dışarılır. [122]

Girdaplı hali, gözümüzde, silindirik normal bir metal çekirdekle sarılmış, aşırı akımların silindirik anaforu olarak canlandırabiliriz. Bu çekirdekler, akının II. tip süperiletkenlere nüfuz etmesini sağlarlar. Manyetik alan, girdap fitillerinin merkezinde maksimum olup, çekirdeğin dışına doğru, belirli bir nüfuz derinliği (λ) ile üstel olarak azalır. Her girdap için $\mathbf{B}$ nin "kaynağı" süper akımlardır. II. tip süperiletkenlerde, normal metal çekirdeğinin yarıçapı, nüfuz derinliğinden daha küçüktür.

II. tip süperiletkenler için kritik sıcaklık ve üst kritik alan değerleri Çizelge 2.2’de verilmiştir. B_{c2} nin değerleri, I. tip süperiletkenlerin B_c kritik alanından büyüktür (Çizelge 2.2). II. tip süperiletkenler; geçiş elementleri ile aktinit serisi elementlerin bileşikleri olduğu görülmektedir. Şekil 2.4’deki üç-boyutlu çizim, değişik II. tip süperiletkenlerde kritik sıcaklığın, üst kritik alan ve I_c kritik akım yoğunluğu ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Kritik alanların, I. tip süperiletkenlere kıyasla çok büyük oldukları görülmektedir. Mesela $Nb_3(AlGe)$ alaşımı için B_{c2} üst kritik alan 44 T ve T_c kritik sıcaklığı 21 K dir. Bu nedenle yüksek manyetik alan veren mıknatıs yapımı için II. tip

süperiletkenler olukça uygundurlar. Örneğin *NbTi* alaşımı kullanarak, hiç güç harcamadan 5T ile 10T arasında alan verebilen süperiletken bobinler (solenaid) sarılabilir. Klasik demir çekirdekli elektromıknatıslarda çok yüksek güç tüketimi ile bile 2 T nin üzerine çıkıldığı nadirdir.

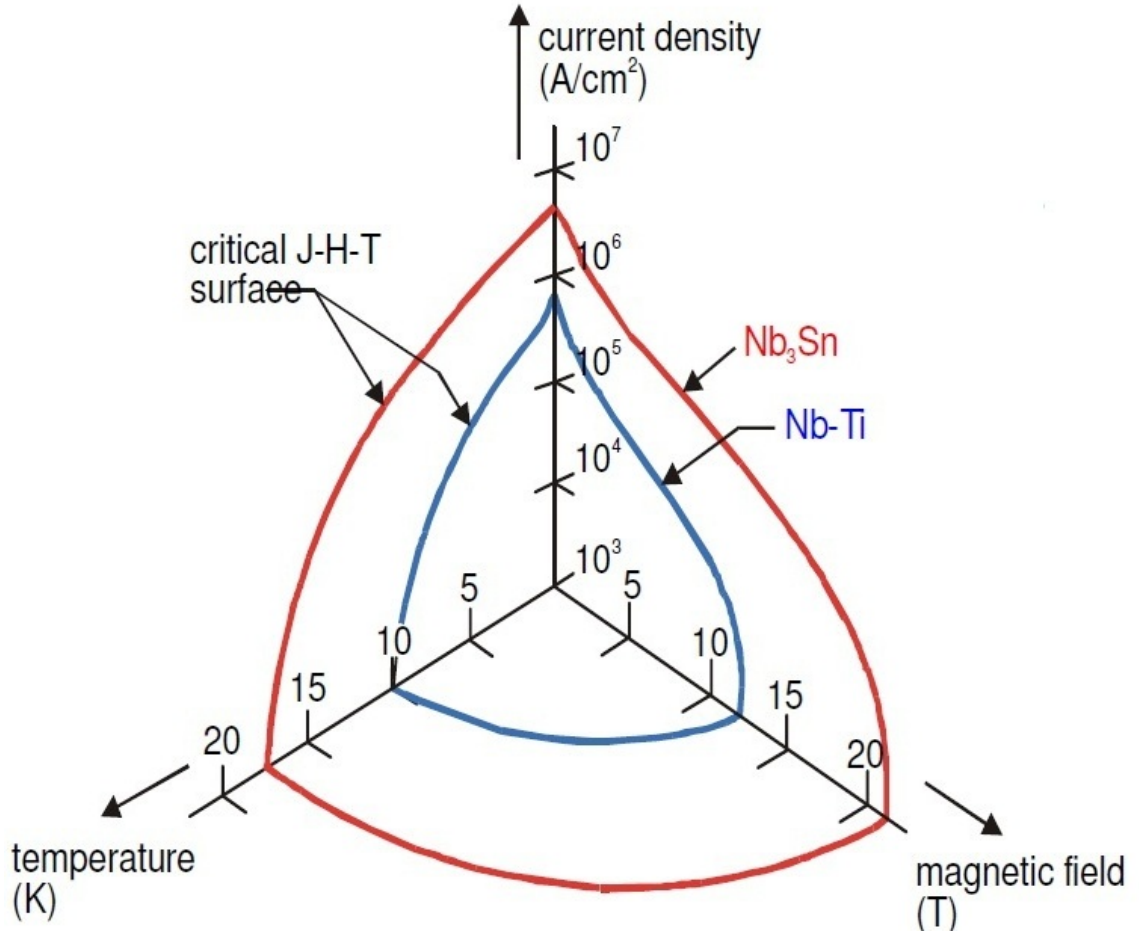
Çizelge 2.2 T = O K de Değişik II. Tip Süperiletken için kritik sıcaklık ve üst kritik manyetik alan değerleri [110]

Süperiletken	T _c (K)	B _{c2} (0) (Tesla)
NbN	15,7	15,3
NbTi	9,3	15,0
Nb ₃ Al	18,7	32,4
Nb ₃ Sn	18,0	24,5
Nb ₃ Ge	23,0	38,0
Nb ₃ (AlGe)	21,0	44,0
V ₃ Si	16,9	23,5
V ₃ Ga	14,8	20,8
PbMoS	14,4	60,0

II. tip süperiletkenler karışık halde iken, yeterince büyük bir akım, girdapların akıma dik olarak hareketine neden olabilir. Bu girdap hareketi, akının zamanla değişimi anlamına gelir ve madde içinde direnç meydana getirir. Safsızlıklar ekleyerek, girdapları bir yere çivilemek (pinning) ve hareketlerini engellemek; dolayısıyla karışık bir haldeki bir süperiletken için sıfır direnç oluşturmak mümkün olabilir. II. tip bir süperiletken için kritik akım şu şekilde elde edilebilir: Bu akımın değeri ile girdaptaki akının çarpımı, girdapları bir yere çivileyen kuvveti yenecek bir Lorentz kuvveti vermelidir. Bu olgu kritik akımın değerini belirler.

Çizelge 2.3 Bazı malzemelerin kritik akım yoğunlukları [111]

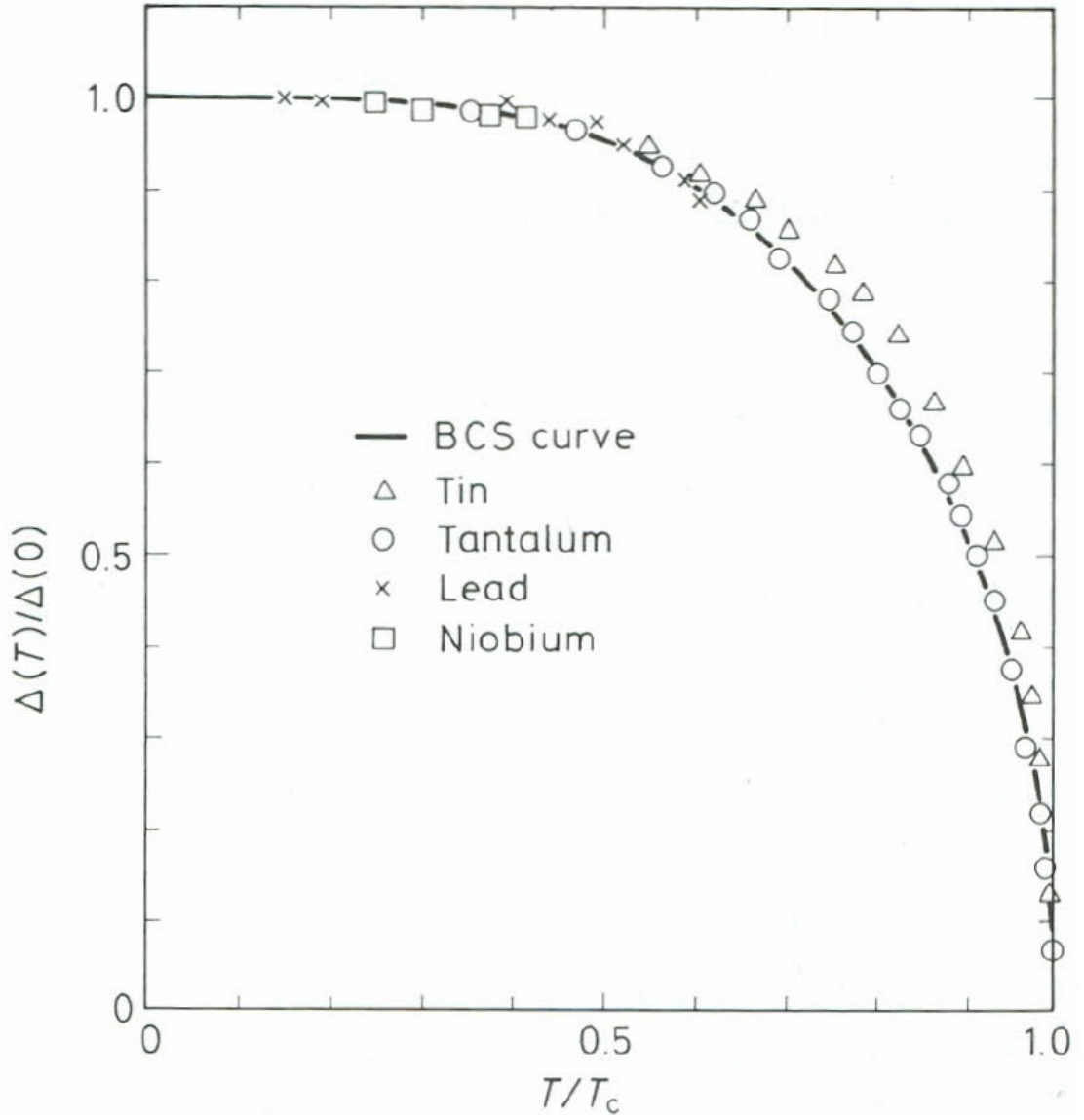
Malzeme	Kritik akım yoğunluğu (A/ mm ²)
Cu	3– 5 (300 K) 30 (77 K)
NbTi	5000 (4.2 K, 1 T)
MgB ₂	230 (25 K, 3 T)
Bi2223	350 (20 K, 3 T)
ReBCO (Re = Y, Nd, Sm, Yb...)	500 (77 K, 3 T) 150 (77 K, 3 T)



Şekil 2.4 I_c kritik akım yoğunluğunun ve B_{c2} üst kritik alanın sıcaklıkla değişimi [112]

2.5 BCS Teorisi

Süperiletkenliğin kuantum teorisinin temeli 1957 de Bardeen, Cooper ve Schriffer' in artık klasik olmuş makalelerinde atıldı [106].



Şekil 2.5 BCS teorisinin öngörüsü. Kalay, Tantal, Kurşun ve Niobyum elementlerinin deneysel enerji aralıklarının indirgenmiş sıcaklığa göre grafiği [113]

BCS teorisinin ana hatları şunlardır:

1. Elektronlar arasındaki çekici bir etkileşme, uyarılmış durumlardan bir aralık enerjisi ile ayrılmış bir taban durumuna yol açar. Kritik alan, ısısal özellikler ve elektromagnetik özelliklerin büyük bir bölümü bu enerji aralığının birer sonucudurlar. (Özel bazı durumlarda enerji aralığı olmadan da süperiletkenlik oluşabilir.)
2. Elektron-örgü-elektron etkileşmesi, gözlenen büyüklükte bir enerji aralığına yol açar. Bu dolaylı etkileşme bir elektronun örgüyle etkileşip onu deforme etmesi ve ikinci bir elektronun bu örgü deformasyonunu görüp enerjisini azaltacak şekilde durumunu

yeniden düzenlemesiyle olur. Buna göre, iki elektron örgü deformasyonu aracılığı ile etkileşirler.

3. Nüfuz derinliği (λ) ve eş uyum uzunluğu BCS teorisinin doğal sonuçları olarak ortaya çıkarlar. London denklemi uzayda yavaş değişen magnetik alanlar için elde edilir. Buna bağlı olarak, süperiletkenliğin en temel olayı olan Meissner etkisi doğal bir şekilde elde edilir.

4. Bir element veya alaşım için geçiş sıcaklığı temelde şu iki büyüklüğe bağlıdır: 1) Bir spin durumu için Fermi düzeyindeki $D(\epsilon_F)$ elektron yörüngeleri yoğunluğu; 2) Elektron-örgü etkileşmesi U ki bu, elektrik özdirencinden hesaplanabilir, çünkü oda sıcaklığında öz direnç elektron-fonon etkileşmesinin bir ölçüsüdür. $U D(\epsilon_F) \ll 1$ için BCS teorisinin öngördüğü kritik sıcaklık

$$T_c = 1.14\theta \exp[-1/U D(\epsilon_F)] \quad (2.3)$$

olup, θ Debye sıcaklığı ve U çekici bir etkileşmedir. Bu bağıntı merteye olarak deneysel verilere uyar. Burada görünürde bir çelişki vardır: Oda sıcaklığında öz direnç ne kadar büyükse U da o kadar büyük olur ve bu metalin, soğutulduğunda süperiletken olma olasılığı daha büyük olur.

5. Süperiletken bir halka içindeki manyetik akı kuantalanmış olur ve buna neden olan etkin yük değeri e değil $2e$ dir. BCS taban durumu elektron çiftleri tarafından oluşturulduğu için $2e$ çift yükü teorisinin bir sonucudur [114].

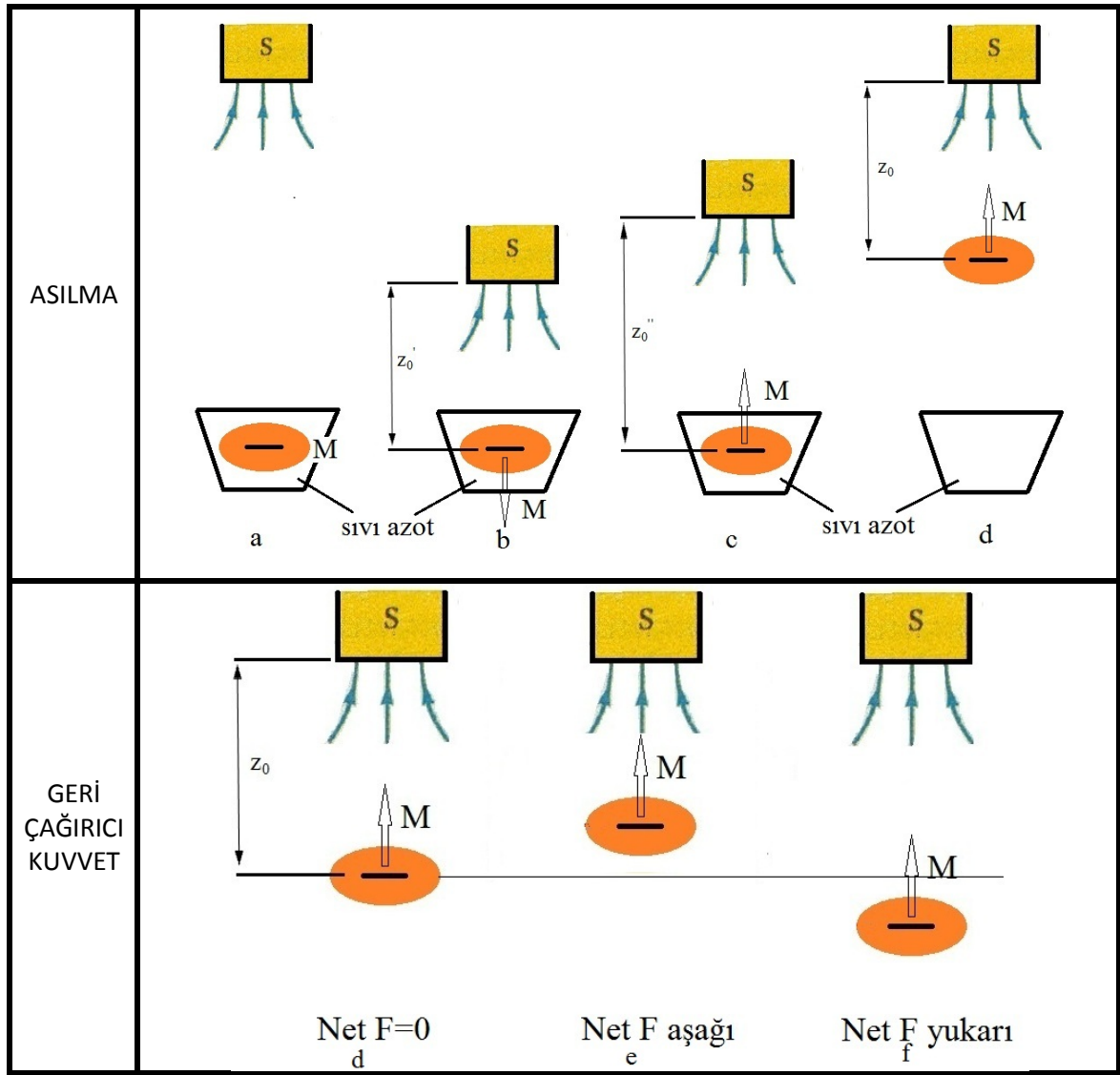
Daha genel olarak Cooper çiftini oluşturan neden, iki elektron arasındaki çekici bir *elektron-örgü-elektron etkileşmesidir*. Burada kristal örgü, çekici kuvvetin oluşması için aracı görevini yapmaktadır. Kuantumlanmış örgü titreşimlerine fonon adı verildiğinden, bazı bilim adamları bu olaya *fonon aracılığı mekanizması* adını vermektedirler [115].

2.6 Bir manyetik Alanın, Girdap Hareketi Engellenmiş II. Tip Süperiletkene Uyguladığı Kuvvet

Girdap hareketi engellenmiş II. tip süperiletkenler için durum oldukça farklıdır. Mıknatıslanmanın işaretine bağlı olarak, düşey manyetik kuvvet çekici veya itici olabilir. Alan gradiyenti ile süperiletkenin pozitif mıknatıslanmanın çarpımı, aşağı doğru

yönelmiş olan yerçekimi kuvvetini dengelemeye yetecek kadar bir kuvvet veriyorsa, küçük bir süperiletken parça bir mıknatısın altında asılı kalabilir. Böyle bir durumda, süperiletken parçacık manyetik alan gradiyenti içinde asılı olarak kalır.

Askılanma olayı, yüksek T_c li ve girdap hareketi serbestisine sahip olmayan özel bir süperiletken olan, gümüş katkılanmış Yitrium-baryum-bakıroksit örneklerinde gözlenebilir. Asılı kalma olayını gözlemek için, şematik olarak Şekil 2.7 de gösterilen özel bir yöntem kullanılmalıdır. İlk olarak, daimi mıknatıs, sıvı azota batırılmış olan süperiletken parçacığa doğru alçaltılır (Şekil 2.7(a)) Burada simetrinin uygun olduğunu ve yalnızca z doğrultusundaki kuvvetlerin göz önüne alınabileceğini varsayıyoruz. Süperiletkenin alana tepkisi, daimi mıknatısın kendisini itmesini sağlayacak şekildedir. Bu, Şekil 2.7 de, ilk mıknatıslanmanın negatifi (diyamanyetik) olduğu bölgeye karşılık gelmektedir. Bu bölgede diyamanyetik süperiletkenle daimi mıknatıs birbirlerini iterler. Bu parçacık, hem yerçekimi tarafından hem de mıknatıs tarafından sıvı azot kabının tabanına doğru bastırılır. Daimi mıknatıs aşağıya doğru indirilmeye devam edildiğinde, madde diyamanyetik olduğundan, itici kuvvet daha da kuvvetlenebilir (Şekil 2.7(b)). Bu anda, daimi mıknatıs süperiletkenden uzaklaştırılır. Bu, dış alanın azaltılması demektir ki akı tuzaklanmasını ve pozitif mıknatıslanma sonucunu doğurur. Bu pozitif mıknatıslanma, süperiletkenin daimi mıknatısa doğru çekilmesini sağlar (Şekil 7c). Eğer çekim kuvveti, yerçekimi kuvvetini dengeleyebilecek büyüklükte ise, süperiletken sıvı azottan kaldırılabilir ve süperiletken kaldığı süre de mıknatısın altındaki boşlukta asılı kalmaya devam eder.



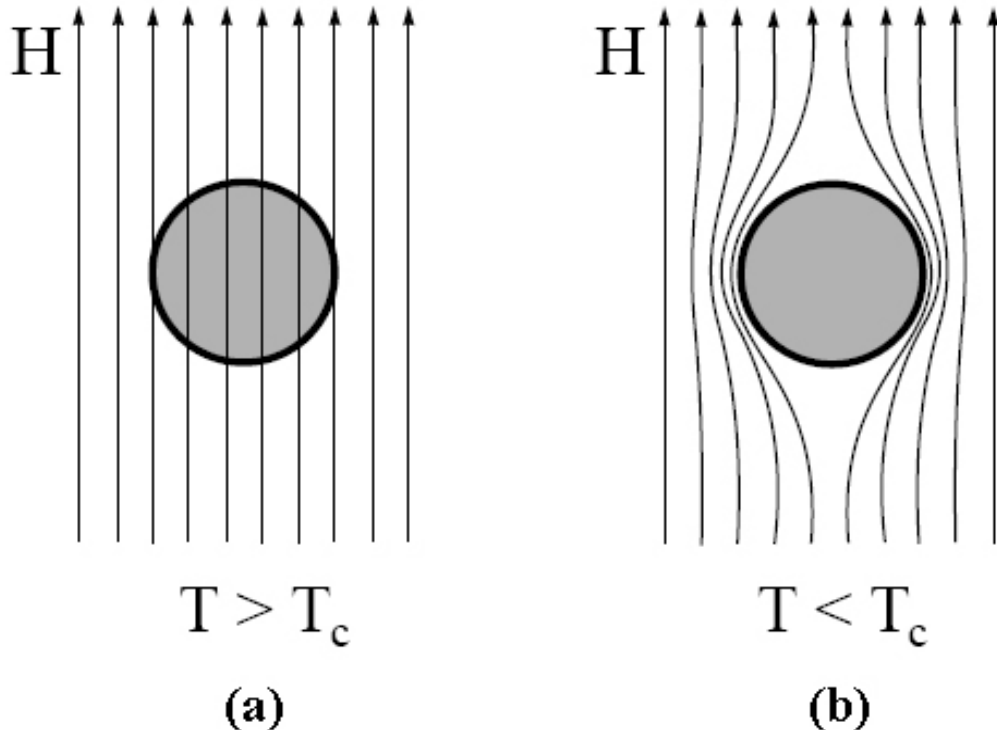
Şekil 2.7 Asılı kalma olayını gözlemek ve anlamak için gereken basamakların şematik gösterimi [104]

Şekil 2.7’de; (a) Daimi mıknatısını alçaltılması, negatif mıknatıslanma, (b) Daha da alçaltma süperiletken parçacığın daha da kuvvetlice itilmesine neden olmaktadır, (c) Mıknatısın uzaklaştırılması, mıknatıslanmanın terslenmesi ve mıknatısa doğru çekilme, (d) Süperiletkenin bir ξ_0 yüksekliğinde dengede kalması. Bu noktada yukarı yönlü manyetik kuvvet, aşağı yönlü yerçekimi kuvvetini dengeler. (e) Süperiletkenlik bozulmaya uğrar ve mıknatısa yaklaşır. Bu, pozitif mıknatıslanmada azalmaya neden olur. Akı hareketi olmadan, süperiletken perdeleme akımları geçer. Mükemmel bir iletkendekine benzer biçimde diyamanyetik perdeleme oluşur. (f) Süperiletken bozulmaya uğrar ve mıknatıstan uzaklaşacak şekilde hareket eder. Bu, pozitif mıknatıslanmanın artması sonucunu doğurur. [104]

Mıknatıslanmadaki histeresiz ve tersinmezlik, tek bir asılı kalma noktası vermez. Asılı kalma (veya manyetik kaldırma) olayı için tek şart yukarı yönlü kuvvetin, aşağı yönelmiş yerçekimi kuvvetini karşılamasıdır. Şekil 2.7(b) deki mıknatıs daha da alçalacak olursa (Histeresiz çevriminde daha büyük **B**) büyük alanda mıknatıslanmanın işareti değişir. Daha büyük olan gradientininin mıknatısa yakın olması durumunda, bir dipol için daha küçük asılı kalma yükseklikleri elde edilir. Buna ek olarak, süperiletkenin asılı kalma durumunda bir bozulma olursa, başka bir mıknatıslanma çizgisi izlenip, başka bir asılı kalma yüksekliği ortaya çıkar. Enine kuvvetlerin tartışılması, bu doğrultudaki dengenin, akı hareketi engellenmesinden kaynaklandığını göstermektedir.

2.7 Süperiletkenlerin H - T Faz Diyagramları

Hiç şüphesiz, süperiletkenlerin manyetizasyon, AC alınganlık, manyetik kaldırma, manyetikzorlanım (magnetostriktion) vb. çalışmalar yapılarak; manyetik davranışlarını açıklayabilmenin, yorumlayabilmenin ve birtakım önemli parametrelerini belirleyebilmenin yolu onların manyetik faz diyagramlarını çok iyi anlamaktan geçer. Bu bölümde I. tip, II. tip ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin manyetik faz diyagramları üzerinde durulmuştur.



Şekil 2.8 Meissner etkisi: Süperiletken içerisindeki manyetik alanın dışlanması [109]

Şekil 2.8 (a)'da normal şartlarda (süperiletkenliğe geçiş sıcaklığının üzerinde) manyetik alan uygulandığında oluşan durum. Şekil 2.8 (b)'de süperiletkenliğe geçiş sıcaklığının altında manyetik alan uygulandığında oluşan durum. [109]

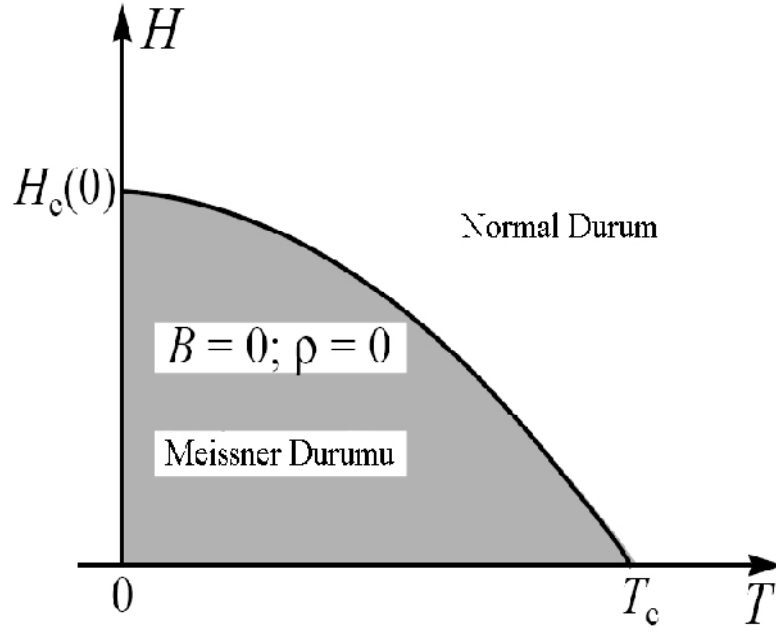
Şekil 2.9'de (2.2) uyarınca elde edilen I. tip süperiletkenlere ait faz diyagramı gösterilmektedir. I. tip süperiletkenler, $H < H_c(T)$ durumunda, yüzeylerindeki ince bir bölge, yani nüfuz derinliği λ , hariç diğer bütün bölgelerde manyetik akıyı dışarı iterler. Burada $H_c(T)$ numuneyi karakterize eden ve sıcaklığa bağlı olan kritik manyetik alandır. Tipik bir nüfuz derinliği $\lambda = 1000 \text{ Å}$ 'dur. Bu küçük yüzey bölgesindeki manyetik akıyı ihmal edersek ideal bir I. tip süperiletken için herhangi bir manyetik akı içeriye giremez. Dolayısıyla

$$\langle B \rangle = \mu_0 H + \mu_0 \langle M \rangle \quad (2.4)$$

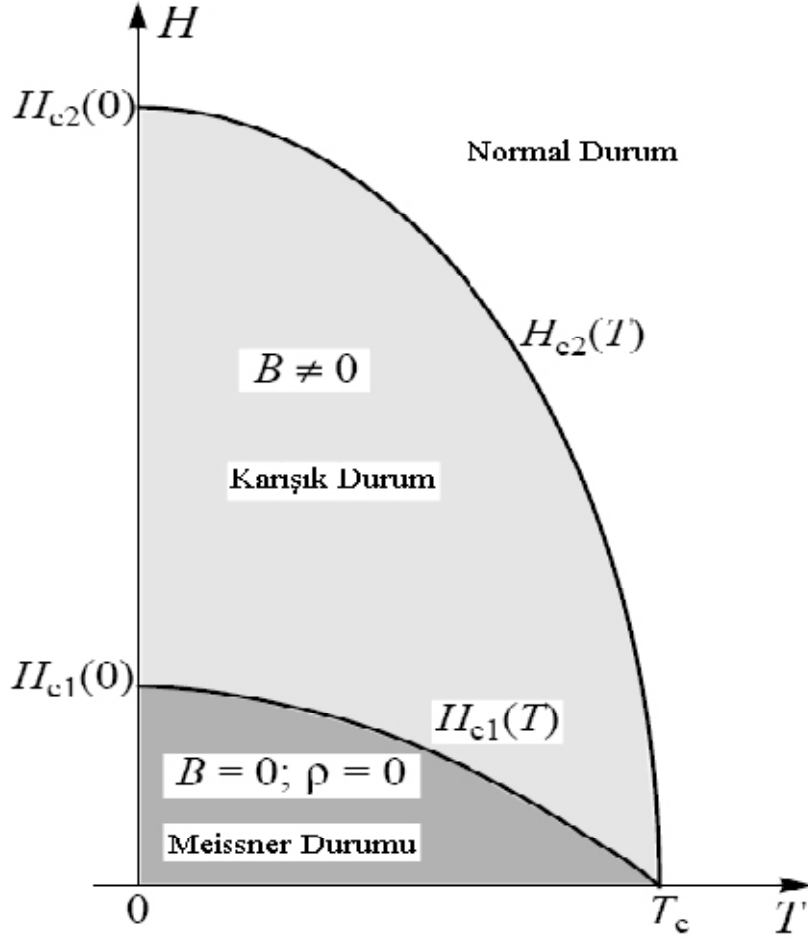
şeklinde verilen standart bağıntıyı kullanarak I. tip süperiletkenlerin manyetizasyonu için

$$\langle M \rangle = -H \quad (2.5)$$

bağıntısı yazılabilir. Çünkü $\langle B \rangle = 0$ 'dır ve numune mükemmel diyamanyetizm özelliği gösterir. Burada H , uygulanan manyetik alandır ve $\langle B \rangle$, tüm numune üzerindeki ortalama manyetik akı yoğunluğudur. Bu olay *Meissner olayıdır*. $H > H_c(T)$ durumunda ise numune normal haldedir ve $\langle B \rangle = \mu_0 H$ eşitliği geçerlidir.



