



T.C.
KIRŞEHİR AHİ EVRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İLERİ TEKNOLOJİLER ANABİLİM DALI

**SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ KULLANILARAK
SÜPERİLETKEN BOBİN VE BOBİN YIĞINLARININ
ELEKTROMANYETİK, TERMAL VE ELEKTRO-
MEKANİK ANALİZİ**

Gazi Çağlar KAÇAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KIRŞEHİR / 2019



T.C.
KIRŞEHİR AHI EVRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İLERİ TEKNOLOJİLER ANABİLİM DALI

**SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ KULLANILARAK
SÜPERİLETKEN BOBİN VE BOBİN YIĞINLARININ
ELEKTROMANYETİK, TERMAL VE ELEKTRO-
MEKANİK ANALİZİ**

Gazi Çağlar KAÇAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN
Doç. Dr. Şükrü YILDIZ

KIRŞEHİR / 2019

Bu çalışma 25.07.2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından İleri Teknolojiler Anabilim Dalı,
Metalurji ve Malzeme Mühendisliğı Programında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



BAŞKAN

Dr. Öğr. Üyesi İbrahim DÜZGÜN
Gümüşhane Üniversitesi
Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi



DANIŞMAN

Doç. Dr. Şükrü YILDIZ
Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi
Mühendislik-Mimarlık Fakültesi



JÜRİ ÜYESİ

Dr. Öğr. Üyesi Murat MISIR
Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi
Mühendislik-Mimarlık Fakültesi

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Bu tez, 114F424 numaralı TUBİTAK projesi ile desteklenmiştir.

Gazi Çağlar KAÇAN



20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi’nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.



ÖNSÖZ

Yüksek lisansa başlamamda ve yüksek lisans ders sürecinde kendisini tanıdığım günden bu yana gösterdiği sabır ve sabırlı hali ile her zaman bana örnek olmasının yanı sıra bir bilim adamının nasıl çalışması gerektiğini kendisinden öğrendiğim değerli tez danışmanım Doç. Dr.Şükrü YILDIZ'a büyük bir içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında katkılarını esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Fedai İNANIR'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tezimi, değerli ailem Duran KAÇAN, Nejla KAÇAN, kız kardeşlerim Sibel KAÇAN ve Meriç Nur KAÇAN'a ithaf ederim.

Temmuz, 2019

Gazi Çağlar KAÇAN

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

TEZ BİLDİRİMİ	iv
ÖNSÖZ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	ix
TABLO LİSTESİ.....	xiii
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xiv
ÖZET	xv
ABSTRACT	xvii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	7
2.1. Süperiletkenlik	7
2.2. Meissner-Ochsenfeld Etkisi ve London Denklemi	10
2.3. Süperiletkenlerin Termodinamik Özellikleri	15
2.3.1. Süperiletkenlik Fazı	15
2.3.2. Manyetik Alanda Enerji Dengesi	16
2.3.3. Tip II Süperiletkenler	17
2.3.4. Ne Zaman Bir Süperiletken Tip I veya Tip II'dir?	20
2.3.4.1. İnce Tip I Süperiletken Levhalar	20
2.3.4.2. Eşyuum Uzunluğu	20
2.3.5. Isı Kapasitesi ve Isı İletkenliği	23
2.4. Manyetik Akı Kuantumu	24
2.4.1. Elektrodinamikte Vektör Potansiyeli	25
2.4.2. Akı Kuantumu	26
2.4.2.1. Akı Miktarının Türetilmesi	27
2.4.3. Tip II Süperiletkenlerde Akı Deseni	28
2.4.4. Sert Süperiletkenler	30
2.4.4.1. Akı Akış direnci ve Akı Sabitlemesi	30
2.4.4.2. Sert Bir Süperiletkenin Mıknatıslanması	31
3. MATERYAL VE YÖNTEM	33
3.1. A-V Formülasyonuna Dayalı Yöntem	33
3.2. H - Formülasyonu	34
3.3. Süperiletkenlerin Termal Analizi İçin Geliştirilen Yöntem	35

3.4. Süperiletkenlerin Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Analizi için Geliştirilen Yöntem	36
4. BULGULAR.....	37
4.1. Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları.....	37
4.2. Süperiletken Bobinlerin Elektromanyetik Analizi İçin Geliştirilen H- Formülasyonuna Dayalı Yöntem	41
4.3. Sonuçların Deneysel Verilerle Karşılaştırılması.....	43
4.4. Yöntemin Eşdeğeri Modellerle Karşılaştırılması (Benchmarking)	44
4.5. Uygulanan Akımın Frekansının Süperiletken Bobinlerin Alternatif Akım kayıplarına Etkisi	46
4.6. İkinci Kuşak Giydirilmiş İletkenlerden Sarılan Süperiletken Bobinlerde Bakır Stabilizörün Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi	53
4.7. Süperiletken Bobin Sarımlarında Kullanılan Şeritlerdeki Manyetik Altlığın Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi.....	62
4.8. Dönen Manyetik Alan Altındaki Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları: Alan Frekansının ve Uygulanma Açısının Etkisi	70
4.9. Süperiletken Bobinlerin Isısal Analizleri.....	78
4.10. Bobin Yığınlarında Manyetizasyon Kayıplarının Optimizasyonu.....	82
4.11. Bobin yığınlarında Transport Akım Kayıplarının Optimizasyonu	88
4.12. Süperiletken Bobin Yığınlarında Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Etkisi	96
4.12.1. Modelin Doğruluğu	96
4.12.2. Akım Akışından Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarında Oluşan Stres	101
4.12.3. Dış Manyetik Alan Değişiminden Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarında Oluşan Stres	109
4.13. Süperiletken Bobin Yığınlarının Termal Analizi	114
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	120
KAYNAKLAR.....	123
ÖZGEÇMİŞ	136

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 1. Aynı akımı taşıyan şerit yığınları için homojenleştirme işleminin sonuçları (Zermeno ve diğ., 2013).....	2
Şekil 2.1.1. Kamerlingh Onnes tarafından süperiletkenliğin keşfi.....	7
Şekil 2.1.2. Bakır, kalay ve $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ için düşük sıcaklıklardaki direnç grafikleri	8
Şekil 2.1.3. Süperiletken halkada sabit akımın uyarımı.	9
Şekil 2.2.1. Manyetik alan içerisindeki kurşun silindir. $H>0$ için süperiletkenlik durumuna ulaşmanın iki olası yolu çizilmektedir.	11
Şekil 2.2.2. Bir (T, H) düzleminde faz diyagramı.	11
Şekil 2.2.3 Süperiletken yarım düzlemindeki manyetik alanda üstel azalma, (b) Eksene paralel bir alan tarafından indüklenen bir süperiletken silindirde dışarlama akımı, (c) Tip I süperiletkenden yapılmış akım taşıyan tel	14
Şekil 2.2.4 London nüfuz derinliğinin sıcaklık bağılılığı.....	15
Şekil 2.3.1 Normal ve süperiletkenlik durumundaki Alüminyum için T'nin bir fonksiyonu olarak serbest enerjileri. Süperiletkenlik durumu $H=0$ 'da ölçülürken, normal durum numune H_c 'den çok daha büyük alana maruz bırakılarak başarılmıştır. (b) Uygulanan alanın ($B = \mu_0 H$) bir fonksiyonu olarak serbest enerjiler G_{norm} ve G_{sup} 'un şematik gösterimi.	16
Şekil 2.3.3.1. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak Tip I ve Tip II süperiletkenlerinin manyetizasyonu.	18
Şekil 2.3.3.2. Tip II bir süperiletkendeki akı tüpleri.	18
Şekil 2.3.3.3. Üst: $H_{c1} < H < H_c$ alanındaki Tip I ve Tip II süperiletken silindirlerin manyetik momentleri. Alt: Her iki silindirin alanın bir fonksiyonu olarak Gibbs serbest enerjileri.	19
Şekil 2.3.3.4. Tip II süperiletkenin faz diyagramı. (b) Bir kaç yüksek alan alaşımı için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak üst kritik alan, $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ eğrileri.	19
Şekil 2.3.4.1. Alanın (a) kalın bir plakada ve (b) ince bir levhada azalması. (c) Kalın bir plakanın normal ve süperiletken dilimlerden oluşan alternatif tabakalara bölünmesi.	20
Şekil 2.3.4.2. Normal ve süperiletken arasındaki bir sınırdaki Cooper çiftlerinin yoğunluğunun artışı ve manyetik alanın eksponansiyel düşüşü.	21
Şekil 2.3.5.1. T2'nin bir fonksiyonu olarak normal ve süperiletken durumdaki galyumun ısı kapasitesi $C(T) / T$ [15]. (b) Denklem 28'in deneysel doğrulanması.	24
Şekil 2.3.5.2. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak $\text{RRR} = 270$ ve $\text{RRR} = 500$ olan niyobyum örneklerinde ölçülen ısı iletkenliği	24
Şekil 2.4.1. Selonoidin manyetik alanı ve vektör potansiyeli.	25
Şekil 2.4.2. Bir halkadaki manyetik akının tuzaklanması.	27
Şekil 2.4.3.1. Bir akının şematik kesiti	28
Şekil 2.4.3.2. Akım taşıyan bir tip II süperiletkende akı hareketi.	29
Şekil 2.4.3.3. Manyetik akı çizgilerinin ince bir kurşun plaka boyunca holografik görüntüsü.	30
Şekil 2.4.4.2. Sert bir süperiletkenin manyetik histerezisi. (b) Hızlandırıcı mıknatıslarının alan döngüsü için mıknatıslanma histerezisi.	32
Şekil 3.1. (a) $I(t)$ Akım geçirilen (b) $B_a(t)$ manyetik alanına dik ya da paralel süperiletken şeridin kesit alanı.	33
Şekil 3.2 Hesaplamalarda kullanılan YBCO şeritlerinin (a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi.	35
Şekil 4.1.1. (a) Hesaplamalarda kullanılan bobinlerin üç boyutlu gerçek görüntüsü (b) iki boyutlu kesit görüntüsü. Hesaplamaların kolaylığı için iki boyutlu hesaplamalar silindirik	

koordinatlarda gerçekleştirildi. Bobinler rz düzleminde yatmakta, akım ϕ eksenine boyunca akmaktadır. Hesaplama süresini kısaltmak için bobinlerin yalnızca tek bileşeni dikkate alınmıştır.	37
Şekil 4.1.2. Farklı büyütme ölçeklerinde süperiletken bobinlerin örgülenmesi. Süperiletken bölge mapped mesh tekniği ile dörtgenlere, hesaplama uzayı ise üçgenlere ayrıştırıldı.	41
Şekil 4.3. Gömory ve diğ. tarafından sunulan deneysel veriler ile A-V formülasyonuna dayalı hesaplama yöntemi kullanılarak elde edilen sayısal sonuçların karşılaştırılması.	44
Şekil 4.4. Ainslie tarafından geliştirilen H-formülasyonuna dayalı yöntem ile projede geliştirilen A-V formülasyonuna dayalı yöntemin sonuçları kullanılarak uygulanan transport akımın genliğinin fonksiyonu olarak kayıp eğrilerinin karşılaştırılması.	45
Şekil 4.5.1 Farklı frekanslar için A-V formülasyonuna dayalı yöntem kullanılarak hesaplanan kayıp eğrileri.	47
Şekil 4.5.2 Frekansa karşı hesaplanan Alternatif akım kayıplarının değişimi.	48
Şekil 4.5.3 Farklı frekanslar için uygulanan akımın maksimum genliğine karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp.....	49
Şekil 4.5.4. Frekansa karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp değerleri.....	49
Şekil 4.5.5 Farklı frekanslar için süperiletken bobinin merkezindeki sargılarda oluşan akım dağılımı.	50
Şekil 4.5.6. $f=50$ Hz ve $I_a=150$ A akımın maksimum değeri için bobinin sargılarını oluşturan süperiletken şeritlerdeki akım dağılımlarının iki boyutlu çizimi.	51
Şekil 4.5.7. $f=50$ Hz için uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak en dış tabakalar ile ortadaki tabakada oluşan kayıplar.	52
4.5.8. İki farklı frekans için (a) A-V ve (b) H-formülasyonuna dayalı geliştirilen yöntemlerin kayıp eğrilerinin karşılaştırılması.	53
Şekil 4.6.1. Superpower firması tarafından bakır stabilizer ile güçlendirilmiş süperiletken şeritler.....	55
Şekil 4.6.2. Bakır stabilizatörlü kaplı iletkenlerden dizayn edilen süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model.....	56
Şekil 4.6.3. Uygulanan akımın farklı frekansları için Cu stabilizatörlü YBCO kaplı iletkenlerinden sarılmış bobinlerde oluşan akım kayıplarının karşılaştırılması. Düşük frekanslarla Cu stabilizatörlerdeki girdap akım kayıpları süperiletkendeki kayıplara göre çok düşük iken yüksek frekanslarda çok daha yüksek olmaktadır.	60
Şekil 4.6.4 Farklı frekanslar için (a) Cu stabilizatörlerde meydana gelen akım kayıpları ve (b) süperiletken tabakalarda meydana gelen toplam akım kayıpları.	61
Şekil 4.6.5. $f=50$ Hz için Süperiletken bobinlerde Süperiletken bölgedeki, Cu stabilizatör bölgedeki ve toplam kayıpların karşılaştırılması.	62
Şekil 4.7.1 Ferromanyetik altlıklı, kaplı-iletkenlerden dizayn edilen süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model.....	63
Şekil 4.7.2. Zayıf ve kuvvetli ferromanyetik altlıklar için μ_r nispi geçirgenliklerin manyetik alan şiddeti ile değişimi.....	65
Şekil 4.7.3. (a) Zayıf ferromanyetik ve (b) kuvvetli ferromanyetik altlık kullanılan durumlar için süperiletken, ferromanyetik malzeme ve toplam kayıplarının farklı frekanslar için karşılaştırılması. Toplam kayıplar $PT=PSC+PFM$ ifadesi ile hesaplanmıştır.	68
Şekil 4.7.4. (a) Zayıf ve (b) Kuvvetli ferromanyetik altlık durumu için uygulanan akımın fonksiyonu olarak altlıklarda oluşan kayıpların (P_{FM}) frekansla değişimi.....	70
Şekil 4.8.1. Hesaplama yapılacak bobinin kesit alanı. Manyetik alan z eksenine göre değişik açılardan uygulanmakta akım ϕ yönünde geçmektedir.....	71

Şekil 4.8.2. (a) Açık devre durumu için tek sarımdan oluşan bobinde indüklenen akım: kesit alanı üzerinden akan ortalama akım sıfırdır. (b) Kapalı devre durumu için bobin kesitinde akan akım.	74
Şekil 4.8.3. Farklı frekans (f) ve uygulama açısı (θ) için uygulanana manyetik alanın fonksiyonu olarak süperiletken bobinlerde oluşan alternatif akım kayıplarının hesabı....	76
Şekil 4.8.4. z-eksenine göre manyetik alanın farklı yönelim açıları için uygulanan manyetik alana karşı hesaplanan kayıp eğrileri. Frekans için tek bir değer $f=100$ Hz alınmıştır.	77
Şekil 4.9.1. Benzeşimlerde kullanılan hesaplama uzayı.	78
Şekil 4.9.2.. Hesaplamalarda kullanılan YBCO şeritlerin(a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi.	80
Şekil 4.9.3 Akım aktivasyonu süresince süperiletken bobinin en içteki şeridinde meydana gelen sıcaklık değişimi.	81
Şekil 4.9.4 Süperiletken bobini oluşturan şeritlerde (a) $I_{max}=270$ A ve (b) $I_{max}=240$ A için (a)'nın içerisinde kırmızı benekler ile gösterilen yerlerde hesaplanan sıcaklığın zaman göre değişimi.	82
Şekil 4.10.1. Manyetik alan kayıpları hesaplamalarında kullanılan homojenize bobin yapısının iki boyutlu şematik gösterimi.	83
Şekil 4.10.2 Dört yığınlı bobin yığın yapısında sağdaki sütunda $s=3$ mm ve soldaki sütunda $s=7$ mm olmak üzere dış manyetik alanın $\theta=0^\circ$, 30° , 60° için bobin yığınlarında indüklenen akım yoğunluklarının dağılımları.	86
Şekil 4.10.3. $s=3$ mm seçilerek $\theta=0^\circ$, 30° , 60° için uygulanan manyetik alanın genliğine karşı bobin yığınlarında meydana gelen kayıpların karşılaştırılması.	87
Şekil 4.10.4. $s=3$ mm ve $\theta=0^\circ$ seçilerek yığınlar arasındaki kayıpların uygulanan manyetik alanın genliğine göre değişimleri.	87
Şekil 4.10.5. (a) $\theta=0^\circ$ (b) $\theta=30^\circ$ ve (c) $\theta=60^\circ$ için yığınlar arası mesafenin farklı değerleri için uygulanan alan genliğinin fonksiyonu olarak elde edilen kayıp eğrileri.	88
Şekil 4.11.1.. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak bobin yığınları arasındaki farklı mesafeler için transport akım kayıpların karşılaştırılması.	90
Şekil 4.11.2. Bobin yığınları arasındaki mesafe $d=5$ mm seçilerek elde edilen, yığınlarda oluşan transport akım kayıplarının karşılaştırılması.	91
Şekil 4.11.3. $t= T/4$, $I_{max}=150$ A için (a) $s=3$ mm ve (b) $s=5$ mm olan bobin yığınları etrafındaki manyetik alan dağılımını temsil eden manyetik vektör dağılımı.	91
Şekil 4.11.4 (a) $s=3$, (b) 5 ve (c) 7 mm iken $I_{max}=150$ A için uygulanan farklı alanlar için süperiletken bobin yığınları içerisindeki akım dağılımları.	92
Şekil 4.11.5. Yığınlar arasındaki mesafe $s=5$ mm için uygulanan akımının aynı fazda ve farklı fazlarda gönderilmesinde oluşan toplam akım kayıplarının karşılaştırılması.	93
Şekil 4.11.6. Akımın farklı fazlarda uygulandığı durumda seçilen zaman dilimleri için $I_{max}=150$ A ve $d=5$ mm seçilerek yapılan süperiletken yığınlarda oluşan $J\phi$ akım yoğunluğu dağılımları.	94
Şekil 4.11.7. Akımın farklı fazlarda uygulandığı durum için bobin yığınlarında oluşan kayıpların karşılaştırılması.	95
Şekil 4.11.8 Farklı uygulanan akım değerleri için süperiletken yığınların etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli $A\phi$ dağılımı.	95
Şekil 4.12.1.1. Benzeşimlerde göz önüne alınan geometri.	96
Şekil 4.12.1.2. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken slabda y yönünde oluşan stresin dağılımının sayısal ve anilik yöntemle hesabı.	98
Şekil 4.12.1.3 Akım geçirilen süperiletken dilimde oluşan stresin sayısal ve analitik yöntem kullanılarak elde edilen sonuçlarının karşılaştırılması.	100

Şekil 4.12.2.1 (a) 3 boyutlu gerçek bobin yığın yapısı (b) hesaplamalarda kullanılan iki boyutlu gösterimi. Bobin yığınları rz düzleminde yatmaktadır ve akım φ yönünde akmaktadır.	101
Şekil 4.12.2.2. Farklı zaman aralıkları için süperiletken yığınlar da indüklenen stresin r ve z bileşenleri. Uygulanan akımın maksimum değerleri yukarıdan aşağıya 270, 150 ve 90 A seçildi.	104
Şekil 4.12.2.3 Uygulanan akımın genliği $I_{max}=150$ A, bobinler arasındaki mesafe $d=3$ mm ve akımın frekansı $f=1$ Hz seçildiğinde, en üstteki 4. Bobinin yatay ve düşey eksenlerinin tam ortası boyunca indüklenen stresin bir boyutta dağılımı.	106
Şekil 4.12.2.3 $I_{max}=150$ A ve $d=3$ mm seçilen YBCO kaplı iletkenlerden sarılan bobin yığınlarında oluşan stresin farklı frekans değerleri için r ve z bileşenleri.	107
Şekil 4.12.2.4 Bobinler arasındaki mesafenin $d=1, 3, 5$, ve 7 mm değerleri için bobin yığında oluşan stresin r ve z bileşenlerinin iki boyutta dağılımı. $I_{max}=150$ A ve $f=1$ Hz olarak alınmıştır.	108
Şekil 4.12.2.5 Tüm akım aktivasyonu süresince (0, $3T/4$; T , periyot) seçilen üç akım genliği için en üstteki bobinde oluşturan maksimum (a) σ_r radyal ve (b) eksenel σ_z eksenel stresler. Uygulanan akımın frekansı $f=1$ Hz ve bobinler arasındaki mesafe $d=3$ mm alınmıştır.	109
Şekil 4.12.3.1 Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında oluşan stresin radyal σ_r ve eksenel σ_z dağılımı. Uygulanan manyetik alan genlikleri 1.25 T, 0.7 T ve 0.5 T olarak alınmıştır.	112
Şekil 4.12.3.2 $H_{max}=0.7$, $f=1$ Hz, $D_c=3$ mm $t=T_4$ seçilerek uygulanan alanın z eksenine göre 15° değiştirmesiyle süperiletken bobin yığında oluşan stresin r ve z bileşenleri.	113
Şekil 4.12.3.3 Seçilen üç farklı alan genliği için alan aktivasyon zamanına karşı süperiletken bobin yığında oluşan maksimum stres. Uygulanan alanın frekansı $f=1$ Hz, ve bobinler arasındaki mesafe $D_c=3$ mm olarak benimsendi.	114
Şekil 4.13.1 $I_{max}=270$ A ($0.9 I_c$), 150 A ($0.5 I_c$) ve 90 A ($0.3 I_c$) alınarak süperiletken yığını oluşturan bobinlerin herbirindeki 2 boyutta sıcaklık dağılımı. Uygulanan akımın frekansı, $f=50$ Hz ve bobinler arasındaki mesafe $d=5$ mm alınmıştır.	117
Şekil 4.13.2. Bobinler arasındaki mesafe 2 mm artırılarak bobin yığında oluşan iki boyutta sıcaklık dağılımları.	118
Şekil 4.13.3. Bobinler arasındaki mesafe d değiştirilerek tüm akım aktivasyonu süresince zamanın fonksiyonu olarak bobin yığının sağ üst kısmında oluşan sıcaklık.	118
Şekil 4.13.4. Farklı frekanslar için akımın 0, $3T/4$ zaman aralığında bobinin sağ üst kısmında oluşan sıcaklık değişimi.	119

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 2.1. Manyetik alanın olmadığı durumda bazı yaygın maddelerin kritik sıcaklığı.	9
Tablo 2.3.4.2. Bazı süperiletken elementler için nüfuz derinlikleri ve eşyuum uzunlukları.	25
Tablo 3.3. Sıvı azotun termal parametreleri.....	38
Tablo 4.1. İki boyutlu bobin hesabında kullanılan fiziksel parametreler.	40
Tablo 4.4 . H-formülasyonuna dayalı yöntemle karşılaştırma için kullanılan fiziksel parametreler.....	47
Tablo 4.6.1. Bakır stabilizerde oluşan girdap “eddy” akım kayıplarının alternatif akım kayıplarına etkisini hesaplamak için seçilen parametreler.....	58
Tablo 4.6.2. Bakır için kullanılan parametreler.	60
Tablo 4.7.1. Ferromanyetik altlıklı süperiletken bobinlerde akım kayıplarını hesaplamak için kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler.	66
Tablo 4.8. Manyetik alana maruz kalan süperiletken bobinlerin benzeşim parametreleri.	75
Tablo 4.9.1. Süperiletken şeritlerin AA akım kayıplarının hesabında kullanılan parametreler.	80
Tablo 4.9.2. Sıvı azotun termal parametreleri.....	82
Tablo 4.10. Benzeşimlerde kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler.	86
Tablo 4.12.1.1. Süperiletken dilim için süperiletkenlik ve mekaniksel parametreleri.	102
Tablo 4.12.1.2. Hesaplamalarda kullanılan süperiletken şeridin mekaniksel özellikleri.....	103
Tablo 4.12.2.1. Benzeşimlerde kullanılan geometrik, süperiletkene ait ve mekanik parametreler.....	104
Tablo 4.13.1. Süperiletken bobin yığını için kullanılan parametreler.	118