Şekil 2.9 I. Tip Süperiletkenlerde kritik alanın sıcaklığa bağılılığı. [109]

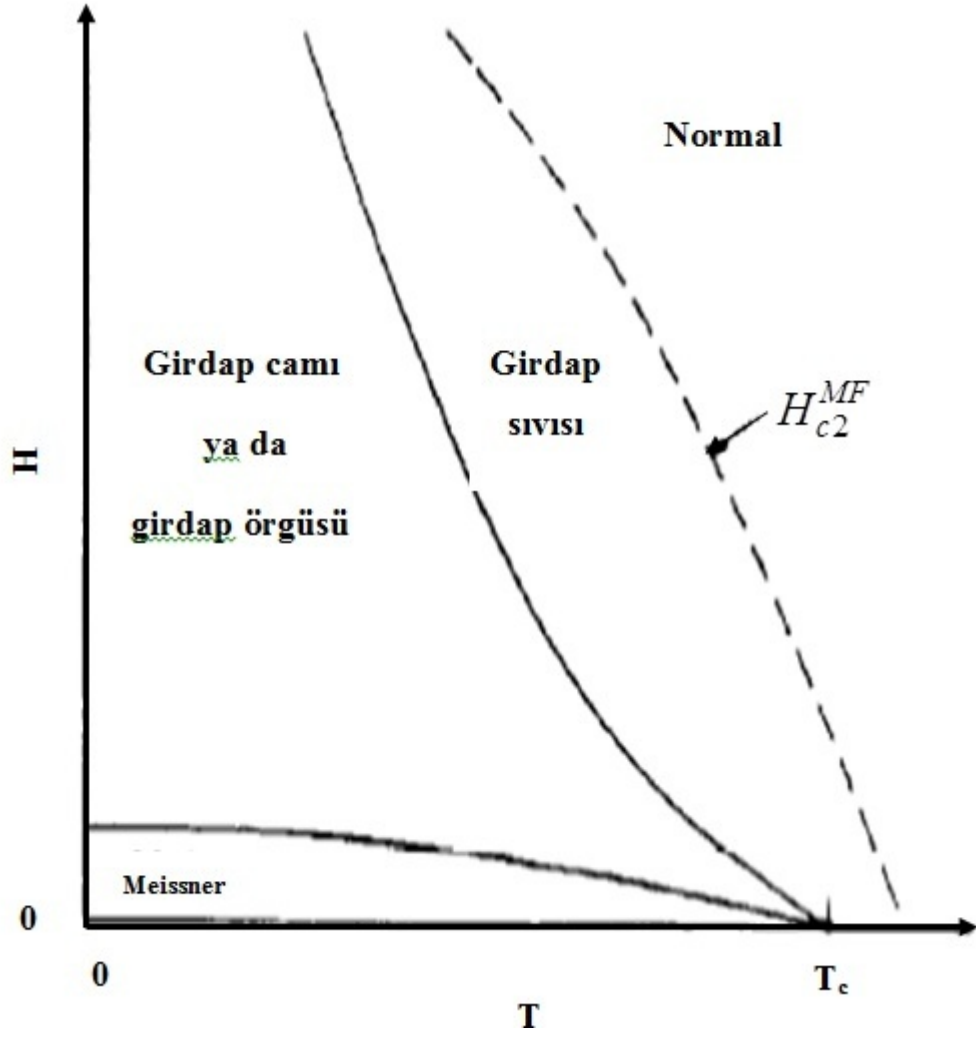


Şekil 2.10. Düşük T_c 'li bir II. Tip Süperiletkenin faz diyagramı [109]

Daha önce belirtildiği gibi, uygulanan manyetik alan H_{c1} , alt kritik alandan küçük olduğunda, ideal geleneksel (düşük T_c 'li) II. tip süperiletkenler Meissner fazındadır ve süperiletken mükemmel diamanyetizm (London yüzey derinliği hariç) gösterir. Süperiletken karışık halde iken, manyetik alan, her biri tam olarak ϕ_0 kadar akı taşıyan kuantlaşmış akı çizgileri biçiminde süperiletkene nüfuz eder. Bu durumdaki süperiletken Abrikosov girdap örgü fazındadır. Karışık fazda, manyetik alan ile paralel olarak yönelen akı çizgileri “düzenli üçgen kristal örgü” oluştururlar. Manyetik alan H_{c2} 'ye ulaştığı zaman, süperiletken ikinci derece bir faz geçişine uğrar ve süperiletkenlik ortadan kalkar. **H-T** düzleminde ortalama alan yaklaşıklığı altında faz diyagramı Şekil 2.10'da gösterilmiştir.

İçerisinde yapısal kusurlar barındırmayan (ideal) bir II. tip süperiletkenin, ortalama alan gösterimin ötesinde, girdap sisteminin dinamik özellikleri çeşitli düzensizlikler tarafından belirlenirler. Süperiletkenlik düzen parametresini etkileyen en önemli etmen olan statik düzensizlik (kristal kusurları), sürücü Lorentz kuvvetine karşı koyan sonlu bir F_p çivlenme kuvvet yoğunluğu meydana getirecektir. $J_c = F_p / B$, kritik hal denklemi ile tanımlanan kritik akım yoğunluğu, $J_0 = H_c / \sqrt[3]{6\pi} \lambda_L$, denklemi ile tanımlanan Cooper çiftlerinin parçalanmasına yol açan akım yoğunluğu tarafından daima sınırlanır. J_0 'ın, H_c termodinamik kritik alan tarafından belirlendiğine dikkat etmek gerekir. J_c / J_0 , boyutsuz oranı hacim çivlenme kuvvetinin şiddetini karakterize eden bir parametredir.

Isıl dalgalanmalar, gerek girdap sisteminin faz diyagramı için, gerekse de onun dinamik özellikleri için önemli sonuçlara sahip diğer bir düzensizlik kaynağıdır (Blatter vd., 1994). Örneğin, ısı dalgalanmalar yüzünden çivlenme potansiyelinin düzgünleşmesi, akı sürüklenmesi olarak adlandırılan akı çizgilerinin ısı olarak çivlenmeden kurtulmasına yol açabilir. Termal dalgalanmayı yöneten temel parametre, bir eş uyum hacmi içerisinde yoğunlaşma enerjisi ve geçiş sıcaklığının bağlı büyüklüklerini belirleyen $G = [k_B T_c / H_c^2(0) \xi_{\square}^2 \xi_{\perp}]^2 / 2$, Ginzburg sayısıdır. Burada, k_B Boltzmann sabiti; T_c , kritik sıcaklık; $H_c(0)$, $T=0$ 'da termodinamik kritik manyetik alandır.



Şekil 2.11 Şiddetli ısı dalgalanmalarına sahip bir yüksek sıcaklık süperiletkenin sistematik faz diyagramı

Şekil 2.11’de H_{c2}^{MF} üst kritik alanın ortalama alan davranışdır. Şekil 2.11’de yüksek sıcaklık oksit süperiletkenlerin faz diyagramı gösterilmiştir. Düşük T_c ’li alışıla gelmiş süperiletkenlerden yüksek T_c ’li süperiletkenleri kesin olarak birbirinden ayıran (tamamıyla birbirinden bağlantısız olmayan) üç tane önemli özellik vardır: **(1)** Geçiş sıcaklığı T_c çok yüksektir ve böylece eş uyum uzunluğu $\xi \propto \hbar v_F / k_B T_c$ düşüktür. **(2)** Nüfuz derinliği λ çok büyüktür. **(3)** Oksit süperiletkenlerin tabakalı yapısı sistemde çok büyük bir tek eksenli eş yönsüzlüğe (anizotropiye) neden olur ve oluşan eş yönsüzlük parametresi $\gamma \equiv \xi_{\parallel} / \xi_{\perp}$, 1’den çok büyüktür. Çivilenme şiddeti ve ısı dalgalanmalar için uygun parametreleri karşılaştırarak farkın ne kadar olduğu belirlenebilir. Alışıla gelmiş

II. tip süperiletkenlerde çivilenme oldukça şiddetlidir; oysa ısı dalgalanmalar oldukça zayıftır, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) gibi yüksek sıcaklık süperiletkenlerde, çivilenme genellikle zayıftır, buna karşın termal dalgalanmalar alışla gelmiş süperiletkenlere göre oldukça büyüktür, Sonuç olarak, derin fizik içeren yeni pek çok olay yüksek sıcaklık süperiletkenlerde deneysel olarak ortaya çıkarılmıştır. Mesela, sonlu manyetik alanda direnç geçişlerinde önemli ölçüde genişleme söz konusudur (Tinkham, 1988). Ortalama alan H_{c2} 'nin çok altında farklı bir tersinmezlik çizgisinin varlığı tespit edilmiş ve T_c 'nin çok çok altında bile çok büyük boyutlarda akı sürüklenmesi gözlemlenmiştir (Yeshurun ve Malezmoﬀ, 1988).

Yüksek T_c 'li süperiletkenlerde diyamanyetizma mevcut, ancak $J_c = 0$ olan $H - T$ düzleminde geniş bir bölgenin varlığı deneysel olarak bulunmuştur. Manyetik davranış bakımından tersinmez ve tersinir bölgeleri birbirinden ayıran ve tersinmezlik çizgisi olarak isimlendirilen ayrı bir çizgi $H_{irr}(T)$ vardır. Tersinmezlik çizgisi DC manyetizasyon ölçümleri yardımı ile tespit edilebilir. Bu ölçümler şu şekilde gerçekleştirilir: Sabit alan altında, sıcaklık belli bir T değerinden T_c 'nin çok çok altındaki belli bir sıcaklık değerine kadar düşürülür ve daha sonra oradan tekrar T 'ye kadar yükseltilir. Bu işlem farklı alan değerleri için alansız soğutma (**ZFC**) ve alanlı soğutma (**FC**) işlemlerinden sonra ayrı ayrı tekrarlanır. **FC** ve **ZFC** işlemlerinde elde edilen manyetizasyon eğrilerinin çakıştığı nokta o alan değeri için tersinmezlik değeridir. Bununla beraber AC alınganlık ölçümleri yardımıyla tersinmezlik çizgisi tespit edilebilir. AC kayıp pikinin tepeleri tersinmezlik için genellikle bir ölçüttür.

Tersinmezlik çizgisi için hala tutarlı bir teori yoktur. Bunun için, ısı olarak aktive edilmiş çivilenmeden kurtuluştan kaynaklanan bir olaydır, şeklinde basit bir tanım kullanılabilir. Tersinmezlik çizgisinin yukarısında ısı olarak aktive edilmiş akı akışı mevcuttur. Daha yüksek manyetik alanlarda (H_{c2} 'ye kadar) ve sıcaklıklarda akı akışı tamamıyla tersinir bir manyetizasyon eğrisi oluşmasına sebep olur. Bu nedenden ötürü, tersinmezlik çizgisi çivilenmeden kurtuluş çizgisi olarak da isimlendirilmektedir. Bu gösterimde elektrik alan

$$E = \frac{2v_0 B / JU_0}{J_{c0} k_B T} e^{U_0 / k_B T} \quad (2.6)$$

ifadesi ile verilir. Burada v_0 , girdabın hızı, B manyetik alan, U_0 çivilenme potansiyelinin yüksekliği, k_B , Boltzmann sabiti, T , sıcaklıktır. (2.6)'dan görüldüğü gibi bütün sıfır olmayan sıcaklıklarda hala bir direnç mevcuttur. Bu, temel olarak akı dinamiklerinin tek-parçacık gösterimidir.

Erime ya da faz geçiş gösteriminde, çok parçacık etkileri önemlidir. Çivilenme düzensizliği dikkate alarak Fisher vd. (1991) girdap cam "vortex glass" geçişini ortaya attılar. Girdap cam fazında, düşük sıcaklıklarda girdaplar özel bir rastgele konfigürasyonda donmuşlardır; bu yüzden serbestçe hareket edemezler, dolayısıyla ohmik doğrusal direnç tam olarak sıfırdır. Girdap cam modelinde girdap sıvı ve girdap cam fazları arasında T_g 'de tam bir termodinamik faz geçişi mevcuttur. Bu geçişle ilişkili ve $\xi_G = (T - T_g)^{-\nu}$ ile tanımlanan ıraksayan bir eş uyum uzunluğu mevcuttur. Teori hem lineer tepki direnci R hem de lineer olmayan tepki için akım skalasını T_g civarında, $(T - T_g)$ 'nin üssünün sıfır olmasını öngörür. YBCO tek kristal numuneleri üzerinde piko volt duyarlılıkla Gammel, Schneemeyer, ve Bishop (1991) tarafından yapılan ölçümler girdap cam faz geçişleri için güçlü bir destek sağlamıştır [116].

Yüksek T_c 'li süperiletkenlerin tabakalı yapısı ilave yeni birtakım özelliklerin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Tabakalar arası çiftlenmenin daha zayıf olduğu Bi - ve Tl -tabanlı bileşikler ayrık Lawrence-Doniach modeli ile daha iyi tanımlanabilirken, YBCO bileşiği anizotropik London modeli ile tanımlanabilir. Bu malzemelerdeki süperiletkenlik o zaman H - T düzleminin büyük bir kısmı üzerinde hemen hemen 2 boyutlu olabileceğini akla getirtir.

SÜPERİLETKENLERİN ELEKTROMANYETİK DAVRANIŞINI HESAPLAMA YÖNTEMİ

3.1 Kritik Hal Modeli

Farklı çalışma şartları altında bulunan bir süperiletken içerisindeki akım/alan dağılımlarını ve bunları kullanarak AC kayıpları hesaplamak için çeşitli modeller geliştirilmiştir. Bu modellerden en basiti ve en yaygın olarak kullanılanı kritik hal modelidir (KHM), bu model ilk defa Bean tarafından ortaya atılmıştır [117]. Bu modelin temel kabulü süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu, uygulanan manyetik alanın nüfuz etmediği bölgelerde sıfır, nüfuz ettiği bölgelerde ise $\pm J_c$ dir:

$$J(x) = \begin{cases} 0 & B(x) = 0 \\ \mu_0 J_c & B(x) \neq 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Kritik akım yoğunluğu J_c 'nin manyetik alandan bağımsız olduğu düşünülmüştür. Süperiletken geçişini betimlemek için kullanılan üst yasası modelinde kullanılan n kuvveti, kritik hal modelinde $n=\infty$ 'a tekabül eder. Bu model, çok basit olmasına karşın bir süperiletkenin normal hale geçişteki karşılaştığımız çok dik geçişi yeterince doğrulukla tahmin edebilmektedir. Örneğin düşük T_c 'li süperiletkenler de bu n çarpanı 50'den çok daha büyüktür. Ancak bu yüksek sıcaklık süperiletkeni (YSSİ) için geçerli değildir. Çünkü YSSİ'lerde süperiletken - normal durum geçişi daha yumuşak bir geçiştir. Bu durumda kritik hal modeli YSSİ'ler için ancak nitel bir analiz amacıyla kullanılabilir. Çizelge 3.1'de bu güne kadar geliştirilen kritik hal modellerinin belli başlıları verilmektedir.

Çizelge 3.1'de $b=B/B_{c2}$ indirgenmiş alan, B_{c1} , alt kritik manyetik alan; B_{c2} üst kritik manyetik alan; B_{en} , B_{ex} sırasıyla numuneye akının girmesi ve çıkması için gerekli alan değerleridir ve ayrıca J_{c0} , B_0 ve c_0 pozitif sabitlerdir.

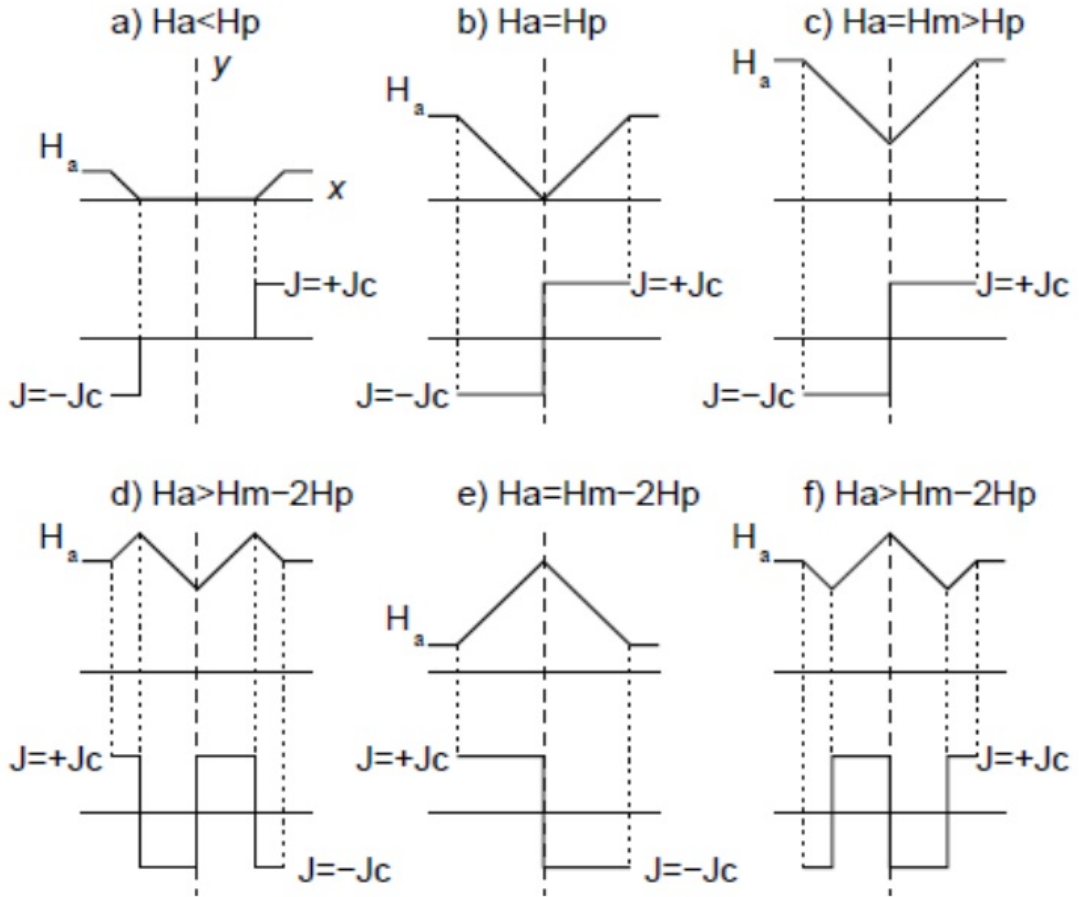
Çizelge 3.1 İleri sürülen $J_c(B)$ modelleri

Bean Modeli (Bean, 1962;1964)	$J_c = J_{c0}$
Kim Modeli (Kim vd., 1963)	$J_c = \frac{J_{c0}}{B + B_0}$
Irie ve Yamafuji (1967) ; Green ve Hlawiczka (1967)	$J_c = \frac{J_{c0}}{B^n}$
Fietz vd. (1964)	$J_c = J_{c0} e^{-b/B_0} + c_0$
Hampshire ve Taylor (1972)	$J_c = 2(1-b)$
Brand (1972)	$J_c = 2.86\sqrt{b}(1-b)$
Hughes (1974), Campbell (1968)	$J_c = 1.41 \frac{1-b}{\sqrt{b}}$
Kramer (1973) (Düşük alan)	$J_c = \frac{0.353}{\sqrt{b}(1-b)^2}$
Kramer (1973) (Yüksek alan)	$J_c = 2.86 \frac{(1-b)^2}{\sqrt{b}}$
Clem (1979)	$J_c = \frac{J_{c0}}{B - B(\Delta B_{en}, \Delta B_{ex})}$
Tochihara vd. (1998)	$J_c = \frac{J_{c0}}{B - B_{c1} - \Delta B_{en}}$
Çelebi vd. (1999) ve Leblanc vd. (2000)	$J_c = \frac{J_{c0}}{(B - B_{c1}^{p+1} / B^p)^n}$

Kritik hal modeli çeşitli durumlar veya geometriler için süperiletken içerisindeki akı ve akım dağılımının analitik olarak çıkartılmasına olanak sağlar. Genellikle sonsuz uzun "slab" ve "strip" gibi basit geometriler için çözümler elde edilebilir.

Şekil 3.1'de kritik hal yaklaşımı kullanılarak hesaplanan, geniş yüzeyi paralel doğrultuda dış manyetik alana maruz kalmış süperiletken slab içerisindeki manyetik alan ve indüklenen akım dağılımı gösterilmektedir. Slab, iki kenarı üçüncüye göre daha büyük

olan bir paralel kenar olarak tasavvur edebilir. Şekil 3.1’de x- doğrultusunda genişliği $2a$ ve y-, z- doğrultularında sonsuz olan "slab"daki akı ve akım profilleri çizilmiştir. Manyetik alan z- yönünde uygulanıyor.



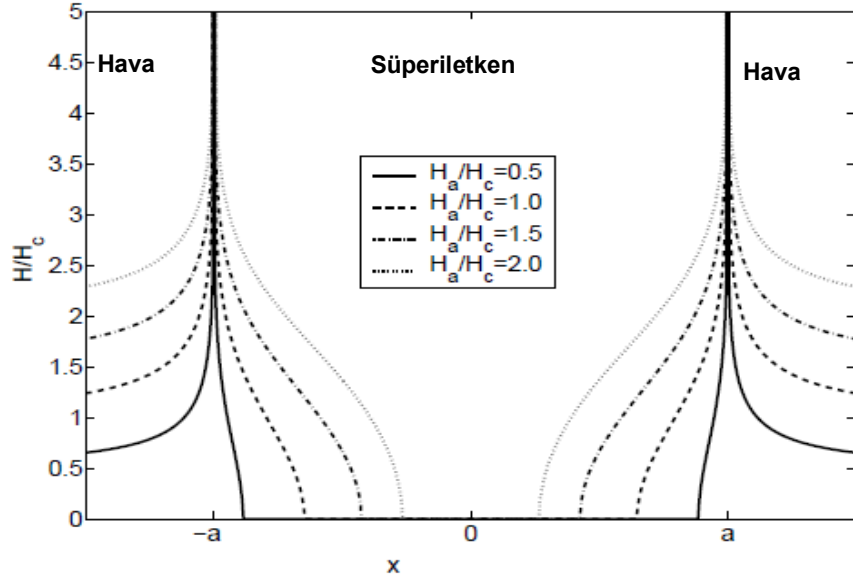
Şekil 3.1 Süperiletken slabda Kritik Hal Modeline göre hesaplanan manyetik alan ve manyetik akı profilleri

Manyetik alanın genliği H_a ve sıfırdan itibaren H_{c2} 'den küçük olmak kaydıyla belli bir maksimum genliğe kadar adım adım arttırılıyor. Manyetik alan arttırıldıkça perdeleme akımı başlangıçta slabın yüzeyinde indüklenmeye başlayacak ve yavaş yavaş slabın merkezine doğru girecektir. Akımın yönü alan değişimine karşı koyacak şekildedir ve slabın iç kısmına alan girişini perdeleyecek şekildedir. Betimlenen durumda alan yalnızca z bileşenine sahiptir ve Amper kanunundaki rotasyonel B skaler bir terime indirgenir. Özellikle, slab içerisindeki alan profili eğimli düz bir çizgi ile gösterilir. Süperiletken içerisindeki akı ve akım profillerini çıkartmak için Maxwell denklemlerinden şu ikisini çözmek gerekir:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} \\ \nabla \times \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\end{aligned}\tag{3.2}$$

Alan "slab"a kısmen nüfuz edecektir ve alanın nüfuz ettiği bölgedeki akım yoğunluğu Şekil 3.1(a)'da gösterildiği gibi $\pm J_c$ olacaktır. Bu durum, uygulanan alanın süperiletken "slab"ın merkezine ulaştığı belli bir H_p alan değerine kadar devam edecektir. Bu durumda "slab"ın bir yarısı $+J_c$ diğer yarısı ise $-J_c$ kadar akım taşır (Şekil 3.1(b)). Dış alan değeri H_p genliğinden daha büyük olduğu zaman, perdeleme akım yoğunluğunun değeri modele göre J_c 'yi aşamaz ve artık süperiletken içerisindeki alan nüfuzuna karşı koyamaz yani süperiletkenin her yerine akı nüfuz etmiş olur. Alan yukarı doğru kayar, numunenin kenarındaki ve merkezindeki alan değerleri arasındaki fark sabit kalır ve daima H_p 'ye eşittir (Şekil 3.1(c)).

Dış alan azaltılmaya başlandığı zaman perdeleme akımı zıt yönde dolanmaya başlar ve slabın kenar bölgelerinde ters akım ortaya çıkar. Slabın geri kalan kısmında ise hiçbir şey değişmeyecektir (Şekil 3.1(d)). Uygulanan alanın değeri maksimum değerinden $2H_p$ değerine kadar azaldığı zaman, alan ve akım desenleri önceki duruma göre tamamıyla ters bir hale dönüşecektir (Şekil 3.1(e)). Dış manyetik alan tekrar artırılmaya başlanırsa, numunenin kenarında oluşacak yeni bölgelerde diğer bölgelere göre ters akım akacaktır (Şekil 3.1(f)). Bu basit analizin en önemli sonucu şudur: slaba alan kısmen yada tamamıyla nüfuz etmeye başlar başlamaz, süperiletkende daima bir perdeleme akımı oluşacaktır. Bu süperiletkenin *histeretik* bir davranışa sahip olduğu anlamına gelir.



Şekil 3.2: Farklı manyetik alan genlikleri ($H_c = J_c/\pi$) için $2a$ genişliğindeki bir stripte Brandt teorisine göre hesaplanan manyetik alan profili

Analitik çözüme sahip diğer bir özel geometri ise striptir. Bu geometri şu şekilde tarif edilebilir: $2a$ genişliğinde, sonlu bir kalınlığa ve sonsuz bir uzunluğa sahip önden bakıldığında dikdörtgen biçiminde olan geometridir. Bu geometri için alan ve akım dağılımları hem transport akım hem de dik manyetik alan için Brandt ve Indenbohm tarafından elde edilmiştir [118]. Çözüm sabit bir J_c için yapılmıştır.

Slab geometrisine uygulanan KHM ile karşılaştırıldığı vakit, aralarında iki önemli farkın olduğu görülür: birincisi, perdeleme akımı numunenin bütün genişliği boyunca akar, hatta alanın nüfuz etmediği bölgelerde bile akım akmaktadır. İkincisi ise, x -ekseni boyunca akı profilinin biçimi "slab"daki gibi doğrusal değil, daha ziyade kuadrattır. "Strip" için Brandt tarafından hesaplanan manyetik alan dağılımı Şek. 3.2'de veriliyor. Buradaki en önemli nokta şudur: kuvvetli demanyetizasyon etkisinden dolayı, süperiletken-hava ara kesitinde ($x=\pm a$) manyetik alanın değeri uygulanan alanın değerinden çok daha yüksek çıkmaktadır. Unutulmaması gereken en önemli nokta ise, matematiksel basitliğinden dolayı kritik hal modeli ile ancak slab, silindir, stripe vb basit geometriler tam olarak çözülebilmektedir. Daha sonra kritik hal modelleri üzerinde pek çok düzeltmeler olmuştur.

3.2 Brandt metodu

1993 yılında keyfi akım voltaj karakteristiğine sahip II. Tip süperiletkenlere akı, akım nüfuzu ve manyetik momentin 2 boyutta hesabı için bir numeriksel metot Brandt tarafından geliştirmiştir [118]. Brandt'ın analizi için başlangıç noktası Laplace denklemidir:

$$\nabla^2 (A + xB_a) = -\mu_0 J \quad (3.3)$$

Burada A vektör potansiyelidir. Bu denklemin genel çözümü:

$$A(r) = -\mu_0 \int Q(r, r') J(r') d^2 r' - xB_a \quad (3.4)$$

burada $r=(x,y)$, $r'=(x',y')$ ve integral kerneli:

$$Q(r, r') = \frac{\ln|r - r'|}{2\pi} \quad (3.5)$$

(3.4) ifadesinin nümerik hesabı yalnızca süperiletkenler için gerçekleştirilir ve sonlu elemanlar ve sonlu farklar için sınır şartları gerekmez ve çözüm çok kolay elde edilir ancak sadece belli geometriler için çözümü mümkündür.

3.3 Sonlu Elemanlar Metoduna (SEM) Dayanan Modelleme

Kritik hal modeli ve Brandt tarafından bulunan analitik ve nümerik çözümler slab ve strip gibi özel geometriler için güzel çözümler türetebilmektedir. Ancak pek çok durumda bu geometriler süperiletken yapıyı betimlemekten çok uzaktadır. Sonlu elemanlar metoduna (SEM) dayanan hesaplamalar karmaşık geometriler için alan ve akım dağılımlarını çıkartmada oldukça kolaylık sağlamakta ve sonuçları da oldukça güvenilirdir. SEM hesaplamaları ayrıca farklı fiziksel etkileri içeren problemleri hesaplamalarda da rahatlıkla kullanılabilir. Genelde, bu teknik problemin geometrisini çizme, daha sonra bu geometriyi çok sayıda ayrık elemanlara bölme ve her bir eleman için problemin çözümünde kullanılan diferansiyel denklemi ya da denklemleri uygun sınır koşulları veya başlangıç şartları için çözme şeklindedir. En önemli avantajı fiziksel nicelikler lokal olarak hesaplanır ve dolayısıyla elde edilen sonuç çok doğrudur. Daha önce bahsettiğimiz gibi KHM de problem lokal olarak

hesaplanmıyordu, ortam sürekli kabul ediliyordu. Süperiletkenlerin elektromanyetik davranışını çıkarmada kullanılacak diferansiyel denklemler Maxwell denklemleridir. Ancak Maxwell denklemleri YSSİ lerin non-lineer $E-J$ bağıntısı hesaba katılarak düzenlenmelidir. SEM tekniği süperiletken içerisindeki akım ve alan dağılımını hesaplamada kullanılmış ve hâlihazırda geniş bir biçimde kullanılmaya devam etmektedir. Bazı gruplar kendi yaptıkları SEM kodunu kullanmaktadır. Bu kodları geliştirmek genellikle çok uzun bir zaman almaktadır ve çok çok efektif bir algoritma değilse kod çalıştırıldığında sonuç vermesi de çok uzun zaman almaktadır. Maalesef diğer bir nokta ise diğer kullanıcılar tarafından anlaşılması ve geliştirilmesi çok zordur. Bu nedenle dünya üzerinde yüz binlerce araştırmacının tercih ettiği ticari bir SEM paketi kullanılacaktır.

Bu çalışmada bir İsveç firması olan Comsol Inc. tarafından geliştirilmiş Comsol Multiphysics yazılımı kullanılacaktır. Bu yazılım temel fizik problemlerinden, mühendislik problemlerine, biyoteknolojiden, nanoteknolojiye, jeofizikten astrofiziğe kadar pek çok sahada kullanılmaktadır. Bütün bu işlemleri yapabilmek için Comsol MP yazılımında çeşitli bileşenler standart olarak bulunmaktadır: AC/DC modülü, Akustik modülü, CAD import modülü, kimya mühendislik modülü, earth science modülü, ısı transfer modülü, materyal kütüphanesi, MEMS modülü, optimizasyon laboratuvarı, yapısal mekanik modülü, RF modülü reaksiyon mühendisliği lab. Comsolun her bir modülünün nasıl kullanılacağını gösteren çok iyi bir kullanım klavuzu (User Guide) mevcuttur. Süperiletken tel ve şeritlerin elektromanyetik özelliklerini hesaplamak için AC/DC modülü kullanılmaktadır. Burada çok önemli bir hususu vurgulamakta yarar vardır. Comsol çözeceğiniz diferansiyel denklemi ya da denklem sistemlerini tek bir sınır şartı veya başlangıç şartı veya fiziksel parametre için çözebiliyor. Eğer sizin sınır şartlarınız veya başlangıç şartlarınız yada fiziksel probleminizdeki parametreleriniz iteratif olarak değişiyorsa, bu durumda Matlab'da kod yazıp Comsolu matlab ile birlikte çalıştırmanız gerekmektedir.