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
B	: Manyetik alan
J_s	: Süperakım yoğunluğu
E	: Elektrik alan
G	: Birim hacim başına Gibbs serbest enerjisi
E_{pot}	: Manyetik alanda pozitif bir potansiyel enerji
$C_V(T)$	: Düşük sıcaklıklarda birim hacim başına özel ısı kapasitesi
Φ_0	: Üst kritik alan akı kuantumu
ψ	: Cooper-çifti dalga fonksiyonu
C_p	: Sabit basınçtaki süperiletkenin özısı
ρ	: Süperiletken tabakanın yoğunluğu
κ	: Termal iletkenlik katsayısı
ξ	: Eşyayım uzunluğu
λ_L	: London nüfuz derinliği
M	: Süperiletkenin mıknatıslanması
S	: Entropi
U	: İç enerji
Q	: Enerji

Kısaltmalar	Açıklama
AA	: Alternatif Akım
BCS	: Bardeen, Cooper ve Schrieffer Teorisi
DSS	: Düşük Sıcaklık Süperiletkeni
DA	: Doğru Akım
MMEV	: Minimum Manyetik Enerji Varyasyonu
REBCO	: Nadir Toprak Baryum Bakır Oksidi
SQUID	: Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı
YBCO	: Yttrium Baryum Bakır Oksit
YSS	: Yüksek Sıcaklık Süperiletkeni
KHM	: Kritik Hal Modeli

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ KULLANILARAK SÜPERİLETKEN BOBİN VE BOBİN YIĞINLARININ ELEKTROMANYETİK, TERMAL VE ELEKTRO-MEKANİK ANALİZİ

Gazi Çağlar KAÇAN

Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

İleri Teknolojiler Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Şükrü YILDIZ

Yenilenebilir enerji kaynakları, özellikle rüzgâr enerjisi sürdürülebilirlik ve güvenilirlik açısından daha verimli ve kompakt alternatif teknolojilere ihtiyaç duymaktadır. Yüksek sıcaklık süperiletkenler, bakıra göre çok küçük hacimlerde oldukça yüksek akımları kayıpsız veya çok düşük kayıpla elektriği iletebilmelerinden dolayı, elektrik üretim ve dağıtım teknolojisi için iyi bir alternatif olarak görülmektedir. Ancak, süperiletkenlik teknolojisi, hem bakıra göre daha pahalı hem de soğutma için ilave aygıtların kurulması gerektiği için güç teknolojisinde yaygın olarak kullanılması sınırlı kalmaktadır. Maliyetleri düşürmenin bir alternatifi, güç teknolojisinde kullanılan aygıtların prototip aşamasında hassas mühendislik hesapları ile optimize edilerek tasarlanmasıdır. Bu amaç doğrultusunda süperiletken aygıtların dizaynında kullanılabilecek sonlu elemanlar yöntemine dayalı simülasyon yöntemleri geliştirilmiştir. En yaygın olarak kullanılan H- formülasyonuna dayalı yöntemdir. Ancak bu yöntem çok yavaş çalışmakta ve yalnızca süperiletken malzemeler için iyi sonuçlar vermektedir. H-formülasyonuna alternatif bir yöntem geliştirilmesi bu alanda çalışan araştırmacıların ortak hedefidir. Bu tezin hedefi süperiletken jeneratörlerin ana bileşeni olan süperiletken bobin ve bobin yığınlarının elektromanyetik, termal ve elektro-mekanik

özelliklerinin analizleri için mevcut kullanılan yöntemlere alternatif yeni bir yöntem geliştirmektedir. Bu doğrultuda, sunulan tezle süperiletken bobin ve bobin yığınlarının elektromanyetik, termal ve elektromekanik analizlerini yapabilen AV-formülasyonuna dayalı yeni bir yöntem geliştirilmiştir. Geliştirilen yöntemin deneysel verileri türetebilecek hassasiyette olduğu gösterilmiştir. Geliştirilen yöntem, H- formülasyonuna göre oldukça hızlı dolayısıyla hem süperiletken bobin dizaynında hem de optimizasyonunda kullanılabilecek düzeydedir.

Temmuz 2019, 154 Sayfa.

Anahtar Kelimeler: Süperiletken Bobin ve Bobin Yığınları, AA Kayıpları, Stress Dağılımı, Isıl Analiz

ABSTRACT

MASTER of SCIENCE THESIS

ELECTROMAGNETIC, THERMAL AND ELECTRO-MECHANICAL ANALYSIS OF SUPERCONDUCTING COILS AND COIL STACKS USING THE FINITE ELEMENT METHOD

Gazi Çağlar KAÇAN

**Kirsehir Ahi Evran University
Science and Engineering Institute
Department of Advanced Technologies**

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Şükrü YILDIZ

Renewable energy sources, particularly wind energy, requires more efficient and compact alternative technologies in terms of sustainability and reliability. High-temperature superconductors are emerging as a good alternative for power generation and distribution technology because of their high current-carrying capability as compared with copper at very small volumes with no or negligible losses. However, employment of superconductivity-based technology in power technologies is restricted, as compared with copper it is both more expensive and requires installation of additional devices for cooling. A way to reduce costs relies on design and optimization of devices in power technology with precise engineering calculations during prototyping. For this purpose, simulation methods based on the finite element method utilized in the design of superconducting devices have been developed, among whom the H-formulation based approach is the most widely adopted. However, this method works very slowly and allows good results only for superconducting materials. The development of an alternative to H-formulation is the common purpose of researchers working in this area. The main goal of this thesis is to develop an alternative method to currently used techniques for electromagnetic, thermal and electro-mechanical analyses of superconducting coils and coil stacks, which are the main components of superconducting generators. For the goal a new simulation technique that can be used for the design and

optimization of superconducting the coil and coil stacks based on AV-formulation has been developed. It has been demonstrated that the developed method is sufficiently sensitive to yield results matching experimental data. It is considerably faster than the H-formulation-based approach and therefore can be used in both superconductor coil design and optimization.

July 2019, 154 Pages.

Keywords: Superconducting Coil and Coil Stacks, AC Losses, Stress Distribution, Thermal Analysis



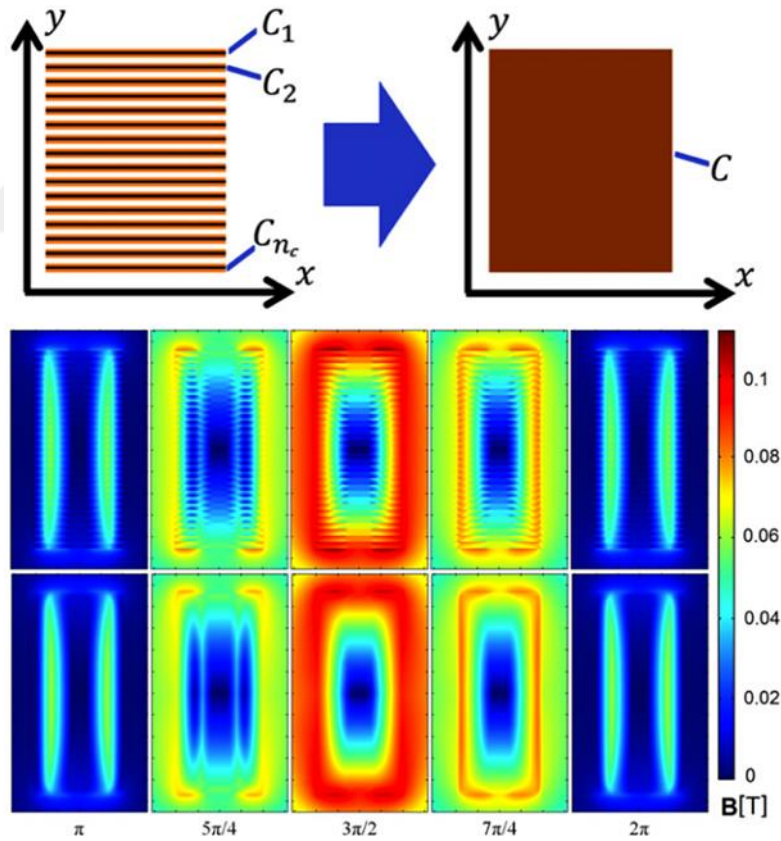
1. GİRİŞ

En meşhurlarından birisi de YBaCuO (YBCO) olan nadir toprak elementi temelinde adlandırılan (ReBCO) ikinci nesil (2N) yüksek sıcaklık süperiletken şeritleri dış manyetik alana maruz kaldıklarında dahi sahip oldukları yüksek akım yoğunluğundan dolayı yüksek manyetik alanlı cihaz uygulamalarında tabakalı olarak sarılmış bobin şeklindeki bir mıknatıs bileşeni olarak oldukça yoğun olarak kullanılmaktadır [1-5]. Bu durum yüksek alan uygulamalarında ReBCO bobinlerin kritik akım yoğunluğunu anahtar konuma getirmiş ve büyük bir ilgiyi bu bobinlerin özelliklerini incelemeye çekmiştir [6-8]. Bir cihazın verimli çalışması açısından bakıldığında süperiletken bir bobinin kritik akımı bu süperiletken üzerinde güvenli bir şekilde akabilecek maksimum akım olarak tanımlanır [9]. Kritik akımların belirlenmesi dış bir manyetik alana maruz kalan bir süperiletkenin kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığını hesaba katmadan bir anlam içermez. Ancak, böylesi bir tahmin o kadar da kolay değildir. Bu tahminler içerisinde kritik akımın yönelime bağıllığı, anlık sıcaklık artışları, eddy akımları, sarım sayılarının fazlalığının göz önüne alınması ve mekanik zorlanmaların etkileri gibi (eklenebilir) birçok güçlüğü de barındırmaktadır.

Tabakalı bir süperiletken bobin üzerine araştırmalar henüz Polak ve diğ. [10] ReBCO bobinin oluşturabileceği maksimum manyetik alanı ve bu esnada meydana gelebilecek alternatif akım (AA) kayıplarını ölçtüğünde başlamıştır. Sonrasında Fukushima ve diğ. dört [11] GdBCO bobin yaparak onun oluşturduğu öz alanındaki akım yoğunluğunu ölçmüşlerdir. 2009'da Souc ve diğ. [12] farklı sarım sayıları için YBCO bobinin öz alanına maruz kaldığı durum için kritik akım değerini ölçmüşlerdir. Yine bu grup aynı çalışmalarını teorik inceleme ile geliştirerek oldukça iyi uyumlu sayısal sonuçlar elde etmişlerdir. Chudy ve diğ. [13] bobini doğru akım (DA) alanı altında döndürmüşler ve kritik akımın farklı açılar için değerlerini analiz etmişlerdir. Hu ve diğ. [14] epoksi emdirilmiş üçgen şekilli süperiletken bir bobini karakterize etmişlerdir. Son zamanlarda ise Yu ve diğ. bobin eksenine paralel dış bir doğru akım (DA) alanına maruz kalan iki farklı firma tarafından sağlanan süperiletken şeritlerden sarılmış süperiletken bobinlerin kritik akım testlerini başarılı bir şekilde yapmış ve sonuçları sayısal olarak hem deneysel sonuçları ile hem de mevcut sayısal sonuçlarla karşılaştırmışlardır [15].

Bobinleri incelemenin bir diğer yolu analitik ve sayısal yöntemleri kullanmaktır. Bunlar arasında en popüler olanları sonlu elemanlar yöntemini kullanan sayısal incelemelerdir.

Son on yılda sayısal yöntemler oldukça fazla dikkat çekmiş ve birçok farklı ticari yazılım (COMSOL, Opera, Flux, ANSYS, MagNet, FlexPDE, JMAG-Studio vb.) geliştirilerek özellikle süperiletkenlerin elektromanyetik, mekanik ve termal analizleri yapılabilir duruma gelmiştir. Bir bobin veya bobin yığımında yüzlerce hatta binlerce sarım olabilir. Böyle bir sistemi ayrı ayrı programa girmek ve kayıp hesaplamalarını yapmak hem çok zor olmakta hem de hesaplama süreleri yapılan örgülemekten dolayı oldukça uzun süreler almaktadır. Hatta bu hesaplama süreleri örgüleme elemanı sayısı ile ikinci dereceden bir üstel bağıntı ile değişmektedir [16]. Bu sürenin kısaltılması adına modelin kalitesini düşürmeyecek akıllı bazı varsayımların ve yaklaşıklıkların yapılması zorunlu olmuştur. 2N YSS içerecek şekilde, sistemin boyutunu düşüren sonsuz ince film yaklaşımı [17-20], veya birçok süperiletkenin birbirinin üzerine yerleştirildiği veya istiflendiği bazı uygulamalarda, tek tek bantların geometrisinden kurtularak yığının kesitini homojen hale getiren özel akım kısıtlamaları ile sistemin fiziksel davranışlarını koruyan yaklaşıklıklar önerilmiştir [21-27] .



Şekil 1. Aynı akımı taşıyan şerit yığınları için homojenleştirme işleminin sonuçları (Zermeno ve diğ., 2013). Şekilde 16 şerit ile aynı yapı için homojenleştirme yaklaşımı yapılan geometrideki manyetik akı yoğunluğu dağılımı gösterilmiştir.

Bu modellerden; Prigozhin ve Sokolovsky, Bean ve Kim KHM dayalı olarak varyasyonel yöntemle sonlu farklar yaklaşımını kullanarak geliştirdikleri nümerik model ile şeritler arasındaki mesafelerin şerit genişliğine göre çok küçük olduğu YSS şerit yığınlarında AA kayıpları incelemişlerdir [23-28]. Sonsuz ince şerit yaklaşımı altında, akıma dik boyutta şerit kenarlarında kritik akım akarken, iç bölgelerde kritik altı akım gözlemişlerdir. Daha önceki modellerin aksine, kritik altı akım bölgesinin şekli hakkında herhangi bir yaklaşım yapmadan, 10 ve 20 şeritli yığın için AA kayıpların şeritler arası mesafeye bağlı olduğunu ve bu mesafenin küçük değerleri için ortadaki şeritte en az AA kayıp oluştuğunu göstermişlerdir. Ayrıca, modellerinin sonuçlarının şerit sayısı 100'lü değerlere yaklaştıkça eşyönsüz yığinsal tel yaklaşımı altında elde edilen sonuçlara yakınsadığını, yüzlerce şeritten oluşan yığınlar için AA kayıp hesaplama zamanını makul seviyelere indirmek adına 10 ya da 20 şerit içeren ölçeklendirilmiş bir yığının göz önünde bulundurulabileceğini ortaya koymuşlardır [23]. Bobin yığınının AA kayıp hesaplarında eşdeğer eşyönsüz yığinsal yapı yaklaştırımına yönelik bir nümerik model Zermeno ve diğ. tarafından geliştirilmiştir [28]. Şekil 1, bu yaklaşımı resmetmektedir. Bobini oluşturan yalıtkan metal, üstüniletken ve alttaş katmanlarının geometrisini ihmal ederken gerçek bobin yığınının manyetik davranışlarını doğru biçimde elde etmeyi hedeflemiştir. Model ayrıca, Prigozhin ve Sokolovsky'nin yaklaşımında olduğu gibi şerit içindeki kritik altı akım bölgeleri hakkında bir varsayımda bulunmadan ve bir E-J kuvvet yasası ilişkisi kullanarak kritik üstü akım bölgelerinin de eldesini sağlamaktadır [28]. Model ile 16, 32 ve 64 şeritli kaplı YBCO YSS bobinlerinde H formülasyonu altında ve Kim KHM kullanılarak elde edilen sonuçlar literatürdeki yine H formülasyonuna dayalı iki boyutlu FEM yöntemi ile elde edilenlerle karşılaştırıldığında, 16 şerit için elde edilen AA kayıplarında %2.5 hata belirlenmiş olup, hata şerit sayısı arttıkça azalmaktadır [28]. Eşyönsüz yığinsal yapı yaklaştırımına dayalı olarak birkaç bin sarım içeren REBCO pancake bobin yığınlarında H formülasyonu kullanılarak ve E-J kuvvet yasası ilişkisi varsayılarak Xia ve diğ. [30] tarafından yürütülen nümerik hesaplar da yaklaşımın doğrulamasını sağlamıştır. Ainslie ve diğ. manyetik alttaş üzerinde YSS şerit yığınlarından oluşan yapılar için toplam AA transport kayıplarını H formülasyonuna dayalı simetrik FEM benzeşimleri ile incelemişlerdir [31]. E-J arasında bir kuvvet yasası ilişkisi kullanan H formülasyonu, 2 boyutta manyetik alan bileşenlerinin doğrudan eldesi için geliştirilmiş olup, deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu sonuçlar üretmektedir. 1'den 150'ye kadar olan toplam şerit sayısı için yaptıkları hesaplarda Ainslie ve diğ., manyetik alttaşın yığının toplam AA kaybını yerel manyetik akı yoğunluğunu artırmasına bağlı olarak yükselttiğini göstermişlerdir. Ayrıca, alttaşın manyetizasyonu arttıkça akının daha derinlere nüfuz ettiğini, böylece AA kayıplarının

arttığını ortaya koymuşlardır. Manyetik alttaş için kayıpların yığının ortasındaki şeritlerde en yüksek olduğunu gözlemişlerdir. Buna karşın, manyetik olmayan alttaş için elde edilen sonuçların tek şerit ve sonsuz yığın sınırlayıcı durumları gibi mevcut yaklaşımlarla uyumlu olduğunu göstermişlerdir [31].

YSS bobinlerinde AA kayıpların, akım ve manyetik alan dağılımlarının eldesine yönelik H formülasyonuna dayalı, E-J kuvvet yasasını varsayan ve kritik akımın manyetik alana bağılılığı için Kim KHM kullanan iki boyutlu bir yaklaşım de Bruyn ve diğ. tarafından geliştirilmiştir. Basitleştirme, yüzlerce sarım içeren gerçek bir bobinde ardışık N sarımın tek bir sarım gibi düşünülerek her bir basitleştirilmiş sarımda YSS, manyetik alttaş ve Cu katmanlarının her birinin kalınlığının N ile çarpılması ile sağlanmaktadır. Böylece, serbestlik derecesi sayısı azaltılarak gerçek kablo, daha az sayıdaki efektif sarımlarla temsil edilmektedir [32]. Basitleştirme ile hesaplanan AA kayıplarının gerçek şerit sayısını dikkate alan iki boyutlu FEM modeli ile uyumlu olduğu gösterilmiştir. Wang ve diğ. ise, YSS şeritten sarılı bobin için eksenel simetriyi kullanan H formülasyonuna dayalı iki boyutlu yaklaşım geliştirip 40 sarımlı bir bobine uygulayarak iki boyutlu hesaplama yönteminin geçerliliğini ortaya koymuşlardır [33]. Fukui ve diğ. [34], Bi2223/Ag telden sarılı 1, 2, ya da 10 bobinden oluşan ikili pancake geometrisindeki YSS bobin yığınının AA kayıplarını ölçmek için bir AA güç ölçer kullanan deneysel yöntem geliştirmiş ve sonuçların A-V formülasyonunu kullanarak elde edilen sayısal sonuçlarla uyumunu göstermişlerdir. Öte yandan Pardo ve diğ. , kaplı ReBCO YSS pancake bobin yığınlarının AA kayıplarının yığın sayısı arttıkça hızla yükseldiğini hem kritik akımın hem de AA kaybının yığın sayısı ile doyuma gittiğini göstermişlerdir. Pardo ve diğ. ayrıca, ikili pancake bobininin AA kayıp açısından kalınlığı iki katına çıkarılmış tekli bobin gibi davrandığını, üç ve üzeri bobin sayısında ise durumun net akımla zıt yöndeki manyetizasyon akımlarının oluşması nedeni ile çok farklı olduğunu ortaya koymuşlardır [35]. Yalnızca iki telli Roebel sarımının kullanılmasının pancake YSS bobin yığınının AA kayıplarını %50-60 oranında azalttığını belirlemişlerdir. Roebel geometrisinde 1000'den fazla sarım içeren REBCO bobinlerinden oluşan transformatörler için Pardo ve diğ. tarafından yapılan AA kayıp ölçümleri ve minimum manyetik enerji varyasyonu (MMEV) yöntemine dayalı nümerik hesaplar, kayıpların düşük ve yüksek gerilim bobinlerinin her ikisinde de yüksek gerilim bobininin ürettiği radyal alanın düşük gerilim bobininden kaynaklı alanı kısmen ortadan kaldırması nedeniyle, transformatör yapısında tek başına bobinlere göre oldukça azaldığını göstermiştir. YSS bobin yığınlarında AA hesaplarında gerçekçi hesaplamalar için her bir bobinin sarım sayısının da hesaba katılması gerekmektedir. Sarım

sayısı fazla olan YSS pancake yığınlarının AA kayıplarının hesaplanması için MMEV yöntemine dayalı bir nümerik yaklaşım, Pardo ve diğ. tarafından geliştirilmiştir [36]. 32 bobinden oluşan 768 ve 6400 sarımlı ReBCO bobin yığnında akım yoğunluğu ve AA kayıplar bu yöntemle incelenmiş ve binlerce sarımdan oluşan gerçek bobinler için yöntemin yüksek hassasiyet sağladığı vurgulanmıştır. Bobin yığınlarının sayısal modellenmesinde perdeleme akımlarının ve bunların neden olduğu manyetik alan bileşenlerinin doğru eldesi de önemli bir faktördür. Her bir bobinde 400 sarım bulunan toplam 10400 sarımlı (26 bobin) ReBCO YSS bobin yığnında üçgen dalga formunda uygulanan akım için minimum manyetik entropi üretimi (MEMEP) yaklaşımı ile hesaplarda, dingin akım döngüsünün varsayılan E-J kuvvet yasası dolayısıyla birkaç döngüde elde edildiği ve manyetizasyon akımlarının akım döngüsünün ilk yükselişinde gevşediği gösterilmiştir [37]. Ek olarak, manyetizasyon akımları ve AA kayıpları uçtaki bobinlerde en yüksek olup, manyetizasyon akımının doyuma gitmesi ilk akım döngüsünde AA kaybın en yüksek olmasına ve artan kritik akım yoğunluğu ile artmasına neden olmaktadır. MEMEP yaklaşımı ile herhangi bir E-J ilişkisi ile tasvir edilen özellikle silindirik simetriye sahip üç boyutlu YSS yapıların elektromanyetik modellenmesi ve AA kayıp hesapları için bir varyasyonel yaklaşım Pardo ve diğ. tarafından geliştirilmiştir. Hesaplamayı yalnızca YSS örneğin bulunduğu hacim ile sınırlı tutan yaklaşım ile yavaş değişen manyetik alan altında AA kayıp hesapları, her bir bobinde 200 sarım içeren 20 pancake bobinli yığnında diğer yaklaşımlar ile karşılaştırıldığında oldukça hassas sonuçların elde edilebildiğini göstermiştir [38].

Yapılan tüm bu yaklaşımlarla pratikten neredeyse hiçbir ciddi fark olmadan ilerlemeler sağlanmış, örgüleme elamanı sayısında büyük miktarda azalma meydana geldiğinden hesaplama zamanlarında kayda değer gelişmeler elde edilmiştir [39-41] .

2N YSS performansındaki büyük ilerlemeler, DSS tabanlı bobin teknolojisinin yapısal limiti olan 24 T'dan çok daha yüksek alan üreten süperiletken mıknatısların geliştirilmesine yol açmaktadır [42-45]. Bu tür süperiletkenlerin yüksek yapısal kararlılığa sahip olmasına rağmen, bunlardan üretilecek bobin mıknatısların yüksek maliyetlerinden dolayı mıknatıs tasarımcıları için büyük bir endişe kaynağı olup ilave korumalar olmaksızın kullanılması öngörülmemektedir [46-50]. Anlık ısı artışından kaynaklanan ve süperiletkenliğin baskılandığı bir söndürme (quench) sırasında normal/süperiletken cephesinin yayılma hızı, mıknatıs koruması için temel bir parametredir [51-52]. Bu sebepten, termal dalgalanmaların neden olduğu bu söndürme (quench) olayının tespiti oldukça önemli olmuştur. Bunun için son zamanlarda oldukça yüksek manyetik alanlara maruz kalan REBCO tabakalı süperiletkeni

için normal/süperiletken cephesinin yayılma hızı için analitik bir yöntem önerilmiştir [53]. Hatta ticari şeritler için termal iletim ile ilgili araştırmalar da yapılmıştır [53-56]. Ancak en iyi bilgilerimize göre, süperiletken içerisinde geçen akım veya uygulanan dış manyetik alandan kaynaklanan bir ısı dağılımını tespit edecek sayısal yöntem henüz önerilmemiştir.

Süperiletkenlerin akım taşıma kapasitesi sadece dış manyetik alandan veya çalışma sıcaklığından etkilenmez. Aynı zamanda elektromanyetik kuvvetlerden dolayı maruz kaldığı mekanik zorlanımlardan da büyük ölçüde etkilenmektedir [57- 61]. Boyuna mekanik yüklere maruz kalan Nb₃Sn teller ve kablolar için elektriksel özellikler üzerine yapılan incelemeler, uygulanan mekanik zorlanımın kritik akım üzerinde güçlü etkilerini ortaya koymuştur [62-69]. Bu mekanik zorlanımların sonlu elemanlar yöntemi ile analizleri de gerçekleştirilmiştir [70-71]. Yine en iyi bilgilerimize göre, geçirilen akım veya dış manyetik alan sonucunda 2N YSS’de meydana gelen stres dağılımlarını inceleyen sonlu elemanlar yöntemi çerçevesinde bir sayısal yöntem geliştirilmemiştir.

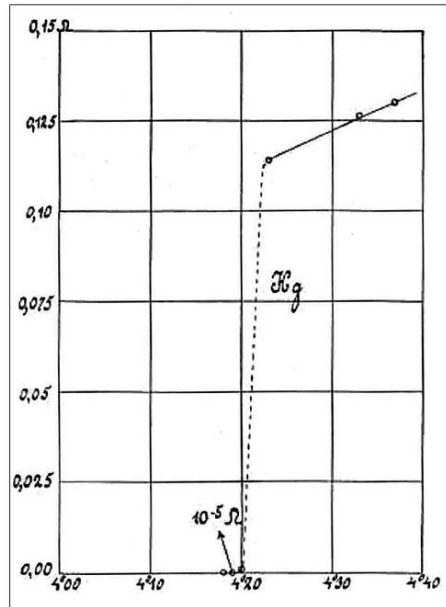
Bu tez çalışmasında, süperiletken bobinler için elektromanyetik, termal ve elektro-mekanik özellikleri ortaya koyabilecek, deneyle karşılaştırılabilecek hassasiyette yeni FEM hesaplama prosedürleri geliştirmek amaçlanmıştır.

Bu tez dört bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde tezin konu ve kapsamını ortaya koyacak literatür özeti verilmiş olup güncel çalışmaların durumu ve eğilimi özetlenmiş ve süperiletkenlik hakkında genel bir bilgi sunumu yapılmıştır. İkinci bölümde kullanılan yöntem tanımlanmıştır. Üçüncü bölümde göz önüne alınan geometriler için elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Dördüncü ve son bölümde de elde edilen veriler için tartışma ve gelecek çalışmalara bir bakış sunulmuştur.

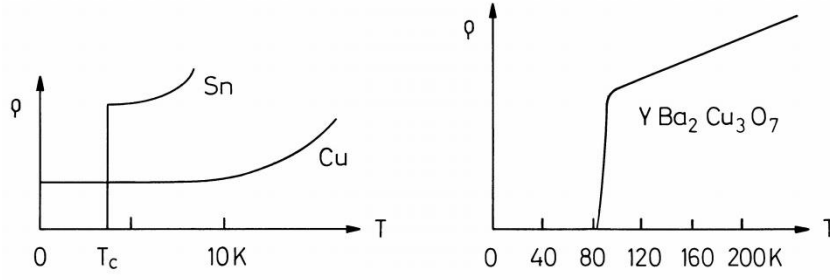
2. GENEL KISIMLAR

2.1. Süperiletkenlik

Bu kısımda süperiletkenliğin fiziksel prensiplerine ve onun muhteşem özelliklerine giriş yapılacaktır. Daha detaylı anlatımlar W.Buckel, D.R.Tilley ve J.Tilley tarafından yazılan metin kitaplarında bulunabilir [72-73]. Süperiletkenlik, Hollanda'lı fizikçi H. Kamerlingh Onnes tarafından helyumu sıvılaştırmayı başarmasından sadece üç yıl sonra keşfedilmiştir [74]. Düşük sıcaklıkta metallerin iletkenliği üzerine yaptığı araştırmalar sırasında, civa numunesinin direncinin sıvı helyumun kaynama sıcaklığında aniden ölçülemeyecek kadar düştüğünü bulmuştur. Orijinal ölçüm Şekil 2.1.1 'de gösterilmiştir. Onnes "Süperiletkenliği" tamamen beklenmedik bir olay olarak tanımlamıştır ve bu isim o zamandan beri durumunu korumuştur. Geçişin gerçekleştiği sıcaklık kritik sıcaklık T_c olarak adlandırıldı. Süperiletkenlik, maddelerin büyük bir çoğunluğunda gözlemlenir, fakat kaydadeğer derecede çok yüksek basınç haricinde, bakır, gümüş ve altın gibi en iyi normal ileticilerin bazılarında gözlenmez. Bu durum bakır, kalay ve "yüksek sıcaklık süperiletkeni" olarak bilinen $YBa_2Cu_3O_7$ için Şekil 2.1.2'de gösterilmektedir. Tablo 2.1'de manyetik alanın olmadığı durum için bazı önemli süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları listelenmiştir.



Şekil 2.1.1. Kamerlingh Onnes tarafından Süperiletkenliğin keşfi



Şekil 2.1.2. Bakır, kalay ve $YBa_2Cu_3O_7$ için düşük sıcaklıklardaki direnç grafikleri

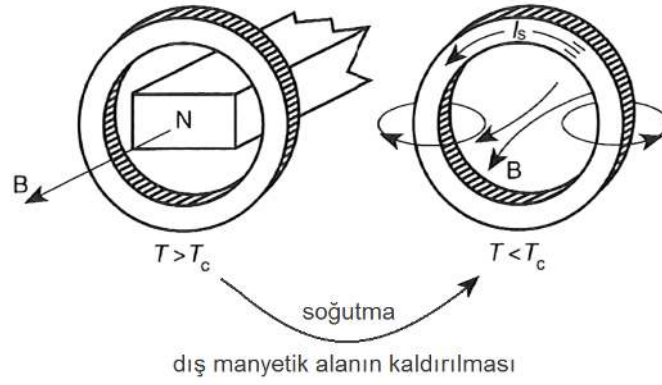
Tablo 2.1. Manyetik alanın olmadığı durumda bazı yaygın maddelerin kritik sıcaklığı.

Malzeme	Ti	Al	Hg	Sn	Pb	Nb	NbTi	Nb ₃ Sn
T_c (K)	0.4	1.14	4.15	3.72	7.9	9.2	9.2	18

Geleneksel direnç ölçümü, sonsuz iletkenliği tespit etmek için oldukça fazla duyarsızdır, çok daha iyi bir yöntem bir halkadaki akımı ve üretilen manyetik alandaki azalma oranını içerir. Şematik deney düzeneği, Şekil 2.1.3’de gösterilmiştir. Normal iletken halkaya çubuk bir mıknatıs yerleştirilir ve T_c altındaki soğutmadan sonra mıknatıs uzaklaştırılır. İndüklenen akım,

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1)$$

normal bir metal halka için 100 μs olan indüktans ve direncin oranı olan zaman sabiti, $\tau = L/R$, ile eksponansiyel olarak azalır. Fakat süperiletken halkalarda, bu zaman sabiti 105 yılın üzerinde gözlemlenmiştir [75], bu yüzden direnç bakırınkinden en az 15 kat daha az olmak zorundadır ve bu değer gerçekte sıfırdan ayırtedilemezdir. Tipik olarak saatte 3×10^{-9} gibi aşırı yavaş azalma gösteren kısa devre modda manyetik rezonans için yapılan süperiletken selonoid bobin uygulamasıdır [76].



Şekil 2.1.3. Süperiletken halkada sabit akımın uyarımı.

Manyetik alan ve süperiletkenlik arasında yakın bir ilişki vardır. W. Meissner ve R. Ochsenfeld 1933’de kurşun gibi bir süperiletkenin, T_c ’nin altında soğutulduğunda iç bölgelerindeki zayıf manyetik alanı tamamen dışarlarken güçlü manyetik alanlarda ise süperiletkenliğin bozularak malzemenin normal duruma geçtiğini keşfetmişlerdir [77]. Daha sonra bu etki Meissner olayı olarak adlandırılmıştır. Bu T_c ’nin altındaki manyetik alanın anlık dışarlanması Maxwell eşitlikleri ile açıklanamayabilir ve gerçekte bu olay klasik olmayan bir duruma dönüşmüştür. İki yıl sonra, H. and F. London Meissner olayına davranışsal bir açıklama sunan bir denklem önermişlerdir fakat London eşitliğinin doğrulanması 1957’deki Bardeen, Cooper ve Schrieffer (BCS) teorisinin [78] ortaya çıkışına kadar belirsizliğini sürdürmüştür. BSC teorisi bu büyüleyici olayı anlayışımızda devrim yaratmıştır. Bu teori süperakımın tek bir elektron tarafından taşınamayacağı bunun yerine Cooper çifti olarak adlandırılan zıt moment ve spine sahip bir elektron çifti ile taşınabileceği varsayımına dayanmaktadır. Bütün çiftler BCS taban durumu olarak bilinen tek bir kuantum durumunu işgal eder ki bu enerji seviyesi kritik sıcaklıkla ilişkili olabilecek tek elektron durumundan bir enerji aralığı ile ayrılan bir enerji seviyesidir. BCS teorisi ve onun tahminlerinin ve belirtilerinin çoğu enerji aralığının sıcaklık bağıllığı ile bu enerji aralığının kritik sıcaklık ile ilişkisi, manyetik akının kuantumluluğu ve kuantum girişim fenomeninin varlığının ortaya konması ve bunların hepsinin deneysel olarak doğrulanması ve hatta çoğu durumların pratik uygulama bulması gibi devasa tahmin edici bir güçle ortaya çıkmıştır.

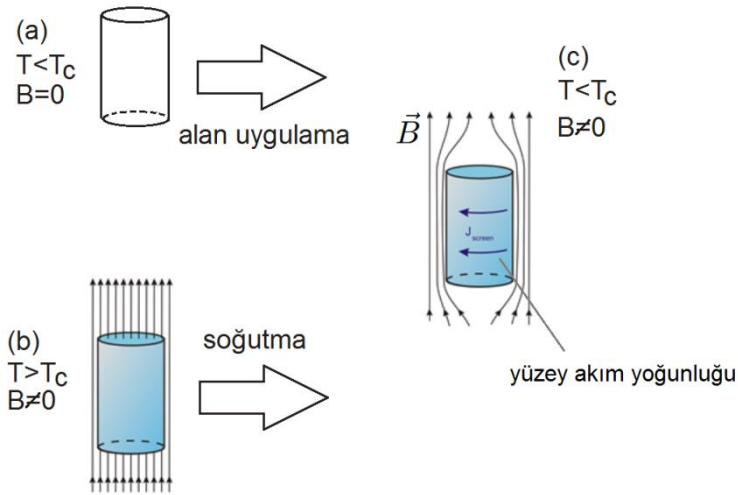
Devasa uygulamalı sonuçları bulunan bir keşifte, manyetik alanlara göre oldukça farklı tepkilere sahip iki tür süperiletkenin bulunuşudur. Kurşun, civa, kalay, alimünyum ve diğerleri “tip I” olarak isimlendirilen süperileticilerdir. Onlar hacimsel malzemede uygulanan alanın sıcaklığın bir fonksiyonu olan kritik bir alanın (H_c) altında olması koşuluyla süperiletken durumdadırlar bu durumda manyetik alanı tamamen dışarlarlar. Kurşun-indiyum,

niobyum-titanyum, niobyum-kalay gibi tüm süperiletken alaşımlar ve niobyum elementi büyük süperiletken “tip II” sınıfına aittir. H_{c1} ve H_{c2} olmak üzere iki kritik alan ile karakterize edilirler. H_{c1} 'in altında bu maddelerin tam olarak dışarılandığı Meissner fazında bulunurken, $H_{c1} < H < H_{c2}$ aralığındaki bir tip II süperiletken manyetik alanın hacimsel numuneye manyetik tüpler şeklinde nüfuz ettiği karışık duruma girer. Ginzburg-Landau teorisi [79] iki tip arasındaki ayrım için teorik bir temel sağlamıştır. 1960’larda Gorkov [80] fenomenolojik Ginzburg-Landau teorisinin BCS teorisinin sınırlı bir örneği olduğunu göstermiştir. Abrikosov, Essmann ve Trauble tarafından güzel bir deneyle de ortaya konduğu gibi bir tip II süperiletkenlerdeki akıların kendi etraflarında üçgensel bir desende dizildiklerini tahmin etmiştir [81-82]. 1962 yılında Josephson ince yalıtkan bir tabaka ile ayrılan iki süperiletken sisteminde teorik olarak kuantum tünel etkisini çalışmış ve böyle bir Josephson eklemesinin sıradışı ve büyüleyici özelliklerini tahmin etmiştir ki bu teori deneysel olarak doğrulanmış ve çok küçük manyetik alanlara bile aşırı duyarlı olan süperiletken kuantum girişim cihazının (SQUID’s) yolunu açmıştır [83].

2.2. Meissner-Ochsenfeld Etkisi ve London Denklemi

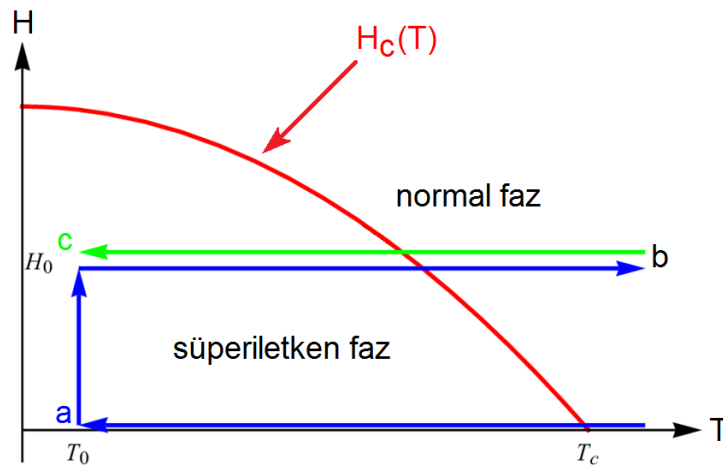
Mükemmel iletkenliğe sahip bir silindir dikkate alıp dış manyetik alanı sıfırdan sonlu bir H değerine artırdığımızı düşünelim. Lenz kuralına göre, yüzey akımı uygulanan alana zıt yönde bir manyetik alan indükler ve içerisindeki dış manyetik alanı engelleyerek dışarılanmasına neden olur. Direnç sıfır olduğundan, dış alan sabit tutulduğu sürece akım sabit bir değerde akmaya devam eder ve sonuç olarak silindirin hacmi alansız kalır. Bu, süperiletken durumda olan ($T < T_c$) bir kurşun silindiri Şekil 2.2.1’deki (a) $\rightarrow$ (c) yolundaki gibi bir artan alana maruz bıraktığımızda tam olarak ne olduğu ile ilişkilidir. Bu yüzden T_c altındaki kurşun mükemmel diyamanyetik malzeme olarak davranır. Fakat (c) noktasına giden başka bir yol vardır. Normal durumda olan ($T > T_c$) kurşun silindirle başlayalım ve onu sıfırdan H ’ya artan bir alana maruz bırakalım. Bu durumda da Eddy akımları indüklenir ancak hızlı bir şekilde azalarak ve birkaç yüz mikro saniyede alan çizgileri malzemeye tam olarak nüfuz eder (Şekil 2.2.1 (b) durumu). Şimdi silindir soğutulur. Sıcaklık T_c ’nin altına düştüğünde eş zamanlı olarak bir yüzey akımı oluşur ve manyetik alan silindirin içinden dışarılanır.

Bu şaşırtıcı gözlem kâşiflerinden dolayı Meissner-Ochsenfeld olayı olarak adlandırıldı ve bu durum manyetik alan sabit tutulduğu için indüksiyon yasası ile açıklanamaz.



Şekil 2.2.1. Manyetik alan içerisindeki kurşun silindir. $H > 0$ için süperiletkenlik durumuna ulaşmanın iki olası yolu çizilmektedir. İdeal olarak, silindirin uzunluğu, demanyetizasyon faktörünü ihmal etmek için çapından çok çok büyük olmalıdır.

Bir (T, H) düzleminde süperiletken faz, Şekil 2.2.2'de çizildiği gibi normal fazdan $H_c(T)$ eğrisi ile ayrılır. Aynı zamanda, (c) noktasına ulaşabilmenin iki farklı yolu gösterilmiştir. Bu, normal metalin mükemmel iletkenlikle sonuçlanması ile karşılaştırıldığı için öğreticidir. Alanın (a) $\rightarrow$ (c) yolu boyunca artması ile elde edilen süperiletken ile sıcaklığın (b) $\rightarrow$ (c) yolu ile düşürüldüğünde elde edilen süperiletken hiçte aynı değildir. Bu yüzden süperiletkenlik sadece dirençsizlik demekten kesinlikle daha fazla anlam içerir.



Şekil 2.2.2. Bir (T, H) düzleminde faz diyagramı.

Kurşunun iki durumunuda belirtmek için süperiletkenlik durumu ve normal durum terimlerini hali hazırda kullanılmıştır. Bunlar tıpkı suyun farklı basınç ve sıcaklık parametrelerindeki

katı, sıvı ve gaz fazlarının karşılaştırıldığı termodinamik anlamda gerçek birer fazdır. Burada ilgili parametreler sıcaklık ve manyetik alandır. Eğer (T, H) grafiğinde nokta $H_c(T)$ eğrisinin altına düşerse, noktaya hangi yoldan ulaşılmışına bakılmaksızın malzeme süperiletken olur ve manyetik alanı dışarı atılır. (T, H) grafiğinde nokta eğrinin üstünde ise malzeme normal durumdadır.

Meissner-Ochsenfeld olayının ilk başarılı açıklaması 1935'te Heinz ve Fritz London tarafından yapılmıştır. London kardeşler süperakımların metaldeki iletkenlik elektronlarının sürüklenmesi ile taşındığını iddia ettiler.

“Süperelektronlar” sürtünme yaşamazlar ve bu yüzden elektrik alandaki hareket denklemini aşağıdaki gibidir.

$$m_e \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -e \vec{E} \quad (2)$$

Bu ivmelendirilmiş harekete neden olur. Süperakım yoğunluğu şu şekildedir;

$$\vec{J}_s = -en_s \vec{v} \quad (3)$$

Burada n_s süperelektron yoğunluğudur. Bu, şu denklemi verir;

$$\frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E} \quad (4)$$

Şimdi Maxwell denklemleri kullanılabilir;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5)$$

ve (1)'in rotasyoneli alınırsa şu ifade elde edilir;

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{m_e}{n_s e^2} \vec{\nabla} \times \vec{J}_s + \vec{B} \right) = 0 \quad (6)$$

Zaman türevi ortadan kalktığından, parantezler içindeki değer sabit olmalıdır. Buraya kadar türev tam olarak klasik elektromanyetizmle uyumludur ve elektronların sürtünmesiz hareketi için uygulanmaktadır. Televizyon tüpünün veya dairesel bir hızlandırıcının vakumundaki elektronların hareketi buna bir örnek olabilir. H. ve F. London'un yaptığı yeni temel varsayım, köşeli parantesin keyfi bir sabit olmadığı, ancak sıfır ile özdeş olduğu şeklindedir. Son olarak önemli London eşitliği elde edilir:

$$\vec{\nabla} \times \vec{J}_s = -\frac{n_s e^2}{m_e} \vec{B} \quad (7)$$

Şu belirtilmelidir ki; bu varsayım klasik fizikle elde edilemez, hatta dahada kötüleştirir, genel olarak da sonuç yanlıştır. Örneğin normal metaldeki mevcut akım elektrik alanda olmadığına yok olacak ve sabit bir manyetik alanın metale nüfuz edip etmediği de önemli olmayacaktır. Öte yandan, bir tip I süperiletkende böyle bir durum için Denklem (7) uygulanır.

Dördüncü Maxwell denklemi ile birleştirildiğinde (zamandan bağımsız alanlar için);

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_s \quad (8)$$

ve London denklemi ve bu bağıntının kullanılması ile,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\nabla^2 \vec{B} \quad (9)$$

(Bu $B=0$ iken geçerlidir) Bir süperiletkendeki manyetik alan için aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{\mu_0 n_s e^2}{m_e} \vec{B} = 0 \quad (10)$$

Bu eşitliğin normal iletkeninde geçerli olmadığını not etmek önemlidir. Eşitlik 10'ın önemini anlamak için boşluk ve bir süperiletkenin yarısı arasındaki sınırı içeren bir geometri dikkate alınır, bkz Şekil 6a.