Comsol MP ile bir SEM problemini çözmek için uygulanacak temel adımlar aşağıda sıralanmıştır:

1. Uygulama tipini seçmek (çözeceğiniz problemin türünü belirlemek).

Problem için uygun fiziği belirlemek, fiziksel boyutunu girmek vs.

2. Geometriyi çizmek.

Çözeceğiniz geometriyi Comsol MP’de çizilebilir veya uygun bir CAD yazılımı kullanarak çizilir sonra Comsol ortamına atılıp üzerinde çalışılabilir.

3. Fiziksel modelleme yapmak.

Bu adımda denklemlerin ve kullanacağınız fiziğin parametreleri girilebilir ve ayarlanabilir. Bu kısım bir yada daha fazla adımdan oluşur.

a- Subdomain ayarları: Bu adımda subdomain ayarları yapılır. Bunlar subdomainlerdeki malzemelerin özelliklerini, kaynaklarını ve PDE (Partial Differential Equation) katsayılarını kapsamaktadır. Subdomainlerde aynı zamanda başlangıç şartlarını belirlemek mümkündür.

b- Sınır şartları: Burada sınır ve ara kesit şartlarını belirleyebilirsiniz.

c- Kenar şartları: Burada kenar şartlarını belirleyebilirsiniz. Kenarlarda malzemenin özelliklerini ve PDE katsayıları tanımlanır (yalnızca 3D modelleme için kullanılır).

d- Nokta ayarları: Burada nokta ayarlarını yapmak gerekir. Nokta kaynaklarının özellikleri ve değerleri girilir veya geometri köşelerine uygulanacak değerler girilir (2D ve 3D modelleme).

e- Skaler değişkenler: Bazı uygulama modlarında geometriden bağımsız skaler değişkenler girilebilir.

f- Uygulama modu özellikleri: Uygulama moduna bağlı olarak, analizin tipi ve denklem formülasyonları gibi bir dizi özellik girilebilir veya değiştirilebilir.

g- Bağlı değişkenler: Genişletilmiş MP modellerinde ve belli uygulamalar için değişkenleri ve ifadeleri çeşitli domainlere ilişkilendiren bağlı değişkenler atanabilir. Bu adımda bağlı değişkenleri tanımlamak gerekmektedir.

4. Ağ “mesh” oluşturmak.

Bu adımda model geometri için sonlu elemanlar ağı oluşturulur. Bu Comsolda çok basit geometriler için çok kolay bir şekilde yapılabilir.

5. Çözüm parametrelerini belirlemek.

Bu adımda hangi tip çözümleyiciyi kullanılacağını, çözüm için toleransınız ne olacağını bu toleransa ulaşmak için maksimum adım sayısını ve probleminizin non-lineer olup olmadığını girmek gerekir.

6. Problemi çözmek.

Problemi çözmek için Comsol MP’de solve butonuna basmak yeterlidir.

7. Analiz sonuçlarını iki boyutlu grafiklerde göstermek.

8. Gerekli çözüm elde edildikten sonra, problemi Matlab koduna dönüştürmek.

Comsol’u bir modül olarak kullanan Matlab ile farklı durumlar için simülasyon yapmak.

SÜPERİLETKENLERDE MANYETİK KALDIRMA

4.1 Geleneksel Taşıma (Kaldırma) Sistemleri

Kaldırma sistemleri için mekanik ve modern elektrik makineleri öylesine yayılmış ki, bu sistemlerin bir aksaklık oluncaya kadar hiçbir problem vermeden çalışmaya devam ettiği düşünülüyordu. Geleneksel kaldırma sistemleri; silindirler, bilyeler, hidrodinamik (su gücü) ve gaz destek sistemlerini içerir. Geleneksel olmayan kaldırmada ise, aktif ferromanyetik kaldırma, aktif elektrik alan sistemi ve süperiletken madde kullanılır. Kaldırma sisteminde yaygın olan iki tip mevcuttur, bunlar; döner tipler ve lineer tiplerdir. Bir kaldırma sisteminin temel amacı; minimum direnç, aşınma, sürtünme ve ısı ile iki makine parçasının birbirine göre hareket etmesine izin vermektir. Silindirik ve bilyeli kaldırma sisteminde bu fonksiyonlar iki sert yüzeyin dönmesi ile oluşan hareket mekanizması süresince fark edilir. Hidrodinamik ve gaz taşıma sisteminde iki makine parçası bir akışkan sıvı veya gaz tabakası ile ayrılır. Bir anlamda bu aerodinamik ve hidrodinamik kaldırma olarak adlandırılır. Kaldırma teknolojisindeki bu ayrım hem aerodinamik ve aerostatik hem de hidrodinamik ve hidrostatik arasında sık sık yapılır. Bir aerostatik kaldırmanın büyük ölçekli uygulamalarının başında toplu taşıma araçlarının kullanımı gelmektedir. Avrupa ve Amerika'da 1970 li yıllarda inşa edilen hava yastıklı araçlar bulunmaktadır. Yine 1970 li yıllarda, Almanya ve Japonyada geliştirilen manyetik kaldırma araçları bu taşıma teknolojisinin yerini aldı. Hava yastıklı sistemde araçların altında basınçlı hava pompalayan motorlar vardır. Hava yastığı presleyicisi diye adlandırılan otomatik kaldırma fikri, 1970 li yıllarda Princeton Üniversitesi ve Amerika Birleşik Devletleri taşıma bakanlığı tarafından ortaya atıldı.

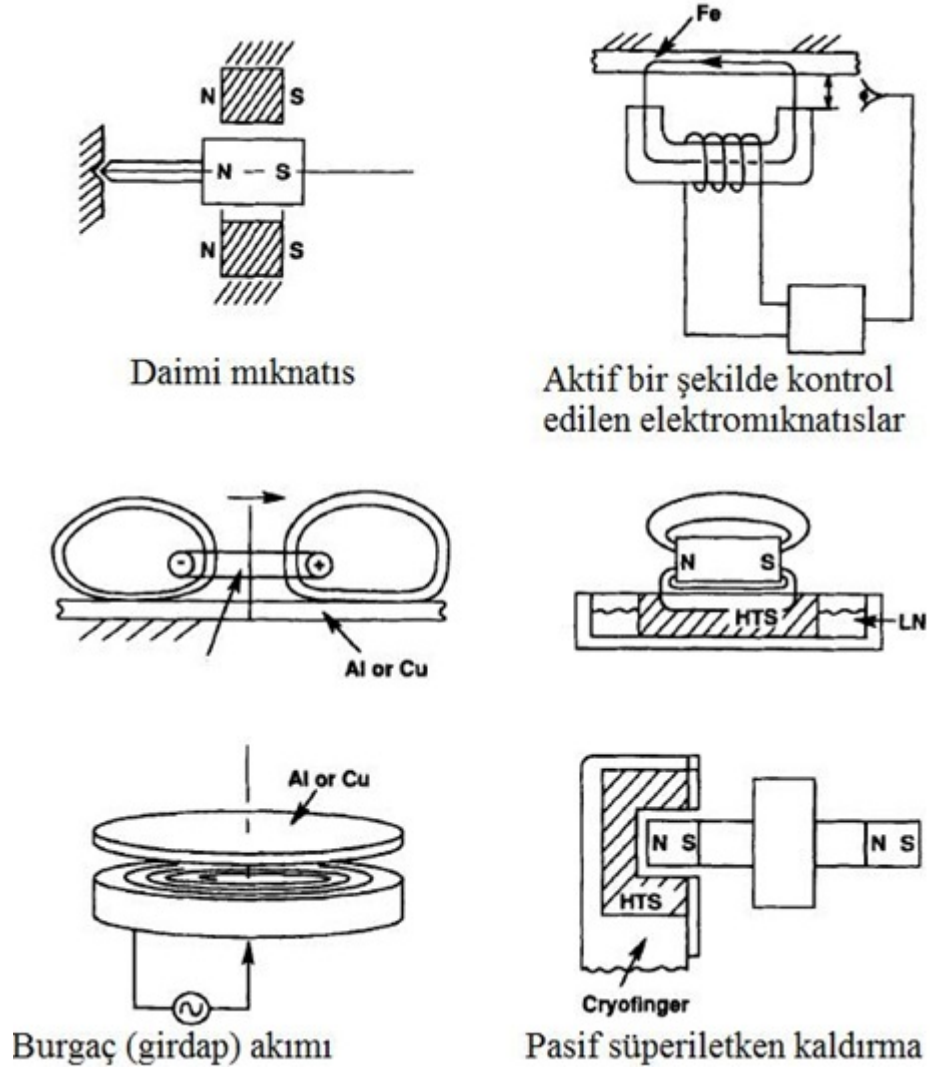
Ancak bu çalışma asla, oluşturulan ilk model safhasının önüne geçemedi. Elbette isimleri hover-craft (uçan araba), air cushion boats (hava yastıklı bot) ve Ferries olarak adlandırılan pek çok proje dünya çapında çalışıldı. Günümüzde ise taşıma sistemlerinin hava yastıklı kaldırmasına alternatif bir manyetik kaldırma durumu söz konusu değildir.

4.2 Manyetik Taşıma (Kaldırma) Sistemleri

Bu alandaki kaldırma sistemi, manyetik alan kaynaklı ve manyetik alanı tuzaklayan sistem olmak üzere iki türde yapılır.

1. Alan kaynaklı sistem aşağıdaki durumları içerir;
 - Akım taşıyan bobin (Normal veya süperiletken)
 - Daimi manyetik malzeme
 - Süperiletken daimi mıknatıs
2. Alan biçimlendirme veya alan tuzaklayan malzemeler aşağıdaki durumları içerir.
 - Yumuşak ferromanyetik malzemeler (silikon çelik)
 - Pasif süperiletkenler
 - Normal iletkenler

Yukarıda bahsi geçen durumların kombinasyonu ile Şekil 4.1 de olduğu gibi manyetik kaldırma sistemlerinin çeşitliliği düşünülebilir. Elbette iki mıknatıs veya iki akım taşıyan bobin gibi iki alan kaynaklı kaldırma kuvveti de elde edilebilir. Ancak bununla beraber, en pratik tasarım olarak da makine parçalarının sadece birinde, alan kaynağının aktif olması önerilebilir. Genel açıklamaların ışığında, manyetik kaldırmanın malzeme veya alan kaynağından bağımsız olduğu söylenebilir.

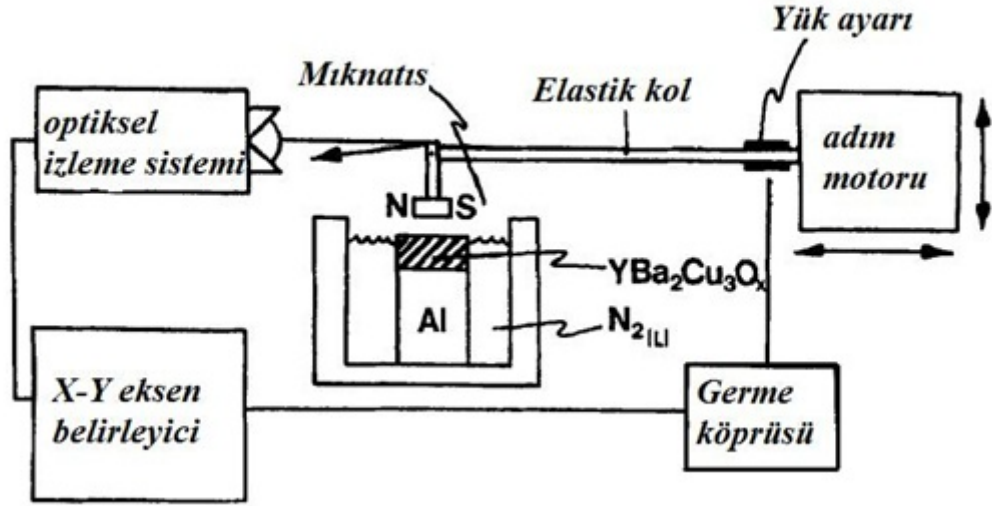


Şekil 4.1 6 farklı manyetik taşıma sistemi [2]

4.3 Yüksek T_c 'li Malzemelerde Kaldırma Kuvvetinin Karakterizasyonu

Kaldırma kuvveti uygulamaları için süperiletken maddelerin karakterizasyonu, manyetik alan şiddeti ve dağılımında olduğu gibi lokal madde özellikleri ve süperiletkenin geometrisine de bağlıdır. Fizikçiler ve malzeme bilimciler, maddeleri; kritik sıcaklık T_c , manyetizma veya kritik akım J_c gibi lokal özellikler ile karakterize etme eğilimindedirler. Ancak, bir alan kaynağı ile süperiletken arasındaki kaldırma kuvveti, birleşik bir etkidir. Süperiletkenlik özelliği taşıyan malzemelerin özelliklerini kesin olarak belirlemek için; manyetik alan-uzaklık ilişkileri, manyetik katılık ve boşalma gibi birleşik özellikleri ölçebilmek önemlidir. Bunun sağlanması için pek çok farklı ölçüm yöntemleri düzenlenmiştir. Böyle bir sistem Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Burada bir göstergeli giriş

kuvveti sensörü kullanılmaktadır. (Moon, 1990) Gösterge, kriyojenik derecelerden belli bir uzaklıkta kuvvet sensörünün yerinin belirlenebilmesi için kullanılmaktadır. Bu sistemde, kirişin ucuna bir test mıknatısı eklenir ve gerilimölçerin kısaç kısmına kirişler bağlanarak uçtaki manyetik alan tarafından üretilen gerilimin ölçümü yapılır.

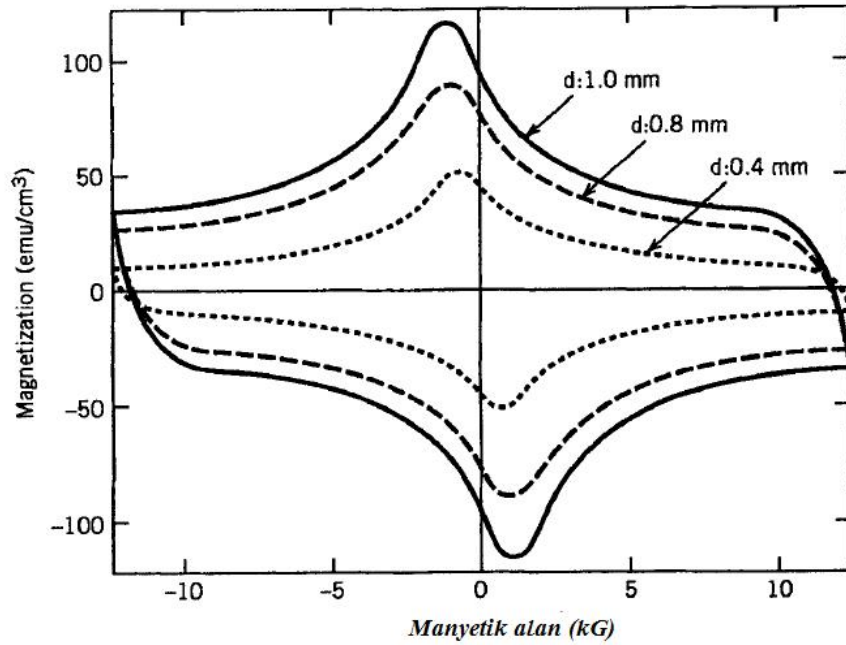


Şekil 4.2 Süperiletken malzemelerin kaldırma kuvveti davranışını ölçmek için kullanılan sistemin şematik gösterimi [116].

Test mıknatısı ile süperiletken arasındaki mesafe bir optik algılama cihazı ile ölçülmektedir. Hem gerilim sinyali hem de pozisyon sinyali, daha sonraki analizlerde kullanılmak üzere dijital olarak saklanabilir. Manyetik kaldırma kuvvetine karşı mıknatıs ile süperiletken arasındaki uzaklık, x-y eşitliği olarak gösterilebilir. Ölçümlerde esneklik oluşturmak için, kirişin kenetlenmiş ucu, test mıknatısını örnek yüzeyini normal ya da teğet olarak hareket ettirebilen iki serbestlik derecesinde olan motorlu bir devreye kurulur. Kaldırma kuvveti testleri, süperiletken maddeleri değerlendirmede kullanılırken, test mıknatısının süperiletkenden daha küçük olmasına dikkat edilir. Bu şekilde elde edilen kuvvetler çok küçük olabilir ve kiriş, esnekliğe hassas olacak şekilde tasarlanır. Ancak, prototip (ilk örnek) testlerinde, test mıknatısı ile süperiletken maddenin boyutları değişken boyutlarda olabilir ve kuvvetler nispeten daha büyük olabilir. Bu durumda daha katı elastik bir kiriş kullanılabilir. Kiriş çok katı olduğunda kuvvet sensörünün kenetli kısmın yer değiştirmesi, test mıknatısı - süperiletken bölünmesinin ölçümünde kullanılabilir.

4.4 Kaldırma Kuvveti Histerezi

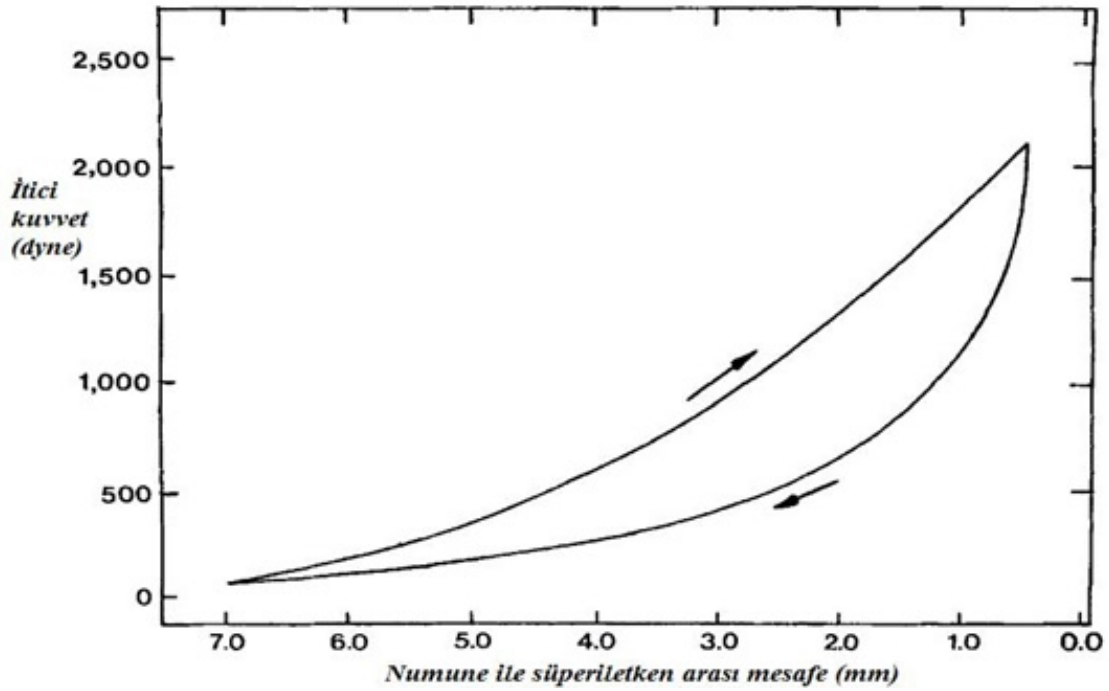
Yüksek sıcaklıklarda süperiletken seramiklerde, indükleme akımının ya da etkili mıknatıslanmanın, uygulanan alanın artıp azalmasına göre farklı davrandığı gözlemlenmiştir (Moon ve ark., 1988) (Şekil 4.3). Bunun için kaldırma kuvvetinin davranışının uygulanan alan kayıtlarına bağlı olması hiç şaşırtıcı değildir. Eğer uygulanan alan sabit bir mıknatıs ile üretiliyorsa, manyetik kuvvet-uzaklık ilişkisinin Şekil 4.4’de görüldüğü gibi histeretik olması gerekir. Şekil 4.4’deki histeresis, kaldırma kuvvetine karşı ayarlanmış bir yer çekimi kuvvetinin, mıknatıs-süperiletken ayırma geçmişine bağlı olarak, $h_0 < h < h_1$ yükseklikler aralığında olduğu zaman mümkün olabileceğini belirtmektedir.



Şekil 4.3 Farklı kalınlıktaki numuneler için hızlı soğutma eritme büyütme yöntemi ile elde edilmiş YBCO numunesinin manyetizasyon grafiği [116].

Ayrıca, belli seramik süperiletkenler için kaldırma kuvveti, ayırma geçmişine göre itici ya da çekici olabilir. Eğer uygulanan alan bir doğru akım bobini tarafından üretiliyorsa, o zaman histerisiz, bobin-süperiletken geometrisi düzeltildiğinde bile, uygulanan akım veya alan azaltılıp arttırılırken sonuçlanabilir. Bazı eritme soğutma işleminden geçmiş

maddelerin deneylerinde belirtilmiştir ki, histerisiz etkisi, işlem sıcaklığı 20 K'in altına düştüğü zaman azalmaktadır.



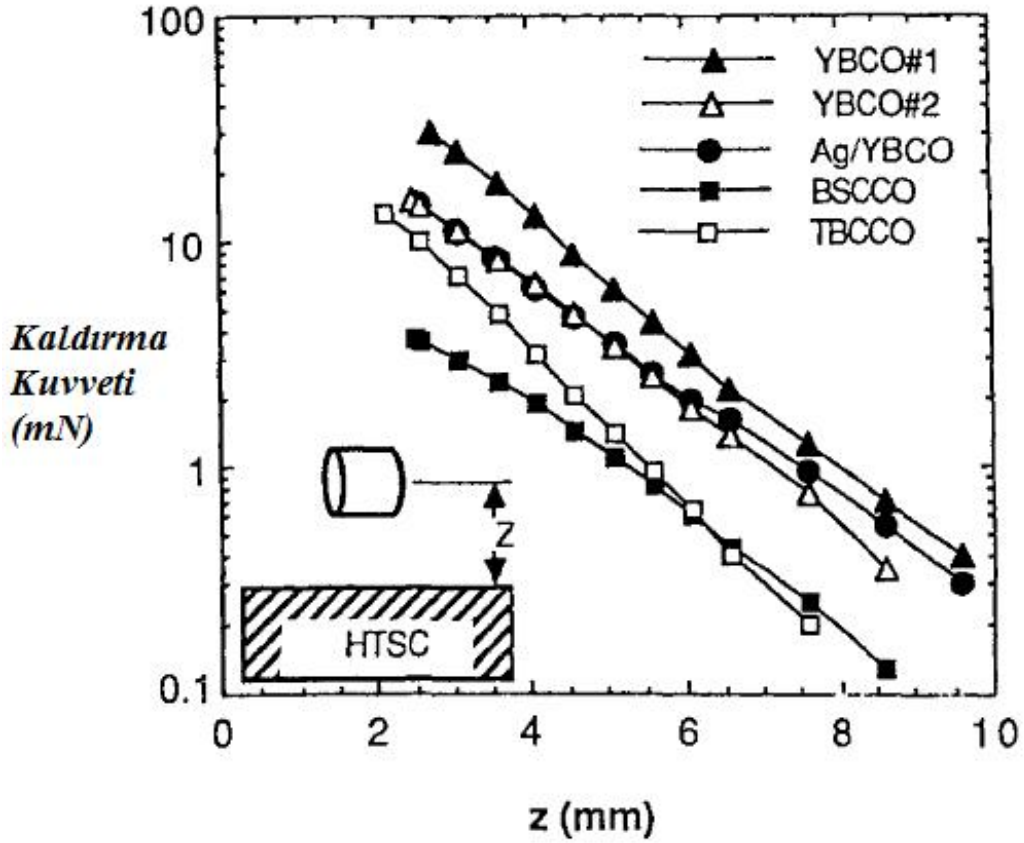
Şekil 4.4 Sinterlenmiş YBCO numunesinin yüzeyi ile mıknatıs yüzeyi arasındaki mesafenin kaldırma kuvvetine karşı grafiği [116]

4.5 Kaldırma Kuvveti - Uzaklık İlişkisi

Düz seramik süperiletken üzerinde havalanan mıknatıs için gözlemlenen kuvvet-uzaklık ilişkisinin görünür bir paradoks içinde olduğu fark edilmiştir ki bu çok ilginçtir. Eğer kuvvet, iki dipol mıknatıs arasındaki etkileşim olarak modellenmiş ise, o zaman bir ters kuvvet kanun ilişkisi görülmesi beklenir. Ancak, küçük test mıknatıslarının büyük seramik süperiletken üzerinde havalanması ile yapılan deneylerde, üstel bir ilişki görülür:

$$F = F_0 e^{-\alpha z} \quad (4.1)$$

z , test mıknatısının merkezinden süperiletken yüzeyine kadar olan mesafedir. Bu, Şekil 4.5'de görünen bir seri deneyde resimlenmiştir [116].



Şekil 4.5 Bakır tabanlı Bizmut ve Talyum'un yanında sinterlenmiş YBCO süperiletkeninin dikey mesafenin kaldırma kuvvetine karşı grafiği [116]

4.6 Manyetik Katılık

Birinci bölümde tartışıldığı gibi, sabit kaldırma kuvveti için, ayrılma uzaklığı azalır ya da artarken kaldırma kuvvetinin nispeten değişmesi gerekir. Kaldırma kuvvetindeki bu değişime manyetik katılık denir. Silindir şeklinde sabit bir mıknatıs için, beş serbestlik derecesine karşılık gelen beş manyetik katılık vardır: havalanarak, fırlatılarak, saptırılarak, yanal ve eksenel yer değiştirme. Bu manyetik katılıklardan bir veya daha fazlasının negatif olması mümkündür ki havalanan gövdenin o serbestlik derecesinde dengesiz olduğunu gösterir. Manyetik sertlik statik ve dinamik test olmak üzere iki şekilde ölçülür.

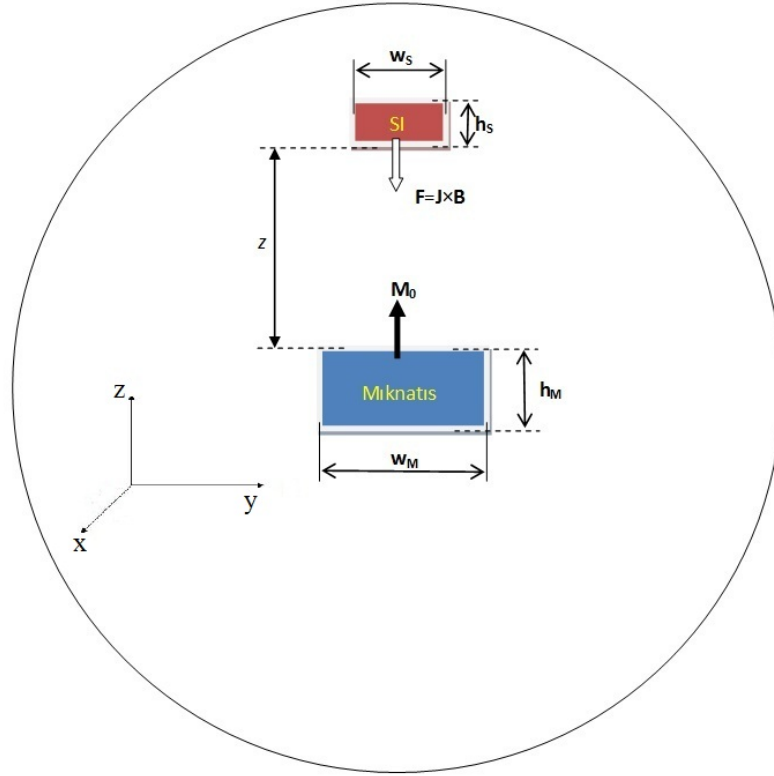
1. Manyetik akının dışarılması itici kaldırma için gereklidir.
2. Manyetik malzemedeki akının girmesi çekici kaldırma veya askıda tutma için gereklidir.

MODELLEMENİN TEMEL ÇERÇEVESİ

Bu çalışmada dikdörtgenler prizması şeklindeki bir süperiletken bulk malzeme ile yine dikdörtgenler prizması şeklinde kalıcı mıknatıs arasındaki levitasyon kuvveti incelenecek. Hesaplama yöntemi olarak kritik hal modeline dayalı, sonlu elemanlar yöntemi kullanıldı. Sonlu elemanlar yöntemi için Comsol multiphysics yazılımı tercih edildi. Bu yazılımda işlemler 6 basamak ta gerçekleştirilmektedir.

- 1- Geometrinin çizimi
- 2- Subdomain ayarlarının belirlenmesi
- 3- Sınır şartlarının belirlenmesi
- 4- Örgü yapılması
- 5- Problemin çözümü
- 6- Grafiklerle sonucun gösterilmesi

Bütün bu işlemler gerçekleştirildikten sonra Comsol dosyası m-file olarak kaydedildi. Matlap ortamında dosya üzerinde gerekli düzenlemeler yapıldı.



Şekil 5.1 Modellemelerde kullanılacak geometrinin şematik çizimi

Şekil 5.1’de mıknatıs ve süperiletken (SI) arasındaki etkileşme betimlenmektedir. Dışarıdaki çember, hesaplamanın yapılacağı uzayı belirtmektedir. Mıknatıs ve SI için çizilen dikdörtgenlere “subdomain” denir. w_m mıknatısın eni, h_m mıknatısın boyu, w_s süperiletkenin eni, h_s süperiletkenin boyudur. z - mıknatıs ve süperiletken arasındaki mesafedir. M_0 mıknatısın yüzeyindeki mıknatıslanma miktarıdır.

Comsol multiphysics programı manyetizma için ampere denklemini çözmektedir. Manyetizma için Ampere denklemi,

$$\nabla^2 A = -\mu_0 J \quad (5.1)$$

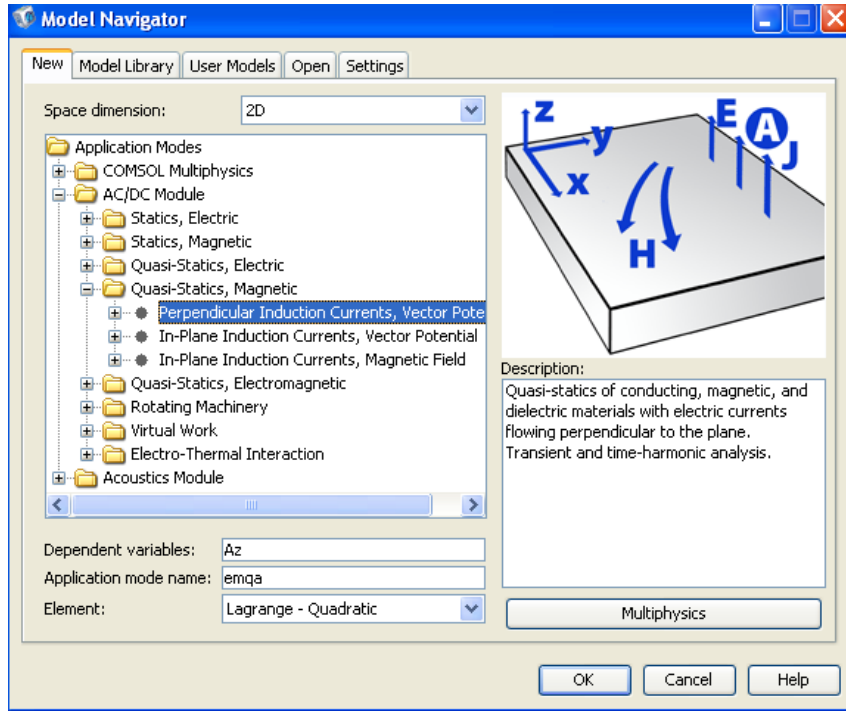
Burada A vektör potansiyeli, μ_0 boşluğun geçirgenliği ve J indüklenen akım yoğunluğudur. Bu denklem 2 boyutta çözülmektedir. Yani hesaplamalar xy – düzleminde gerçekleştirilmekte, z - yönünde olan etkiler ihmal edilmektedir. Bunun nedeni 3 boyutta hesaplamının gerçekleştirilmesindeki zorluktan kaynaklanmaktadır. Daha doğru bir hesaplama için tabi ki 3 boyutta Ampere denklemini çözdürmek gerekir. İki boyutta Kartezyen koordinat sisteminde bu denklem şu şekilde yazılabilir:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} = \mu_0 J_z \quad (5.2)$$

Kritik hal modeline göre numunelik indüklenen akım J kritik akım yoğunluğu J_c 'ye eşit olmalıdır. Burada manyetik alan kaynağı olarak kalıcı mıknatıs kullanılmakta ve sistem dışarıdan tamamıyla izole olarak kabul edilmektedir. Yani mıknatıstan başka bir akım veya alan kaynağı bulunmamaktadır. Şekil 5.1'de simüle edilen sistem gösterilmektedir. Mıknatıs ile süperiletken arasındaki mesafe z olarak alınmakta ve bu mesafe adım adım azaltılarak iki sistem arasındaki etkileşme kuvvetinin y - bileşenine F_y bakılmaktadır. Kuvvetin diğer x -bileşeni simetriyi sağlamadığından ötürü dikkate alınmamaktadır.