Manyetik alanın yüzeye paralel olduğu durum için, Denklem (10),

$$\frac{d^2 B_y}{dx^2} - \frac{1}{\lambda_L^2} B_y = 0 \quad (11)$$

çözümü ile,

$$B_y(x) = B_0 \exp(-x/\lambda_L) \quad (12)$$

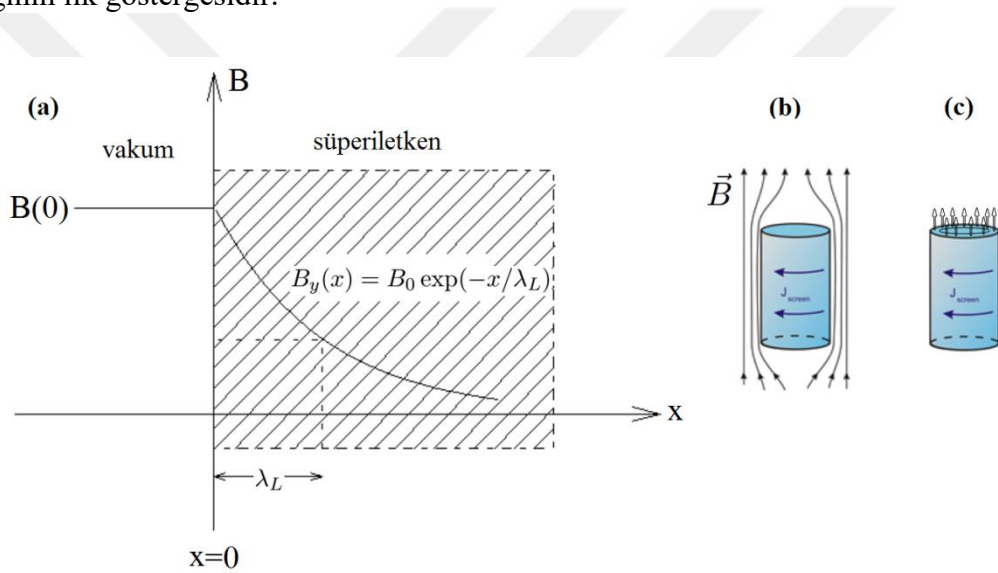
Burada, çok önemli bir süperiletkencilik parametresi olan London nüfuz derinliği sunulmuştur;

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (13)$$

Bu denklemden anlaşıldığı gibi, manyetik alan süperiletken yüzeyinde aniden durduramaz fakat aşamalı olarak azalmayla birlikte malzeme içine nüfuz eder. Tipik bir malzeme için nüfuz derinliği parametresi oldukça küçüktür, 20-50 nm. Kalın bir süperiletken hacminde manyetik alan olmayabilir ki bu sadece Meissner-Ochsenfeld etkisidir. Burası şu açıklamayı yapmanın tam yeridir ki; BCS teorisinde sadece elektron çiftleri değil aynı zamanda tek elektronlarda süperakım taşıyıcılarıdır. Kütleleri $m_c=2m_e$, yükleri $-2e$, yoğunluklukları

$n_c = n_s/2$ 'dir. Açık bir şekilde, nüfuz derinliği tek elektronlardan cooper çiftlerine dönüştüğünde değişmeden kalır.

Şimdilik süperiletkenin sadece küçük bir yüzey tabakasında manyetik alanı tolare edilebileceğini söyleyebiliriz (bu durum tip I süperiletkenleri için de geçerlidir). Ani bir şekilde akımda bu sınırlı ince tabakada akar. Daha iç bölgedeki akımlar, manyetik alan üreteceklerinden dolayı yasaklıdır. Şekil 2.2.3'de kurşun bir silindirin eksenine paralel dış bir manyetik alan tarafından üretilen manyetik alan ve akım gösterilmektedir. Diğer ilginç bir durum kurşun bir tel üzerinden akım geçtiğinde meydana gelir (Şekil 2.2.3 (c)). Akım sadece yaklaşık 20 nm kalınlığındaki çok ince bir yüzey tabakasında akar ve bu yüzden teldeki tüm akım küçüktür. Bu, tip I süperiletkenlerin süperiletken mıknatıs bobinlerini sarmak için uygun olmadığının ilk göstergesidir.

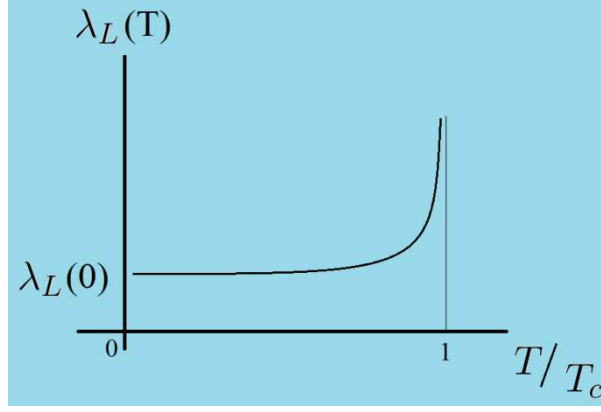


Şekil 2.2.3 Süperiletken yarım düzlemindeki manyetik alanda üstel azalma, (b) Eksene paralel bir alan tarafından indüklenen bir süperiletken silindirde dışarlama akımı, (c) Tip I süperiletkendeki yapılmış akım taşıyan tel

Nüfuz derinliği BCS teorisi ile hesaplanabilen sıcaklık bağılılığına sahiptir. Kritik sıcaklığa yaklaşıldığında, süperakım taşıyıcılarının yoğunluğu 0'a gider, bu yüzden L sonsuz olmalıdır;

$$T \rightarrow T_c \text{ için } \lambda_L \rightarrow \infty.$$

Bu Şekil 2.2.4'te gösterilmektedir. Sonsuz nüfuz derinliği sadece normal iletkenlerde gözlemlenen manyetik alan azalması anlamına gelmez.



Şekil 2.2.4 London nüfuz derinliğinin sıcaklık bağılılığı

2.3. Süperiletkenlerin Termodinamik Özellikleri

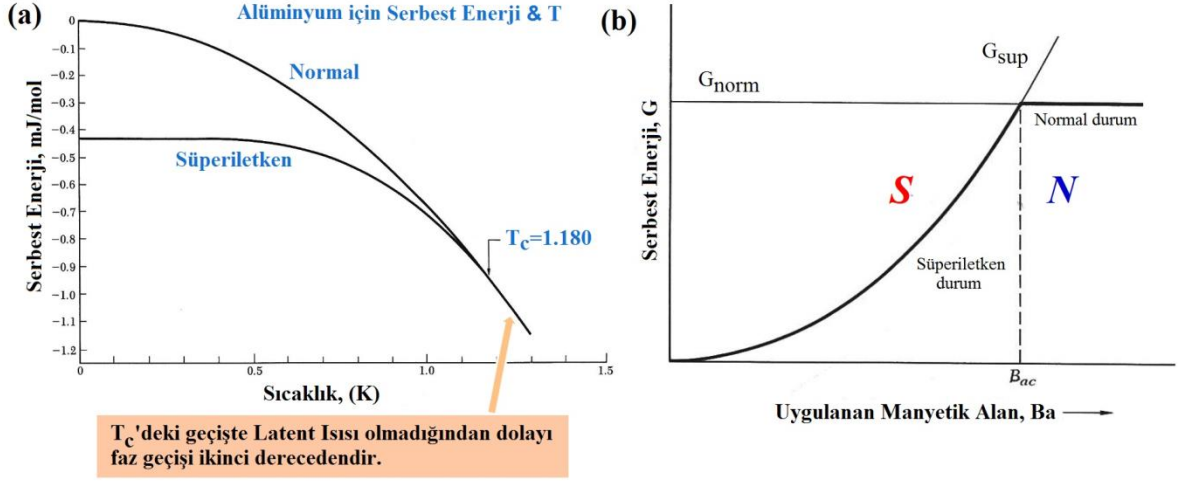
2.3.1. Süperiletkenlik fazı

Kurşun gibi bir malzeme normal durumdan süperiletkenliğe, T_c 'nin altına soğutulduğunda ve manyetik alan $H_c(T)$ 'den düşük olduğunda geçer. Bu, 0 °C'de ve normal basınçta sudan buza faz geçişine benzer bir faz geçişi olduğu zaten belirtilmiştir. Faz geçişleri, yeni durum enerji bakımından tercih edilir olduğunda gerçekleşir. Burada amaca uygun enerji Gibbs enerjisidir.

$$G = U - TS - \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H} \quad (14)$$

burada U iç enerji, S entropi ve M süperiletkenin mıknatıslanmasıdır (birim hacim başına manyetik moment). Alimünyum serbest enerjisinin bir ölçümü Şekil 2.3.1 (a)'da gösterilmiştir. T_c 'nin altında, süperiletkenlik durumunun enerjisi normal durumunkinden çok daha düşüktür ve bu yüzden normal $\rightarrow$ süperiletken geçişi enerjide kazanımla ilişkilidir. Süperiletkenlik seviyesinin entropisi çok daha düşüktür, çünkü bu durumda daha yüksek dereceden bir düzen vardır. BCS teorisinin bakış açısından bu oldukça anlaşılabilir çünkü iletim elektronları çiftlenir ve kendilerini tek bir kuantum durumunda toplarlar. Fakat sayısal olarak entropi farkı küçüktür ve yaklaşık 1 mJ/mol.K'dir ki buradan alüminyum değerlik elektronlarının sadece küçük bir kısmının Cooper çiftlerine yoğunlaştığı sonucu çıkarabilir.

Ayrıca normal iletimin, değerlik elektronların sadece küçük kısmı ile sağlandığını söylemekte fayda vardır.



Şekil 2.3.1 Normal ve süperiletkenlik durumundaki Alüminyum için T 'nin bir fonksiyonu olarak serbest enerjileri. Süperiletkenlik durumu $H=0$ 'da ölçülürken, normal durum numune H_c 'den çok daha büyük alana maruz bırakılarak başarılmıştır. (b) Uygulanan alanın ($B = \mu_0 H$) bir fonksiyonu olarak serbest enerjiler G_{norm} ve G_{sup} 'un şematik gösterimi.

2.3.2. Manyetik alanda enerji dengesi

Serbest enerjinin aşağıdaki gibi azalmasından dolayı, bir kurşun silindirin $T < T_c$ için süperiletken olduğunu iddia ederiz;

$$G_{sup} < G_{norm} \text{ için } T < T_c \text{ olur.}$$

Bir dış manyetik alan uygularsak ne olur? Normal bir iletken metal silindire alan nüfuz eder, ancak serbest enerjisi değişmez: $G_{norm}(H) = G_{norm}(0)$. Bunun aksine, süperiletken silindir alandan çok güçlü şekilde etkilenir. Süperiletken uygulanan alana zıt yönde bir manyetik moment oluşturacak perdelene akımları oluşturur. Manyetik moment, manyetik alanda pozitif bir potansiyel enerjisine sahiptir.

$$E_{pot} = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H} = +\mu_0 |\vec{m}| |\vec{H}| \quad (15)$$

Aşağıda, M mıknatıslanmasının birim hacim başına manyetik moment olarak tanıtılması kullanışlıdır. Akım taşıyan bir bobin içindeki süperiletkenin manyetizasyonu, bir demir özülle benzerlik gösterir. Mıknatıslama alanı H sadece bobin akımı tarafından oluşturulur ve manyetik akı yoğunluğu, B , H ve süperiletkenin manyetizasyonunun bir süper pozisyonu verildiği durumlarda manyetik malzemenin varlığından etkilenmez.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (16)$$

Aşağıda hem H hem de B manyetik alanlar olarak adlandırılacaktır. Tip I süperiletkenliği için $H < H_c$ olduğu sürece sahip olduğumuz varsayılmıştır.

$$\vec{M}(\vec{H}) = -\vec{H} \text{ and } \vec{B} = 0 \quad (17)$$

Birim hacim başına potansiyel enerji integral alınarak elde edilir.

$$E_{pot} = -\mu_0 \int_0^H \vec{M}(\vec{H}') \cdot d\vec{H}' = \mu_0 \int_0^H H'^2 dH' = \frac{\mu_0}{2} H^2 \quad (18)$$

Bu, manyetik alanın neden olduğu Gibbs serbest enerjisindeki artışa karşılık gelir, (Şekil 8b).

$$G_{sup}(H) = G_{sup}(0) + \frac{\mu_0}{2} H^2 \quad (19)$$

burada G, birim hacim başına Gibbs serbest enerjisini göstermektedir. Kritik alan, süperiletken durumdaki serbest enerji ile normal durumdaki serbest enerji birbirine eşit olduğu anda gerçekleşir.

$$\frac{\mu_0}{2} H_c^2 = G_{norm} - G_{sup}(0) \quad (20)$$

Manyetik alanlarda depo edilen enerji yoğunluğu $(\mu_0/2)H^2$ olduğundan dolayı Denklem (20)'nin alternatif bir izahı şu şekilde yapılır: normal durumdan süperiletkenlik durumuna geçmek için, malzeme manyetik enerjiyi dışarlamak zorundadır ve en yüksek dışarlama değeri, manyetik alanın olmadığı durumda iki serbest enerji arasındaki fark ile oluşur. $H > H_c$ için normal faz daha düşük enerjiye sahiptir, bu sebepten normal durum daha tercih edilir olup süperiletkenlik bozulur.

Not: H veya B alanının kullanılıp kullanılmadığı sıklıkla kafa karışıklığı meydana getirmektedir. Maalesef, süperiletkenlik literatürünün çoğunda modası geçmiş CGS birim sistemini kullanır ki burada B ve H arasında ayrım net değildir ve her ne kadar birimleri farklı adlandırılrsa da (Gauss ve Orsted) iki alan aynı boyuta sahiptir.

2.3.3. Tip II süperiletkenler

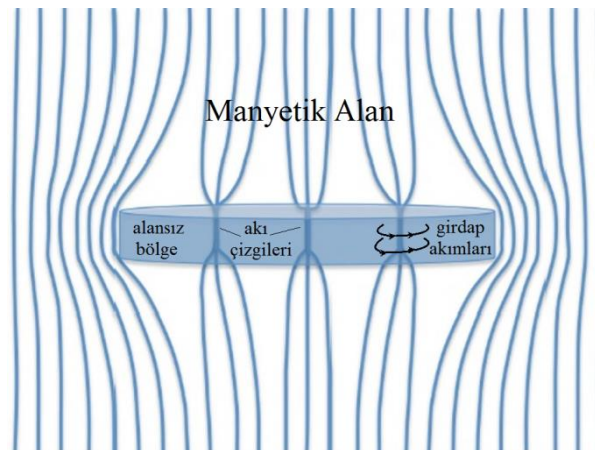
Pratik uygulama için bir mıknatıs olarak, hacimsel malzemede manyetik alana ve akıma izin vermeyen sadece tip I süperiletkenlerin olması bir şanssızlık olurdu. Niyobyum elementi ve alaşımları çoğunlukla tip II süperiletkenler olarak adlandırılırlar. Bu süperiletkenlerin mıknatıslanma eğrileri manyetik alana daha karmaşık bir bağımlılık sergilerler (Şekil 2.3.3.1). Tip II iletkenleri, H_{c1} ve H_{c2} , şeklinde gösterilen ve her ikisinde sıcaklığa bağlı olan iki kritik

The figure consists of two side-by-side graphs. Both graphs have 'Negatif Manyetizasyon, -M' on the vertical axis and 'Dış Manyetik Alan, B' on the horizontal axis.

Tip I: The graph shows a solid blue line starting from the origin and increasing linearly until it reaches a point at magnetic field B_c . At this point, the magnetization drops sharply to zero, indicated by a vertical dashed line.

Tip II: The graph shows a solid blue line starting from the origin and increasing linearly until it reaches a point at magnetic field B_{c1} . At B_{c1} , the magnetization reaches a peak. From this peak, the magnetization decreases gradually, following a curve that approaches zero at a higher magnetic field B_{c2} . A vertical dashed line is drawn at B_c , which is the point where the magnetization would have continued its linear increase if not for the transition. The region between B_{c1} and B_c is shaded with a dotted blue line, representing the coexistence region.

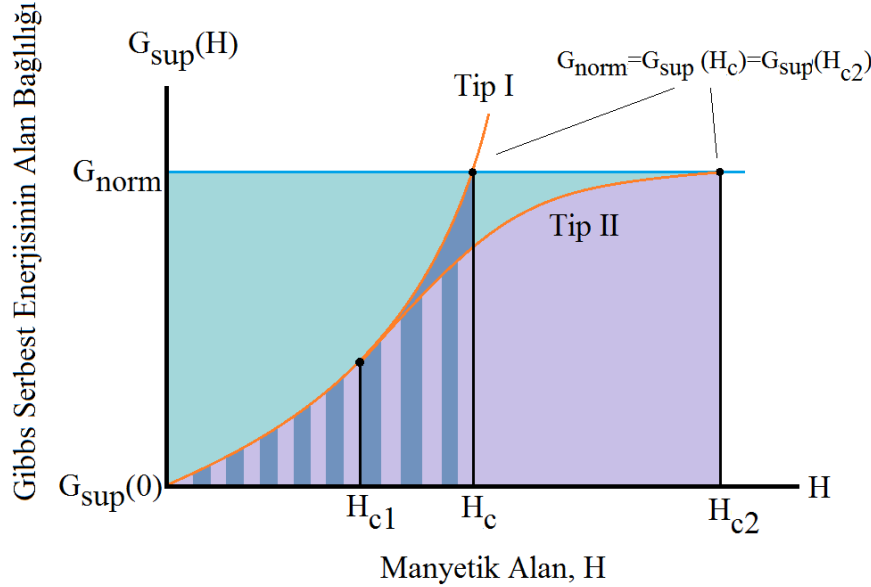
Olağanüstü bir özellik olarak manyetik akının Tip II süperiletkenlere tekdüze bir dağılımla nüfuz etmediği gözlenmiştir. Daha ziyade Şekil 2.3.3.2 de gösterilen akı tüpleri şeklindedir. Her tüp süper bir girdap akımıyla çevrilidir. Tüpler arasındaki malzeme, alan ve akım içermez.



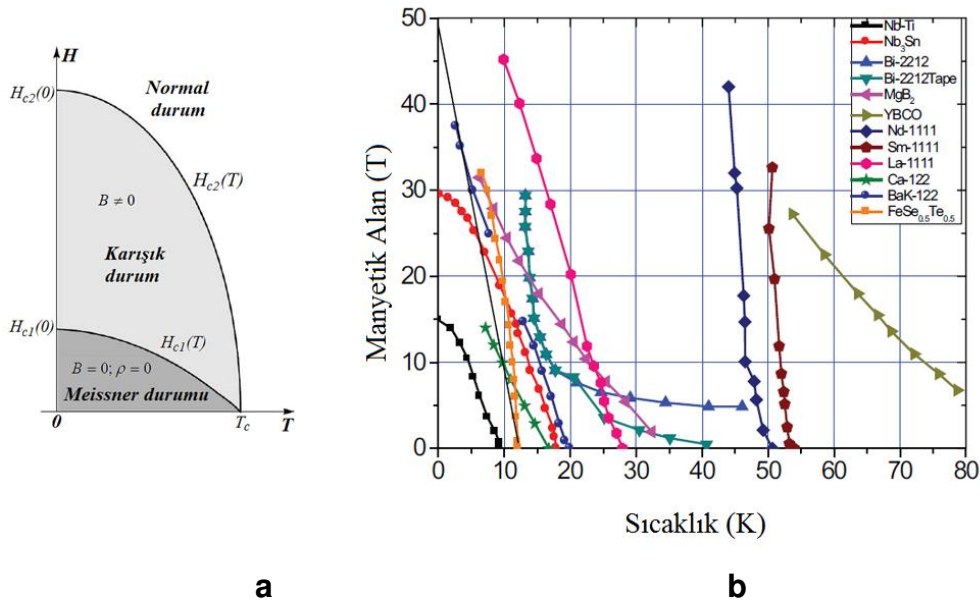
Alaşımların çok daha yüksek alanlara kadar süperiletken olarak kalması durumu anlaşılması kolay bir durumdur: manyetik akının numuneye nüfuz etmesine izin verilir ve bu yüzden daha az manyetik alan enerjisi dışa atılmak zorundadır. Şekil 2.3.3.3, karışık fazda bulunan bir Tip II süperiletken silindirin Tip I süperiletken silindirden daha küçük manyetik momente sahip

olduğunu göstermektedir. Bu, $G_{\text{sup}}(H)$ eğrisinin $H_{c2} > H_c$ alanında $G_{\text{sup}}(H) = G_{\text{norm}}$ seviyesine ulaştığını vurgulamaktadır.

Bir (T, H) grafiğinde, II. Tip süperiletkenin üç fazı, $T = T_c$ 'de birleşen $H_{c1}(T)$ ve $H_{c2}(T)$ eğrileri ile birbirinden ayrılır (Şekil 2.3.3.4 (a)). Üst kritik alan, bu maddeleri mıknatıs bobinleri için son derece ilginç yapan çok büyük değerler alabilir (Şekil 2.3.3.4 (b)).



Şekil 2.3.3.3. Üst: $H_{c1} < H < H_{c2}$ alanındaki Tip I ve Tip II süperiletken silindirlerin manyetik momentleri. Alt: Her iki silindirin alanın bir fonksiyonu olarak Gibbs serbest enerjileri.

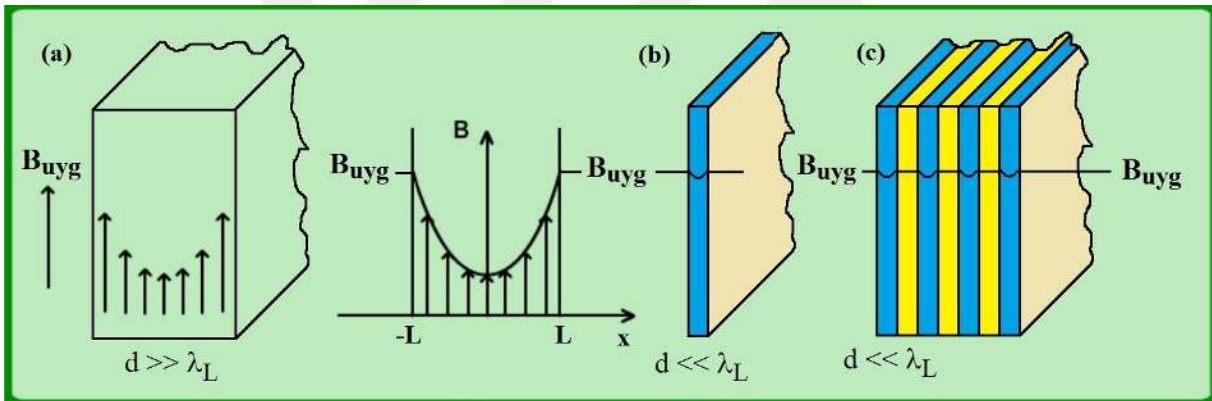


Şekil 2.3.3.4. Tip II süperiletkenin faz diyagramı. (b) Bir kaç yüksek alan alaşımı için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak üst kritik alan, $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ eğrileri.

2.3.4. Ne zaman bir süperiletken Tip I veya Tip II'dir?

2.3.4.1. İnce Tip I süperiletken levhalar

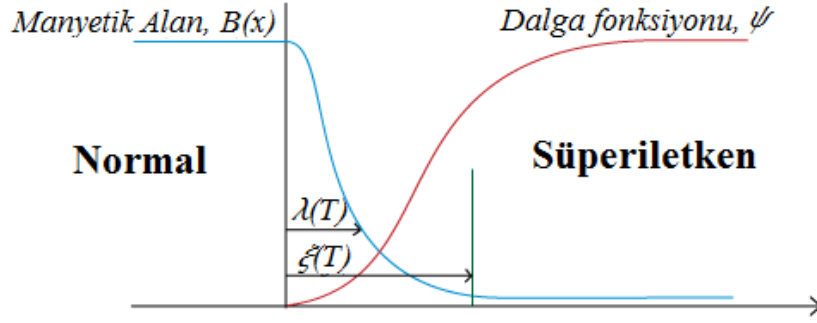
İlk önce Tip I süperiletkenlere bağlı kalalım ve çok ince bir levhanın ($d < \lambda_L$ kalınlığındaki) manyetik özelliklerini kalın bir plakadakilerle karşılaştıralım. Kalın plaka, hacminde ortadan kaybolan bir B alanına sahipken (Şekil 2.3.4.1 (a)), ince levhada B alanı merkezde sıfıra düşmemektedir (Şekil 2.3.4.1 (b)). Sonuç olarak, ince lavhanın kritik alanının kalın bir plakanın B_c 'sinden çok daha büyük olduğunu vurgulayan daha az enerjinin dışarlanmasına ihtiyaç duyar. Bu açıdan bakıldığında, Şekil 2.3.4.1 (c)'de gösterildiği gibi kalın bir plaka için kendisini ince normal ve süperiletken dilimler dizisine bölmesi enerji bakımından daha tercih edilebilir bir durumdur. Manyetik enerji gerçektende bu şekilde düşürülür, ancak bu durumda dikkate alınması gereken normal-süperiletken arayüzeyler oluşturmak için gerekli olan başka bir enerji vardır. Parçalara ayırmak sadece yüzey enerjisi manyetik enerjiden daha azsa mantıklıdır.



Şekil 2.3.4.1. Alanın kalın bir plakada (a) ve ince bir levhada azalması (b). Kalın bir plakanın normal ve süperiletken dilimlerden oluşan alternatif tabakalara bölünmesi (c) .

2.3.4.2. Eşyuyum uzunluğu

Bir normal-süperiletken sınırında, süper akım taşıyıcılarının yoğunluğu (Cooper çiftleri), sıfırdan hacimdeki değerine aniden sıçramaz fakat sonlu bir uzunluk ξ (eşyuyum uzunluğu) boyunca düzgün bir şekilde artar (Şekil 2.3.4.2).



Şekil 2.3.4.2. Normal ve süperiletken arasındaki bir sınırdaki Cooper çiftlerinin yoğunluğunun artışı ve manyetik alanın eksponansiyel düşüşü.

London nüfuz derinliği ve eşyuum uzunluğunun göreceli büyüklüğü, bir malzemenin Tip I mi yoksa Tip II süperiletken mi olduğuna karar vermemizi sağlar. Bunu yarı nicel bir şekilde incelemek için önce termodinamik kritik alanı enerji bağıntısı ile tanımlamamız gereklidir.

$$\frac{\mu_0}{2} H_c^2 = G_{norm} - G_{sup}(0) \quad (20)$$

Tip II iletkenler için H_c , H_{c1} ve H_{c2} arasında değişirken, Tip I için bu ifade bilinen H_c ile örtüşür, Denklem (19). Bu iki serbest enerji arasındaki fark $G_{norm} - G_{sup}(0)$, Cooper çifti yoğunlaşma enerjisi olarak tabir edilebilir.

Yüzeye paralel $H = H_c$ alanına maruz kalan birim alandaki bir iletken için, enerji dengesi aşağıdaki gibidir;

(a) Manyetik alan numunenin λ_L derinliğine, manyetik enerjinin bu tabakanın dışına atılmaması gerektiğinden dolayı bir enerji kazancına karşılık gelen kısmına nüfuz eder.

$$\Delta E_{magn} = \frac{\mu_0}{2} H_c^2 \lambda_L \quad (21)$$

(b) Öte yandan, Cooper çifti yoğunluğunun yüzeydeki tam değerini tam olarak vermez fakat yoğunlaşma enerjisinde bir kaybı vurgulayan ξ uzunluğu boyunca düzgün bir şekilde artar.

$$\Delta E_{cond} = -\frac{\mu_0}{2} H_c^2 \xi \quad (22)$$

Açık bir şekilde $\lambda_L > \xi$ ise net bir kazanç vardır. Bu yüzden, eğer London nüfuz derinliği eşyuum uzunluğunu aşarsa, süperiletkenin alternatif bir ince normal ve süperiletken dilimlere dizisine bölünmesi enerji bakımından daha tercih edilebilir.

Daha düzeltilmiş bir işlem Ginzburg-Landau teorisi tarafından sağlanmaktadır [9]. Burada Ginzburg-Landau parametresi şu şekilde tanımlanır;

$$\kappa = \lambda_L / \xi \quad (23)$$

Tip I veya Tip II süperiletkenlik için kriterler şu şekilde bulunur;

$$\text{Tip I : } \kappa < 1/\sqrt{2}$$

$$\text{Tip II : } \kappa > 1/\sqrt{2}$$

Gerçekte bir Tip II süperiletken ince dilimlere bölünmez, fakat alan kendisini üçgen bir düzende tutan akı tüpleri şeklinde numuneye nüfuz eder. Akı tüpünün özü normal durumdur. Aşağıdaki tabloda(Tablo 2.3.4.2) bazı önemli süperiletken elementler için nüfuz derinlikleri ve eşyuum uzunlukları listelenmiştir.

Tablo 2.3.4.2. Bazı süperiletken elementler için nüfuz derinlikleri ve eşyuum uzunlukları.

Malzeme	In	Pb	Sn	Nb
λ_L (nm)	24	32	~30	32
ξ (nm)	360	510	~180	39

Eşyuum uzunluğu ξ , metaldeki iletkenlik elektronların ortalama serbest yolu ℓ ile orantılıdır. Bu nicelik çok saf bir kristal için büyük olabilir, ancak bu değer örgü kusurları ve safsızlık atomlarından dolayı kuvvetli bir şekilde düşer. Alaşımlardaki ortalama serbest yol genellikle saf metallerden çok daha kısadır, bu yüzden alaşımlar her zaman Tip II iletkenleridir.

Ginzburg-Landau teorisinde en üst kritik alan akı kuantumu, Φ_0 ile verilir.

$$B_{c2} = \sqrt{2}\kappa B_c = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (24)$$

Üst kritik alanı 4.2 K'de $B_{c2}=10$ T olan niyobyum-titanyum için bu formül kullanıldığında $\xi=6$ nm elde edilir. Eşyuum uzunluğu NbTi'deki tane sınırının tipik genişliğinden çok daha büyüktür ki bu süperakımın tanecikten taneciğe serbest şekilde hareket edebileceği anlamına gelir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde eşyuum uzunluğu, genellikle tane sınırı genişliğinden daha küçüktür ve bir tanecikten diğerine akım akışı fazlasıyla engellenir. Burada alt kritik alan için basit bir açıklama yoktur. $\kappa \gg 1$ limitinde şu ifade elde edilir;

$$B_{c1} = \frac{1}{2\kappa} (\ln \kappa + 0.08) B_c \quad (25)$$

2.3.5. Isı kapasitesi ve ısı iletkenliği

Düşük sıcaklıklarda birim hacim başına özel ısı kapasitesi şu ifade ile verilir;

$$C_V(T) = \gamma T + AT^3 \quad (26)$$

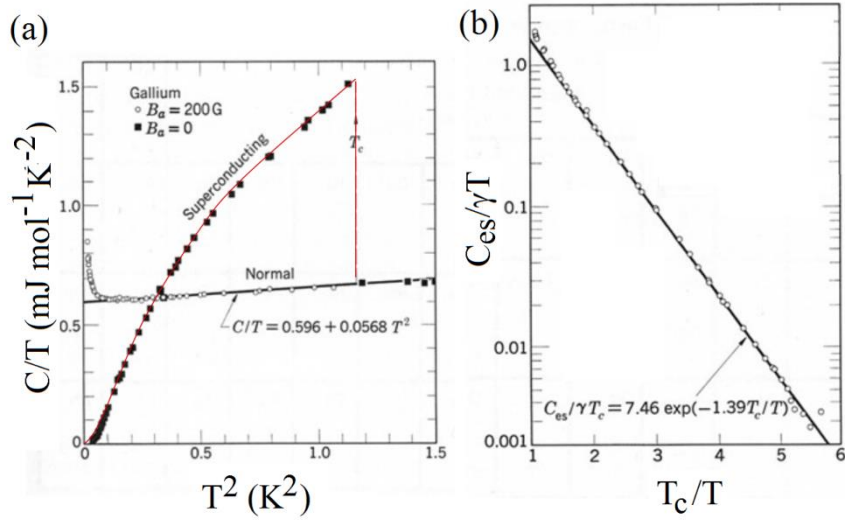
T'deki doğrusal terim iletken elektronlardan gelir, kübik terim ise örgü titreşimlerinden gelir. Katsayılar, örgü özgül ısısının Debye teorisi ve serbest elektron gaz modeli ile hesaplanabilir. (detaylar için herhangi bir katıhal fiziği kitabına bakılabilir)

$$\gamma = \frac{\pi^2 n k_B^2}{2E_F}, A = \frac{12\pi^4 N k_B}{5\theta_D^3} \quad (27)$$

Burada, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J / K Boltzmann sabiti, E_F Fermi enerjisi, n serbest elektronların yoğunluğu, N örgü atomlarının yoğunluğu ve θ_D malzemenin debye sıcaklığıdır. Eğer normal iletken galyum için T^2 'nin bir fonksiyonu olarak $C(T) / T$ oranı çizilmek istenirse, Şekil 16a'da görülebileceği gibi düz bir çizgi elde edilir [15]. Süperiletken durumunda elektronik özgül ısısı farklıdır, çünkü elektronlar Cooper çiftleri şeklinde bağlandığı için artık enerji taşınmasına katkıda bulunmazlar. BCS teorisinde, elektronik ısı kapasitesinin üstel (eksponansiyel) olarak artması beklenmektedir.

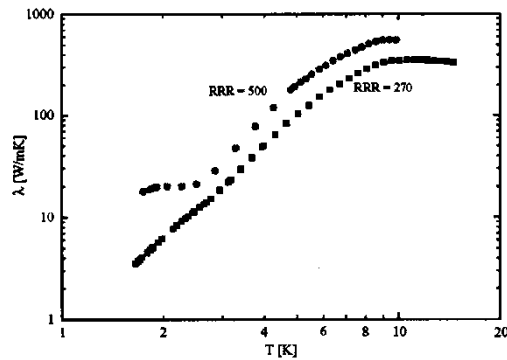
$$C_{e,s}(T) = 8.5\gamma T_c \exp\left(-1.44 \frac{T_c}{T}\right) \quad (28)$$

DeneySEL veriler (Şekil 2.3.5.1 (a) , (b)) bu tahmin ile uyumludur. Öz yarı iletkenlerdeki elektriksel iletkenliğinin üstel sıcaklık bağımlılığı ile süperiletkenlerdeki bağıllık arasında benzerlik vardır ve bu veriler süperiletkenlerde enerji band aralığı varlığının göstergesi olarak alınabilirler.



Şekil 2.3.5.1. T^2 'nin bir fonksiyonu olarak normal ve süperiletken durumdaki galyumun ısı kapasitesi $C(T)/T$ [15]. (b) Denklem 28'in deneysel doğrulanması.

Niyobyumun ısı iletkenliği, süperiletken radyo frekans kaviteleri için özel ilgi alanıdır. Buradaki teorik tahminler kesin değildir ve ölçümler zorunludur. Düşük sıcaklık değerleri, normal iletken niyobyumun *artık direnç oranına* $RRR = R(300 \text{ K})/R(10 \text{ K})$ oldukça kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Şekil 2.3.5.2 deneysel veriyi gösteriyor [16].



Şekil 2.3.5.2. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak $RRR = 270$ ve $RRR = 500$ olan niyobyum örneklerinde ölçülen ısı iletkenliği.

2.4. Manyetik Akı Kuantumu

Bazı önemli süperiletken özellikleri, özellikle de manyetik akı kuantumu, yalnızca manyetik vektör potansiyeli ve bunun yük taşıyıcılarının "kanonik momentumu" olarak adlandırılan

momentumu üzerine etkilerini inceleyerek açıklanabilir. Bu bilindik bir kavram olmayabilir, çünkü kuantum girişim fenomeninin güzel örnekleri olan ve deneylerle desteklenen temel fikirleri tartışmak için biraz zaman harcanması gerekmektedir.

2.4.1. Elektrodinamikte vektör potansiyeli

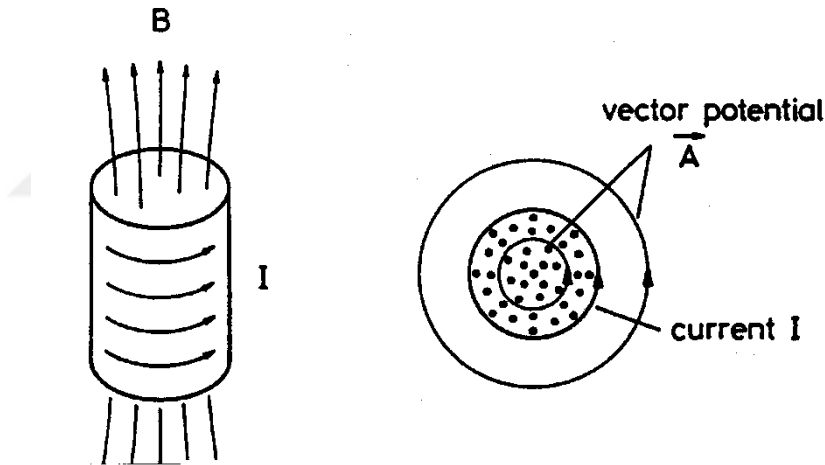
Klasik elektrodinamikte, manyetik alanı, bir vektör potansiyelinin rotasyoneli ile ifade etmek genellikle kolaylık sağlar.

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (29)$$

Bir F alanının içinden geçen manyetik akı, Stokes teoremi kullanılarak, F düzlemi boyunca A 'nın çizgi integralinden hesaplanabilir:

$$\Phi_{mag} = \int \vec{B} \cdot d\vec{F} = \oint \vec{A} \cdot d\vec{s} \quad (30)$$

Bunu, Şekil 2.4.1 de çizilen selonoid bobin için uygularsak,



Şekil 2.4.1. Selonoidin manyetik alanı ve vektör potansiyeli.

Manyetik alan solenoidin içinde sabit bir $B = B_0$ değerine sahiptir ve eğer bobinin uzunluğu yarıçapı R 'den çok daha büyükse dışarıda sıfırdır. Vektör potansiyelinin sadece bir yatay bileşeni vardır ve Denklem 33 kullanılarak hesaplanabilir,

$$A_{\theta}(r) = \begin{cases} \frac{1}{2} B_0 r & \text{için } r < R \\ \frac{1}{2} B_0 \frac{R^2}{r} & \text{için } r > R \end{cases}$$

Silindirik koordinatlarda $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ alındığında beklenen sonucu verir.

$$B_z(r) = \begin{cases} B_0 & \text{için } r < R \\ 0 & \text{için } r > R \end{cases}$$

Bu örnekten şu çıkarımlar yapılabilir;

(a) Vektör potansiyeli akıma paralel, manyetik alana diktir.

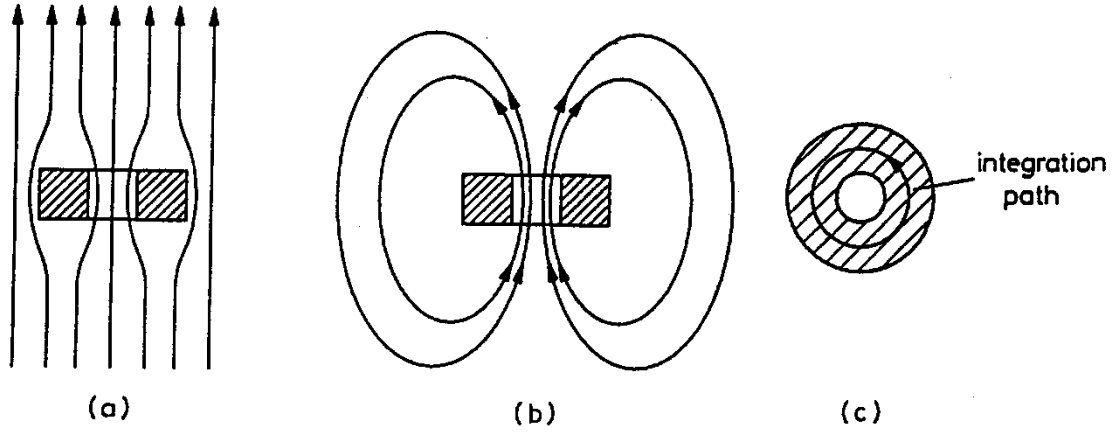
(b) Uzayda manyetik alan sıfır olurken vektör potansiyelinin sıfır olmadığı bölgeler vardır. Bu örnek için burası $r > R$ dir. $r > R$ yarıçapının dairesel bir çizgisi, tüm $r > R$ için $B_0 \pi R^2$ olan manyetik akı içerir, bu nedenle $B = 0$ olurken A sıfır olmamalıdır.

Vektör potansiyeli tek bir yolla tanımlanamaz. Rasgele bir skaler işleve $\chi(x, y, z)$ sahip olan yeni bir potansiyel $\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \chi$ manyetik alanı değişmez kılar, çünkü gradyentin rotasyoneli sıfırdır. Bu yüzden vektör potansiyelinin, fiziksel önemi olmadan, sadece faydalı bir matematiksel nicelik olduğu söylenir. Kuantum teorisinde bu bakış açısı tamamıyla yanlıştır, vektör potansiyeli, manyetik alandan çok daha derin fiziksel geçerliliğe sahiptir.

2.4.2. Akı Kuantumu

Meissner-Ochsenfeld olayı, manyetik alanın Tip I süperiletkenlerin hacminden dışarı atılmasıdır. Eğer bir süperiletken halka manyetik alana maruz kalırsa, ilginç bir durum gerçekleşir. Şekil 2.4.2 'de görüldüğü gibi, süperiletken halkanın içerisinden manyetik alan geçerken tuzaklanmış bir akı elde edilebilir. Hem London hem de BCS teorisi şaşırtıcı bir tahminde bulunuyor ki halka deliği boyunca akı rasgele değerler alamaz, yani temel çoklu tamsayısı kuantumu şeklinde kuantumlanır.

$$\Phi_{mag} = n\Phi_0, \quad n=0,1,2,\dots \quad (31)$$



Şekil 2.4.2. Bir halkadaki manyetik akının tuzaklanması. İlk önce normal iletken halka ($T > T_c$) manyetik alana yerleştirilir, daha sonra soğutulur (a) ve son olarak alan kaldırılır (b). İntegral yolu (c) bölümünde gösterilmektedir.

Akı kuantumu, süper akım taşıyıcıların yüküyle bölünen Planck sabitidir. BCS akı kuantumu böylece London akı kuantumundan iki kat büyüktür, çünkü London teorisindeki yük taşıyıcıları tek elektronlardır.

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \quad (32)$$

2.4.2.1. Akı miktarının türetilmesi

Halkadaki Cooper-çifti dalga fonksiyonu şu şekilde yazılabilir.

$$\Psi = \sqrt{n_c} \exp(i\phi) \quad (33)$$

Cooper çiftlerinin yoğunluğu n_c olarak belirtilir. Faz, $\phi = \phi(s)$ (50) halka etrafından ilk kez geçerken Ψ tek değerli bir dalga fonksiyonu olduğundan dolayı $n \cdot 2\pi$ ile değişmelidir. Biz halkanın kütlesi içinde dairesel bir yol seçeriz. Böylece şu ifade elde edilir,

$$\oint \frac{d\phi}{ds} ds = n \cdot 2\pi \quad (34)$$

Diğer bir deyişle: dairenin çevresi dalga boyunun tam katı olmalıdır. Burdaki hacim içerisinde akan bir akım yoktur, bu nedenle Cooper çifti hızının sıfır olması gerekir, $v = 0$. Bu yüzden integral şu şekle dönüşür:

$$\frac{d\varphi}{ds} ds = \frac{q}{h} \vec{A} \cdot \vec{ds} \quad (35)$$

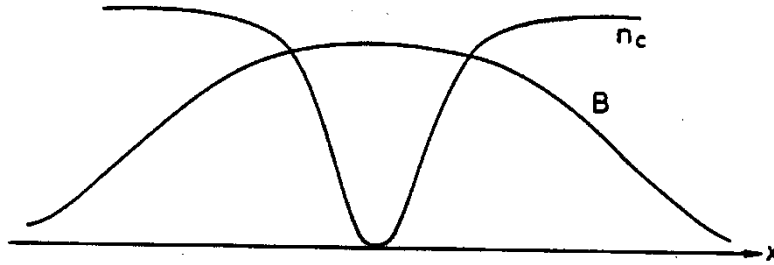
Denklem (33) kullanılarak dairesel bir yolla çevrelenen manyetik akıyı elde ederiz,

$$\Phi_{mag} = \oint \vec{A} \cdot \vec{ds} = \frac{h}{q} \cdot n \cdot 2\pi = n \cdot \Phi_0 \Rightarrow \Phi_0 = \frac{2\pi h}{q} \quad (36)$$

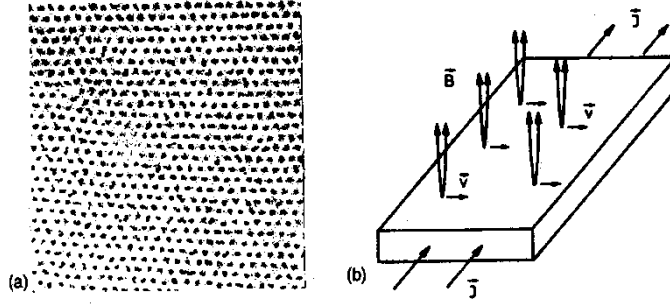
BCS teorisinde $q=-2e$ ifadesine sahip olduğumuz için sonuç olarak $\Phi_0=h/(2e)$ elde edilir.

2.4.3. Tip II süperiletkenlerde Akı Deseni

Abrikosov, manyetik alanın bir tip II süperiletkenine her biri tek bir Φ_0 , kuantum durumunu içeren, birbirlerini karşılıklı iterek ve potansiyel enerjiyi minimize etmek için üçgensel bir desende düzenleyen akı veya akı tüpleri şeklinde nüfuz ettiğini iddia etmiştir. Bir akının şematik enine kesiti, Şekil 2.4.3.1 'de sunulmaktadır. Manyetik alan çizgileri, bir süper akım girdabı ile çevrilidir. Cooper çifti yoğunluğu girdabın merkezinde sıfıra düşer, bu yüzden akı tüpünün çekirdeği normal iletkendir.



Şekil 2.4.3.1. Bir akının şematik kesiti

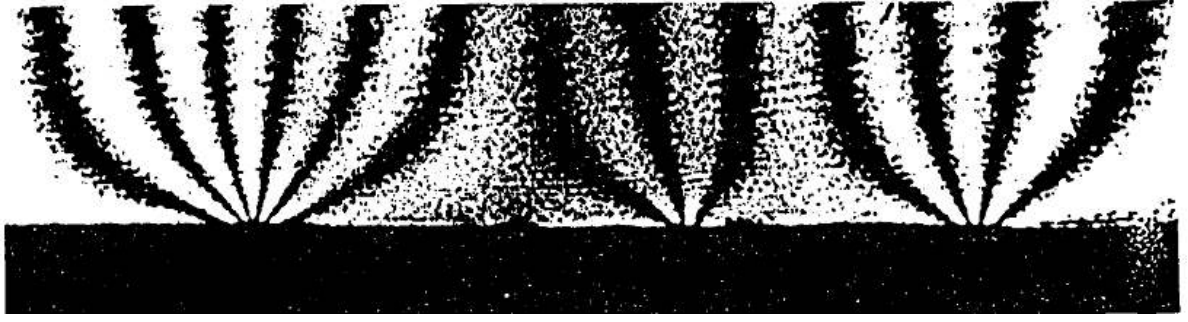


Şekil 2.4.3.2. (a) Niyobyumdaki akı deseni [82] . Bitişik akı tüpleri arasındaki mesafe $0,2 \mu\text{m}$ 'dir. (b) Akım taşıyan bir tip II süperiletkende akı hareketi.