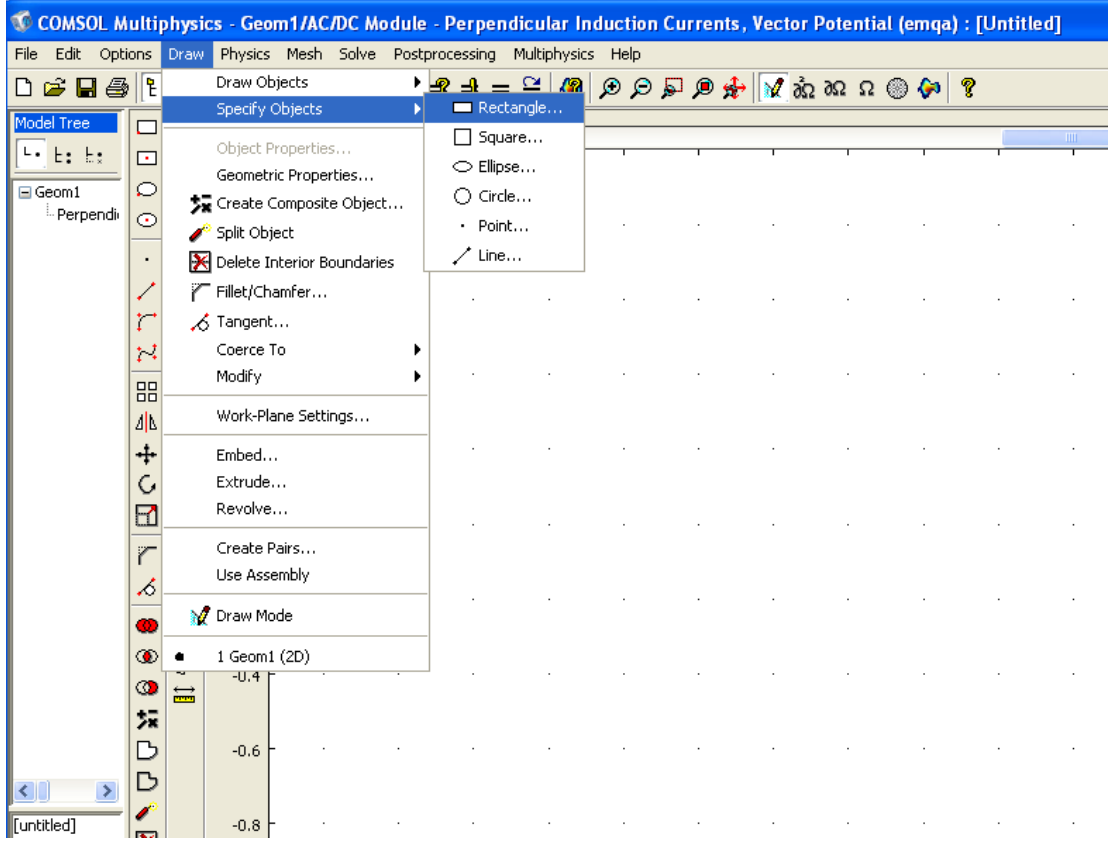
5.1 Comsol'da İşlemlerin Gerçekleştirilmesi

Comsol da modelleme yapmadan önce hangi modülün kullanılacağı çok dikkatli bir biçimde belirlenmelidir. Bu çalışmada Comsol MP'de AC/DC modülü altında "quasi-static magnetic→perpendicular induction current and vector potential" uygulaması seçildi (Şekil 5.2). Bu uygulamanın seçilmesindeki maksat mıknatısın konumu değiştikçe süperiletken üzerinde akım indüklenmesi ve süperiletken üzerindeki akı ve akım dağılımını çok kolay bir biçimde vermesidir. Akı ve akım dağılımı için ayrıca bir kod yazmaya gerek kalmamasıdır. Simülasyonlar 2-boyutta gerçekleştirilmekte ve element tipi olarak Lagrange Quadratic kullanılmaktadır. Element tipinin bu şekilde seçilmesi yalnızca hesaplamanın daha hassas yapılması kaygısındanadır. Element tipinin farklı seçilmesi hesaplamanın hassasiyetini bir miktar değiştirmektedir.



Şekil 5.2 Modellemede kullanılacak uygulamanın Comsol MP’de seçilmesi

İkinci safhada modellemelerin yapılacağı çizim gerçekleştirilecektir. Bu amaçla Şekil 5.3’de gösterildiği gibi “Draw” menüsü altında “Specify Objects” seçeneği kullanılmaktadır. Bizim modelleme çalışmamız için dış uzayı betimlemek üzere yarıçapı R olan bir adet çember, mıknatısı ve süperiletkeni simüle etmek için ise 2 adet dikdörtgen çizdirilmiştir. Burada dikkat edilmesi gereken en önemli nokta; dış uzayı belirten R yarıçapının, mıknatısın eninin yaklaşık 20-25 katı olması gerektiğidir. Eğer bu sağlanmazsa sistem için konulan sınır şartları gerçekleşmez. Çizimler ayrıca Autocad gibi bir cad-cam programı kullanılarak da gerçekleştirilebilir ve Comsol’a geometri alınabilir. Ancak bizim geometrimizdeki basitlikten dolayı böyle bir yola başvurmak gerekli değildir.



Şekil 5.3 Modelleme için gerekli geometrinin çizilmesi

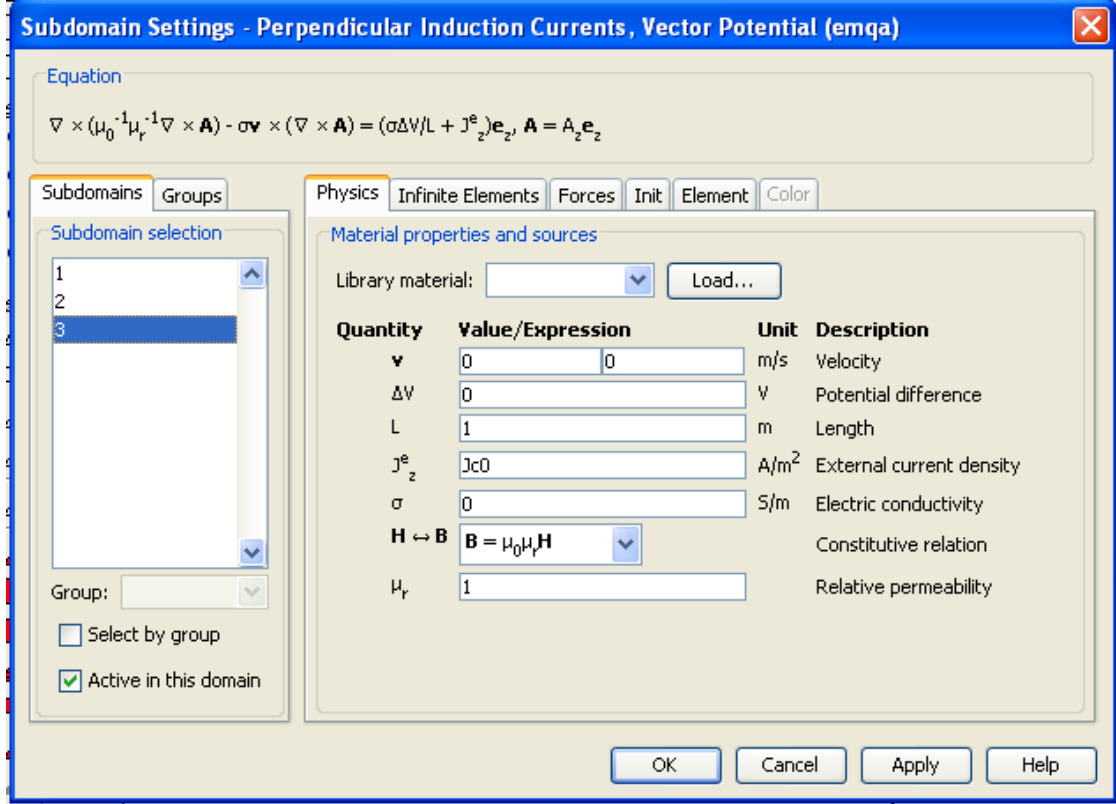
Bir sonraki basamakta süperiletken ve kalıcı mıknatısa ait parametrelerin girilmesine gelinmiştir. Bu amaçla “Options” menüsü altında “Constants” kutucuğu kullanılabilir. Burada hem süperiletkene hem de mıknatısa ait gerek geometrik gerekse de materyal parametreleri tanımlanabilir. Bu parametreler tanımlanırken birimler ayrıca girilebilir. Ancak Comsol, SI birim sistemini kullandığı için bizim çalışmalarımızda ayrıca birim girilmesine gerek yoktur. Burada uzunluk birimi [m], akım yoğunluğu birimi [A/m²], manyetik alan birimi Tesla, mıknatıslanma birimi [A/m] olarak alınmaktadır.

Dördüncü aşama subdomain ayarlarını ve sınır şartlarını girmektir. Bu safha programlamanın en önemli noktasıdır. Burada üç tane subdomain vardır: i) dış uzayın kapladığı alan, ii) mıknatısın kapladığı alan iii) süperiletkenin kapladığı alan. Comsol bu subdomainler için aşağıdaki denklemi çözmektedir:

$$\nabla \times (\mu_0^{-1} \mu_r^{-1} \nabla \times A) - \sigma v \times (\nabla \times A) = (\sigma \Delta V / L + J_z^e) e_z \quad (5.3)$$

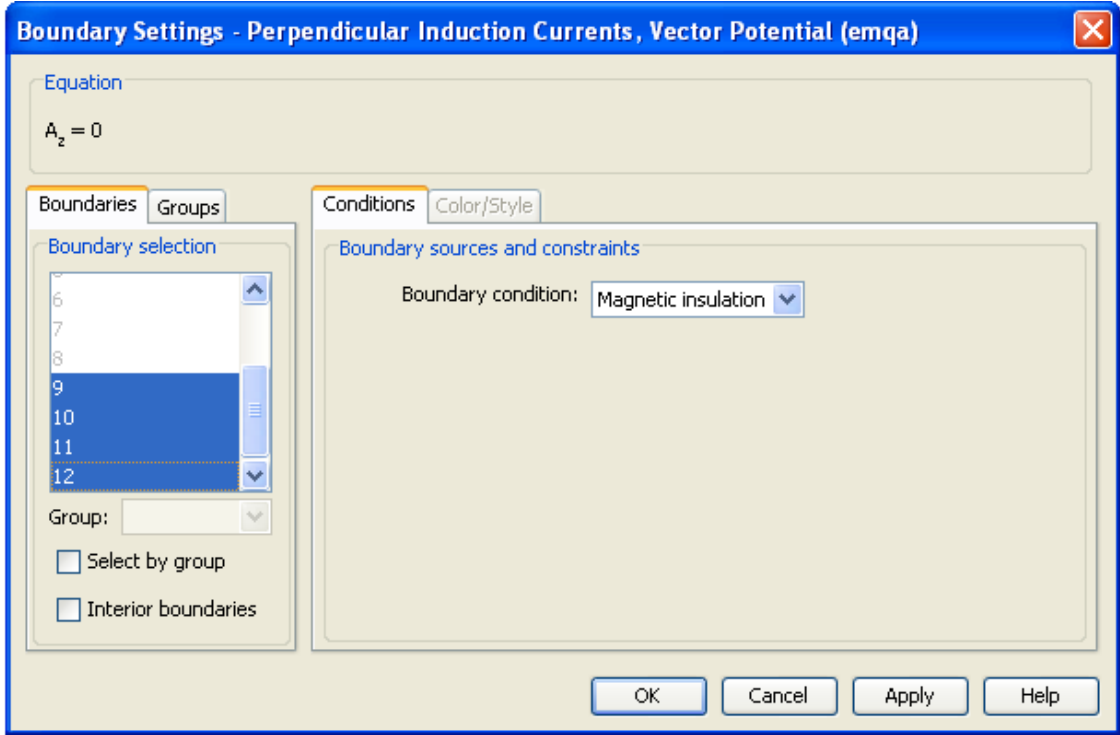
Burada yukarıda kullanılan sembollerden başka μ_r ortamın geçirgenliği, σ elektriksel iletkenlik, v hız, ΔV potansiyel farkı, L iletkenin boyunu temsil etmektedir. Hareketsiz

koordinat sisteminde çalıştığımız, kullanılan malzemelerin süperiletken olması ve kritik halin sağlanmasından dolayı bu parametreler sıfır olmaktadır. Bütün bunlar yerine konulduğunda (5.1) ile verilen ifadeye ulaşılır. Subdomain ayarları Şekil 5.4’de gösterildiği gibi “Physics” menüsü altında “Subdomain Setting” seçilerek girilir.



Şekil 5.4 Subdomain ayarlarının yapılması

Bu model sistemi için “Infinite Elements”, “Forces”, “Init” ve “Element” sekmelerine herhangi bir değer girmeye gerek yoktur. Ancak şunu belirtmek gerekir ki Forces sekmesi kullanılarak süperiletken ve mıknatıs arasındaki levitasyon kuvveti hesaplanabilir (bunun için Comsol Multiphysics Modeling library örnek 1). Bu bizim yöntemimiz dışında olduğu için buna hiç değinilmemiştir.



Şekil 5.5 Sınır şartlarının girilmesi

Burada yapılması gereken bir diğer önemli iş ise sınır şartlarının girilmesidir. Sınır şartları yine “Physics” sekmesi altında “Boundary Setting” seçeneği kullanılarak yapılır (Şekil 5.5). Bu modelde alan kaynağı olarak mıknatıs kullanıldığı için ve Maxwell denklemlerinden,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (5.4)$$

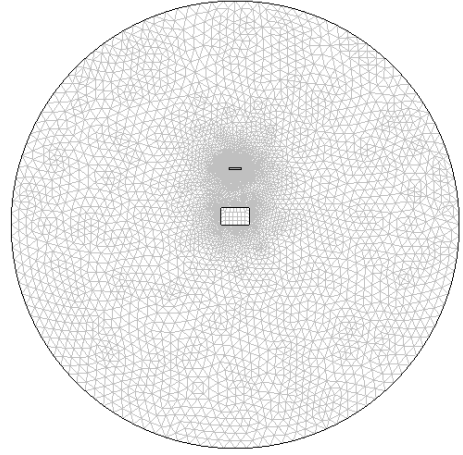
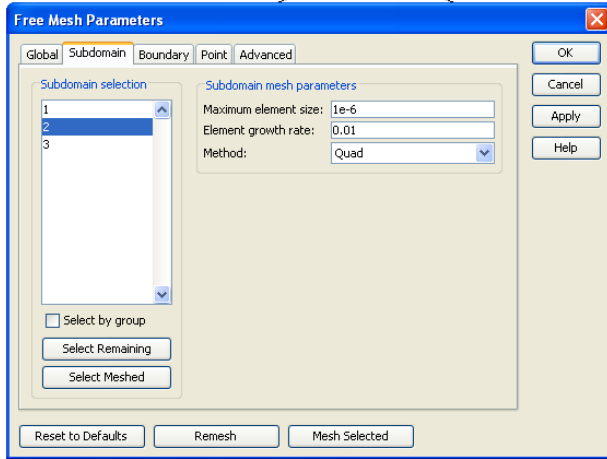
ve Lorentz ayar şartı

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0, \quad (5.5)$$

yararlanarak sınır şartı olarak $A_z = 0$ seçilmiştir.

Bu safhada yapı ya da çözüm bölgesi sonlu elemanlara ayrılacaktır. Bu olaya “meshing” denir. Bu ayrımda uygun sonlu elemanlar kullanıldı. Elemanların cinsi ve sayısı tespit edildi. Bu hesaplamanın hem hassasiyeti hem de çözüm süresi için çok önemlidir. Eğer örgü sayısı çok fazla olursa hesaplama hassas olur fakat çözüm süresi uzar. Eleman sayısı az olursa çözüm süresi kısa tutulmuş olur ancak hesaplamanın sonucu yanlış olabilir. Bunun için en optimum eleman sayısı deneme yanılma ile bulunabilir. Bu

amaçla gerçekleştirilmiş standart bir yöntem bulunmamaktadır. Daha doğrusu çalışılan geometrik sisteme çok bağlıdır. Burada uygun parametreler Şekil 5.5’de gösterildiği gibi “Mesh” menüsünden “Free Mesh Parameters” kutucuğuna uygun değerler girilerek başarılabilir.



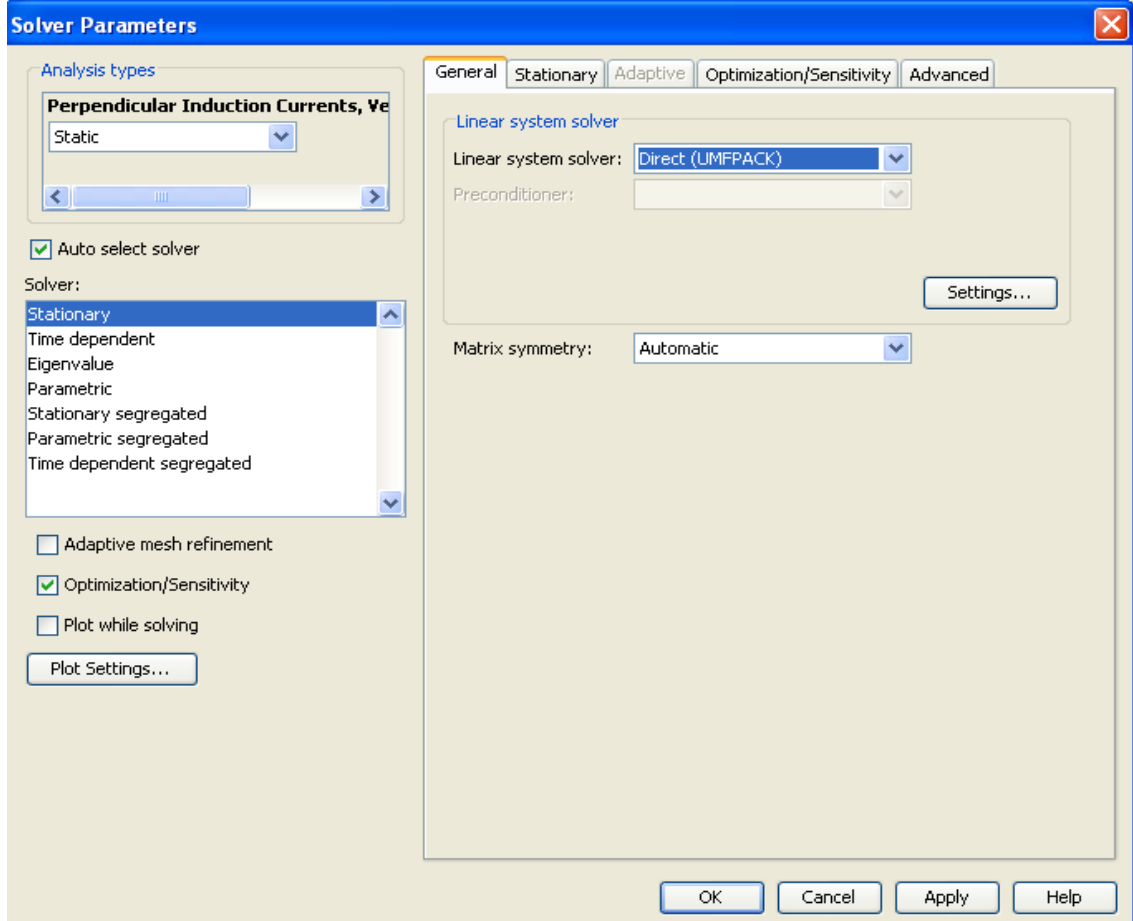
Şekil 5.5 Meshing

Örgü işlemi bittikten sonra problemin çözümüne geçilir. Problemin çözümünde çözümleyicinin “Solver” seçimi çok önemlidir. Comsol da 8 adet çözümleyici bulunmaktadır:

1. Direct (UMFPACK)
2. Direct (SPOOLES)
3. Direct (PARDISO)
4. Direct (PARDISO out of core)
5. Direct Cholesky (TAUCS)
6. GMRES
7. FGMRES
8. Conjugate gradients.

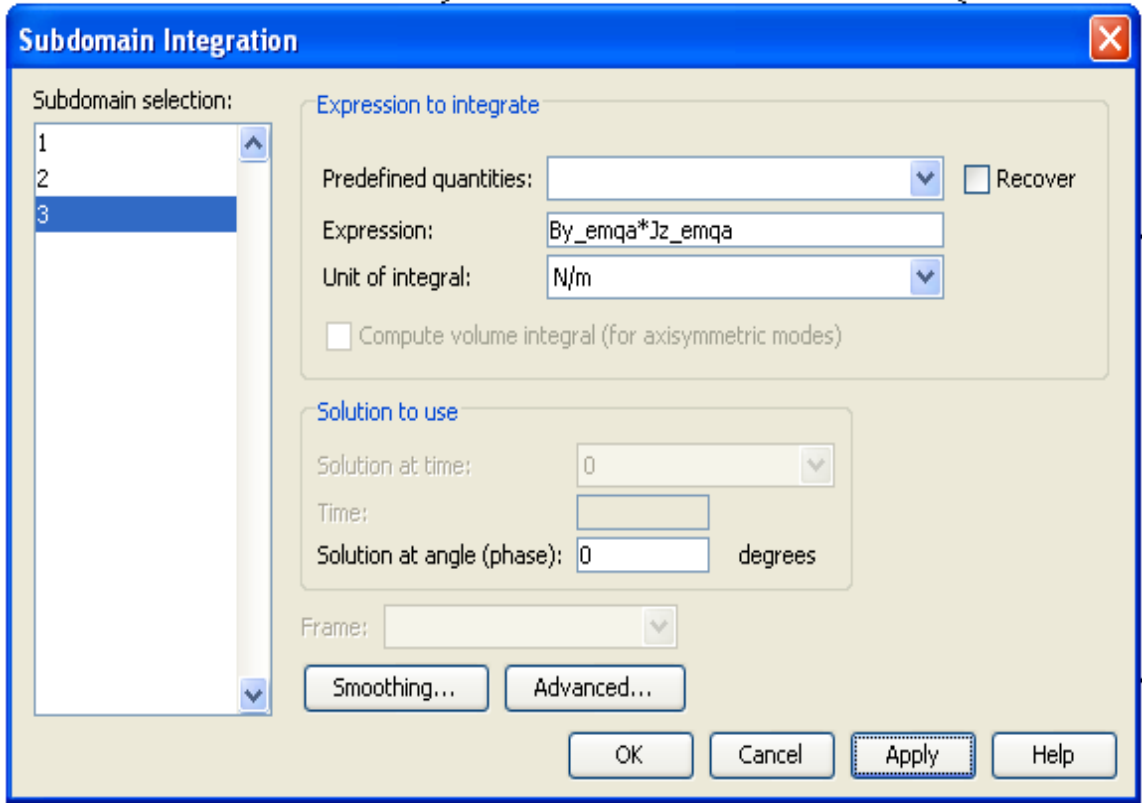
Bu seçimlere Solve menüsü altında “Solver Parameters” uygulaması tıklanarak ulaşılabilir (Şekil 5.6). Bu çalışmada RAM’i etkin kullanma kaygısından dolayı Direct

(UMFPACK) çözümleyici kullanılmıştır. Ayrıca çözülecek denklem zamana bağlı olmadığı için “Stationary” çözüm yoluna gidilmiştir. Daha sonra denklemin çözümünü elde etmek için geriye kalan sadece “Solve” menüsünden “Solve” seçeneğini yada “=” butonunu tıklamak yeterlidir.



Şekil 5.6 Çözümleyicinin seçimi. Bu uygulamaya Solve menüsü altında solver parameters tıklanarak ulaşılabilir

Modellemenin son aşaması ise elde edilen çözümün grafiklerle gösterilmesidir. Bu amaçla “Postprocessing” menüsünden “Plot Parameters” uygulamasını çalıştırmak gereklidir. Burada iki boyutlu olarak yüzey grafiği, kontör grafiği vb. seçeneklerle süperiletken içerisindeki akım, manyetik alan, manyetik akı dağılımları gözlemlenebilir. Burada bir diğer önemli nokta ise mıknatıs ve süperiletken arasındaki levitasyon kuvvetini hesaplamaktır. Bunun için yapılması gereken Şekil 5.7’de gösterildiği gibi “Postprocessing” menüsünden “Subdomain Integration” sekmesini tıklamaktır.



Şekil 5.7 Subdomain Integration sekmesi

5.2 Manyetik Kaldırma Kuvvetine Süperiletken Kalınlığının Etkisi

Bu çalışmada ilk olarak süperiletken ve kalıcı mıknatıs arasında oluşan manyetik kaldırma kuvvetine süperiletken malzemenin kalınlığının etkisi simüle edildi. Burada süperiletkenin, II. tip süperiletken olduğu kabul edildi. Hesaplamalar, kolaylığından dolayı 2 boyutta gerçekleştirildi. Bu amaçla Şekil 5.1’de gösterilen düzenek Comsol MP’de çizdirildi. Burada kalıcı mıknatıs yalnızca y - yönünde manyetizasyon üretmektedir. Süperiletken ile mıknatıs arasındaki mesafe z değişmekte ve bu durumda oluşan F_y kuvveti hesaplanmaktadır. F_y kuvveti,

$$F = \iint \vec{B} \times \vec{j} dA \quad (5.6)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir. Burada B süperiletken içerisindeki manyetik akı yoğunluğu, J ise süperiletken üzerinde dolanan akım yoğunluğudur. Süperiletken içerisindeki kritik akım yoğunluğu Kim modeline uygun olarak şu şekilde seçilmiştir:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{kB_x^2 + B_y^2}}{B_0}\right)^\beta} \quad (5.7)$$

Burada J_{c0} , sıfır manyetik alandaki kritik akım yoğunluğu değeri; k , manyetik alanın anizotropi katsayısı; B_0 , manyetik alanın skalalama parametresi, B_x manyetik akının x- bileşeni; B_y manyetik akının y- bileşeni; β , boyutsuz bir parametre. Ayrıca süperiletken malzeme içerisindeki akım dağılımı J_s tam olarak şu bağıntıya uyduğu Gömöry tarafından gösterilmiştir.

$$J_s = J_c \tanh\left(-\frac{A_z}{A_n}\right) \quad (5.8)$$

A_z manyetik potansiyelin z- bileşeni, A_n skalalama parametresidir. Modelde kullanılan süperiletkenin ve mıknatısın geometrik özellikleri çizelge 5.1’de verilmektedir. Süperiletken içerisinde akım z- yönünde değişmektedir ve manyetik akı hem x hem de y yönünde değişmektedir. Manyetik akı dağılımı homojen değildir ve belli bir gradyente sahiptir. Süperiletken içerisindeki manyetik vektör potansiyeli (5.1) in sayısal çözümlerinden bulunmuştur. Manyetik akı profili $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A_z}$ ifadesi ile hesaplanabilir. Ayrıca karşılaştırma yapmak maksadıyla 1 boyutta akı profili şu bağıntı yardımıyla hesaplanabilir:

$$B(x) = -B_0 + ((B_a + B_0)^{\beta+1} \pm (\beta + 1)/(\mu_0 J_{c0} w_s)(1 - x)) \quad (5.9)$$

Burada B_a süperiletkenin hemen dışındaki manyetik alan değeridir. Ancak demanyetizasyon etkisinden dolayı süperiletkenin dışındaki manyetik alanın değerini analitik olarak hesaplamak maalesef çok zordur. Bu yüzden bu bağıntı sonsuz uzunluktaki slab geometrisi için doğru sonuçlar vermektedir. Sağlıklı bir karşılaştırma yapmak için bu duruma dikkat etmek gerekir. Ancak şunu belirtmekte yarar vardır ki, (5.9) kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen eğrilerin biçimi sayısal hesaplama ile çok güzel uyuşmakta ama skalası uyuşmamaktadır. Bunun nedeni ise demanyetizasyon etkisinin dikkate alınmamasıdır.

Çizelge 5.1 Modellemede kullanılan mıknatısın ve süperiletkenin geometrik özellikleri

Geometrik parametre	Boyut (mm)
w_m	250
h_m	150
w_s	10
h_s	2, 4, 6, 8, 10

Çizelge 5.1’de w_m mıknatısın eni, h_m mıknatısın boyu, w_s süperiletkenin eni, h_s süperiletkenin boyudur.

Sağlıklı bir hesaplama yapabilme adına süperiletken için kullanılan parametrelerin doğru olarak tespit edilmesi gerekmektedir. Çizelge 5.2’de bu simülasyonlarda süperiletken için kullanılan parametreler verilmektedir. Bu parametrelere özel olarak kritik akım yoğunluğu parametreleri denir. Bu parametrelerin tespitinde literatürde YBCO bulk numunesi için verilen parametrelerden yararlanılmıştır. Bu parametrelerle çok fazla oynama şansı yoktur. Yani başka bir tür süperiletken kullanıldığında parametrelerin tespiti için geometrik parametrelerde de değişim yapılması gerekmektedir.

Çizelge 5.2 Simülasyonlarda kullanılan kritik akım yoğunluğu parametreleri

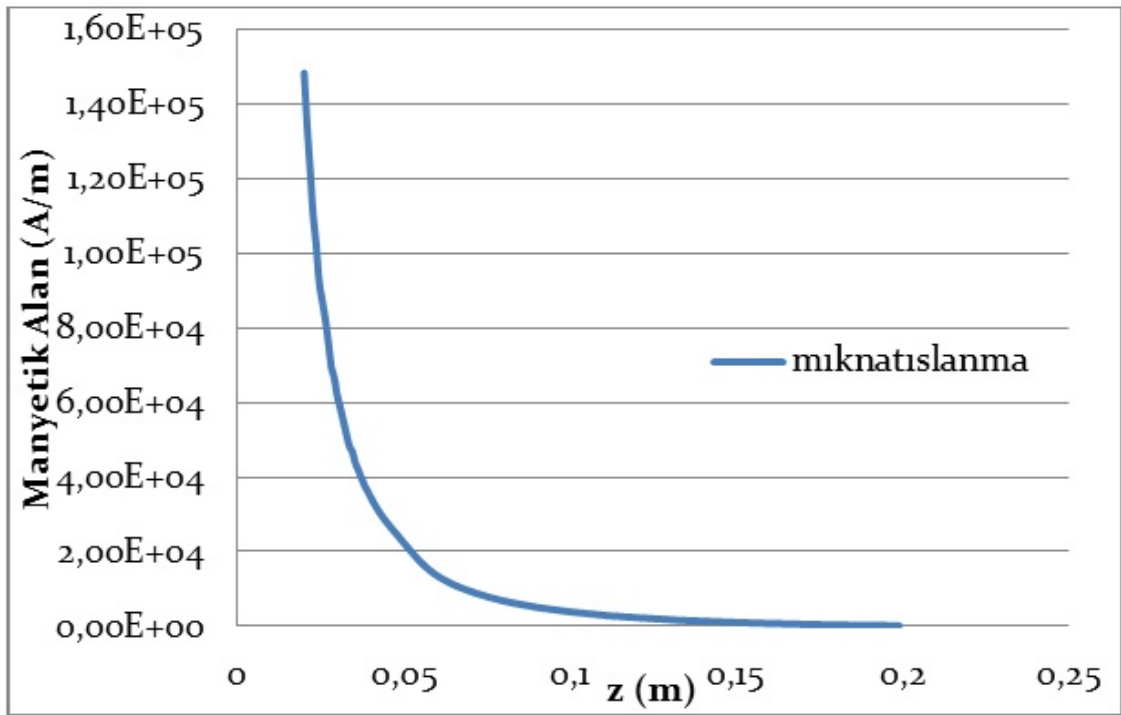
Parametre	Büyükölük
J_{c0}	$4 \times 10^7 (A/m)$
θ	2.7
k	1
B_0	1.2 T
A_n	3×10^{-8}

Burada sınır şartı olarak $A_z=0$ olarak seçildi. Bunun nedeni mıknatısın ürettiği manyetik alanın manyetik dipol oluşturmamasından kaynaklanmaktadır. Süperiletkenin yüzeyindeki manyetik alanın değerini bilemediğimiz için, burada herhangi bir değer

kullanılmamıştır. Program kendisi bu değerleri bulmaktadır. Şekil 5.8’de bu modelleme çalışmasında kullanılan mıknatısın dışarıda oluşturduğu manyetik alan değişimi gösterilmektedir. Burada manyetik alan üstel olarak azalmaktadır. Yarıçapı a ve boyu b olan silindirik kalıcı mıknatısın ekseninde z kadar uzaklıktaki bir noktadaki manyetik alan değişimi,

$$H_z = \frac{M}{2} \left(\frac{z+b}{\sqrt{a^2+(z+b)^2}} - \frac{z}{\sqrt{a^2+z^2}} \right) \quad (5.10)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir. Burada M, z=0’daki manyetik alan değeridir. Comsol Multiphysics programı iyi bir yaklaşıklıkla bu ifadeye uygun olarak manyetik alan değişimi türetebilmektedir.

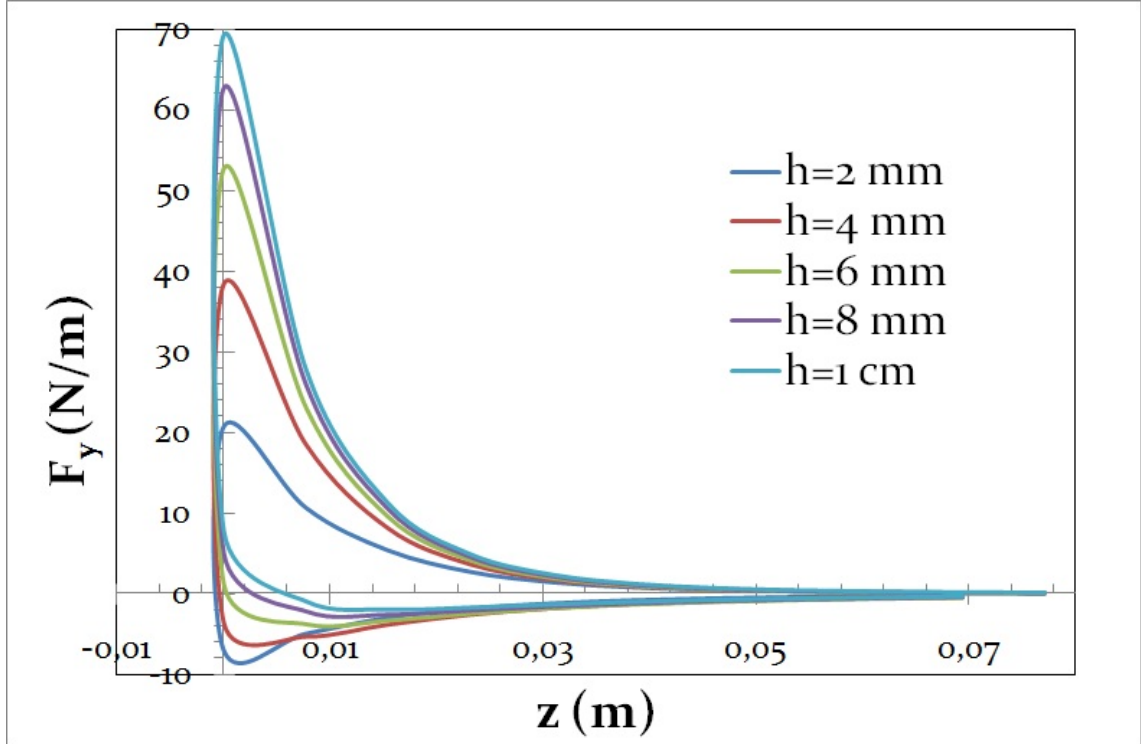


Şekil 5.8 Mıknatısın y ekseninde z kadar mesafede oluşturduğu mıknatıslanma eğrisi

Şekil 5.8’de Başlangıç mıknatıslanması $M_0=7.5 \times 10^5$ (A/m) olarak alınmıştır. Bu çok kuvvetli kalıcı mıknatıslar için tipik bir değerdir.

Mıknatıslanma eğrisini düzgün olarak elde edebilmek için mıknatısın çevresindeki örgüyü çok hassas yapmak gerekir. Mıknatıslanmanın ne kadar doğru olduğu (5.10) ile verilen ifade ile karşılaştırılarak bulunabilir. Mıknatıs her bir konum değiştirdiğinde bu

örgü değişimini yeniden yapmak gerekir. Cambel vd çalışmalarında manyetik alan kaynağı olarak değişken manyetik alan kullanmışlardır. Cambel vd tarafından yapılan çalışmadan farklı olarak bu çalışmada manyetik alan kaynağı olarak kalıcı mıknatıs kullanılmıştır.



Şekil 5.9 Farklı kalınlıklardaki süperiletken ile kalıcı mıknatıs arasındaki kaldırma kuvvetinin değişimi

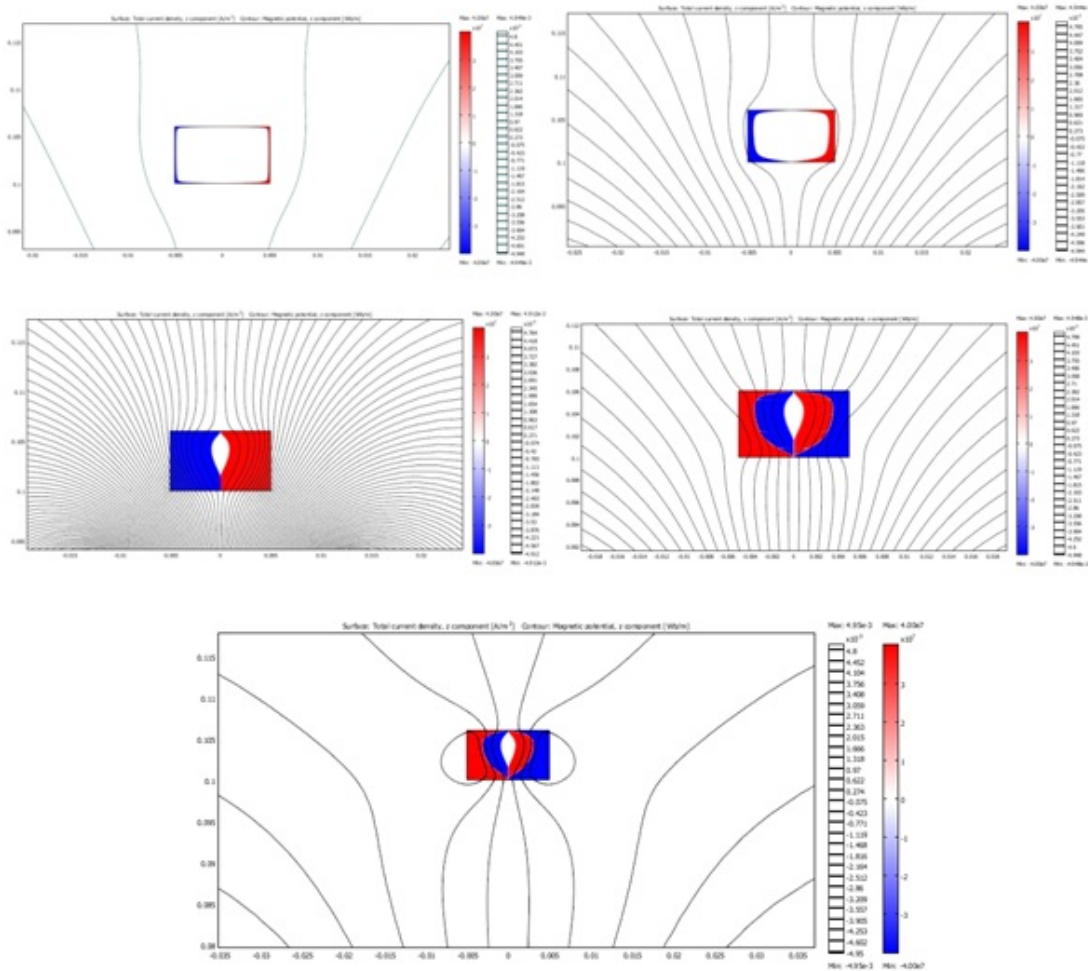
Bu modelleme çalışması alansız soğutma altında gerçekleştirilmiştir. Yani önce süperiletken soğutuluyor daha sonra manyetik alana maruz bırakılıyor. Süperiletken ve mıknatıs arasındaki mesafe 8.5 mm' ye ayarlanıyor daha sonra bu mesafe tedricen azaltılıyor ve artırılıyor. Azaltma ve artırma toplam 22 adımda gerçekleştiriliyor. Burada mıknatıs $y=0$ 'dan itibaren $y=8.5$ mm' ye kadar yükseltip alçaltılıyor. Bu işlemler esnasında süperiletkenin konumu değiştirilmemektedir. Bunun nedeni ise eğer süperiletkenin konumu değiştirilirse bu değişikliğin malzemenin manyetik geçmişini etkilemesinden dolayıdır. Örgü için şu değerler kullanılmıştır. Toplam tepe elemanı sayısı: 12, toplam sınır elemanı sayısı: 492, toplam (örgü) elemanı sayısı: 19176. Mıknatısın her bir konum değiştirmesinde program otomatik olarak sistem için örgü

oluşturmaktadır. Mıknatıs ve süperiletken sistemi arasında oluşan kuvvet (5.8) ile hesaplanır. Özel olarak F_y kuvveti,

$$F_y = \iint \vec{B}_x \times \vec{J}_z dA \quad (5.11)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanır.

Şekil 5.9'dan görüldüğü gibi süperiletken ve mıknatıs arasındaki mesafe azaldıkça manyetik kaldırma kuvveti itme şeklinde etki etmekte ve eksponansiyel fonksiyon olarak artmaktadır. Daha sonra mesafe azaltıldığında ise bu itme kuvveti hızlı bir şekilde azalmakta ve itme kuvveti çekmeye dönüşmektedir. Bunun nedeni Şekil 5.10 ile verilen akı profillerine bakılarak anlaşılabilir.



Şekil 5.10 Akı profilleri

Akı profillerinden de görüldüğü üzere mıknatıs yaklaştıkça süperiletken üzerine bir akım nüfuz etmekte ve giderek nüfuz derinliği artmaktadır. Süperiletkenin sağ tarafında akan akım sol tarafında akan akıma göre ters işaretlidir ama her ikisinin de nüfuz derinliği aynıdır. Yani akım simetrik olarak akmaktadır. Burada nüfuz derinliği akı profilleri üzerinde interpolasyon yapılarak hesaplanabilir. Mıknatıs uzaklaştırıldığında ise süperiletkenin üzerinde önceki dolanan akıma göre zıt yönde başka bir akım indüklenmekte ve bu indüklenen akım manyetik alan ile etkileşerek mıknatısın kendine doğru çekilmesine neden olmaktadır. Bu olay basitçe manyetizmadaki Lenz yasasının pratik bir sonucudur. Burada bir diğer dikkate değer husus ise mıknatıs yaklaştıkça süperiletkenin alt kısmı ile üst kısmı arasındaki akımda oluşan asimetridir. Yani süperiletkenin mıknatısa bakan yüzeyindeki akım miktarı diğer yüzeyine göre çok fazladır. Bu beklenen bir durumdur zira süperiletkenin alt tarafında manyetik alanın hem teğet bileşeni B_t hem de dik bileşeni B_n etki ediyorken üst kısımda ise yalnızca teğet bileşeni B_t etki etmektedir. Azalan durumda ayrıca mıknatıs ile süperiletken arasındaki mesafe göreceli olarak olabildiği kadar arttıkça süperiletken üzerinde indüklenen süper akımların etkisi oldukça artmakta dolayısıyla süperiletken başka bir manyetik alan kaynağıymış gibi davranmaktadır ama bunun etkisi oldukça küçüktür. Ayrıca şunu hatırlatmakta yarar vardır ki bu demanyetizasyon etkisinin bir sonucu da olabilir.

Bu asimetri bozukluğu süperiletkenin içerisinde ilave bir strese neden olabilir. Bu oluşan stres ise süperiletkenin gerek içerisinde gerekse de yüzeyinde deformasyonlara yol açacaktır. Bu durum süperiletken yatakların teknolojik kullanımında dikkate alınması gereken bir husustur. Bu stres,

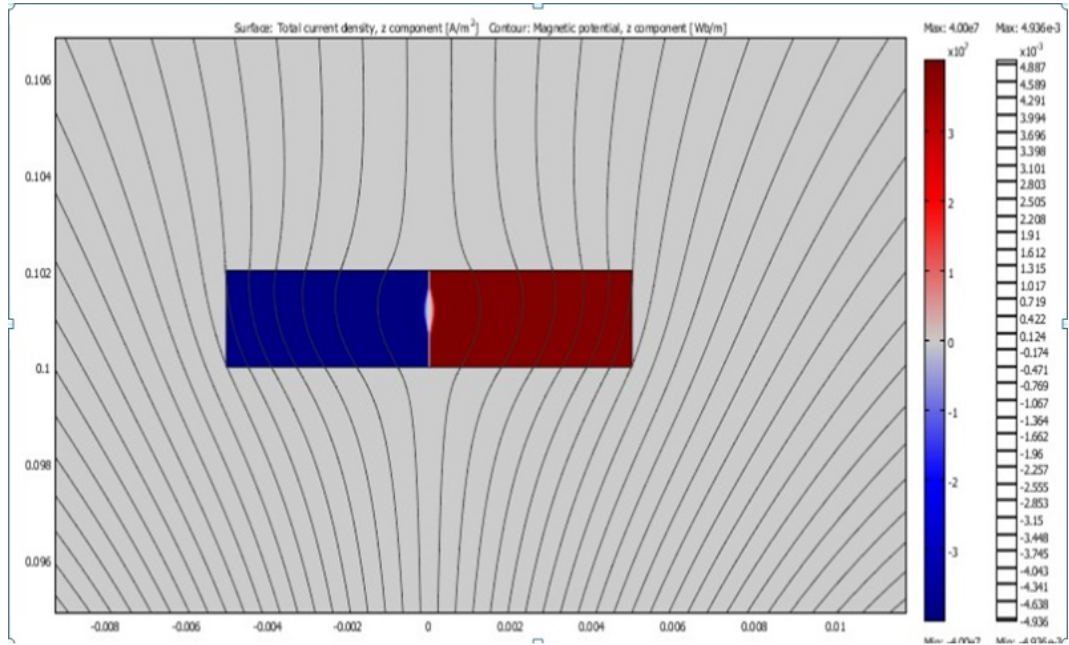
$$\sigma = \frac{1}{A} \iint B_y^2 dA \quad (5.12)$$

bağıntısı vasıtasıyla hesaplanabilir.

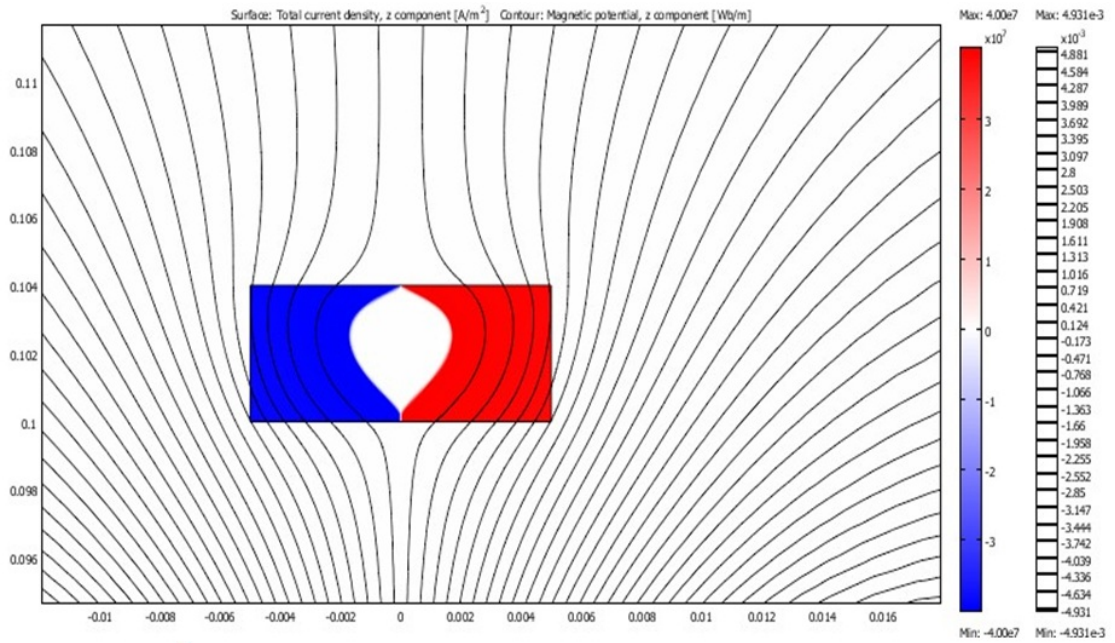
Stresin alt yüzeyde sınır şartlarından dolayı sıfır olması gerekir ki daha sonra artarak belli bir maksimuma ulaşır ve azalarak devam eder.

Şekil 5.9'dan açıkça görülen bir diğer husus da süperiletkenin kalınlığı arttıkça levitasyon kuvvetinin azalmasıdır. Burada kalınlık olarak $h_s = 2, 4, 6, 8, 10$ mm

seçilmiştir. Boy/En oranına bakıldığı zaman yani $h_s/w_s=0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ oranlarında çalışma yapılmaktadır. Kalınlık artıkça manyetik kaldırma kuvveti histeresizinin alanı artmaktadır. Bunun nedeni yine numune içerisindeki akım dağılımına bakılarak açıklanabilir (Şekil 5.11).

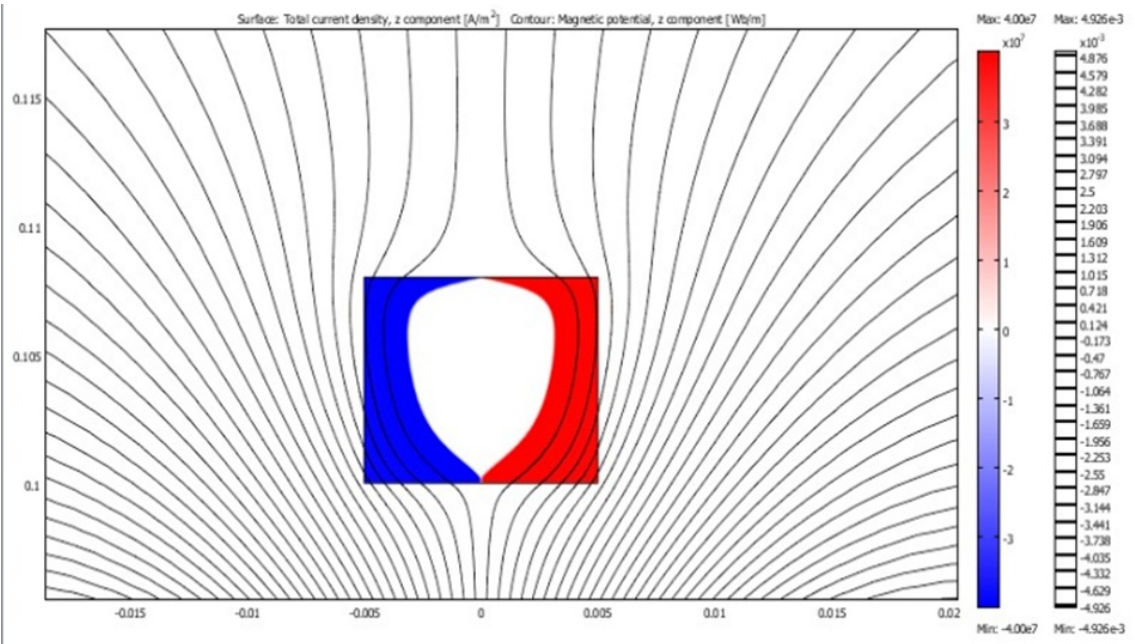
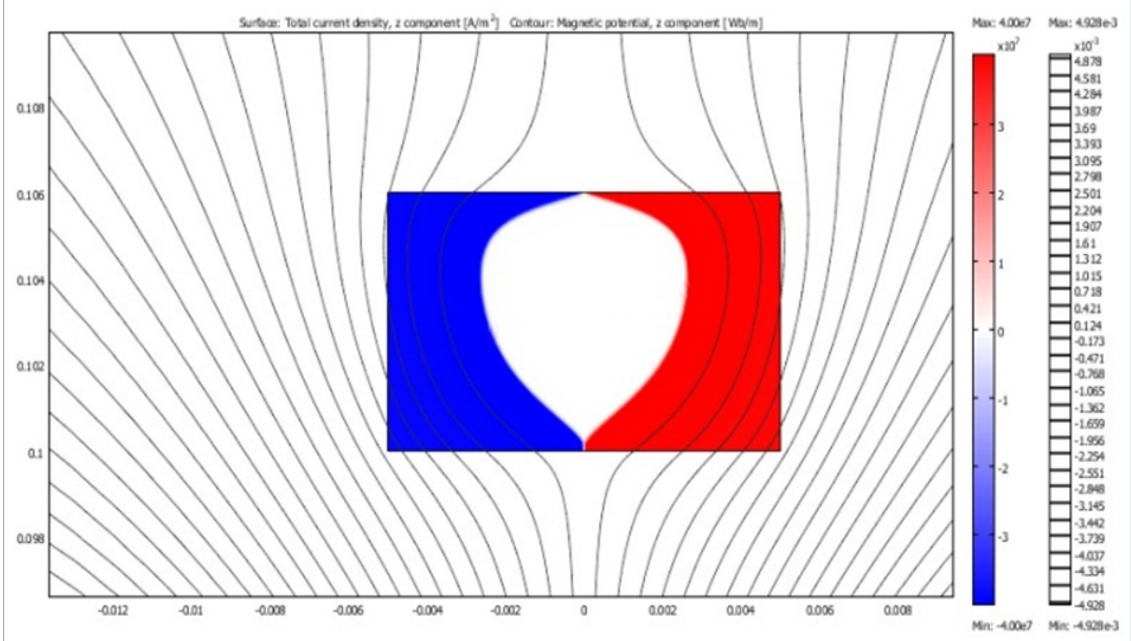


(a) $h_s = 2 \text{ mm}$

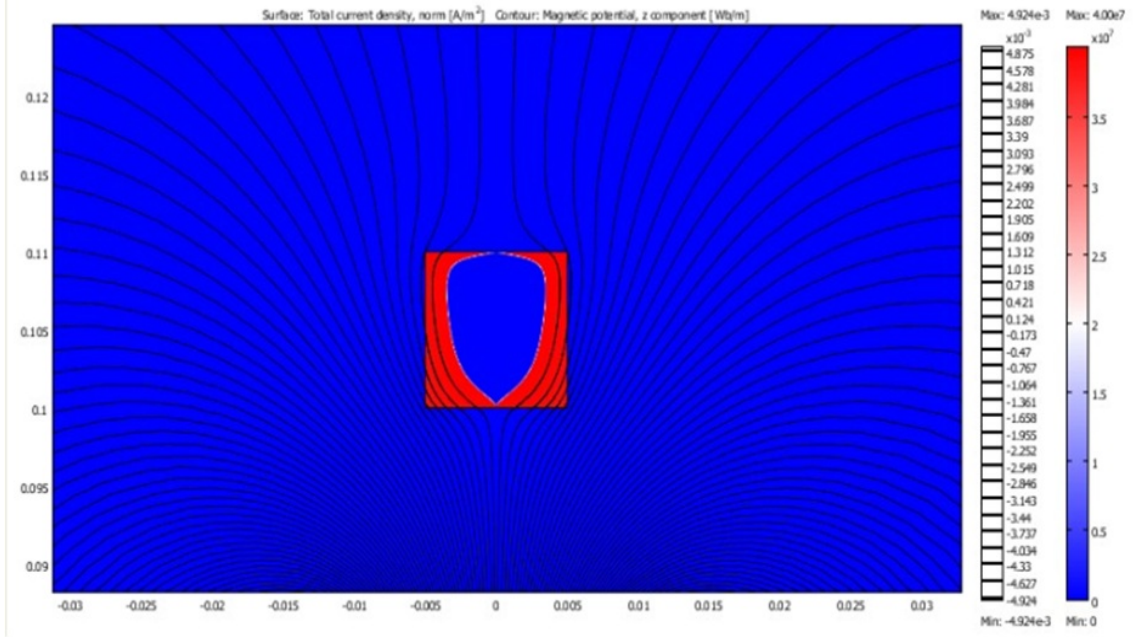


(b) $h_s = 4 \text{ mm}$

Şekil 5.11 Farklı kalınlıklardaki numuneler için alan dağılımı



Şekil 5.11 Farklı kalınlıklardaki numuneler için alan dağılımı (devam)

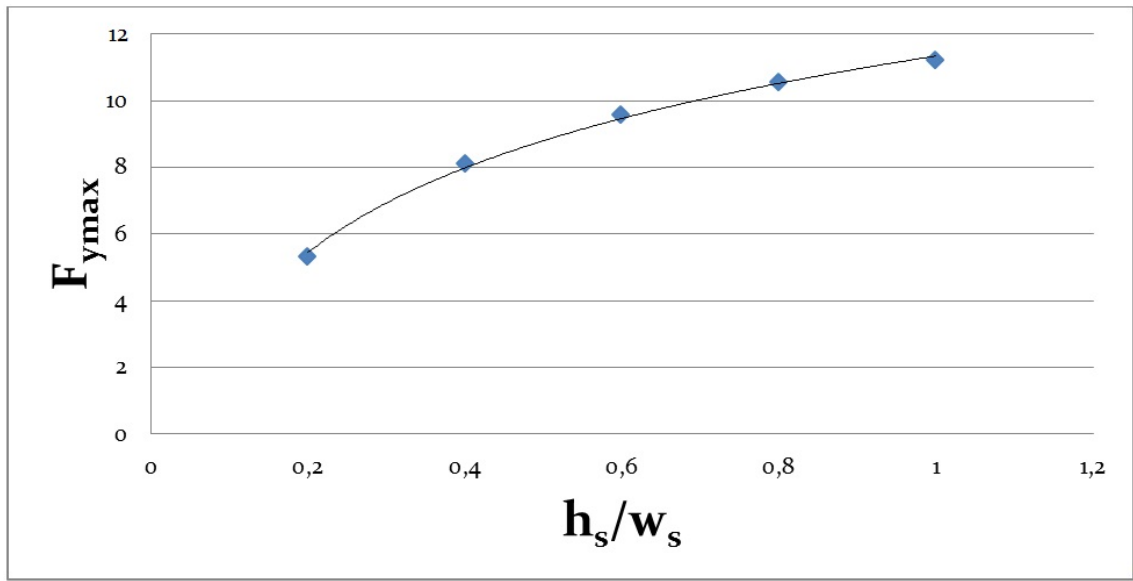


(e) $h_s = 10$ mm

Şekil 5.11 Farklı kalınlıklardaki numuneler için alan dağılımı (devam)

Numunenin yüksekliği arttıkça numunede akan akım miktarı artmaktadır. Ayrıca numunenin boyunun artması H_p nüfuz alanının değerini artırmaktadır. Tek boyutta $H_p = J_{c0} w_s$ iken 2 boyutta $H_p = J_{c0} (w_s h_s)$ olmaktadır. Bir diğer önemli nokta ise süperiletkende dolanan akımın doyuma ulaşma miktarı da önemli ölçüde artmaktadır. Süperiletkenin köşelerinde biriken akım miktarı önemli ölçüde artmaktadır. Bu süperiletkenlerdeki d-line etkisinin tipik bir sonucudur. Süperiletkenin köşelerinde vektör potansiyelinin kıvrımı daha fazla olmaktadır. Dolayısıyla manyetik alan çizgilerinin daha yoğun olmasına neden olmaktadır. Bu durumun diğer bir sonucu kritik akım yoğunluğunun bu bölgelerde daha çok yüksek olmasıdır. Bu eğrilerin bir diğer karakteristik özelliği ise süperiletkenin yüksekliği ne kadar büyük ise kuvvetin itici kısımdan çekici kısmına geçişi o kadar hızlı olmasıdır. Bunun nedeni akım profillerinden rahatlıkla anlaşılabilir; boyca yüksek olan numunede akan akım yüzeyde daha sığ bölgede akmaktadır. Numune uzaklaştığında ise zıt yönde akan akımın etkisi daha fazla olacaktır. Ayrıca çekici kuvvetin meydana geldiği bölgede bir minimum meydana gelmektedir. Bu minimumun gerçekleşme mesafesi, boy-en oranı daha küçük olan (h_s/w_s 0.2, 0.4) histerezislerin minimumu birbirlerine göre hemen hemen aynı mesafede gerçekleşmektedir.

Şekil 5.12 süperiletkenin boy/en oranına karşı manyetik kaldırmanın maksimum değerini gösteriyor. Şekilden de anlaşılacağı üzere kaldırma kuvveti, kalınlığın logaritmik fonksiyonu olarak değişmektedir yani $F_{y_{max}} \propto k \ln(h_s/w_s)$ burada k fit yapılarak elde edilebilecek bir sabittir. Bu şekilden çıkartılabilecek en önemli sonuç en verimli manyetik kaldırmanın boy/en oranının 1 olduğu geometrik yapılardır. Bir cihaz tasarlanırken bu duruma dikkat etmek önemli olabilir. Bu hesaplamaların sonucu [Sanceh 2001 deki PRB Makalesi] ile verilen farklı kalınlıklarda silindirik süperiletkenler ve silindirik numuneler için enerji minimizasyon yöntemi kullanılarak yapılan hesaplamalarla uyum içerisindedir.