Bir akı tarafından işgal edilen bölge, yaklaşık $\pi\xi^2$ ile verilir ki burada ξ , eşuyum uzunluğudur. Üst kritik alanın tahmini, akı çizgilerinin birbirlerine temas etmeye başlaması koşulundan elde edilir;

$$B_{c2} \approx \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (37)$$

Önemli bir deneysel adım, akı çizgileri deseninin doğrudan gözlemlenmesiydi. U. Essman ve Trauble bu amaç için bir “dekarasyon” tekniği geliştirdiler [12]. Helyumun yüzeyine tutturulmuş bir süperiletken numune sıvı helyum banyosu ile soğutulur. Demir, süperiletkenden belirli bir mesafede buharlaştırılır ve helyum gazı atmosferinde demir atomları, manyetik alan çizgileri tarafından tutulan ve akı çizgilerinin ortaya çıktığı numune yüzeyine yapışan küçük kristaller (yaklaşık 20 nm) halinde biriktirilir. Sıcaklık arttığında, demir kristallerinin bir elektron mikroskopunda görüntülenmek üzere yüzeyden çıkarılmasını sağlamak için yüzey üzerine ince bir film püskürtülmüştür. Şekil 2.4.3.2 (a) 'daki fotoğraf, aslında Abrikosov tarafından tahmin edilen mükemmel üçgen dizilimini göstermektedir. Son zamanlarda benzer resimler yüksek sıcaklık süperiletkenleri için de elde edilmiştir. Son kısımda bahsedilen elektron holografi düzeneği, manyetik akı çizgilerinin doğrudan görüntülenmesine izin vermiştir. Şekil 2.4.3.3, bu ileri yöntemin yapabildiklerinin etkileyici bir örneğidir.



Şekil 2.4.3.3. Manyetik akı çizgilerinin ince bir kurşun plaka boyunca holografik görüntüsü [22].

2.4.4. Sert Süperiletkenler

2.4.4.1. Akı akış direnci ve akı sabitlemesi

Hızlandırıcı mıknatısı uygulaması için bir süperiletken tel, 5 - 10 Tesla büyüklüğünde bir alan altında büyük bir akım taşıyabilmelidir. Tip I süperiletkenleri kritik alanlarının Tesla'nın onda birinden daha az olması ve akım taşıma kapasitesi akımın çok ince bir tabaka ile sınırlandırılmasından dolayı çok küçük olmasından dolayı kesinlikle gözardı edilirler. Tip II iletkenler daha büyük kritik alana sahip olmaları ve yüksek akımların malzemenin bütün hacminde akmasına izin vermelerinden dolayı ilk bakışta oldukça uygundurlar. Fakat, hala *akı akış direnci* olarak bilinen bir sorun vardır. Bir akım manyetik alana maruz kalan ideal bir Tip II süperiletkenden geçerse, bir ısı oluşumu gözlemlenir. Akım yoğunluğu J , akı çizgileri üzerine bir Lorentz kuvveti uygular. Birim hacim başına kuvvet şu şekildedir,

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (38)$$

Akı çizgileri, süperiletken boyunca akıma ve alana dik yönde hareket etmeye başlar Şekil 2.4.3.2 (b). Bu akışkansız yani viskozlu bir harekettir ($\vec{V} \propto \vec{F}$) ve ısı üretimine neden olur. Her ne kadar akımın kendisi bozulmadan aksada, süperiletken bir Ohmik direnci varmış gibi davranır. Bu ifade şekilsel olarak doğrudur. Hareketli akı çizgileri, hareketli bir manyetik alanı temsil eder. Özel göreliliğe göre bu bir elektrik alana eşdeğerdir.

$$\vec{E}_{equiv} = \frac{1}{c^2} \vec{B} \times \vec{v} \quad (39)$$

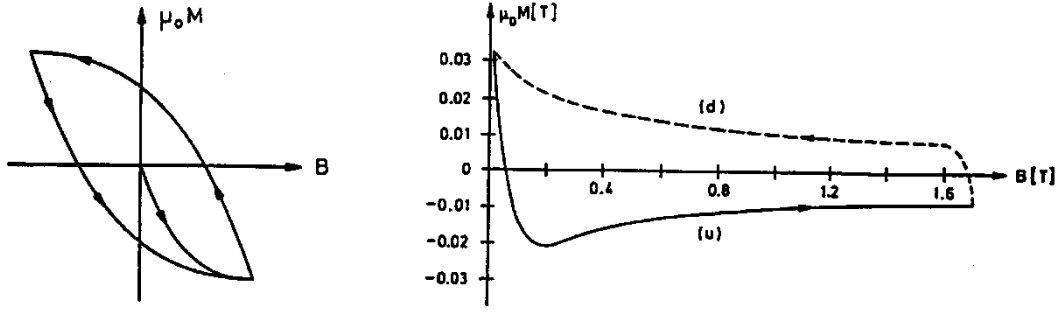
Normal bir dirençte olduğu gibi J ve E_{equiv} ifadelerinin aynı yöne işaret ettiğini görmek kolaydır. Akı akış direnci Kim ve dig. tarafından deneysel olarak çalışılmıştır [28].

Manyetik bobinler için kullanışlı kablolar elde etmek için bu akı hareketi engellenmelidir. Standart yöntem, çivilenme merkezleri ile akı çizgilerini tuzaklamaktır. Niyobyum-titanyumdaki en önemli çivilenme merkezi, 10 nm aralığında bir boyuta sahip normal iletken Ti çökeltileridir. Güçlü çivilenmeye sahip olan Tip II süperiletken sert süperiletken olarak adlandırılır. Sert süperiletkenler yüksek manyetik alan altında bozulmayan akım akışına izin verdikleri için yüksek alanlı mıknatıs uygulamaları için oldukça uygundur. Fakat bir sorun vardır; bu iletkenler, süperiletken hızlandırıcı mıknatıslarda kökeni oldukça rahatsız edici “kalıcı akım” olan güçlü bir manyetik histeresis sergilerler.

2.4.4.2. Sert Bir Süperiletkenin Mıknatıslanması

Bir Tip I süperiletken, değişken bir dış manyetik alana (H) tersinir bir tepki gösterir. Mıknatıslanma doğrusal bir ilişki ile verilir $M(H) = 0 < H < H_c$ ve sonra sıfıra düşer. (Şekil 2.4.4.2). Herhangi bir akı çivilenmesine sahip olmayan ideal bir Tip II iletkeninde de sürecin tersinir olması gerekir. Öte yandan sert bir süperiletken sadece Meissner fazında tersinirdir, çünkü kütleye herhangi bir manyetik alan girmez, bu yüzden akı çivilenmesi olmaz. Alan H_{c1} üzerine çıkarsa, manyetik akı numuneye girer ve çivilenme merkezlerinde yakalanır. Alan tekrar azaldığında, bu akış çizgileri tuzaklı olarak kalır ve dış manyetik alan kaldırılırsa bile numunede donmuş bir mıknatıslanma kalır. $M = 0$ elde etmek için alanın kutupları ters çevrilmelidir fakat buradaki durum için ($H = 0$ ve hacimsel malzemede tuzaklanmış akı yok) numunedeki süperiletkenliği yok etmek için sadece kritik sıcaklığın üzerine ısıtma yapılabilir böylece tüm çivilenmiş akı kuantumları serbest bırakılır ve süperiletkenlik için yeniden soğutma yapılır.

Tipik bir histerezis eğrisi, Şekil 2.4.4.2 (a)'da gösterilmiştir. İşaret dışında demirdeki histerezis ile yakından benzerlik vardır. Süperiletkendeki mıknatıslanma uygulanan dış manyetik alana zıttır, çünkü fiziksel sürecin temelinde yatan diamanyetizmadır. Bir hızlandırıcıda alan genellikle tersine çevrilemez ve histerezis Şekil 2.4.4.2 (b)'de çizilen şekle sahiptir.



Şekil 2.4.4.2. Sert bir süperiletkenin manyetik histerezisi. (b) Hızlandırıcı mıknatıslarının alan döngüsü için mıknatıslanma histerezisi.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Tezde aşağıda sunulan iki farklı yöntem kullanılmıştır.

3.1. A-V Formülasyonuna dayalı yöntem

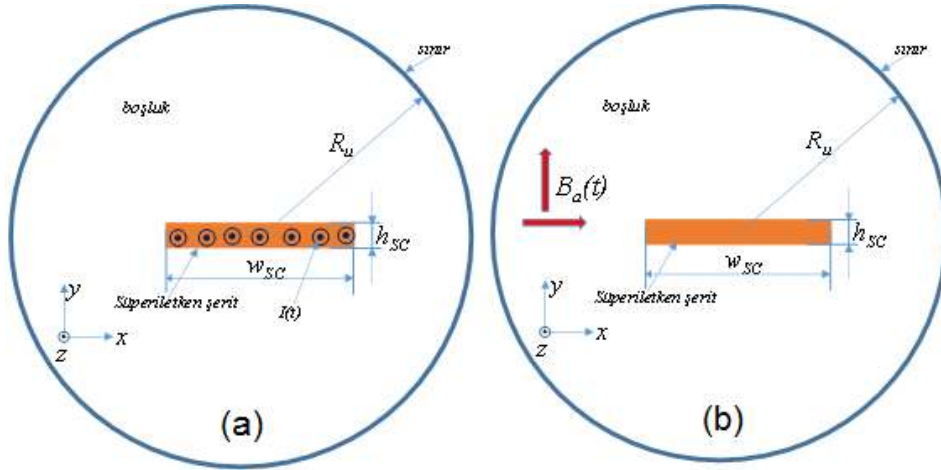
Bu çalışmada geliştirilen alternatif hesaplama yöntemi AC/DC modüllü Comsol Multiphysics yazılımında kullanılan **H**-formülasyonundaki iki boyutta Maxwell denklemlerinin çözümüne dayanır. **A-V** formülasyonuna dayalı yöntem diğer yöntemlere göre daha hızlı yakınsayabilir ve alanın veya akımın uygulanmasındaki sınır şartları çok kolay uygulanabilir.

Dış uzay iki alt bölgeye (subdomain) ayrılır: i) süperiletken şerit ve ii) boşluk (Şekil 3.1). Her alt bölgedeki iletkenlik σ , nispi manyetik geçirgenlik μ_r ve dielektrik sabiti ϵ_r gibi fiziksel nicelikler ayrı ayrı tanımlanmalıdır. Hem boşluk için hem de süperiletken bölge için $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$ bağıntısı uygulandı. **A-V** formülasyonunda çözülecek Maxwell denklemleri,

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} \right] + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (40)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (41)$$

eşitlikleri ile verilir. Burada $\mathbf{A}$, vektör potansiyeli; σ , iletkenlik; μ_0 , boşluğun manyetik geçirgenliği ve $\mathbf{B}$, manyetik indüksiyondur.



Şekil 3.1. (a) $I(t)$ Akım geçirilen (b) $B_a(t)$ manyetik alanına dik ya da paralel süperiletken şeridin kesit alanı. Akım z-yönünde uygulanmaktadır ve x,y-yönündeki manyetik alan ve akım dağılımları çıkartılmaktadır. Şeridin modellenmesin R_u yarıçaplı bir çember çizilmiştir.

Bu formülasyonda süperiletken kısmın **E-J** davranışı şu şartlar altında modellenmiştir:

i) Elektrik alan $\mathbf{E}$ daima akım yoğunluğu $\mathbf{J}$ 'ye paraleldir.

ii) $\mathbf{E}$ - $\mathbf{J}$ bağıntısı şu şekilde alınmalıdır:

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (42)$$

$\mathbf{E}$, elektrik alan; E_c , elektrik alan için eşik değeri 1×10^{-4} (V/m); $\mathbf{J}$, akım yoğunluğu; J_c , kritik akım yoğunluğu ve n ise bir sabittir.

Özel olarak bu formülasyonunda süperiletken kısımdaki iletkenlik Deklem 42 kullanılarak şu şekilde kullanılır:

$$\sigma = J_c \frac{(|E/E_c| + \Delta)^{1/n}}{(E + \Delta)} \quad (43)$$

Burada Δ sabiti kesrin tekillikten uzaklaşması için kullanılmalıdır ve değeri $10^{-6}E_c$ mertebesinde olmalıdır. Burada dikkat edilmesi gereken nokta süperiletken kısımda yalnızca iletkenlik için Denklem 43 ifadesi kullanılmalıdır. Bu ifadenin özdeşi $1/\rho$ ifadesi kısmi diferansiyel denklem yineleme (recursion) hatasına gireceği için kullanılamaz.

3.2. H - Formülasyonu

H-formülasyonu süperiletkenlerin modellenmesi için kullanılan en popüler yöntemlerden birisidir. Maxwell-Ampere kanunu çerçevesinde indüklenen akım ve manyetik alan dağılımlarını hesaplamaktadır. Kullanılan denklemler şu şekilde verilebilir:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (44)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (45)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad (46)$$

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{J} \quad (47)$$

Bütün bu denklem yerlerine konulduğu zaman, Comsol Multiphysics programı,

$$\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times (\rho \nabla \times \mathbf{H}) \quad (48)$$

denklemini çözer. Süperiletken kısmı betimleyen öz direnç Denklem 42 kullanılarak şu şekilde verilir:

$$\rho = \frac{E_c}{J_c} \left(\frac{J}{J_c} \right)^{n-1} \quad (49)$$

Burada n genellikle YBCO kaplı iletkenler için ~20-25 arasında MgB₂ için ~38 bir değer alınabilir. Tamamen Bean kritik hali için n>100 alınmalıdır.

3.3. Süperiletkenlerin Termal Analizi için Geliştirilen Yöntem

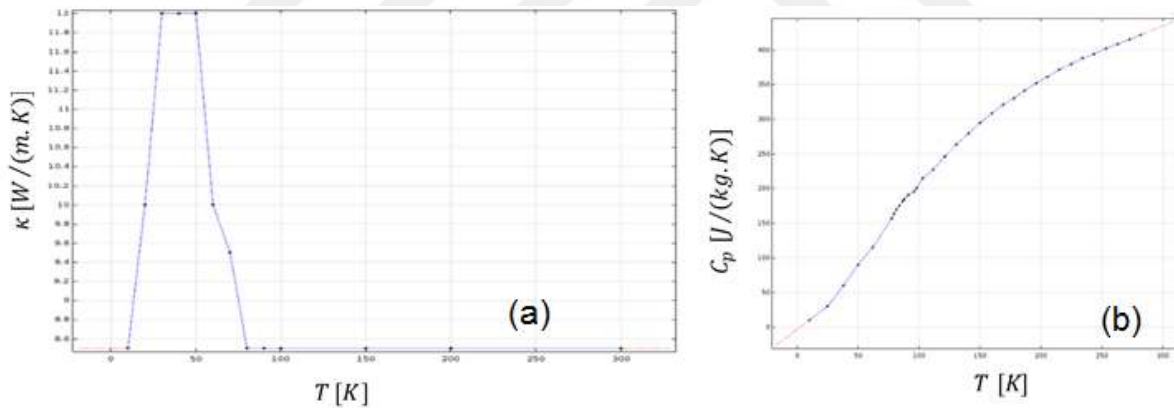
Süperiletkenlerin ısısal analizi için

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (-\kappa \nabla T) + Q \quad (50)$$

diferansiyel denklemi kullanıldı. Burada ρ , süperiletken tabakanın yoğunluğu; C_p sabit basınçtaki süperiletkenin özısıısı ve κ termal iletkenlik katsayısı; Q ise akım uygulandığında ısıya dönüşen enerjidir. Termal iletkenlik için sınır şartı,

$$\mathbf{n} \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \quad (51)$$

kullanıldı. Hesaplamalarda YBCO nun yoğunluğu $\rho = 6.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, olarak alındı κ ve C_p parametreleri için Lacroix ve Sirois (2014) tarafından verilen değerler kullanıldı [71]. Bu parametreler sıcaklığa bağlıdır ve sıcaklıkla değişim grafikleri Şekil 3.2 'de verilmektedir. Hesaplamalarda 40 ve 50 diferansiyel denklemleri verilen sınır şartları ve 43 denklemi ile verilen materyal parametresi için öz uyumlu olarak çözüldü.



Şekil 3.2 Hesaplamalarda kullanılan YBCO şerilerinin(a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi.

Sıvı azot için kullanılan termal parametreler Tablo 3.3'de verilmektedir.

Tablo 3.3. Sıvı azotun termal parametreleri

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
ρ (kg/m^3)	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
κ ($W/(m.K)$)	Sıvı azotun termal iletkenlik	0.02583
C_p	Sıvı azotun sabit basınçta özısı	1040

Bir diğer önemli nokta ise Denklem 50 ile verilen Q ısıısının hesaplanmasıdır. Bunun için Denklem 40'ın sonucunda elde edilen ısı ya da ısıya dönüşen enerji,

$$Q = \iint (2\pi r) J_\phi E_\phi dA \quad (52)$$

integrali ile hesaplanmıştır.

3.4. Süperiletkenlerin Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Analizi için Geliştirilen Yöntem

Süperiletken kısmın mekaniksel analizi için,

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \mathbf{f}_L = 0 \quad (53)$$

diferansiyel denklemi kullanılarak benzeşimler yapılmıştır. Burada ρ , süperiletkenin yoğunluğu; u yer değiştirme alanı (strain); σ , indüklenen stres ve $\mathbf{f}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$, Lorentz kuvveti. Mekaniksel kısmın analizi için sınır şartı olarak,

$$\begin{aligned} \sigma(\pm h_{SC}) &= 0 \\ \sigma(\pm w_{SC}) &= 0 \end{aligned} \quad (54)$$

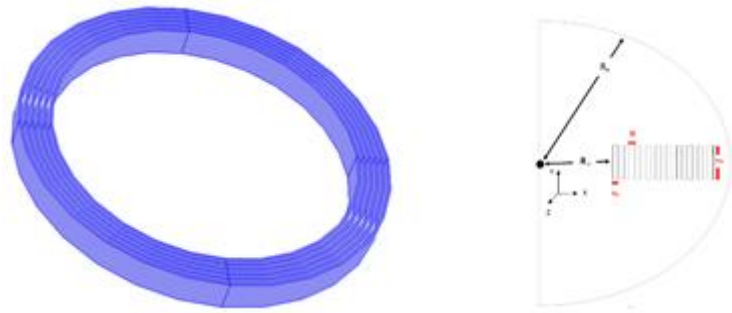
kullanılmıştır.

Hesaplamalarda Denklem 40 ve Denklem 53 verilen sınır şartları için öz uyumlu olarak sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak çözülmüştür.

4. BULGULAR

4.1. Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları

Tezin ikinci fazında süperiletken şeritlerin elektromanyetik tepkisinin benzeşimini yapabilecek bir yöntem geliştirmeye geçildi ve AA kayıplarını öngörebilecek yöntem geliştirme üzerine yoğunlaşıp AA kayıplarının frekans bağılılığı, altlık manyetizmasının etkisi gibi çeşitli fiziksel durumlar için hesaplamalar gerçekleştirildi. Bu amaçla Şekil 4.1.1(a)'daki gibi dairesel bobin göz önüne alındı. Denklem 40 ile verilen kısmi diferansiyel Ampere denklemi FEM dayalı olarak çözülebilecek yöntem geliştirildi. Bu bölümde geliştirilen yöntemin detayları sunulmaktadır. Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildiği için Şekil 4.1.1(b)'deki gibi bobinin yalnızca xy -düzlemindeki kesiti dikkate alındı. İki boyut için bobinin biçiminin dairesel ya da yarış pisti (racetrack) olmasının çok önemli olmadığına dikkat çekmek istiyoruz. Eksenel simetriden dolayı hesaplamalar koordinatları $\vec{r} = r \hat{r} + \varphi \hat{\varphi} + z \hat{z}$ biçiminde tanımlanabilen silindirik koordinat sisteminde gerçekleştirildi. Bu durumda bobin sargıları r, z eksenlerinde yatmakta akım ise φ eksenini boyunca akmaktadır. Kesit alanından da görüldüğü gibi bobinin kesit alanı tek tek şeritlerin yerleştirilmesinden oluşmuştur. Hesaplamalarda akı sürüklenmesi, akı akışı vb. akı dinamiği etkileri göz ardı edildi. Bu etkileri dikkate almak için yalnızca süperiletken kısmın iletkenlik ifadesini düzenlemek gerekmektedir. Geliştirilen yöntem çok farklı akı dinamiği durumları için benzeşim yapabilmektedir.



Şekil 4.1.1. (a) Hesaplamalarda kullanılan bobinlerin üç boyutlu gerçek görüntüsü (b) iki boyutlu kesit görüntüsü.

Süperiletken bobinlerin 12 mm eninde ve 1 μm kalınlığında kritik akım değeri 300 A olan Superpower SCS12050-AP REBCO süperiletken şeritlerden sarıldığı kabul edildi. Süperiletken bobinlerin geometrik ve fiziksel özellikleri Tablo 4.1’de verilmektedir. Burada en önemli dikkat çekici özellik transport akım kayıpları için R_u ile belirtilen hesaplama uzayının yarıçapı bobin yarıçapının yaklaşık 150 katı civarında olması gerektiği bulundu. Bunun nedeni manyetik ızalasyon sınır şartının geliştirilen model için bu civarda uygulanabilmesidir.

Tablo 4.1. İki boyutlu bobin hesabında kullanılan fiziksel parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	60
D (mm)	Sargılar arasındaki mesafe	0.4
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu	2.5×10^{10}
B_0	Kritik akım yoğunluğu	0.36
β	Kritik akım yoğunluğu	1.2
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 150 \times R_{cc} w_0$
N	Sarım sayısı	10
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	22

Bobin hesabında süperiletken bölgenin özellikleri doğrusal olmayan E-J bağıntısına göre tanınır. Doğrusal olmayan E-J ifadesi Denklem 55 ile verilmektedir. Bu denklem kullanılarak süperiletken bölgenin iletkenliği tanımlanır. Süperiletken bölge için iletkenlik ifadesi:

$$\sigma = J_c \frac{(|E/E_c| + \Delta)^{1/n}}{(E + \Delta)} \quad (55)$$

ile verilir. Bu ifade de Denklem (4) ile verilen ifadeden farklı olarak süperiletken bobini oluşturan her bir sarım için $\Delta \approx 10^{-5}$ civarında bir değer alınabilir. Çok küçük Δ değerleri için sayısal hesap oldukça yavaş yakınsamaktadır. Burada elektrik alan ifadesi,

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \nabla V \quad (56)$$

ile verilir. Burada $\mathbf{A}$ vektör potansiyeli V ise skaler potansiyeldir. Vektör potansiyeli akım yoğunluğu $\mathbf{J}$ ve elektrik alan $\mathbf{E}$ ile aynı yönde yani ϕ yönündedir. Bu durumda $\mathbf{A} = A_\phi \hat{\phi}$ şeklinde tanımlanır. Bobinin hesabında en önemli kısıtlama her sargıdan eşit miktarda akım geçtiğidir. Bu kısıtlama Comsol Multiphysics programında “Global ODEs and DAEs” modülü kullanılarak başarılabilir. Bu modül yardımıyla her bir süperiletken tabakadaki akım,

$$\iint J_\phi dA - I_a = 0 \quad (57)$$

işlemine gerçekleştirerek başarılabilir. Bu işlem vasıtasıyla Denklem 56 ile verilen potansiyel değişim hızı akıma eşit olacak şekilde ayarlanır ve buna karşılık gelen potansiyel değeri, tek dönüşlü bobin (Single-turn coil) alt bölge ayarları vasıtasıyla programın ara yüzünde tanımlanır. Burada vurgulanması gereken bir nokta: Süperiletken bobin hesabında sargı sayısı ne olursa olsun bobine uygulanacak akım veya potansiyel için tek dönüşlü bobin opsiyonu seçilir. Sonlu elemanlar yazılımı olan Comsol Multiphysics programında bobin hesabı için iki farklı seçenek sunulmaktadır: Tek dönüşlü bobin ve çok dönüşlü bobin (Multi-turn coil). Çok dönüşlü bobin seçildiğinde hem elektrik alan hem de akım yoğunluğu söz konusu bölge içerisinde sabit tutulmaktadır. Tek dönüşlü bobin ayarlarında ise her ikisi de bölge içerisinde değişmektedir. Bu süperiletkenliği yansıtan bir özelliktir. Bir diğer önemli husus ise üç boyutlu modellemede elektrik potansiyeli tek değerlikli hesaplanamadığı için tek dönüşlü bobin ayarı yapılamamaktadır. Bu yüzden bu geliştirilen yöntem süperiletken bobinlerin üç boyutlu analizine uygulanamamaktadır. Şunu vurgulamak gerekir ki süperiletkenlere DA uygulanma durumu veya konvansiyonel malzemelerden yapılan sargılar için akım veya voltajla uyarılma durumları için çok dönüşlü bobin alt bölge ayarları ile girilebilir. Bu işlem yapıldığında bobin çıkış (coil excitation) voltajı seçilir ve yukarıda tanımlanan voltaj değeri girilebilir.