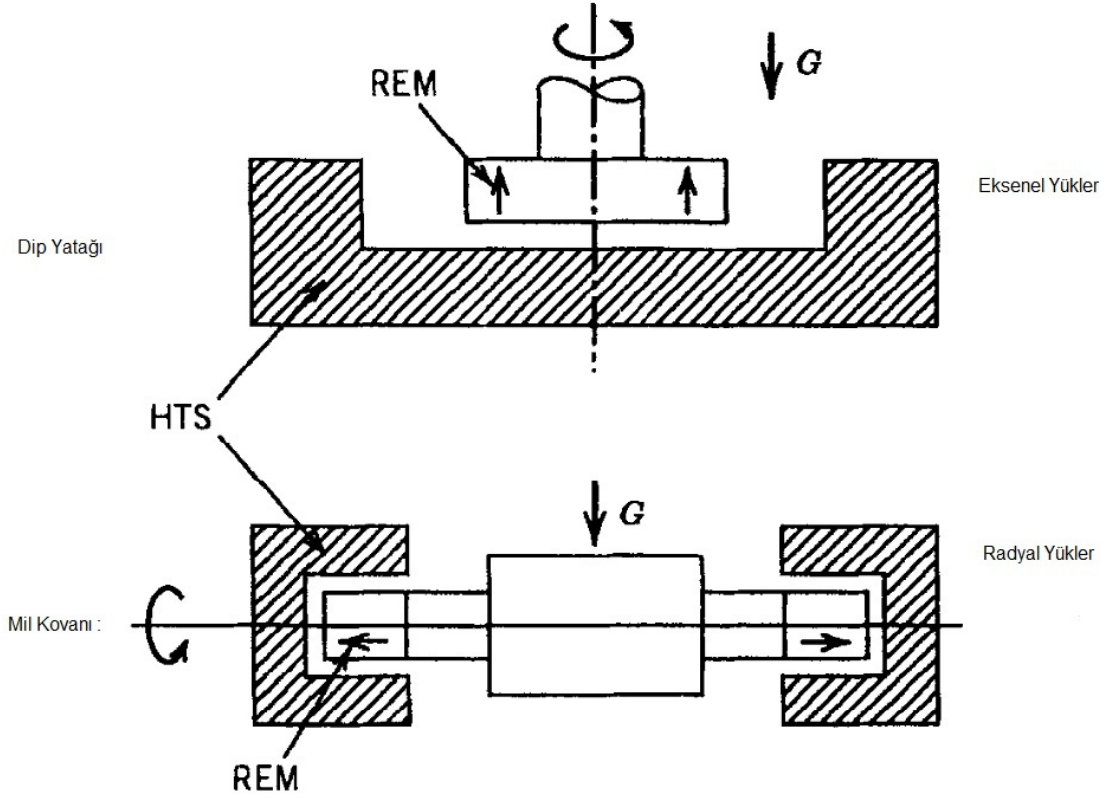


Şekil 5.12 Süperiletkenin boy-en oranına karşı ortaya çıkan manyetik kaldırma kuvvetinin maksimum değeri

5.3 Manyetik Kaldırma Kuvvetine Dönmenin Etkisi

Manyetik yataklar için kullanılan sistemlerde genellikle bir tane mil, bu mile bağlı bir top ve hidrokinamik ve gaz destekleyici sistemler bulunmaktadır. Bu tür yataklara geleneksel yataklar denir. Geleneksel olmayan sistemlerde aktif ferromanyetik yataklar, aktif elektrik alan sistemleri ve süperiletkenler kullanılır. Modern manyetik yatak sistemleri genellikle ya lineer yani ileri geri hareket eden ya da belli bir eksen etrafında dönen sistemlerdir. Hem kuvvet hem de manyetizasyon vektörel nicelikler oldukları için süperiletken - magnet geometrisine göre manyetik kuvvetin yönü tanımlanmalıdır. Dönen makineler kullanılarak dizayn edilmiş manyetik yataklar için iki

temel konfigürasyon vardır. Bunlar: i) dip yatağı ve ii) mil kovani. Şekil 5.13’de gösterildiği gibi manyetik alan kaynağının dönme eksenine göre simetrik olması tercih edilen bir durumdur. Bu yüzden manyetik yataklarda kasnak “rotor” elemanı olarak genellikle silindirik mıknatıslar kullanılır.

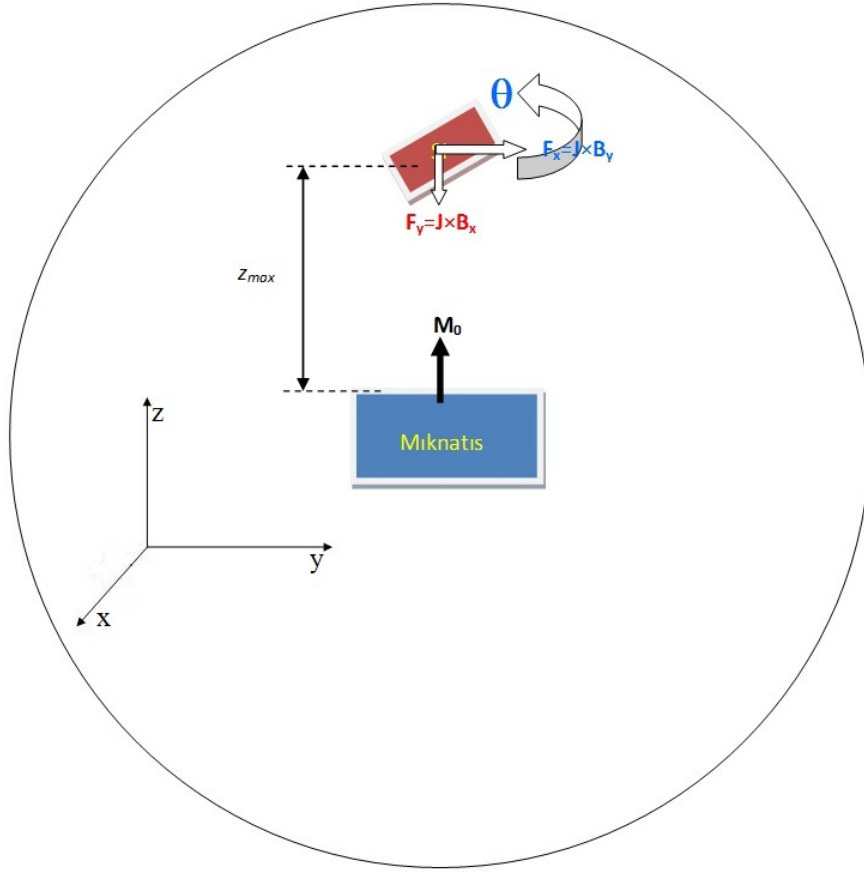


Şekil 5.13 Pasif Süperiletken yatak kavramları. [2]

Şekil 5.13’de REM; rare earth magnet, HTS; high temperature superconductor [2]

Yukarıda da bahsedildiği gibi süperiletken manyetik yatakların pratik uygulamalarında bir birine göre dönen süperiletken ve mıknatıs kullanılmaktadır. Bu yüzden dönmenin manyetik kaldırma kuvvetine etkisini incelemek hem teknolojik açıdan hem de teorik açıdan öngörüler sağlayacaktır. Bu amaçla Şekil 5.14 ile verilen sistem modellenmiştir. Burada bir mıknatıs ve süperiletken bulunmaktadır. İşlemler alansız soğutma altında gerçekleştiği kabul edilmektedir. Manyetik alan kaynağı olarak çok güçlü bir mıknatıs kullanılmakta ve ortamda başka bir alan kaynağı bulunmamaktadır. Süperiletken, mıknatıstan z kadar yukarıda bulunmakta ve aktif kaldırmanın sağlandığı kabul edilmektedir. Süperiletken mıknatısa göre θ açısı ile dönmektedir. Süperiletkenin manyetik geçmişi dikkate alınmamakta yani her bir θ açısında manyetik düzen yeniden

kurulmaktadır. Burada mıknatısın ürettiği manyetik alan yalnızca y -yönünde kabul edilmekte ve Şekil 5.8 ile verilen manyetik davranışa sahiptir.



Şekil 5.14 Dönmenin etkisinin incelendiği hesaplamalarda kullanılan modelleme sistemi

Süperiletken içerisindeki akı dağılımını hesaplamak için $\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}$ diferansiyel denklemini nümerik olarak çözmek gerekir. Kullanılan sınır şartları manyetik izolasyonun sağlandığı sınır şartlarıdır. Süperiletken içerisindeki akım dağılımının (5.8) ve (5.9) ile verilen ifadelerle uyduğu kabul edilmektedir. Hesaplamalarda London girme derinliğinin tam nüfuz alanından çok çok küçük olduğu II. tip süperiletken kullanıldığı kabul edilmektedir. Denklemlerin sonucundan, süperiletkene manyetik alanın girdap şeklinde gradyentli bir şekilde nüfuz ettiği ortaya çıkmaktadır. Hesaplamalarda demanyetizasyon etkisi bilgisayar tarafından hesaplanmaktadır. Yani bu etkiyi hesaplamak için herhangi bir hesaplama yöntemi kullanılmamaktadır. Bu durum hesaplamanın kolaylaşmasını ve aynı zamanda gücünü artırmaktadır. Demanyetizasyon

etkisinden dolayı sonlu geometriye sahip malzemelerde akı profili için analitik bir ifade çıkartmak çok zor olmaktadır. Bir sürü integral denklemi çözmek gerekmektedir.

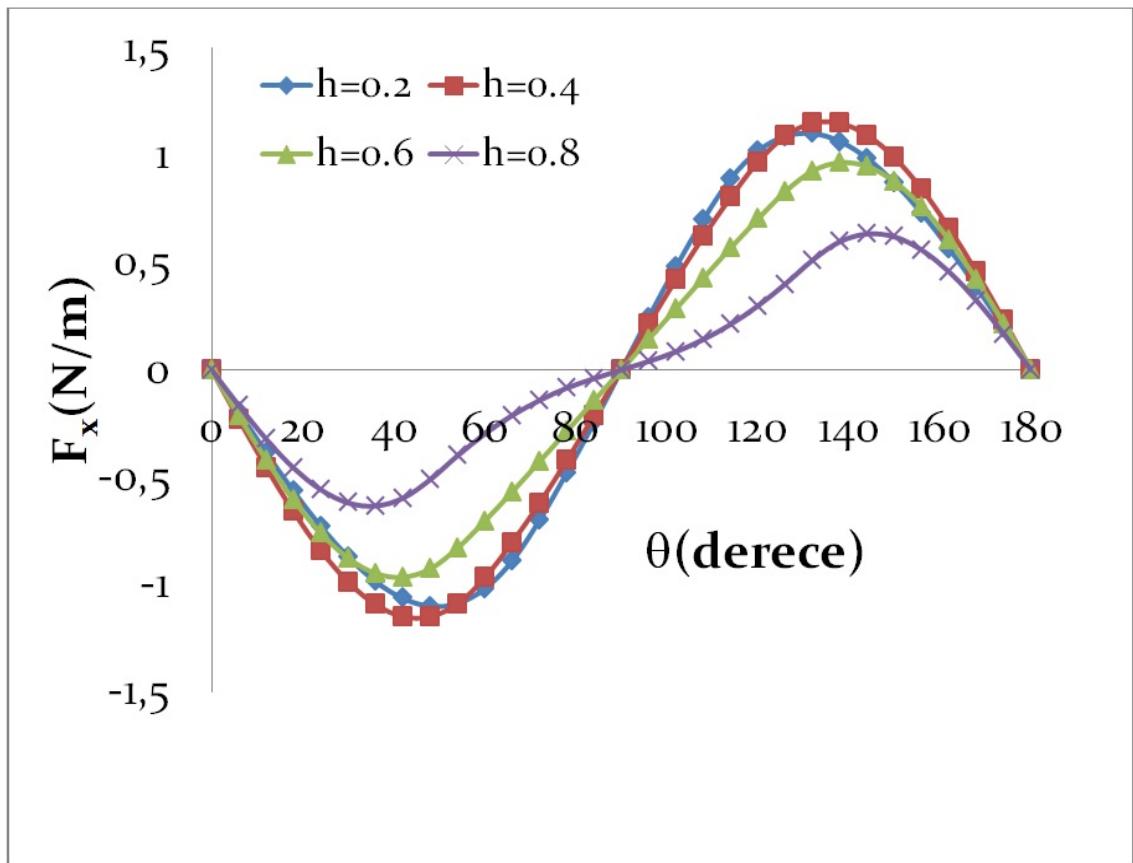
Şekil 5.15 farklı kalınlıklarda süperiletken malzeme için dönme açısı θ 'ya karşı ortaya çıkan kuvvetin x ve y bileşenlerini gösteriyor. θ açısı 0 ile 180 derece arasında 6 derecelik adımlarla değişmektedir. Bu hesaplamada F_x ve F_y kuvvetleri:

$$F_x = - \iint B_y J_z dA \quad (5.13)$$

ve

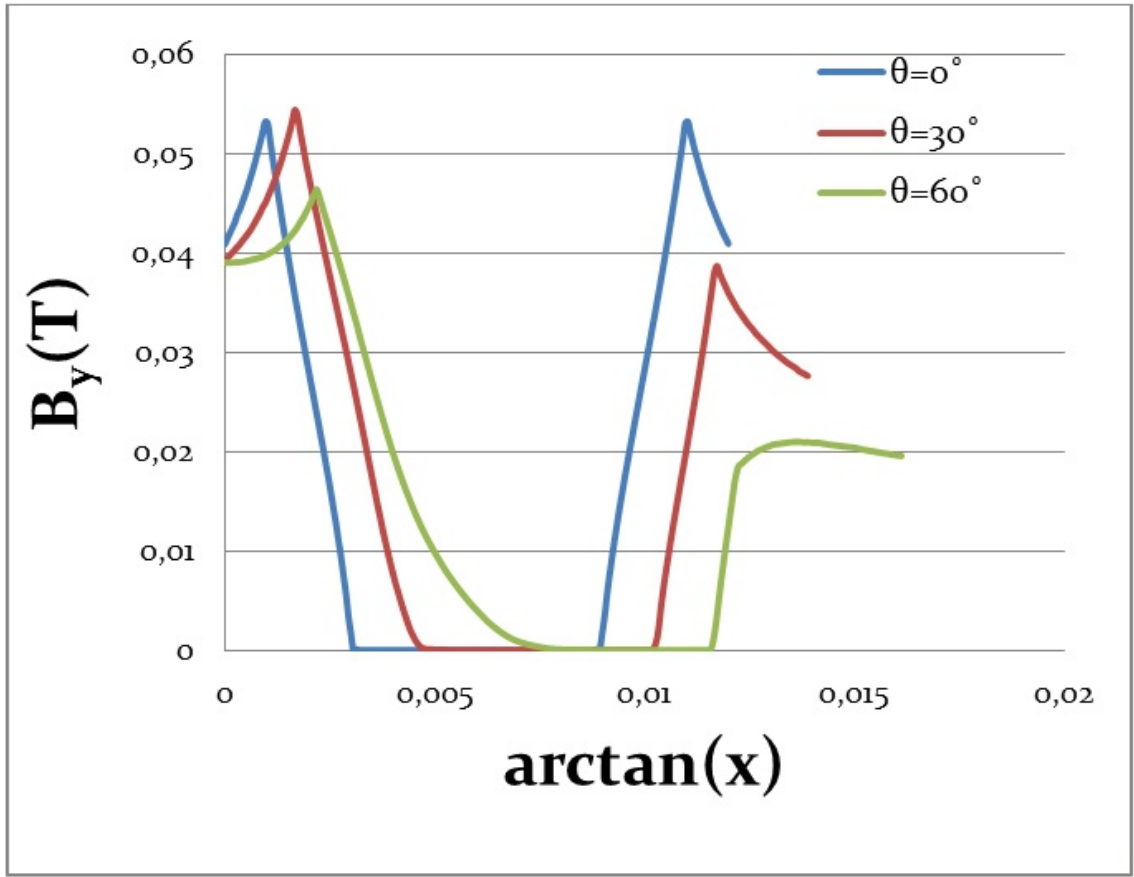
$$F_y = \iint B_x J_z dA \quad (5.14)$$

bağıntıları ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda 196500 tane örgü kullanılmıştır. Her bir θ açısında yeniden örgüleme yapılmıştır. Örgülemenin bu kadar yüksek yapılmasının nedeni bazı θ açılarında akı dağılımının yanlış hesaplanmasıdır.



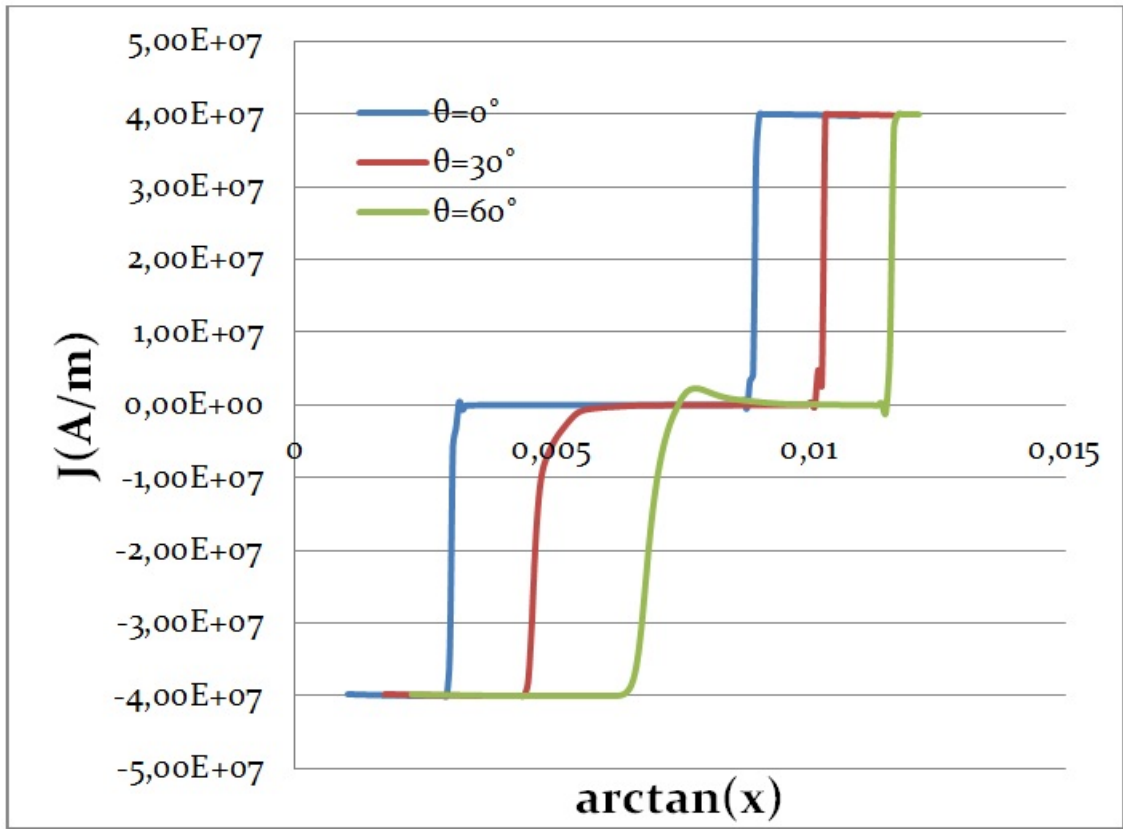
Şekil 5.15 θ ya karşı F_x grafiği

Şekil 5.15'den de görüleceği üzere levitasyon kuvvetinin x bileşeni θ açısına göre sinüzoidal olarak değişmektedir. Bunun nedeni şu şekilde açıklanabilir. Numune döndükçe uygulanan alanın teğet bileşeni artmakta dik bileşeni ise azalmaktadır. Bu yüzden dolayı numune içerisindeki akının dik bileşeni B_y azalmaktadır. Fakat belli bir açıdan sonra $\theta \sim 45^\circ$ civarında akımda meydana gelen artış akıdaki azalmayı bastırıyor ve levitasyon kuvveti tekrar artışa geçiyor. Buradaki diğer önemli nokta ise kalınlık arttıkça sinüzoidal eğrinin genliğinin azalmasıdır. Bu genlik azalması tamamıyla akı tuzaklanması ile ilgili bir olaydır. Boyutu küçük olan numune küçük alanlarda daha çok akı tuzaklayacaktır. Alandaki değişimleri daha çok hissedecektir. Numunenin boyu arttıkça genliğin maksimum olduğu yerler aşağı doğru kaymaktadır. Açının ilk kuadrantı için, örneğin $h_s/w_s=0.2, 0.4, 0.6$, ve 0.8 için sırasıyla $\theta=48^\circ, 48^\circ, 42^\circ$, ve 36° derecelerde meydana gelmektedir. Bu ilginç bir durumdur, zira kuvvetin bu özelliğinden yararlanarak çalışacak bir manyetik yatak dizayn edilse boy-en oranı küçük olan süperiletken tercih edilmelidir. Bir diğer nokta ise $\theta=90^\circ$ olduğunda F_x kuvvetin sıfır olmasıdır. Bu durum, bu açı değerinde süperiletken içerisinde manyetik alanın x bileşeninin sıfır olmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 5.16 Farklı açılar için süperiletken içerisindeki akı dağılımının y - bileşeni ($h_s=2$ mm için)

Şekil 5.16 Farklı açılar için numune içerisindeki akı dağılımını gösteriyor. Burada en dikkate değer nokta numune döndükçe numune içerisindeki akı dağılımının simetrisinin bozulmasıdır. Ayrıca numune mıknatısa paralel hale geldikçe süperiletkenin mıknatısa uzak olan yüzeyinde demanyetizasyon etkisi zayıflamaktadır. Bu durumda uzak olan yüzeydeki akının değeri hemen hemen uygulanan alan değerine eşittir. Aynı şekilde numune içerisindeki akım dağılımı açı arttıkça simetrisini kaybetmektedir (Şekil 5.17).

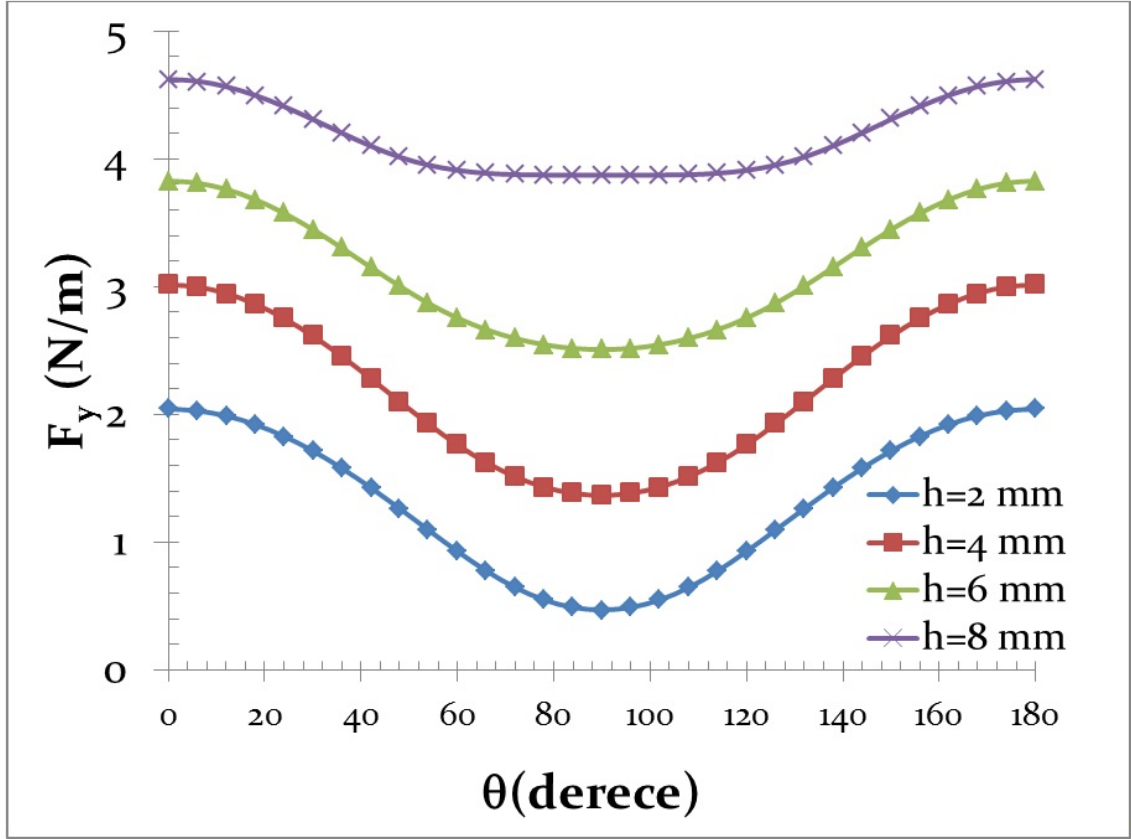


Şekil 5.17 Farklı açılar için süperiletken içerisindeki akım dağılımı

Şekil 5.17’de akım z yönünde akmaktadır ve x yönündeki bileşeni dikkate alınmıştır ($h_s=2$ mm için).

Şekil 5.18 Farklı kalınlıklarda, döndürülen süperiletken numunelerde döndürme açısına karşı oluşan manyetik kaldırma kuvvetinin y -bileşenini göstermektedir. Başlangıçta mıknatısa paralel olarak bulunan süperiletken numune döndükçe mıknatısla arasında oluşan kuvvet giderek zayıflamaktadır. Bunun bir nedeni süperiletken döndükçe, numunede dolanan akım miktarının giderek azalması olabilir. Yani süperiletkenin dönmesiyle zıt yönde akan akımın miktarı artmakta ve $\theta=90^\circ$ olduğunda sıfır olmaktadır. F_y kuvvetinin sıfır olduğu nokta materyal parametreleri açısından çok bilgi verici olabilir. Örneğin bu durumda süperiletken malzeme boy-en oranına bağlı olarak slab gibi davranabilir. Bu durumda süperiletken içerisinde birincil nüfuz alanı, kritik akım yoğunluğu, manyetik alan bağılılığı eksponenti gibi bir takım teknik parametrelerin bulunmasına imkân sağlayabilir. Bir diğer önemli nokta ise kalınlık artıkça F_y kuvvetinin değeri artmaktadır. Bu artış şekilden de anlaşılacağı üzere lineer bir artış değildir.

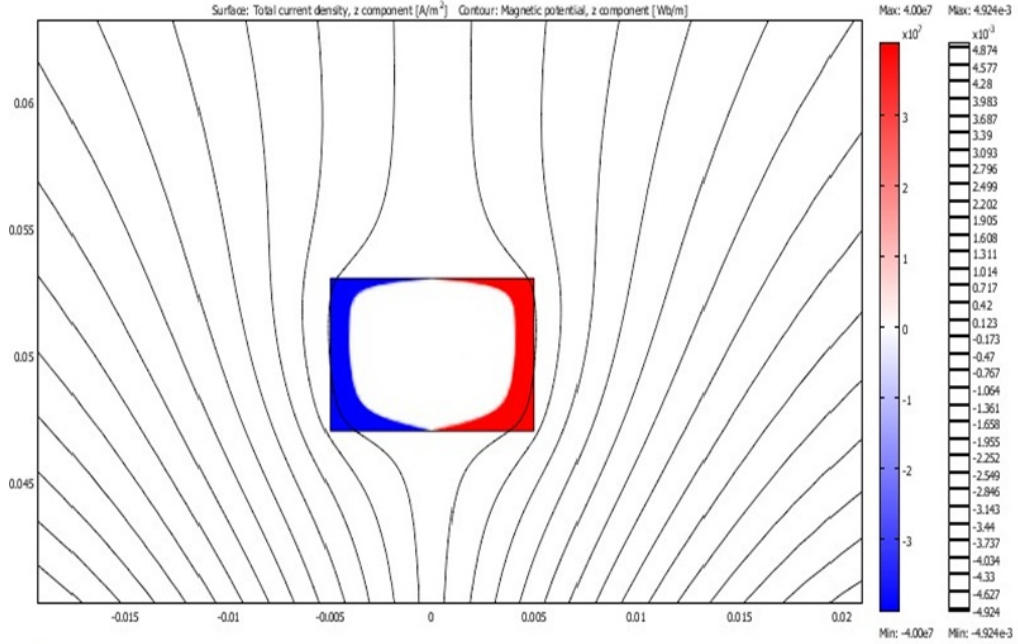
Küçük kalınlıklarda minimumun gerçekleştiği vadi çok dik iken, yüksek kalınlıklarda bu vadi daha yayvan gerçekleşmektedir. Bu aynı şekilde numunenin merkezinin alanı hissetmesi ile ilgili bir durumdur. Burada bir diğer incelenmesi gereken durum materyal parametreleridir. Ancak bunlar bu tezin kapsamı dışarısında olduğu için bu konuya hiç bakılmamıştır.



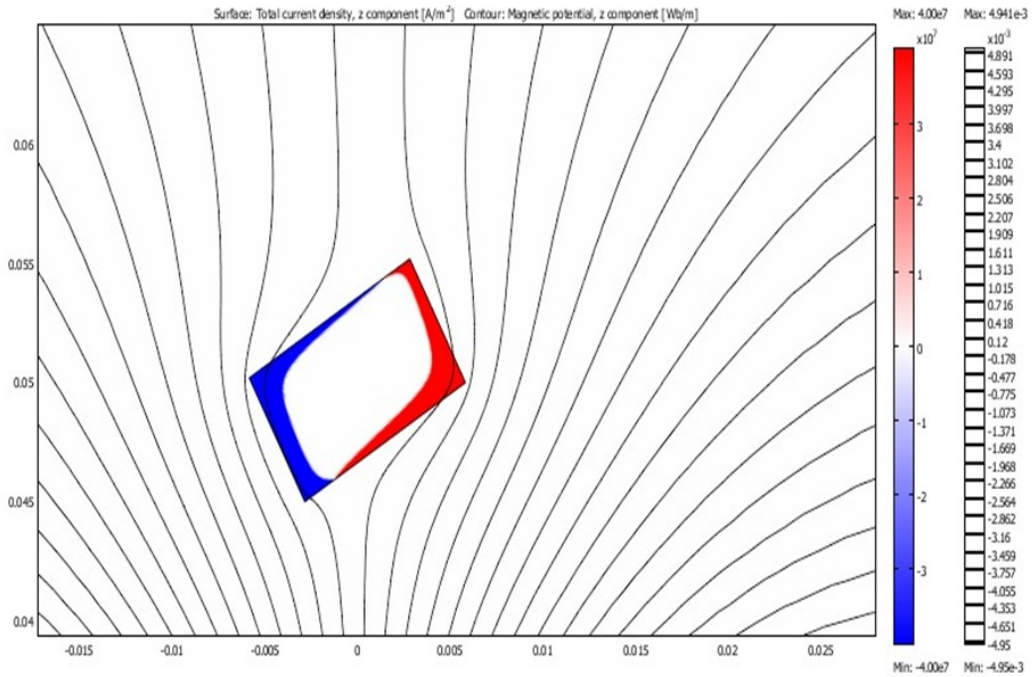
Şekil 5.18 Farklı kalınlıklardaki süperiletken numune için döndürme açısına karşı süperiletken ve mıknatıs arasında oluşan manyetik kaldırma kuvvetinin y bileşeni

Şekil 5.19 çeşitli θ açıları için süperiletken içerisindeki akım dağılımlarını ve süperiletkenin etrafında oluşan manyetik potansiyeli göstermektedir. Şekil 5.19'dan görüldüğü gibi dönme açısı arttıkça süperiletkenin yüzeyindeki manyetik potansiyelin dik bileşeni zayıflamakta teğet bileşeni etkisini artırmaktadır. Daha doğrusu $0 < \theta < 90$ arasında numunede negatif akımın aktığı bölgede manyetik potansiyelin dik bileşeni artarken pozitif akımın aktığı bölgede teğet bileşeni artmaktadır. Bu durumda ters yönde akan ($-z$ yönü, profillerde lacivertle gösterilen kısım) akım şiddeti artmaktadır. Tam 90° olduğunda ise hem negatif kısma hem de pozitif kısma manyetik alan teğet biçimde etki etmektedir. $90 < \theta < 180$ aralığında ise durum tam tersidir. Bu durum

numune içerisinde dengesiz bir manyeto mekanik strese neden olabilir. Bu stresi azaltmanın yolu numunenin dışarısına başka alan kaynakları koyma ve böylece manyetik alan dağılımını eşitlemek olabilir. Ayrıca 0° , 90° , ve 180° derecelik dönmelerde aşikâr bir biçimde görüldüğü gibi süperiletkenin mıknatısa bakan kısmında akan akımın miktarı diğer kısmına göre daha fazladır.