Süperiletken bobinlerin sınır şartı için birkaç farklı yöntem denenmiştir. İlk olarak sınır şartı olarak manyetik dipol tarafından üretilen manyetik alan ifadesi çıkartılmış. Ancak, bu sınır şartı iki boyutta tutarlı sonuçlar vermediği için kullanılmamıştır. Hesaplama uzayının dış zarfı için sınır şartı olarak manyetik izolasyon sınır şartı benimsenmiştir. Bu sınır şartı:

$$\hat{n} \times \vec{A} = 0 \quad (58)$$

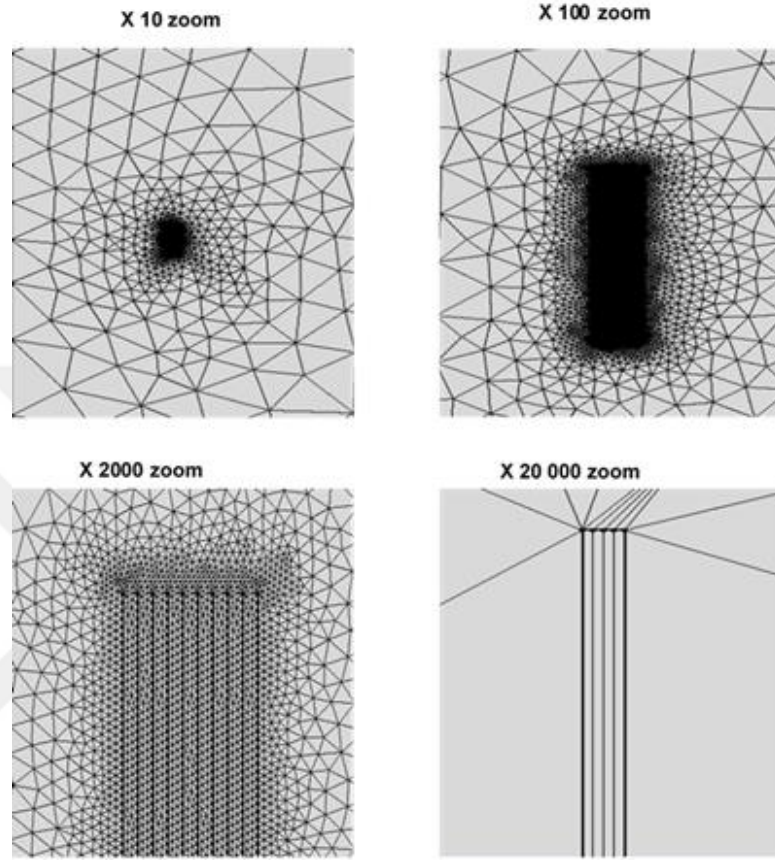
ile tanımlanabilir. Bu sınır şartlarını uygulayabilmek için bütün fiziğin simetrik olduğu kabul edildi ve kısıtlama metodu basit (elemental) olarak seçildi. Geliştirilen yöntemde bu sınır şartını uygulayabilmek için yukarıda da bahsedildiği gibi hesaplama uzayının yarıçapı bobin

yarıçapından çok çok büyük seçilmelidir. Her bir hesaplama yapılırken bu sınır şartını uygulamak için hesaplama uzayının yarıçapı belirlemek gerekmektedir. Eksenel kısımdaki zarf için sınır şartı olarak eksenel simetri program tarafından otomatik olarak atanmaktadır.

Hesaplamalardaki bir diğer önemli nokta örgülemedir. Örgüleme yapmak için çok farklı seçenek mevcuttur. Örgüleme konusu bir önceki bölümde detaylı bir biçimde açıklandığı için burada çok fazla yer verilmeyecektir. Bobinlerde birden fazla iletken kullanılacağı ve ayrıca kısmi diferansiyel denklemin çözümünde birçok kısıtlama yapılacağı için örgülemedeki eleman sayısının çok düşük tutulması gerekir. Örgülemede süperiletken bölgeler için bir tek iletken olduğu gibi haritalanmış örgü tekniği kullanıldı ve süperiletkenin eni 4 parçadan boyu ise 100 parçadan oluşan dörtgensel örgüler oluşturuldu (Şekil 4.1.2). Bu değerler bu tür kaplı iletkenler için pek çok denemeden sonra en optimum değerler olarak tespit edilmiştir. Bobin hesabında süperiletken kısmın dışında kalan hesaplama bölgesi, serbest üçgensel örgü tekniği kullanılarak örgülendi. Bu bölge çok büyük olduğu için hesaplama hızını artırmak açısından seyrek olarak örgülendi. Hesaplamanın güvenilirliği için yoğun, normal ve seyrek durum için denemeler yapıldı ve sonuçta seyrek örgülemenin hesabı çok çok az etkilediği belirlendi. Örgüleme istatistiği şu şekildedir: kenar eleman sayısı: 40, sınır elemanı sayısı:2100, eleman sayısı: 4040, minimum eleman kalitesi: 0.0042, toplam örgü sayısı 24420. Eleman sayısı çok düşük olmasına rağmen oldukça iyi sonuçlar elde edilebilmektedir.

Geliştirilen modelin çok sarımlı süperiletken bobinlere uygulanabilmesi için en can alıcı husus çözümleyici (solver) ayarlarının yapılmasıdır. Doğru çözümleyiciler hem problemin hızlı yakınsamasını hem de doğru sonuç türetmesine olanak sağlamaktadır. Süperiletken bobinlerin sargılarında tekrarlı (iteratif) çözümleyicilerden kaçınılması gerektiği vurgulamak gerekir. Tekrarlı çözümleyiciler hızlı yakınsamasına rağmen yanlış sonuçlar vermektedir. Bobin hesabında “Multifrontal Massively Parallel sparse direct Solvers (MUMPS) direct” çözümleyici kullanıldı. Bu çözümleyici için “iterative tolerance”: 10^{-12} ve “absolute tolerance”: 10^{-14} olarak ayarlanmalıdır. Bu değerler minimum değerlerdir. Daha iyi sonuçlar alabilmek için bundan daha düşük değerler de alınabilir ancak hesaplama süresini önemli ölçüde uzatacağını vurgulamak gerekir. Bunun yanında küresel metod (Global method) ve hem vektör potansiyeli A hem de ODE için değişken metodu (variables method), ölçeklendirilmemiş (unscaled) seçilmelidir. Çözümleyicide ODE için tolerans değeri minimum olarak 10^{-7} girilmelidir. Bir diğer önemli nokta ise çözümleyici ayarlarında zamana

bağlı diferansiyel denklemi global ODE ve DAE ile tam eşleşme (fully coupled) seçerek çiftleştirmektedir. Tam eşleşme ayarlarında doğrusal olmayan methodu otomatik “automatic” (Newton) ve minimum damping çarpanını 10^{-2} ayarlamak gerekir.



Şekil 4.1.2. Farklı büyütme ölçeklerinde süperiletken bobinlerin örgülenmesi. Süperiletken bölge mapped mesh tekniği ile dörtgenlere, hesaplama uzayı ise üçgenlere ayrıklaştırıldı.

Çözümleyicide dikkat edilmesi gereken bir diğer önemli husus ise “Global ODE and DEAs” modülünü başlangıç değerleri alınarak $t=0$ için zamandan bağımsız (stationary) olarak çözülmelidir. Bu yapıldıktan sonra zamana bağlı durumlar için hem Ampere denklemi hem de kısıtlama için kullanılan denklem eş güdümlü olarak çözülürler.

4.2. Süperiletken Bobinlerin Elektromanyetik Analizi İçin Geliştirilen H-Formülasyonuna Dayalı Yöntem

H-formülasyonuna dayalı yöntem tıpkı A-V formülasyonuna dayalı yöntem gibi Comsol Multiphysics 4.3a with AC/DC modülü üzerinde gerçekleştirildi. Bu yöntem verilen Faraday

denklemini zamana bağılı olarak çözmektedir. Bu yöntemde bobinlerin benzeşiminde Şekil 4.1.1(b) ile verilen iki boyutlu kesit alanları kullanılmıştır. Hesaplamalar aynı şekilde eksenel simetriden yararlanabilmek için silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiştir. Akımın izotropik olduğu ve ϕ yönünde aktığı kabul edilmiştir. Akı dinamiği etkileri göz ardı edilmiştir. Bobinler için Tablo 4.1 ile verilen parametreler kullanılmıştır. A-V formülasyonuna dayalı yöntemden bir farkı hesaplama uzayının yarıçapı $R_u \sim 5.5 \times R_c$ civarında seçilebilmektedir. Bu özellikle dış uzayın örgüleme eleman sayısını çok düşürmektedir.

A-V formülasyonuna dayalı yöntemde süperiletkenin doğrusal olmayan özellikleri iletkenlik üzerinden yapılıyorken bu yöntemde Denklem 49 ile tanımlanan öz direnç üzerinden girilmektedir. Ayrıca, denklemde ilave tanımlamalara gerek yoktur. Bir diğer önemli nokta; bu yöntemde hesaplamalar indüklenen “Eddy akımı” vasıtasıyla gerçekleştiği için bobini uyarmak için akım veya voltaj kullanılmasına tanımlanmasına dolayısıyla ek bir alt bölge ayarlamasına gerek yoktur.

Bu yöntemde de her sargıdan eşit miktarda akım geçtiği kabulü yapılmıştır. Bunu gerçekleştirmek için diferansiyel denklem çözümüne kısıtlama (constraint) olarak girilmesi gerekir. Yani, Denklem 57 ile tanımlanan kısıtlamanın uygulanması gerekir. Bu kısıtlamanın uygulanması için geliştirilen prosedür, A-V formülasyonu için geliştirilen prosedürden çok farklıdır. Bu kısıtlama için Şekil 4.1.2 ile gösterildiği süperiletken şeritleri ya da alt bölgeleri gösteren her dikdörtgenin kenarındaki bir nokta için Denklem 58 ‘nin girilmesi gerekmektedir. Bu denklem “Magnetic Field Formulation” altında “Pointwise Constraint” olarak girilmelidir. Seçilen noktanın dikdörtgen üzerinde olması gerekir, yerinin bir önemi yoktur.

Bu geliştirilen hesaplama prosedüründe sınır şartı olarak Denklem 58 ile verilen sınır şartı kullanılabilir ve yine eksenel simetri sınır şartı program tarafından otomatik olarak verilmektedir. Süperiletken bölgeler sargılar için ilave sınır şartı seçmeye gerek yoktur bu bölgeler için manyetik alanın dik bileşeni sürekli olmalıdır $\hat{n} \times H$ sınır şartı kullanılmaktadır.

Örgüleme için bir önceki yöntemdeki ile aynı prosedür uygulandı. Örgüleme otomatik değil elle ayarlandı. Yalnızca hesaplama uzayının küçük olmasından dolayı daha az örgü elemanı oluşmaktadır.

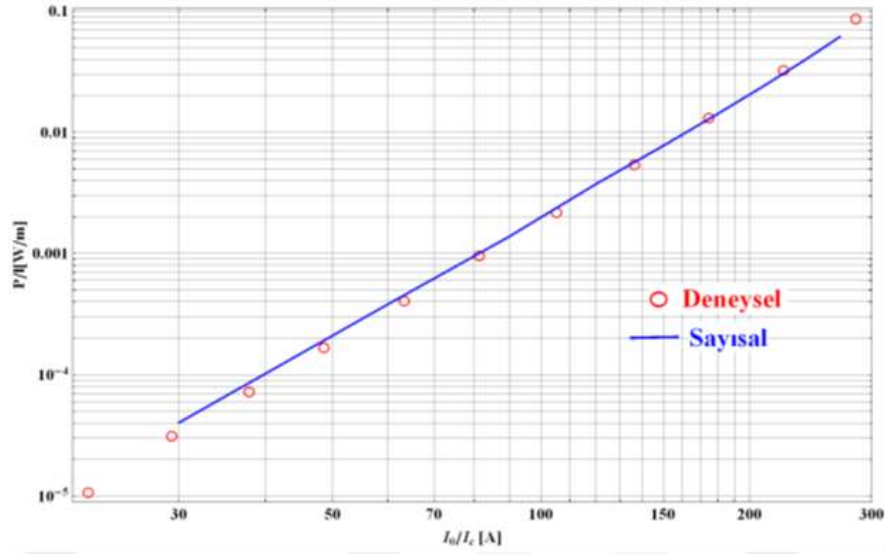
Çözümleyici ayarlarında aynı şekilde “MUMPS Direct” çözücü kullanıldı. Bu çözücü en/boy oranı çok yüksek olan kaplı iletkenler için iyi sonuçlar vermektedir. Bu yöntemde zamana bağlı diferansiyel denklemi çözdürmek için relative tolerance: 10^{-5} ve absolute tolerance: 10^{-7} olarak almak yeterlidir. Küresel metod (Global method) ve değişkenler motodu (variables method) aynı şekilde ölçeklendirilmemiş (unscaled) olarak seçilmelidir. Bu yöntemde bir diğer önemli husus ise zamana bağlı diferansiyel denklemin çözümünde tam eşleşme (fully coupled) kullanılmasına gerek yoktur. Zira kısıtlamaları uygulamak için başka bir diferansiyel denklem kullanılmamaktadır.

Sonuç olarak hesaplama yapıldığında aynı fiziksel parametreler, aynı örgüleme ve aynı kısıtlamalar için geliştirilen A-V formülasyonuna dayalı yöntem, H formülasyonuna dayalı yöntemle göre yaklaşık 3 kat daha hızlıdır.

4.3. Sonuçların Deneysel Verilerle Karşılaştırılması

Tezin bu bölümünde sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırıldı. Bu amaçla 12 mm boyunda 1 μ m eninde kaplı iletkenlerden 10 sarımlık bobinin deneysel sonuçları geliştirilen A-V formülasyonuna dayalı yöntem ile karşılaştırıldı. Modelleme hesabında Tablo 4.1 ile verilen değerler kullanıldı. Akım $I(t) = I_0 \sin(2\pi f)$ şeklinde uygulandı. Akım genlikleri kritik akım değerlerinden %10’ar azaltıldı. Akım genliklerine karşı kayıp eğrileri hem deneysel hem de sayısal hesap sonuçları için Şekil 4.3’de verilmektedir.

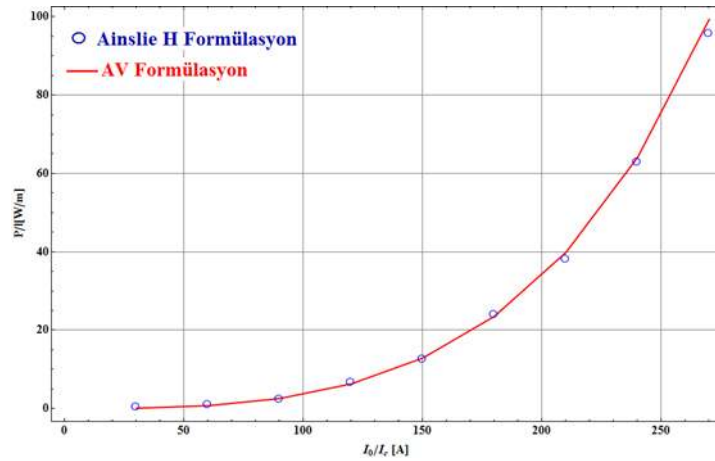
Hesaplamalarda Denklem 40 ile verilen Ampere denklemi yukarıda açıklanan prosedür kullanılarak çözdürüldü. Hesaplamalarda kritik akım yoğunluğu alan bağılı olarak seçildi. Grafikten de görüldüğü gibi sonuçlar deneysel verileri çok iyi türetebilmektedir. Yalnızca düşük akım genliklerinde deneysel verilerden %1’den az bir sapma görülmektedir. Bunun nedeni bu formülasyonun düşük genliklerde kısmi diferansiyel denklemin çözümünde zaman adımının çok küçük seçilmesi gerektirmesidir. Hesaplama sonucunda elektrik alan üssü olarak 22 bulundu. Bu yazarların gerçekleştirdiği nümerik değere (n=21) çok yakındır. İki değer farklı çıkmasının nedeni araştırmacıların kullandığı kritik akım bağıllığından kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 4.3. Gömory ve diğ., tarafından sunulan deneysel veriler ile A-V formülasyonuna dayalı hesaplama yöntemi kullanılarak elde edilen sayısal sonuçların karşılaştırılması [84].

4.4. Yöntemin Eşdeğeri Modellerle Karşılaştırılması (Benchmarking)

Geliştirilen yöntemin doğruluğunu test etmenin bir diğer yolu eş değeri modellerle test etmektir. Bu amaçla YSS modelleme grubu tarafından bobinler için sunulan karşılaştırmalı değerlendirme (benchmarking) modeli ile karşılaştırıldı [14]. Sunulan sonuçlar iki boyutta orijinal **H**-formülasyonu ile gerçekleştirilmiştir. Aynı şekilde bobinler Superpower firması tarafından ticari olarak satılan 12 mm genişliğindeki şeritler kullanılarak sarılmıştır. Kullanılan fiziksel parametreler Denklem 41 ile verilmektedir. Hesaplamalarda kritik akımın alan bağıllığı ihmal edilmektedir.



Şekil 4.4. Ainslie tarafından geliştirilen **H**-formülasyonuna dayalı yöntem ile projede geliştirilen **A-V** formülasyonuna dayalı yöntemin sonuçları kullanılarak uygulanan transport akımın genliğinin fonksiyonu olarak kayıp eğrilerinin karşılaştırılması [14].

Tablo 4.4 **H**-formülasyonuna dayalı yöntemle karşılaştırma için kullanılan fiziksel parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (µm)	İletkenin yüksekliği	1
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	10
D (µm)	Sargılar arasındaki mesafe	250
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{sc} h_{sc})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 150 \times R_{cc} w_o$
N	Sarım sayısı	20
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	1, 50, 100, 1000
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	25

Şekil 4.4’de **H**-formülasyonu kullanılarak Ainslie tarafından gerçekleştirilen kayıp eğrisi ile bizim geliştirdiğimiz kayıp eğrileri verilmiştir. Ainslie tarafından verilen veriler özel bir program vasıtasıyla analiz edildi ve grafiği çizdirildi. Hesaplamalarda aynı şekilde akım sinüzoidal olarak uygulanmakta her bir akım genliğine ait kayıp değerleri Denklem 57 kullanılarak hesaplanmaktadır. Denklem 40 ile verilen diferansiyel denklem verilen sınır şartları için çözdürülmüştür. Denklemin genliği $T/4$ ile $3T/4$ lük periyot için hesaplanmış ve zaman integrasyonu alınırken 2 ile çarpılmıştır. Örgüleme için süperiletken şeritlerin eni 4’e boyu ise 100’e bölündü ve toplam 43903 örgü elemanı verecek şekilde hesaplama uzayı üçgenlere bölündü.

Şekilden de görüleceği üzere geliştirilen yöntem orijinal **H**-formülasyonunun sonucunu yüksek transport akım genlikleri için yüksek transport genliklerinde oldukça iyi sonuç

vermektedir. Düşük akım genliklerinde ise bu şekilde görülmemektedir ama grafik Log-Log ölçeğinde çizdirildiğinde yine sonuçların bir miktar uyumsuz olduğu görülmüştür. Bu zaman ayırıştırılmasında adım sayısı artırılarak giderilebilir. Ancak her iki yöntem de çok düşük akım genliklerinde, kritik değerinin %10 civarında, çok tutarlı sonuçlar vermeyebilir.

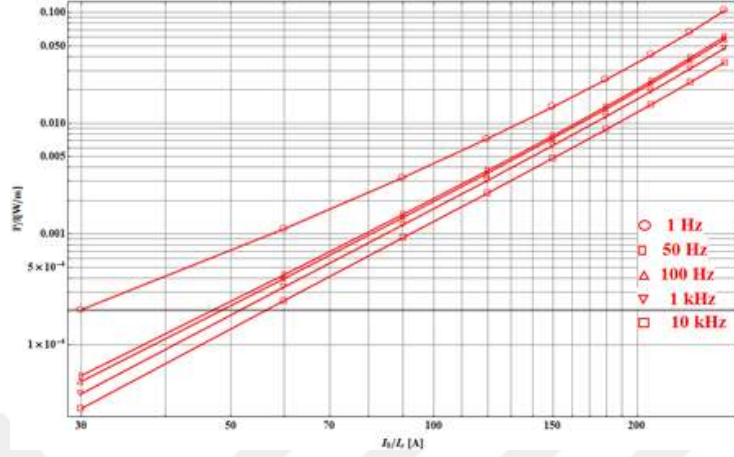
4.5. Uygulanan Akımın Frekansının Süperiletken Bobinlerin Alternatif Akım kayıplarına Etkisi

Bilindiği gibi süperiletken bobinler güç üretim ve iletim teknolojisinde çok farklı frekanslarda çalışmaktadır. Güç aktarımında kullanılan süperiletken kablolar veya transformatörler 50 Hz civarında işlev görmektedir. Rüzgar türbinlerinde kullanılan süperiletken jeneratörler sargıları farklı rüzgar hızlarına göre farklı alan frekanslarına maruz kalmaktadır [85- 89]. Aynı şekilde indüksiyon ısıtıcıları çok yüksek frekanslarda işlev görmektedir [90]. Bunun yanında süperiletken kullanılarak dizayn edilen kablosuz güç aktarım sistemleri RF bölgesinde işlev görmektedir [91]. Süperiletken bobinlerin AA kayıplarına frekansın etkisi hem teorik hem de deneysel olarak yoğun bir biçimde çalışılmaktadır [92-93]. Alternatif akımları modelleme hesaplamaları ile ön görebilmek, süperiletken aygıtların prototipleme ve üretim maliyetlerini önemli ölçüde düşürebilir ve daha hızlı bir şekilde ticarileşmesine olanak sağlayabilir. Bu çalışmanın amacı farklı frekans tepkisine maruz kalan süperiletken bobinlerde kayıpların nasıl ve ne oranda değiştiğini ortaya çıkarmak ve bu kayba neden olan fiziği ortaya koymaktır.

Hesaplamalarda Şekil 4.1.1'deki gibi bir bobin yapısı dikkate alındı ve hesaplamalar iki boyutta ve silindirik koordinatlarda gerçekleştirildi. Bobinle r -düzleminde yatmakta ve akım ϕ -düzlemi boyunca akmaktadır. Süperiletken şeritlerin geniş düzlemi z -düzlemine paralel şekilde bulunmaktadır. Benzeşimlerde kullanılan parametreler, deneysel sonuçlarla doğrulandığı için Tablo 4.4'de verilen parametrelerle aynıdır. Aynı şekilde örgüleme, çözümleyici parametreleri için uygulanan prosedürler ve parametreler bir önceki bölümde verilenler ile aynıdır.