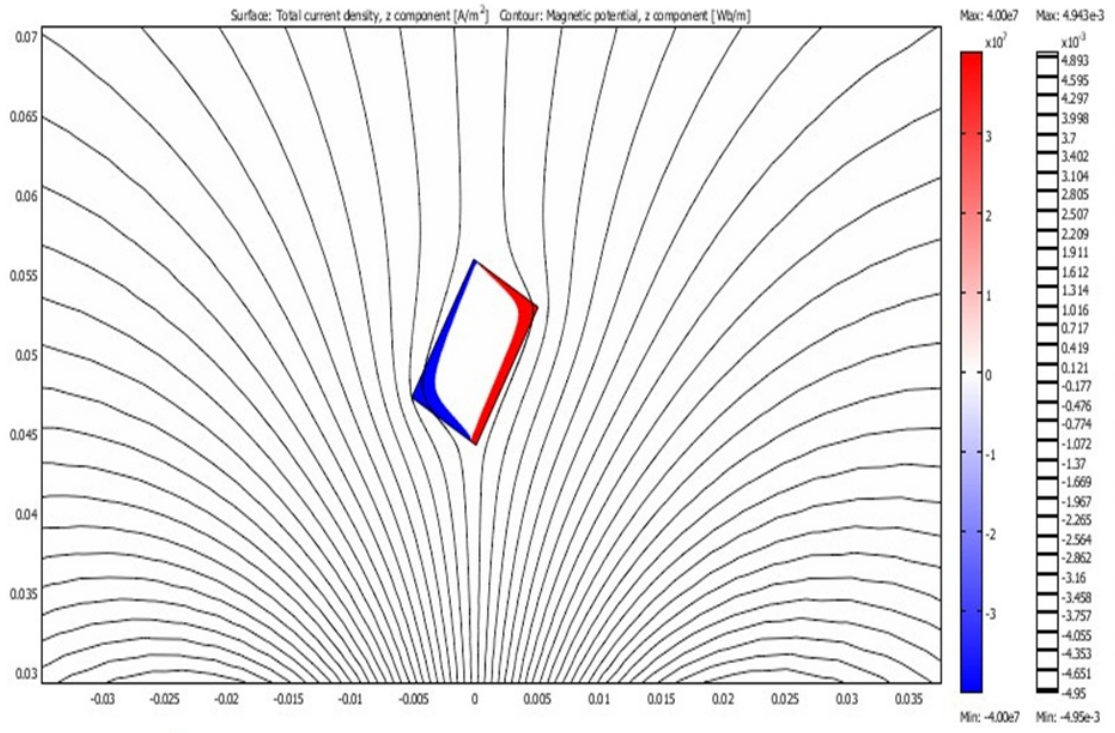
(a) $\theta = 0$



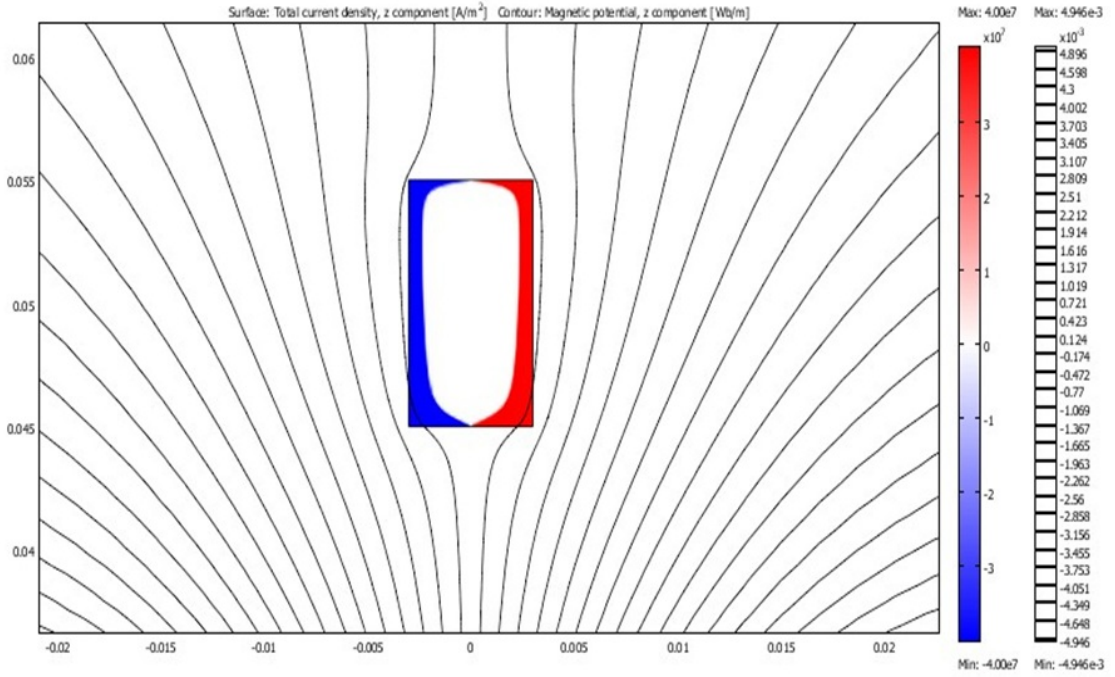
(b) $\theta = 30$

Şekil 5.19 Farklı θ açıları için süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu ve manyetik potansiyel

dağılımı

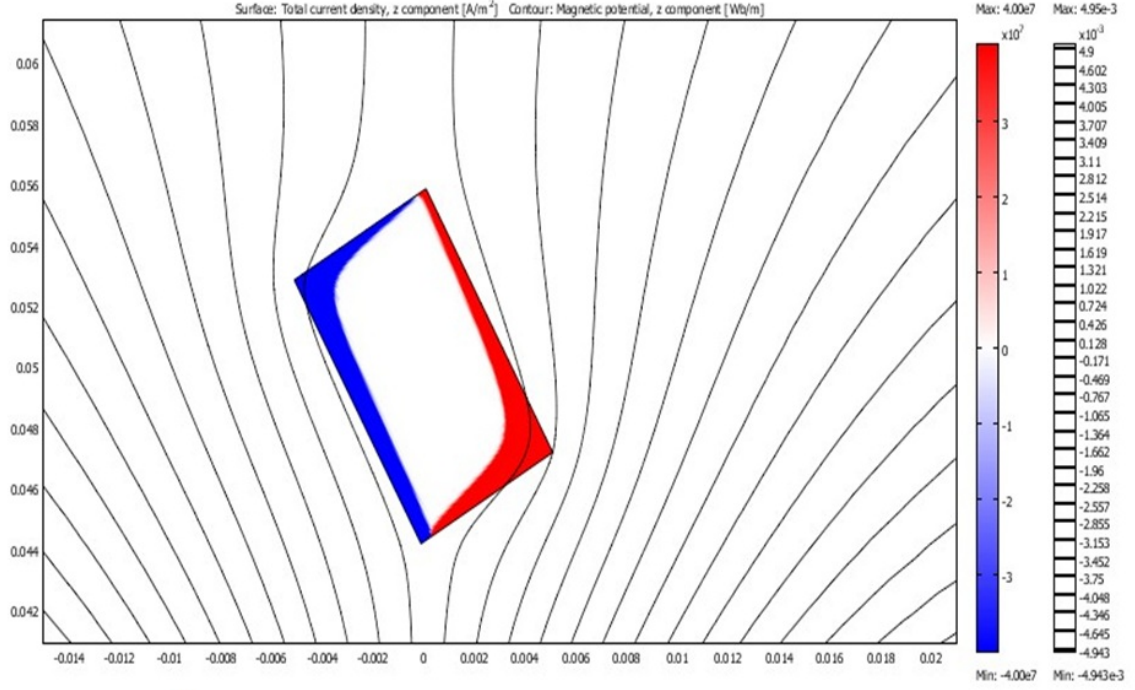


(c) $\theta = 60$

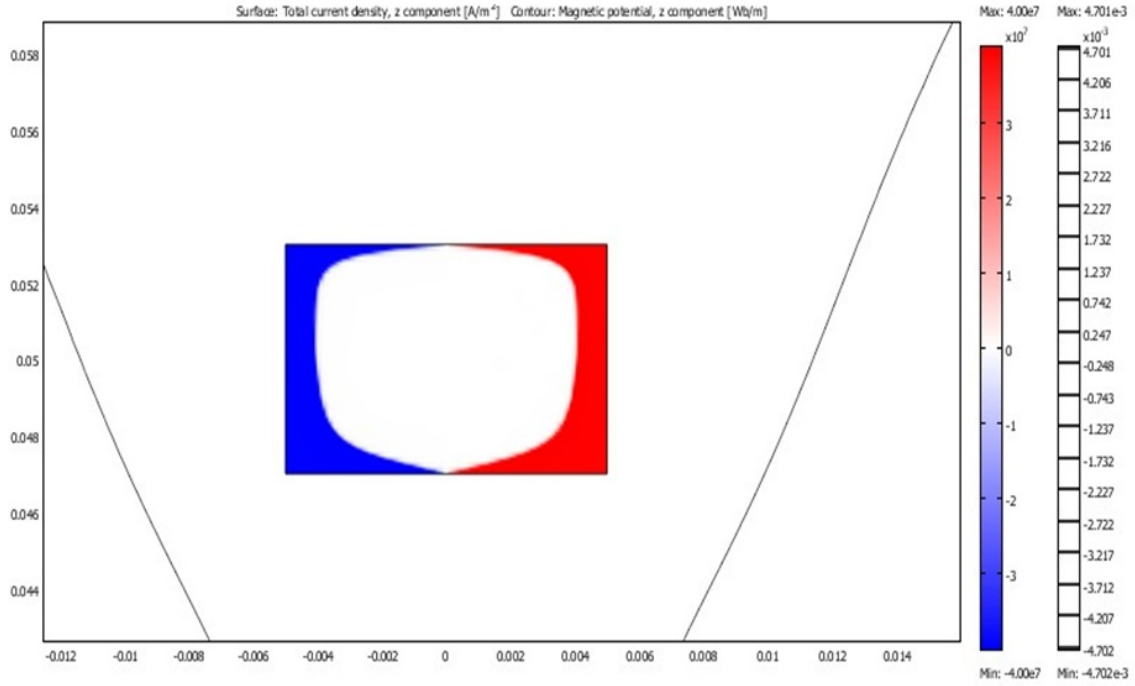


(d) $\theta = 90$

Şekil 5.19 Farklı θ açıları için süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu ve manyetik potansiyel dağılımı (devam)



(e) $\theta = 120$

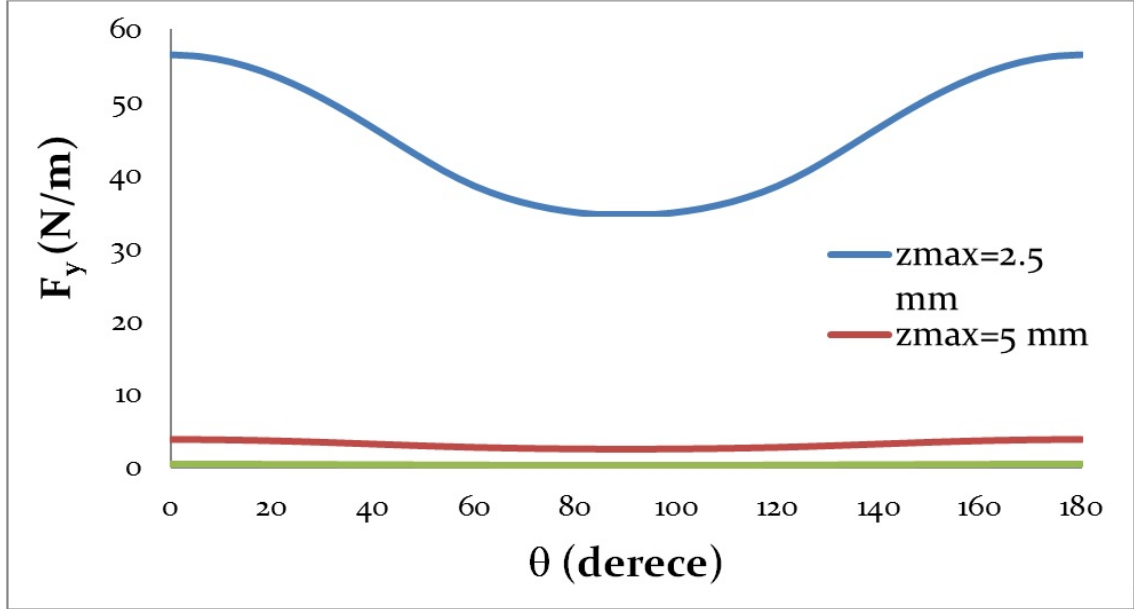


(f) $\theta = 180$

Şekil 5.19 Farklı θ açıları için süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu ve manyetik potansiyel dağılımı (devam)

Şekil 5.19'da kontör grafiği potansiyel dağılımını göstermektedir. Burada seçilen açılar 0, 30, 60, 90, 120 ve 180 derecelerdir.

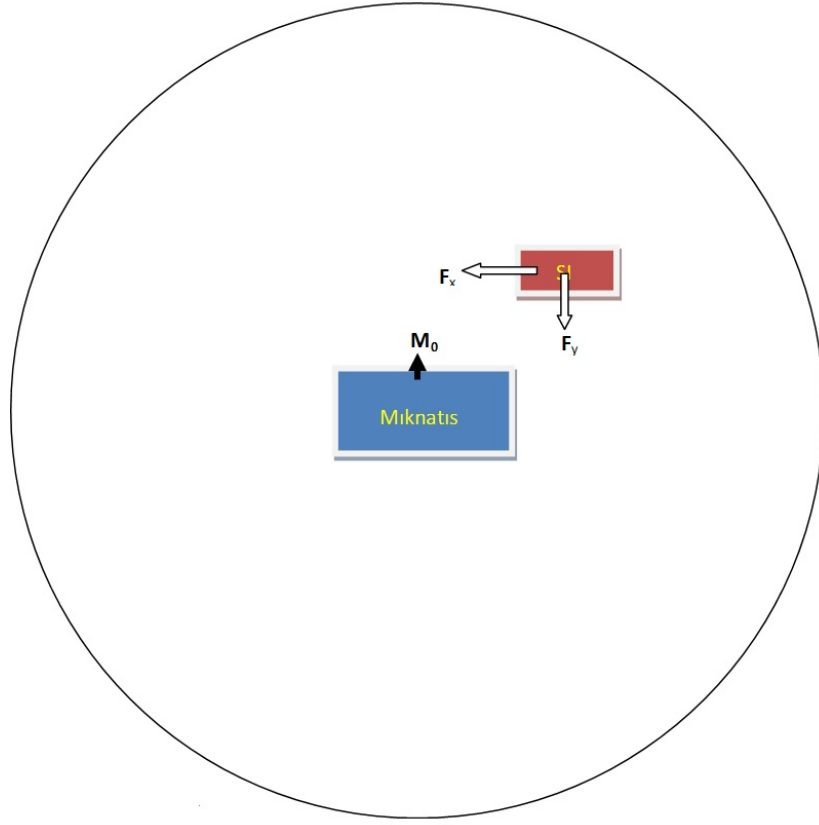
Şekil 5.20 de görüleceği üzere yükseklik arttıkça kaldırma kuvvetinin büyüklüğü çok hızlı bir biçimde düşmektedir. Buradaki düşüş lineer olmaktan çok uzakta eksponansiyel olarak azalmaktadır. Bunun nedeni numuneye nüfuz eden girdapların nüfuz derinliğinin, yükseklik arttıkça çok hızlı bir biçimde azalmasıdır. Bunun neticesinde dolanan akım miktarı da önemli ölçüde azalacaktır.



Şekil 5.20 Aynı kalınlıktaki bir numunenin farklı yüksekliklerde meydana getirdiği manyetik kaldırma kuvvetinin y-bileşeni

5.4 Mıknatıs Üzerinde Süperiletkeni Kaydırmanın Manyetik Kaldırma Kuvvetine Etkisi

Bu bölümde manyetik yatakların temel çalışma prensiplerinden birisi olan mıknatıs üzerinde süperiletken numunenin hareket ettirilmesi simüle edilecektir. Bu çalışmada alansız soğutma işlemine tabi tutulmuş süperiletken malzeme kalıcı bir mıknatıs üzerinde hareket ettiriliyor. Süperiletkene ve mıknatısa ait materyal ve geometrik özellikler Çizelge 5.1 ve 5.2’de veriliyor. Mıknatıs y yönünde manyetik alan üretmekte ve süperiletken x yönünde hareket etmektedir. Mıknatısa ait mıknatıslanma karakteristiği Şekil 5.8’de veriliyor. Süperiletkenin hareketi quasi-statik bir davranış sergilemekte yani çok çok yavaş hareket etmektedir. Hareketin zaman bağılılığı ihmal edilmektedir.

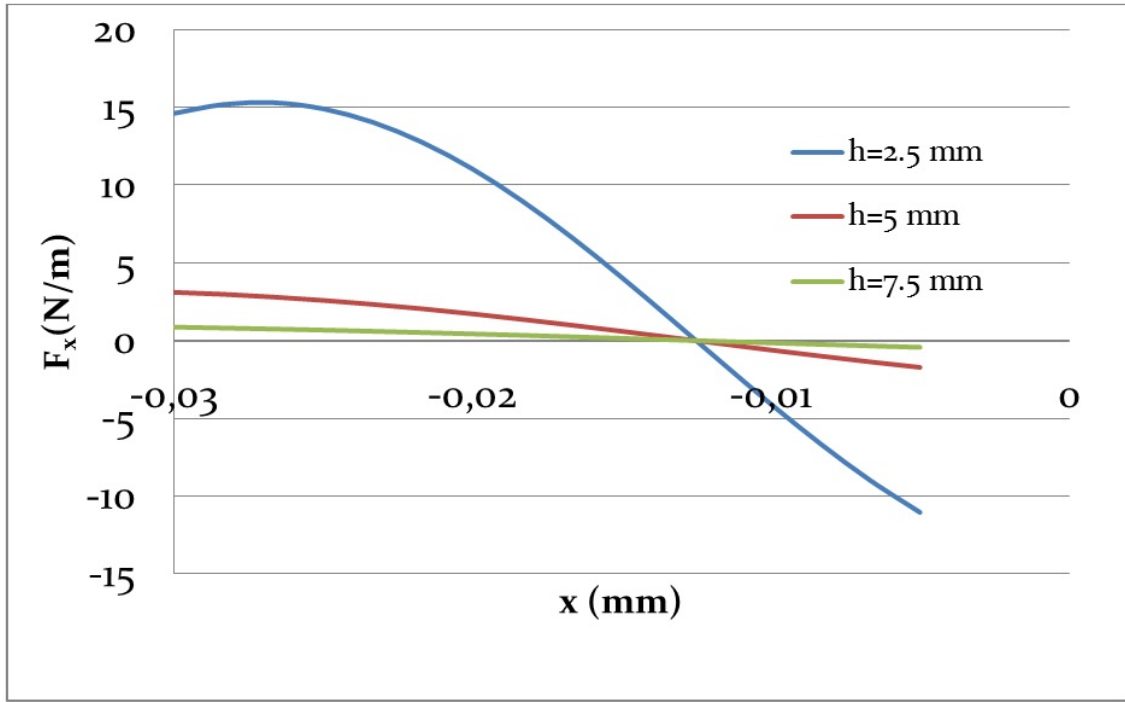


Şekil 5.21 Kalıcı mıknatıs üzerinde süperiletken malzemenin kaydırılması

Süperiletken içerisindeki akı akışı, akı sürüklenmesi gibi akı dinamiği etkileri ihmal edilmektedir. Süperiletkendeki akı ve akım dağılımını hesaplamak için $\nabla^2 A = -\mu_0 J$ denklemini nümerik olarak çözmek gerekir. Kullanılan sınır şartı;

$$A_z = -M_z \sin(\varphi) \hat{i} + M_z \cos(\varphi) \hat{j}$$

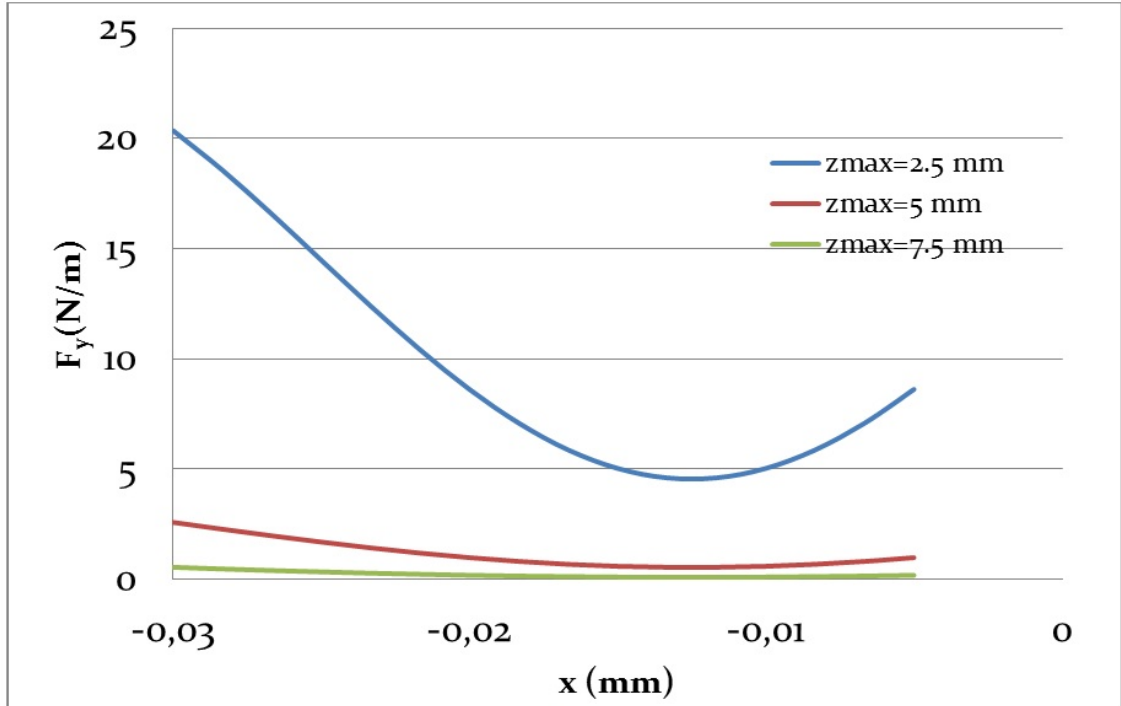
burada φ çalışma uzayına gelen manyetik alanın eksenle yaptığı açığı göstermektedir.



Şekil 5.22 Yatay ekseninde kaydırılan süperiletkenin oluşturduğu manyetik kuvvetin x bileşeni

Şekil 5.22 kalıcı bir mıknatıs üzerinde lineer hareket eden farklı kalınlıklardaki süperiletkenin F_x yanal kuvvetini gösteriyor. Bu kuvvete özel olarak “lateral” yanal kuvvet denmektedir. Bu şekil, (5.9) kullanılarak elde edilmiş, 122415 örgü noktası kullanılmıştır. Süperiletken, sol yan yüzü mıknatısın bir ucunda olacak şekilde harekete başlamıştır. Mıknatısın diğer ucuna kadar hareketini sürdürmüştür. Kayma hareketi, süperiletken içerisindeki akı dağılımını bozmayacak kadar yavaş sürdürülmüştür. Şekil 5.22’den de görüldüğü gibi başlangıçta süperiletken üzerinde kalıcı bir yanal kuvvet var iken bu kuvvet önce çok hafif artmakta, belli bir maksimumdan geçtikten sonra ise tek düze olarak azalmaktadır. Başlangıçta itici olan yanal kuvvetler önce sıfır olmakta daha sonra mıknatıs ve süperiletken arasında çekici bir kuvvete dönüşmektedir. Kalınlık arttıkça azalma daha ziyade lineerdir. Bu davranış şu şekilde açıklanabilir. Manyetik alan içerisine konulan süperiletkende belli bir miktar akı tuzaklanmaktadır. Manyetik alan değiştikçe bu tuzaklanan akı süperiletkenin kenarından çıkmaya çalışır. Bu durum hem alanda hem de akıda azalmaya neden olur. Dolayısıyla akı ve akımda ki azalmanın neticesi kuvvette de azalma olarak kendini gösterir. Burada dikkate değer bir diğer nokta ise kalınlık değişiminde ortaya çıkmaktadır. Farklı kalınlıklar için kalınlığı büyük

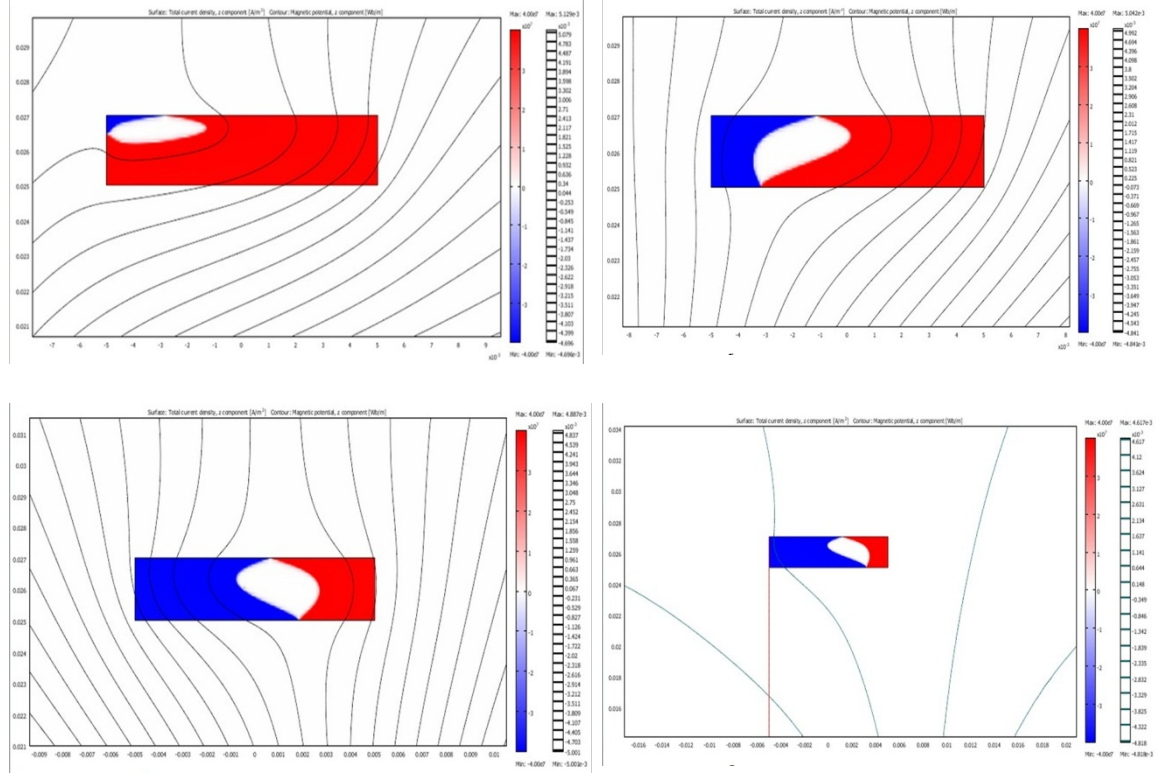
olan malzemelerin F_x yanal kuvveti başlangıçta küçük iken, süperiletken mıknatısın diğer ucuna yaklaştıkça önce hepsine etki eden yanal kuvvet sıfır olmakta daha sonra ise kalınlığı büyük olan malzemenin yanal kuvveti daha büyük olmaktadır. Bu beklenmeyen bir durumdur. Zira bu durum bunun tam tersi olarak gerçekleşmesi gerekirdi. Bunun homojen olmayan manyetik alan içerisinde süperiletkenin demanyetizasyon etkisinden kaynaklanabileceğini düşünüyoruz.



Şekil 5.23 Farklı kalınlıklar için yatayda hareket eden mıknatısa etki eden F_y kuvveti

Şekil 5.23 farklı kalınlıklardaki süperiletkenlere ait manyetik kaldırma “levitasyon” kuvvetini göstermektedir. Şekil 5.23’den görüldüğü gibi mıknatıs hareket ettikçe manyetik kaldırma kuvveti önce azalmakta daha sonra belli bir minimumdan geçtikten sonra artma eğilimine girmektedir. Buradaki kaldırma kuvveti daima itme şeklinde gerçekleşmektedir. F_y kuvvetinin lineer olarak azalması süperiletkene nüfuz eden akının x bileşeninin mıknatıs hareket ettikçe çıkmasından kaynaklanmaktadır. Yani süperiletkene giren pozitif girdaplar giderek azalmaktadır. Aynı şekilde süperiletkende akan pozitif akım yoğunluğu miktarı da azalmaktadır. Mıknatısın orta noktası ile süperiletkenin orta noktasının çakıştığı değerden sonra süperiletkene negatif girdap girmekte ve bu negatif girdap gradyenti negatif yönde akan akıma neden olmaktadır.

Bu durum da kuvvette tekrar bir artışa neden olmaktadır. Diğer bir nokta ise kalınlık arttıkça süperiletkendeki levitasyon kuvvetinin azalmasıdır. Bu beklenen bir durumdur ve daha önceki bölümlerde bunun nedenleri detaylı bir biçimde tartışılmıştır. Buradaki artış kalınlığın logaritmik fonksiyonu olarak gerçekleşmektedir.



Şekil 5.24 Sağdan sola $x=0.3$ mm'den $x=0$ 'a doğru kaydırılan süperiletkene ait akım dağılımı profilleri

Şekil 5.24 süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu ve çevresindeki manyetik potansiyel dağılımlarını gösteriyor. Burada kırmızı bölge bize doğru $+z$ yönünde akan akımı lacivert bölge $-z$ yönünde akan akımı beyaz bölge ise akımın hiç akmadığı bölgeyi temsil eder. Şekil 5.24'den de görüldüğü gibi, mıknatısın sağ ucunda bulunan süperiletkenin çok büyük bir kısmından pozitif akım akmakta, çok küçük bir kısmından ise negatif akım akmaktadır. Bunun nedeni ise süperiletken mıknatısın sağında iken süperiletkene pozitif girdaplar nüfuz etmesinden kaynaklanmaktadır. Mıknatıs hareket ettikçe pozitif akım miktarı azalırken negatif akım miktarı ciddi oranda artmaktadır. Bunun nedeni ise süperiletken, mıknatısın diğer ucuna doğru hareket ettikçe süperiletkene daha çok negatif girdabın girmesinden kaynaklanmasıdır. Burada girdaplar daha çok süperiletkenin geniş yüzeyinden nüfuz etmektedir.

SONUÇ VE ÖNERİLER

6.1 Manyetik Kaldırma Kuvvetine Süperiletken Kalınlığının Etkisi

Süperiletken ve mıknatıs arasındaki mesafe azaldıkça manyetik kaldırma kuvveti itme şeklinde etki etmekte ve eksponansiyel fonksiyon olarak artmaktadır.

Mıknatıs yaklaştıkça süperiletken üzerine bir akım nüfuz etmekte ve giderek nüfuz derinliği artmaktadır.

Mıknatıs uzaklaştırıldığında ise süperiletkenin üzerinde önceki dolanan akıma göre zıt yönde başka bir akım indüklenmekte ve bu indüklenen akım manyetik alan ile etkileşerek mıknatısın kendine doğru çekilmesine neden olmaktadır.

Burada bir diğer dikkate değer husus ise mıknatıs yaklaştıkça süperiletkenin alt kısmı ile üst kısmı arasındaki akımda oluşan asimetridir. Yani süperiletkenin mıknatısa bakan yüzeyindeki akım miktarı diğer yüzeyine göre çok fazladır.

Bu asimetri bozukluğu süperiletkenin içerisinde ilave bir strese neden olabilir. Bu oluşan stres ise süperiletkenin gerek içerisinde gerekse de yüzeyinde deformasyonlara yol açacaktır. Bu durum süperiletken yatakların teknolojik kullanımında dikkate alınması gereken bir husustur.

Diğer bir husus da süperiletkenin kalınlığı arttıkça levitasyon kuvvetinin azalmasıdır. Kalınlık artıkça manyetik kaldırma kuvveti histeresizinin alanı artmaktadır.

Bir diğer önemli nokta ise süperiletkende dolanan akımın doyuma ulaşma miktarı da önemli ölçüde artmaktadır. Numune uzaklaştığında ise zıt yönde akan akımın etkisi daha fazla olacaktır. Ayrıca çekici kuvvetin meydana geldiği bölgede bir minimum

meydana gelmektedir. Bu minimumun gerçekleşme mesafesi, boy-en oranı daha küçük olan (h_s/w_s 0.2, 0.4) histerezislerin minimumu birbirlerine göre hemen hemen aynı mesafede gerçekleşmektedir. çıkartılabilecek en önemli sonuç en verimli manyetik kaldırmanın boy/en oranının 1 olduğu geometrik yapılardır. Bir cihaz tasarlanırken bu duruma dikkat etmek önemli olabilir.

6.2 Manyetik Kaldırma Kuvvetine Dönmenin Etkisi

Levitasyon. kuvvetinin x bileşeni θ açısına göre sinüzoidal olarak değişmektedir. Numune döndükçe uygulanan alanın teğet bileşeni artmakta dik bileşeni ise azalmaktadır. Diğer önemli bir nokta ise kalınlık arttıkça sinüzoidal eğrinin genliğinin azalmasıdır. Numunenin boyu arttıkça genliğin maksimum olduğu yerler aşağı doğru kaymaktadır. Açının ilk kuadrantı için, örneğin $h_s/w_s=0.2, 0.4, 0.6$, ve 0.8 için sırasıyla $\theta=48^\circ, 48^\circ, 42^\circ$, ve 36° derecelerde meydana gelmektedir. Bu ilginç bir durumdur, zira kuvvetin bu özelliğinden yararlanarak çalışacak bir manyetik yatak dizayn edilse boy-en oranı küçük olan süperiletken tercih edilmelidir.

Dönme açısı arttıkça süperiletkenin yüzeyindeki manyetik potansiyelin dik bileşeni zayıflamakta teğet bileşeni etkisini artırmaktadır. Bu durumda ters yönde akan (-z – yönü, profillerde lacivertle gösterilen kısım) akım şiddeti artmaktadır. Tam 90° olduğunda ise hem negatif kısma hem de pozitif kısma manyetik alan teğet biçimde etki etmektedir. $90<\theta<180$ aralığında ise durum tam tersidir. Bu durum numune içerisinde dengesiz bir manyeto mekanik strese neden olabilir. Bu stresi azaltmanın yolu numunenin dışarısına başka alan kaynakları koyma ve böylece manyetik alan dağılımını eşitlemek olabilir.

6.3 Mıknatıs Üzerinde Süperiletkeni Kaydırmanın Manyetik Kaldırma Kuvvetine Etkisi

Başlangıçta süperiletken üzerinde kalıcı bir yanal kuvvet var iken bu kuvvet önce çok hafif artmakta, belli bir maksimumdan geçtikten sonra ise tek düze olarak azalmaktadır. Kalınlık arttıkça azalma daha ziyade lineerdir. Bu davranış şu şekilde açıklanabilir. Manyetik alan içerisine konulan süperiletkende belli bir miktar akı

tuzaklanmaktadır. Manyetik alan değiştikçe bu tuzaklanan akı süperiletkenin kenarından çıkmaya çalışır. Bu durum hem alanda hem de akıda azalmaya neden olur.

Burada dikkate değer bir diğer nokta ise kalınlık değişiminde ortaya çıkmaktadır. Farklı kalınlıklar için kalınlığı büyük olan malzemelerin F_x yanal kuvveti başlangıçta küçük iken, süperiletken mıknatısın diğer ucuna yaklaştıkça önce hepsine etki eden yanal kuvvet sıfır olmakta daha sonra ise kalınlığı büyük olan malzemenin yanal kuvveti daha büyük olmaktadır. Bu beklenmeyen bir durumdur. Zira bu durum bunun tam tersi olarak gerçekleşmesi gerekirdi. Bunun homojen olmayan manyetik alan içerisinde süperiletkenin demanyetizasyon etkisinden kaynaklanabileceğini düşünüyoruz.

Mıknatıs hareket ettikçe pozitif akım miktarı azalırken negatif akım miktarı ciddi oranda artmaktadır. Bunun nedeni ise süperiletken, mıknatısın diğer ucuna doğru hareket ettikçe süperiletkene daha çok negatif girdabın girmesinden kaynaklanmasıdır. Burada girdaplar daha çok süperiletkenin geniş yüzeyinden nüfuz etmektedir.

-
- [1] Brandt, E. H., (1989). "Levitation in physics", *Science*, 243 (4889): 349–355.
 - [2] Moon, F., (2008) *Superconducting Levitation*, Wiley, HobokenNJ.
 - [3] Earnshaw, S., (1939). "On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether", *Trans. Cambr. Philosoph. Soc.*, 7, (1): 97–112.
 - [4] Braunbeck, W., (1939). "Freies Schweben diamagnetischer Krper in Magnetfeld", *Z. Phys.*, 112 (11): 764–769.
 - [5] Berry, M. V. and Geim, A. K., (1997). "Of flying frogs and levitrons", *Eur. J. Phys.*, 18 (4): 307–313.
 - [6] Brandt, E. H., (1988.). "Friction in levitated superconductors", *Appl. Phys. Lett.*, 53 (16): 1554–1556,
 - [7] Brandt, E. H., (1990). "Rigid levitation and suspension of high-temperature superconductors by magnets", *Amer. J. Phys.*, 58 (1): 43–49.
 - [8] Hull, J. R., (2000). "Superconducting bearings", *Supercond. Sci. Technol.*, 13 (2): R1–R15.
 - [9] Ma, K. B., Postrekhin, Y. V., ve Chu, W. K. W. K., (2003). "Superconductor and magnet levitation devices", *Rev. Sci. Instrum.*, 74 (12): 4989–5017.
 - [10] Weinberger, B. R., Lynds, L., Hull, J. R., ve Balachandran, U., (1991) "Low friction in high temperature superconductor bearings", *Appl. Phys. Lett.*, 59, (9): 1132–1134.
 - [11] Moon, F. C. and Chang, P. Z., (1990). "High-speed rotation of magnets on high Tc superconducting bearings", *Appl. Phys. Lett.*, 56 (4): 397–399.
 - [12] Hull, J. R., Hilton, E. F., Mulcahy, T. M., Yang, Z. J., Lockwood, A., ve Strasik, M., (1995). "Low friction in mixed-mu superconducting bearings", *J. Appl. Phys.*, 78 (11): 6833–6838.
 - [13] Werfel, F. N., Floegel-Delor, U., Rothfeld, R., Goebel, B., Wippich, D., ve Riedel, T., (2005). "Modelling and construction of a compact 500 kg HTS magnetic bearing", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (2): S19–S23.

- [14] Rastogi, A., Campbell, A., ve Coombs, T., (2006). "Dynamics of superconductor bearings in a cryogenic failure", *Phys. C. Supercond.*, 442 (1): 9–12.
- [15] Werfel, F. N., Floegel-Delor, U., Rothfeld, R., Riedel, T., Goebel, B., Wippich, D., ve Schirrmeister, P., (2012). "Superconductor bearings, flywheels and transportation", *Supercond. Sci. Technol.*, 25 (1): 014007-1–014007-16.
- [16] Bornemann, H., Ritter, T., Urban, C., Paitsev, O., Peber, K., ve Rietschel, H., (1994). "Low friction in a flywheel system with passive superconducting magnetic bearings", *Appl. Supercond.*, 2 (7/8): 439–447.
- [17] Chen, Q. Y., Xia, Z., Ma, K. B., McMichael, C. K., Lamb, M., Cooley, R. S., Fopler, P. C., ve Chu, W. K., (1994). "Hybrid high T_c superconducting magnetic bearings for flywheel energy storage system", *Appl. Supercond.*, 2 (7/8): 457–464.
- [18] Miyagawa, Y., Kamenno, H., Takahata, R., ve Ueyama, H., (1999). "A 0.5 kWh flywheel energy storage system using a high-T_c superconducting magnetic bearing", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 9 (2): 996–999.
- [19] Rastogi, A., Coombs, T., Campbell, A., ve Hall, R., (2005). "Axial stiffness of journal bearings in zero-field and field-cooled modes", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15 (2): 2242–2244.
- [20] Nagaya, K., Kosugi, Y., Suzuki, T., ve Murakami, I., (1999). "Pulse motor with high-temperature superconducting levitation", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 9 (4): 4688–4694.
- [21] Oswald, B., Best, K. J., Setzer, M., Söll, M., Gawalek, W., Gutt, A., Kovalev, L., Krabbes, G., Fisher, L., ve Freyhardt, H. C., (2005). "Reluctance motors with bulk HTS material", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (2): S24–S29.
- [22] Hull, J. R., Hanany, S., Matsumura, T., Johnson, B., ve Jones, T., (2005). "Characterization of a high-temperature superconducting bearing for use in a cosmic microwave background polarimeter", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (2): S1–S5.
- [23] Hull, J. R. and Cansiz, A., (1999). "Vertical and lateral forces between a permanent magnet and a high-temperature superconductor", *J. Appl. Phys.*, 86 (11): 6396–6404.
- [24] Ma, K., Postrekhin, Y., ve Ye, H., (2001). "Magnetic interaction force between high-T_c superconductor-ring and magnet", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 11 (1): 1665–1668.
- [25] Yang, W. M., Zhou, L., Feng, Y., Zhang, P. X., Zhang, C. P., Nicolsky, R., ve de Andrade, R., (2002). "The effect of different field cooling processes on the levitation force and attractive force of single-domain YBa₂Cu₃O_{7-x} bulk", *Supercond. Sci. Technol.*, 15 (10): 1410–1414.

- [26] Yang, W., Chao, X., Shu, Z., Zhu, S., Wu, X., Bian, X., ve Liu, P., (2006). "A levitation force and magnetic field distribution measurement system in three dimensions", *Phys. C. Supercond.*, 445–448: 347–352.
- [27] Zhang, X., Zhou, Y., ve Zhou, J., (2008.). "Experimental observation of a crossing in the forcedisplacement hysteretic curve of a melt processed YBaCuO bulk superconductor", *Phys. C. Supercond.*, 468 (5):369–373,
- [28] Alzoubi, F. Y., Al-khateeb, H. M., Alqadi, M. K., ve Ayoub, N. Y., (2005). "Angular dependence of the levitation force on a small magnet above a superconducting cylinder in the meissner state", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (10): 1329–1331.
- [29] Alzoubi, F. Y., Alqadi, M. K., Al-Khateeb, H. M., ve Ayoub, N. Y., (2007). "The interaction force between a permanent magnet and a superconducting ring", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 17 (3): 3814–3818.
- [30] Lugo, J. and Sosa, V., (1999). "Levitation force between a small magnet and a superconducting sample of finite size in the meissner state", *Phys. C. Supercond.*, 324 (1): 9–14.
- [31] Cansiz, A., (2009). "Vertical, radial and drag force analysis of superconducting magnetic bearings", *Supercond. Sci. Technol.*, 22 (7): 075003-1–075003-8.
- [32] Perez-Diaz, J. L. and Garcia-Prada J. C., (2007). "Finite-size-induced stability of a permanent magnet levitating over a superconductor in the meissner state", *Appl. Phys. Lett.*, 91 (14): 142503-1–142503-3.
- [33] Perez-Diaz, J. L., Garcia-Prada, J. C. ve Diaz-Garcia, J. A., (2009). "Mechanics of a magnet and a meissner superconducting ring at arbitrary position and orientation", *Phys. C. Supercond.*, 469 (7): 252–255.
- [34] Diez-Jimenez, E. ve Perez-Diaz, J.-L., (2011). "Flip effect in the orientation of a magnet levitating over a superconducting torus in the meissner state", *Phys. C. Supercond.*, 471 (1/2): 8–11.
- [35] Camacho, D., Mora, J., Fontcuberta, J. ve Obradors, X., (1997). "Calculation of levitation forces in permanent magnet-superconductor systems using finite element analysis", *J. Appl. Phys.*, 82 (3): 1461–1467.
- [36] Kordyuk, A. A., (1998). "Magnetic levitation for hard superconductors", *J. Appl. Phys.*, 83 (1): 610–612.
- [37] Cansiz, A., Hull, J R. ve Gundogdu, A., (2005). "Translational and rotational dynamic analysis of a superconducting levitation system", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (7): 990–996.
- [38] Sivrioglu, S. and Cinar, Y., (2007). "Levitation analsis of a ring shaped permanent magnethigh temperature superconductor vertical bearing system", *Supercond. Sci. Technol.*, 20 (6): 559–563,.
- [39] Yang, Y. and Zheng, X., (2007). "Method for solution of the interaction between superconductor and permanent magnet", *J. Appl. Phys.*, 101 (11): 113922-1–113922-8.

- [40] Riise, A. B., Johansen, T. H. ve Bratsberg, H., (1994). "The vertical magnetic force and stiffness between a cylindrical magnet and a high-Tc superconductor", *Phys. C. Supercond.*, 234 (1/2): 108–114.
- [41] Riise, A. B., Johansen, T. H., Bratsberg, H., Koblishka, M. R. ve Shen, Y. Q., (1999). "Levitation force from high-Tc superconducting thin-film disks", *Phys. Rev. B. Condens. Matter*, 60 (13): 9855–9861.
- [42] Sanchez, A. ve Navau, C., (1996). "Vertical force, magnetic stiffness and damping for levitating type-II superconductors", *Phys. C. Supercond.*, 268 (1/2): 46–52.
- [43] Navau, C. ve Sanchez A., (1998). "Magnetic levitation of superconductors in the critical state", *Phys. Rev. B. Condens. Matter*, 58 (2): 963–970.
- [44] Alqadi, M., Alzoubi, F., Al-khateeb, H., ve Ayoub, N., (2008). "Calculation of levitation force between small superconducting cylinder and magnetic ring in the critical state", *J. Supercond. Novel Magn.*, 21 (7): 415–419.
- [45] Navau, C. ve Sanchez, A., (2001). "Magnetic properties of finite superconducting cylinders. II. Nonuniform applied field and levitation force", *Phys. Rev. B, Condens. Matter*, 64 (21): 214507-1–214507-10.
- [46] Navau, C. ve Sanchez, A., (2002). "Stiffness and energy losses in cylindrically symmetric superconductor levitating systems", *Supercond. Sci. Technol.*, 15 (10): 1445–1453.
- [47] Navau, C., Sanchez A. ve Pardo, E., (2003). "Lateral force in permanent magnet-superconductor levitation systems with high critical current", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 13 (2): 2185–2188.
- [48] Navau, C., Sanchez, A., Pardo, E. ve Chen, D.-X., (2004). "Equilibrium positions due to different cooling processes in superconducting levitation systems", *Supercond. Sci. Technol.*, 17 (7): 828–832.
- [49] Ruiz-Alonso D., Coombs T. ve Campbell A., (2004). "Numerical analysis of high-temperature superconductors with the critical-state model", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 14 (4): 2053–2063.
- [50] Ruiz-Alonso, D., Coombs, T. A. ve Campbell, A. M., (2005). "Numerical solutions to the critical state in a magnethigh temperature superconductor interaction", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (2): S209–S214.
- [51] Ueda, H., Azumaya, S., Tsuchiya, S. ve Ishiyama, A., (2006). "3D electromagnetic analysis of levitating transporter using bulk superconductor", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 16 (2): 1092–1095.
- [52] Schultz, L., Krabbes, G., Fuchs, G., Pfeiffer, W. ve Muller, K.-H., (2002). "Superconducting permanent magnets and their application in magnetic levitation", *Z. Met. Kd.*, 93 (10): 1057–1064.
- [53] de Andrade, Jr R., Cardoso, J. A. A. S., dos Santos, G. C., de Cicco, L. B., Fernandes, A. F. G., Rosario, M. A. P., Neves, M. A., de Souza, A. P., Ripper, A., da Costa, G. C., Nicolsky R. ve Stephan R. M., (2003). "Performance of Nd-Fe-B

- and ferrite magnets in superconducting linear bearings with bulk YBCO”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 13 (2): 2271–2274.
- [54] Stephan, R. M., de Andrade, R., dos Santos, G. C., Neves, M. A. ve Nicolsky, R., (2003). “Levitation force and stability of superconducting linear bearings using NdFeB and ferrite magnets”, Phys. C. Supercond., 386: 490–494.
 - [55] Wang, J., Wang, S., Zeng, Y., Huang, H., Luo, F., Xu, Z., Tang, Q., Lin, G., Zhang, C., Ren, Z., Zhao, G., Zhu, D., Wang, S., Jiang, H., Zhu, M., Deng, C., Hu, P., Li, C., Liu, F., Lian, J., Wang, X., Wang, L., Shen, X. ve Dong X., (2002). “The first man-loading high temperature superconducting Maglev test vehicle in the world”, Phys. C. Supercond., 378: 809–814.
 - [56] Stephan, R., Nicolsky, R., Neves, M., Ferreira, A., de Andrade, R., Cruzmoreira, M., Rosario, M. ve Machado, O., “A superconducting levitation vehicle prototype”, (2004). Phys. C. Supercond., 408: 932–934.
 - [57] Schultz, L., Haas, O. D. ve Verges, P., (2005). “Superconductively levitated transport system-the SupraTrans project”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 15 (2): 2301–2305.
 - [58] Yang, W., Wen, Z., Duan, Y., Chen, X., Qiu, M., Liu, Y. ve Lin, L., (2006). “Construction and performance of HTS Maglev launch assist test vehicle”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 16 (2): 1108–1111.
 - [59] Wang, J., Wang, S., Deng, C., Zheng, J., Song, H., He, Q. ve Zeng, Y., (2007). “Laboratory-scale high temperature superconducting Maglev launch system”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 17 (2): 2091–2094.
 - [60] Qiu, M., Yang, W., Wen, Z., Lin, L., Yang, G. ve Liu, Y., (2006). “Experimental study and optimization of HTS bulk levitation unit for launch assist”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 16 (2): 1120–1123.
 - [61] Song, H., Zheng, J., Liu, M., Zhang, L., Lu, Y., Huang, Y., Deng, Z., Zhang, J., Jing, H., Wang, S. ve Wang, J., (2006). “Optimization and design of the permanent magnet guideway with the high temperature superconductor”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 16 (2): 1023–1026.
 - [62] Jing, H., Wang, J., Wang, S., Wang, L., Liu, L., Zheng, J., Deng, Z., Ma, G., Zhang, Y. ve Li, J., (2007). “A two-pole Halbach permanent magnet guideway for high temperature superconducting Maglev vehicle”, Phys. C. Supercond., 463 (10): 426–430.
 - [63] Zhang, L., Wang, J., He, Q., Zhang, J. ve Wang, S., (2007). “Inhomogeneity of surface magnetic field over a NdFeB guideway and its influence on levitation force of the HTS bulk Maglev system”, Phys. C. Supercond., 459 (1): 33–36.
 - [64] Yang, W., Qiu, M., Liu, Y., Wen, Z., Duan, Y. ve Chen, X., (2007). “Levitation characteristics in an HTS Maglev launch assist test vehicle”, Supercond. Sci. Technol., 20 (3): 281–286.

- [65] Liu, W., Wang, S., Jing, H., Zheng, J., Jiang, M. ve Wang, J., (2008). "Levitation performance of YBCO bulk in different applied magnetic fields", *Phys. C. Supercond.*, 468 (13): 974–977.
- [66] Ma, G. T., Lin, Q. X., Wang, J. S., Wang, S. Y., Deng, Z. G., Lu, Y. Y., Liu, M. X. ve Zheng, J., (2008). "Method to reduce levitation force decay of the bulk HTSC above the NdFeB guideway due to lateral movement", *Supercond. Sci. Technol.*, 21 (6): 065020-1–065020-5.
- [67] Deng, Z., Wang, J., Zheng, J., Jing, H., Lu, Y., Ma, G., Liu, L., Liu, W., Zhang, Y. ve Wang, S., (2008). "High-efficiency and low-cost permanent magnet guideway consideration for high-Tc superconducting Maglev vehicle practical application", *Supercond. Sci. Technol.*, 21 (11): 115018-1–115018-9.
- [68] Sotelo, G. G., Dias, D. H. N., de Andrade, R., Stephan, R. M., Del-Valle, N., Sanchez, A., Navau, C. ve Chen D.-X., (2011). "Experimental and theoretical levitation forces in a superconducting bearing for a real-scale Maglev system", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21 (5): 3532–3540.
- [69] Wang, S., Wang, J., Ren, Z., Jiang, H., Zhu, M., Wang, X. ve Tang, Q., (2001). "Levitation force of multi-block YBaCuO bulk high temperature superconductors", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 11 (1): 1808–1811.
- [70] Ren, Z., Wang, J., Wang, S., Jiang, H., Zhu, M., Wang, X. ve Shen, X., (2002). "A hybrid Maglev vehicle using permanent magnets and high temperature superconductor bulks", *Phys. C. Supercond.*, 378: 873–876.
- [71] Wang, X., Wang, J., Wang, S., Ren, Z., Song, H., Zheng, J. ve Shen, X., (2003). "The relationship of guidance force between single and multiple cylindrical YBaCuO superconductors", *Phys. C. Supercond.*, 390 (2): 113–119.
- [72] Ren, Z., (2003). "Influence of shape and thickness on the levitation force of YBaCuO bulk HTS over a NdFeB guideway", *Phys. C. Supercond.*, 384 (1): 159–162.
- [73] Wang, X., Song, H. H., Ren, Z. Y., Zhu, M., Wang, J. S., Wang, S. Y. ve Wang X. Z., (2003). "Levitation force and guidance force of YBaCuO bulk in applied field", *Phys. C. Supercond.*, 386: 536–539.
- [74] Song, H., de Haas, O., Beyer, C., Krabbes, G., Verges, P. ve Schultz, L., (2005). "Influence of the lateral movement on the levitation and guidance force in the high-temperature superconductor Maglev system", *Appl. Phys. Lett.*, 86 (19): 192506-1–192506-3.
- [75] Kuehn, L., Mueller, M., Schubert, R., Beyer, C., de Haas, O. ve Schultz, L., (2007). "Static and dynamic behavior of a superconducting magnetic bearing using YBCO bulk material", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 17 (2): 2079–2082.
- [76] Wang, S., Zheng, J., Song, H., Wang, X. ve Wang, J., (2005). "Experiment and numerical calculation of high temperature superconducting Maglev", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15 (2): 2277–2280.

- [77] Dias, D. H. N., Motta, E. S., Sotelo, G. G. ve de Andrade, R., (2010). "Experimental validation of field cooling simulations for linear superconducting magnetic bearings", *Supercond. Sci. Technol.*, 23 (7): 075013-1–075013-6.
- [78] Wang, X., Ren, Z., Song, H., Wang, X., Zheng, J., Wang, S., Wang, J. ve Zhao Y., (2005). "Guidance force in an infinitely long superconductor and permanent magnetic guideway system", *Supercond. Sci. Technol.*, 18 (2): S99–S104.
- [79] Del Valle, N., Sanchez, A., Pardo, E., Chen, D.-X. ve Navau, C., (2007). "Optimizing levitation force and stability in superconducting levitation with translational symmetry", *Appl. Phys. Lett.*, 90 (4): 042503-1–042503-3.
- [80] Del Valle, N., Sanchez, A., Pardo, E., Navau, C. ve Chen, D.-X., (2007). "Enhanced stability by field cooling in superconducting levitation with translational symmetry", *Appl. Phys. Lett.*, 91 (11): 112507-1–112507-3.
- [81] Del-Valle, N., Sanchez, A., Navau, C. ve Chen, D.-X., (2008). "A theoretical study of the influence of superconductor and magnet dimensions on the levitation force and stability of Maglev systems", *Supercond. Sci. Technol.*, 21 (12): 125008-1–125008-7.
- [82] Sanchez, A., Del-Valle, N., Navau, C. ve Chen, D.-X., (2009). "Critical-current density analysis of force and stability in Maglev systems", *J. Appl. Phys.*, 105 (2): 023906-1–023906-3.
- [83] Del-Valle, N., Sanchez, A., Navau, C. ve Chen, D.-X., (2009). "Theoretical hints for optimizing force and stability in actual Maglev devices", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 19 (11): 2070–2073.
- [84] Del-Valle, N., Sanchez, A., Navau, C. ve Chen, D.-X., (2011). "Magnet guideways for superconducting Maglevs: Comparison between halbach-type and conventional arrangements of permanent magnets", *J. Low Temperat. Phys.*, 162 (1/2): 62–71.
- [85] Del-Valle, N., Sanchez, A., Navau, C. ve Chen, D.-X., (2011). "Towards an optimized magnet-superconductor configuration in actual Maglev devices", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21 (3): 1469–1472.
- [86] Ma, G. T., Wang, J. S. ve Wang, S. Y., (2010). "3-D modeling of high- T_c superconductor for magnetic levitation/suspension application; part II: Validation with experiment", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 20 (4): 2228–2234.
- [87] Motta, E. S., Dias, D. H. N., Sotelo, G. G., Ramos, H. O. C., Norman, J. H. ve Stephan, R. M., (2011). "Optimization of a linear superconducting levitation system", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21 (5): 3548–3554.
- [88] Lu, Y., Wang, J., Wang, S. ve Zheng, J., (2008). "3D-modeling numerical solutions of electromagnetic behavior of hftsc bulk above permanent magnetic guideway", *J. Supercond. Novel Magn.*, 21 (8): 467–472.

- [89] Lu, Y., Lu, B. ve Wang S., (2011). "The relationship of magnetic stiffness between single and multiple YBCO superconductors over permanent magnet guideway", *J. Low Temperat. Phys.*, 164 (5/6): 279–286.
- [90] Liu, M., Lu, Y., Wang, S. ve Ma, G., (2011). "Numerical evaluation of levitation force oscillation of HTS bulk exposed to AC magnetic field over NdFeB guideway", *J. Supercond. Novel Magn.*, 24 (5): 1559–1562.
- [91] Lu, Y., Bai, X., Ge, Y. ve Wang, J., (2011). "Influence of thickness on the levitation force of high-Tc bulk over a permanent magnetic guideway with numerical method", *J. Supercond. Novel Magn.*, 24 (6): 1967–1970.
- [92] Ma, G. T., Wang, J. S. ve Wang, S. Y., (2010). "3-D modeling of high-tc superconductor for magnetic levitation/suspension application; Part I: Introduction to the method", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 20 (4): 2219–2227.
- [93] Del Valle, N., Sanchez, A., Navau C. ve Chen, D. X., (2008). "Lateral displacement influence on the levitation force in a superconducting system with translational symmetry", *Appl. Phys. Lett.*, 92 (4): 042505-1–042505-3.
- [94] Dias, D. H. N., Sotelo, G. G. ve de Andrade, R., (2011). "Study of the lateral force behavior in a field cooled superconducting linear bearing", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21 (3): 1533–1537.
- [95] Qin, Y. and Liu, B., (2011). "3D-modeling numerical solution of guidance force of HTSC bulk above permanent magnetic guideway", *J. Supercond. Novel Magn.*, 24 (4) 1357–1361.
- [96] Sotelo, G. G., de Andrade, R. ve Ferreira, A. C., (2009). "Test and simulation of superconducting magnetic bearings", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 19 (3) 2083–2086.
- [97] Del-Valle, N., Agramunt-Puig, S., Navau, C. ve Sanchez, A., (2012). "Shaping magnetic fields with soft ferromagnets: Application to levitation of superconductors", *J. Appl. Phys.*, 111 (1): 013921-1–013921-8.
- [98] Davis, L. C., (1990). "Lateral restoring force on a magnet levitated above a superconductor", *J. Appl. Phys.*, 67 (5): 2631–2636.
- [99] Yang, Z. J., Johansen, T. H., Bratsberg, H., Helgesen, G. ve Skjeltorp, A. T., (1990). "Comment on "lateral restoring force on a magnet levitated above a superconductor", *J. Appl. Phys.*, 68 (7): 3761–3762.
- [100] Johansen, T. H. ve Bratsberg, H., (1993). "Theory for lateral stability and magnetic stiffness in a high-Tc superconductor-magnet levitation system", *J. Appl. Phys.*, 74 (6): 4060–4065.
- [101] Yang, Z., (1997). "Levitation force on a permanent magnet over a superconducting plane: Modified critical-state model", *J. Supercond.*, 10 (2): 137–149.
- [102] Chan, W., Jwo, D., Lin, Y. ve Huang, Y., (1994). "Magnetic levitation of YBa₂Cu₃O_y single crystals", *Phys. C. Supercond.*, 230 (3/4): 349–353.

- [103] Sanchez, A., Del Valle, N., Pardo, E., Chen, D. X. ve Navau, C., (2006). "Magnetic levitation of superconducting bars", J. Appl. Phys., 99 (11): 113904-1-113904-8.
- [104] Çolakoğlu, K., (1996), Fen ve Mühendislik İçin Fizik, 3, Palme Yayıncılık, Ankara.
- [105] Onnes, H. K, (1911). "The Superconductivity of Mercury", Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, Nos. :119, 120, 122.
- [106] Bardeen, J, Cooper, L. N. ve Schrieffer, J. R., (1957). "Theory of Superconductivity", Phys. Rev. 108: 1175-1204.
- [107] Josephson, B. D., (1962). "Possible New Effects In Superconductive Tunnelling", Phys. Letters, 1: 251-253.
- [108] Bernorz, J. G. ve Müller, K. A., (1986). "Possible High T_c Superconductivity in the BaLaCuO System", Phys. B. Condensed Matter, 64: 189-193.
- [109] Marouchkine, A., (2004),. Room-Temperature Superconductivity, First Edition, Cambridge International Science Publishing, Cambridge-UK.
- [110] Blatt, F. J., (1992). Modern Physics, Published by Mcgraw-Hill College, Lewiston, NY.
- [111] Kittel, C., (1986). Introduction to Solid State Physics, 2nd Ed., John Wiley&Sons., NY.
- [112] Foner, S., McNiff, E., Matthias, B. ve Geballe, T., (1970). "Upper critical fields of high-temperature superconducting $Nb_{1-y}(Al_{1-x}Ge_x)_y$ and Nb_3Al : Measurements of $H_{c2} > 400$ kG at 4.2 K", Physics Letters, 31A: 349.
- [113] Hook, J. R. ve Hall, H. E., (1999). Solid State Physics, 2nd Ed., Manchester Physics Serial, John Wiley&Sons., NY.
- [114] Karaoğlu, B., (1996). Katıhal Fiziğine Giriş, 1nci Baskı, Güven Kitap Yayın Dağıtım, İstanbul.
- [115] Yoğurtçu Y. K., (2005). Katıların Fiziği, 1nci Baskı, Aktif Yayınevi, Erzurum.
- [116] Gammel, P. L., Schnee-meyer, L. F. ve Bishop, D. J., (1991). "SQUID picovoltometry of YBa2Cu3O7 single crystals: Evidence for a finite-temperature phase transition in the high-field vortex state", Physical Review Letters, 66: 953-56.
- [117] Bean, C. P., (1962). "Magnetization of Hard Superconductors", Physical Review Letters, 8: 250-253.
- [118] Brandt, E. H. ve Indenbohm, M., (1993). "Type-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field", Phys. Rev., B48 (17): 12893.
- [119] Brandt, E. H., (1996). "Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: strips and slabs", Phys. Rev., B54 (6): 4246.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Nurettin ÖMÜR

Doğum Tarihi ve Yeri : 04.08.1980 Ladik

Yabancı Dili : İngilizce

E-posta : nurettinomur@yahoo.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik Mühendisliği	Hacettepe Üniversitesi	2004
Lise		Akpınar Anadolu Öğr.Lisesi	1998