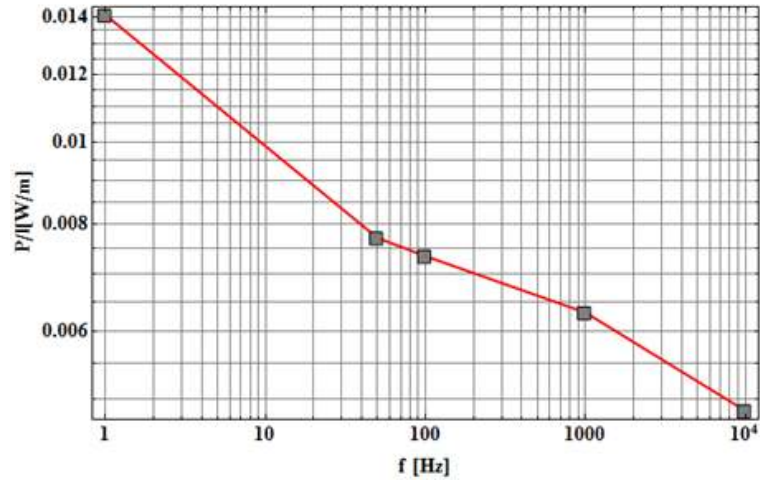
Şekil 4.5.1'de farklı frekanslar için geliştirilen $A-V$ formülasyonu kullanılarak elde edilen kayıp eğrileri gösterilmiştir. Kayıp eğrilerini elde etmek için Denklem 40 ile verilen Ampere denklemi Denklem 57 ile verilen sınır şartı ve Denklem 56 ile verilen bobinin her bir

sarımından eşit akım geçmeli sınırlaması kullanılarak çözdürüldü. Çözümler elde edildikten sonra kayıp eğrileri verilen kayıp formülü ile hesaplandı.



Şekil 4.5.1 Farklı frekanslar için A-V formülasyonuna dayalı yöntem kullanılarak hesaplanan kayıp eğrileri.

Benzeşimlerde akım $I(t) = I_0 \sin(2\pi f t)$ biçiminde uygulandı. Frekanslar için $f=1$ Hz, 50 Hz, 100 Hz, 1 kHz ve 10 kHz değerleri için kayıplar hesaplanmaktadır. Hesaplamalar yalnızca akımın yarım periyotluk kısmı için gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalardan da görüldüğü üzere frekans arttıkça kayıp azalmaktadır. Uygulanan akımın frekansı 1 Hz ve 10 kHz karşılaştırıldığında, yüksek akım genliklerinde 1Hz 'deki kayıp 1kHz dekinden yaklaşık %35 daha fazladır. Düşük akım genliklerinde 1Hz 'deki transport akım kaybı diğerine göre %12 daha çıkmaktadır. Şekil 4.5.1'de akımın genliği $I_0/2$ 'de sabit tutularak frekansa karşı kayıp verilmektedir. Frekans arttıkça kayıp üstel olarak azalmaktadır. Bu durum görece yanlış bir durumdur. Burada kayıp hesap edilirken yalnızca bir periyotluk kısım dikkate alınmıştır. Aslında yapılması gereken kaybın frekans veya zaman üzerinden ortalamasının alınmasıdır.



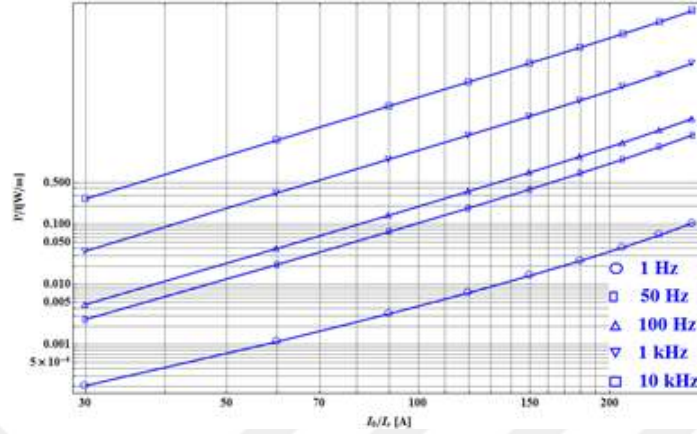
Şekil 4.5.2 Frekansa karşı hesaplanan Alternatif akım kayıplarının değişimi.

Şekil 4.5.2’de frekans ortalaması alınarak hesaplanan kayıp eğrileri gösterilmiştir. Frekans ortalamalarını almak için,

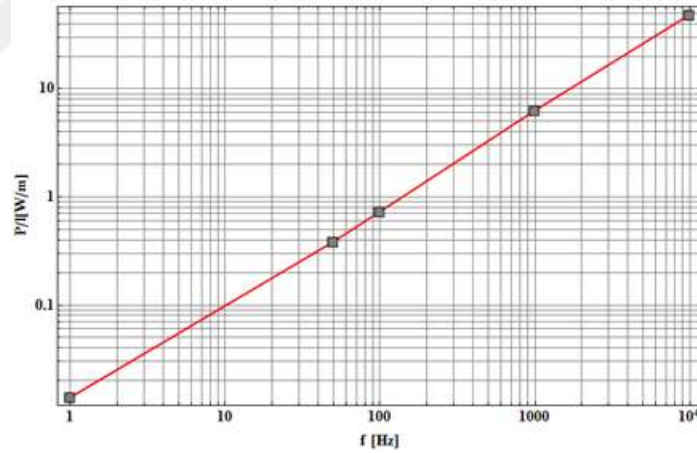
$$P_t = \frac{1}{T} \int_{T/4}^{5/4T} dt \iint (2\pi r) J_\phi E_\phi dA \quad (59)$$

denklemleri kullanılarak hesaplandı. Kayıpları hesaplamak için Comsol verilerini başlangıç değeri olarak kullanan ve zaman integrasyonu gerçekleştiren Mathematica’da bir önceki bölümde verilene benzer bir kod yazıldı. Şekilden de görüldüğü gibi frekans arttıkça kayıp artmaktadır. Kritik akımın yarısında yani $I_0 = I_a/2$ değeri için 1 Hz ile 1kHz değerini alırsak. Frekans 10 000 kat artarken kayıp yalnızca yaklaşık 3500 kat artmaktadır. Bu sonucu daha net görebilmek için Şekil 4.5.2’de frekansın fonksiyonu olarak kayıp değerleri çizdirildi. Çizimler aynı şekilde yalnızca $I_0 = I_a/2$ değeri için gerçekleştirilmiştir. Veriler en küçük kareler metodu ile fit edilerek frekansa karşı kaybın nasıl değiştiği bulunmaya çalışılmıştır. Şekilden de görüleceği üzere kayıp $Q = af + b$ biçiminde frekans ile hemen hemen lineer olarak değişmektedir. Buradaki frekans çarpanı a zaman ortalamasından gelen bir katsayıdır. Kayıp eğrileri ise uygulanan akımın genliği ile $Q \propto I_0^3$ ile değişmektedir. Bu beklenen bir sonuçtur. Zira süperiletken malzemelerde kayıplar uygulanan akımın küpü ile orantılı olarak değişmektedir. Şekilden çıkartılabilecek bir diğer önemli nokta ise, kayıplar aynı frekansta bütün genliklerde hemen hemen aynı oranda değişmektedir. Yani aynı frekansta düşük genlikteki kayıp oranı ile yüksek genlikteki kayıp oranı hemen hemen aynı oranda

değişmektedir. Bunun nedeni, her akım genliği için süperiletken sargılar etrafında oluşan manyetik basıncın hemen hemen aynı olmasından kaynaklanabilir.



Şekil 4.5.3 Farklı frekanslar için uygulanan akımın maksimum genliğine karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp.

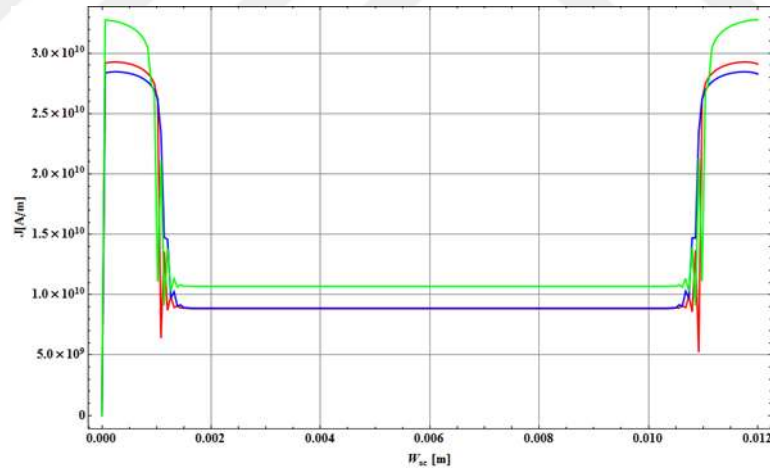


Şekil 4.5.4. Frekansa karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp değerleri.

Süperiletken bobinlerin alternatif akım kayıpları üzerine frekansın etkisini nitel olarak açıklamak için Şekil 4.5.5 çizdirilmiştir. Burada üç farklı frekans için bobinin ortasındaki (5. tabaka) süperiletken şerit üzerinde indüklenen akım dağılımlarının bir boyutlu çizimini vermektedir. Burada akım yoğunluğu φ yönündeki J_φ akım yoğunluğudur. Şekilden de görüldüğü gibi süperiletken şeritlerin uçlarından daha yüksek miktarda akım merkezinde ise oldukça homojen ve düşük miktarda akım geçmektedir. Çok dar olan şerit uçlarında geçen

akımın miktarı ile daha geniş olan homojen bölgeden geçen akımın miktarı toplandığında hemen hemen aynı değerdedir. Şeritlerin uç bölgesinde dar bir bölgede daha çok akım akmaktadır. Bunun nedeni şeritlerin uçları daha fazla diğer şeritlerden gelen ve bobinin tamamından gelen öz (self) manyetik alana maruz kalmakta ve dolayısıyla daha fazla Eddy akımı indüklenmektedir. Frekans arttıkça ayrıca hem bölgenin genişliği daralmakta hem de geçen akımın miktarı biraz artmaktadır. Bu ortalama kaybın frekansla neden arttığını açıklayabilir.

Burada dikkat çekmesi gereken bir durum daha vardır. Şeritlerin uçlarından akan akımın kritik akım değerinden yüksek olmasıdır. Yani şeridin kritik akım değeri $J_c = I_c / (w_{sc} h_{sc}) = 2.5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ mertebesinde. Fakat her frekans durumu için bu değer aşılmaktadır. Bu duruma kritik-hal üzeri durumlar (over-critical states) denilmektedir. Süperiletken bobinleri oluşturan şeritlerde bu durum ile karşılaşmaktadır [93]. Bu bölgelerde kritik-hal üzeri durumlarından dolayı normal duruma yakın bir direnç ortaya çıkmaktadır ve bu normal durum direnci kaybı çok artırmaktadır. Geliştirilen hesaplama yöntemi bu durumu açıklayabilmektedir.

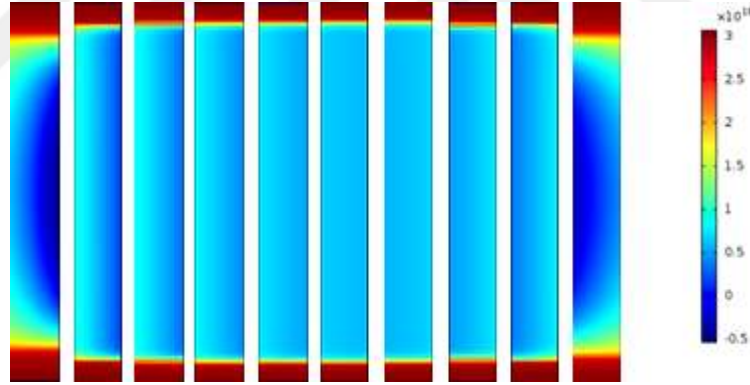


Şekil 4.5.5 Farklı frekanslar için süperiletken bobinin merkezindeki sargılarda oluşan akım dağılımı.

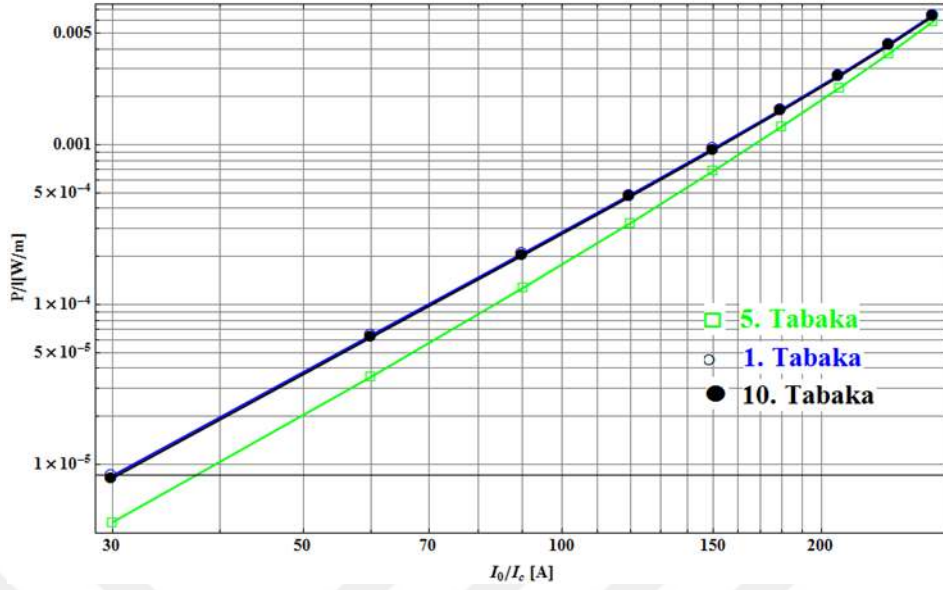
Şekilde dikkat çekilmesi gereken bir diğer nokta ise köşelerdeki akım cephelerinde oluşan keskin dalgalanmalardır. Bu dalgalanmaların nedeni tamamıyla sayısal ayarlamalardan kaynaklanmaktadır. Bu dalgalanmaları giderebilmek için ya iki periyot arasındaki adım sayısını çok düşürmek ya da toleransları çok düşürmek gerekir her iki durumda da dalgalanmalar azalmakta ama sıfır olmamaktadır. Buna karşılık hesaplama süresi çok

artmaktadır. Hesaplama süresi ile problemin doğruluğu arasında bir kıyaslama yapılarak dalgalanmaların en aza indiği durum için hesaplamalar gerçekleştirilebilir.

Şekil 4.5.6'da süperiletken sargılarda oluşan akım dağılımları akımın genliği 150 A ve frekansı 50 Hz seçerek çizdirildi. Şekilden de görüldüğü gibi en dıştaki şeritlerin iç yüzlerinde negatif akım indüklenmiştir. Bu beklenen bir durumdur zira bu şeritler en fazla öz manyetik alana maruz kalan şeritlerdir. İçteki şeritlerde öz manyetik alan bir birini yok ederken dıştaki şeritlerde yok olmamaktadır. Dolayısıyla akım artışı için zıt eddy akımı indüklenmektedir. Bu sonuç literatürde ki sonuçlar ile uyumludur [94]. Şekle bakıldığında akımlar öncelikle şeritleri alt ve üst uçlarından geçmeyi tercih etmektedir. Bunun nedeni öz (self) manyetik alandan dolayı bu bölgelerin maruz kaldığı manyetik basınç olabilir. Burada dikkat çekmek gereken bir diğer önemli husus ise bobinleri teşkil eden süperiletken şeritlerin bir birleri ile çiftlenim yapmasıdır. Yani tüm bobinlerden akan akım yalnızca tek bir yapıdan akan akım gibi davranmaktadır. Bu durum ileride çalışılacak çok sayıda şeridin kullanılacağı yığın yaklaşımlarında oldukça fazla kolaylık sağlayacaktır.

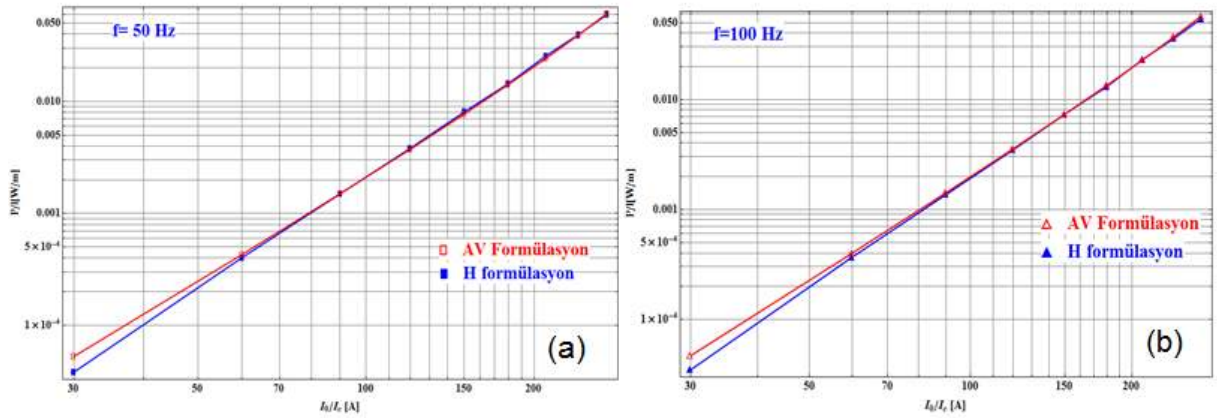


Şekil 4.5.6. $f=50$ Hz ve $I_a=150$ A akımın maksimum değeri için bobininin sargılarını oluşturan süperiletken şeritlerdeki akım dağılımlarının iki boyutlu çizimi.



Şekil 4.5.7. $f=50$ Hz için uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak en dış tabakalar ile ortadaki tabakada oluşan kayıplar.

Şekil 4.5.7’de tabakalarda oluşan kayıplar uygulanan transport akımın fonksiyonu olarak gösterilir. Hesaplamalar $f=50$ Hz ’de gerçekleştirildi ve daha yalın yorum yapabilmek için yalnızca 1. , 5. ve 10. tabakalar dikkate alındı. Şekilden de görüldüğü en çok kayıp en dış tabakalarda yani 1. ve 10. tabakalarda meydana gelmektedir. En düşük kayıp ise en içteki tabakada meydana gelmektedir. Bunun nedeni dış tabakaların diğer tabakalardan gelen öz manyetik alana daha fazla maruz kalmasından kaynaklanmaktadır. Bunun sonucu olarak bu tabakalardan akan akımlar daha çok süperiletken şeritlerin içerisine girmektedir. (Şekil 4.5.8) Bu durum histerezis kayıplarını artırmaktadır. Grafikten görülen bir diğer ilginç nokta ise düşük akımlarda yani $I_0=30$ A 1. ve 10. tabaka ile 5. tabakadaki kayba bakıldığında bu tabakadaki kayıp diğerlerine göre %50 daha düşüktür. Oysa yüksek akım genliğinde ise kayıplar hemen hemen eşittir. Bu, yüksek akım genliklerinde uçlarda indüklenen akımın her tabaka için daha homojen olmasından kaynaklanabilir.



4.5.8. İki farklı frekans için (a) A-V ve (b) H-formülasyonuna dayalı geliştirilen yöntemlerin kayıp eğrilerinin karşılaştırılması.

Şekil 4.5.8’de iki farklı frekans için geliştirilen her iki yöntemin kayıp eğrileri hesaplandı ve birbirleri ile karşılaştırılması verildi. Şekilden de görüldüğü gibi, her iki yöntemin sonuçları özellikle $I_c/4$ ’ten büyük akım genlikleri için hemen hemen birbirleri ile aynıdır. Aynı şekilde düşük akım genliklerinde iki sonuç birbiri ile tutarsızdır. Bu daha öncede açıkladığı gibi büyük ölçüde programdaki hassasiyetten kaynaklanmaktadır.

4.6. İkinci Kuşak Giydirilmiş İletkenlerden Sarılan Süperiletken Bobinlerde Bakır Stabilizörün Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi

Süperiletkenlerde ana amaç histerezis akım kayıplarının doğru olarak hesaplanması olmasına karşın, girdap akım kayıplarının hesaplanması da aynı şekilde önemli olmaktadır. Üstelik eddy akım kayıplarını düşürmek için yöntemler, kararlılığı sürdürmek adına düşük AA kayıplar kullanıldığı için matriks kayıplarını artırmaktadır [96]. Düşük frekanslarda süperiletkenlerdeki toplam kayba girdap akım kayıplarının etkisi ya da süperiletken bobinlerde bile, çok düşük olarak bildirilmiş ve pek çok çalışmada bu kayıplar ihmal edilmiştir. Bu, hem Ag ile kaplanmış Bi- tabanlı iletkenlerde hem de Cu stabilizatörlü YBCO kaplı iletkenlere uygulanabilir [97-101].

Süperiletken tabakanın kalınlığı $0.6 \mu\text{m}$ ve bakır stabilizatörün genişliği ise $50 \mu\text{m}$ olan ve genişliği 1 cm olan bir YBCO şeritte 77 K ve 260 A ’de, 60 Hz frekanslı sinüzoidal akımın tepe değerinde histerezis kaybı 380 mW/m ’dir. Oysa buna karşılık gelen girdap akım kaybı ise 5 mW/m olarak hesap edilmiştir [102]. Ancak, sıcaklık 4 K ’e düşürüldüğünde bakırın

direnci azalacağı için girdap akımlarının değeri artmaktadır. YBCO şeridin bakır stabilizatörde birim uzunluk başına girdap akım kayıpları (P_{eddy}) hesaplanmıştır ve şöyle bir ifade çıkartılmıştır [103]:

$$P_{eddy} = \frac{\mu_0^2}{\pi} \frac{twf^2}{\rho} I_c^2 h(i) \quad (60)$$

burada t , w , ve ρ bakır stabilizatörün sırasıyla kalınlığı, eni ve öz direncidir. Burada h normalize edilmiş operasyon akımı i nin karmaşık bir fonksiyondur. $i=1$ de değeri 0.03 ve $i=0.5$ de değeri 10^{-5} dir. Detaylar için Tonsho (2004)'e bakılabilir [103]. Bu formülden stabilizatördeki girdap akım kayıplarının frekansın karesi ile doğru, normal metalin direnci ile ters orantı olduğu sonucu çıkarılabilir. Buna ilaveten çok büyük oranda uygulanan akımın genliğine bağlıdır.

Analiz biraz daha derinleştirilirse, gerçekçi operasyonel kritik akımın oldukça altında olan değerlerde girdap akım kayıpları histerezis akım kayıpları mertebesinde. Bi-tabanlı Ag kaplı şeritlerde girdap akım kayıpları, 77 K sıcaklığında ve 60 Hz akım frekansında akım değeri $0.1I_c$ değerinde iken toplam kaybın %30'unu teşkil ederken, $0.8I_c$ değerinde bu oran %1'lere kadar inmektedir. Buna ilaveten düşük akımlarda flamanların düzenlenmesi girdap akım kayıplarına katkıyı toplam kaybın %5 ile %30 arasında değiştirmektedir. Şu asla unutulmamalıdır ki bir matristeki girdap akım kayıpları asla sıfırlanmaz. Hatta pek çok durumda frekansa bağlı olarak toplam kayba belli oranda katkı sağlamaktadır [104].

Girdap akım kayıpları bütün kayıp ölçümleri üzerinden hesaplanabilir, zira girdap akım kayıplarının frekans bağılılıkları diğer kayıp bileşenlerinden çok farklıdır. Periyodik uyarılma altında bir süperiletkendeki toplam kayıp şu şekilde ifade edilebilir:

$$P_{top} = P_{dir} + P_{his} + P_{eddy} \quad (61)$$

Burada dirençten kaynaklanan kayıp $P_{dir} \propto RI_{rms}^2$, süperiletken kısımda oluşan ortalama kayıp $P_{his} \propto fQ_{his}$ ve metal kısımda oluşan girdap akım kaybı $P_{eddy} \propto f^2$ ile değişmektedir.

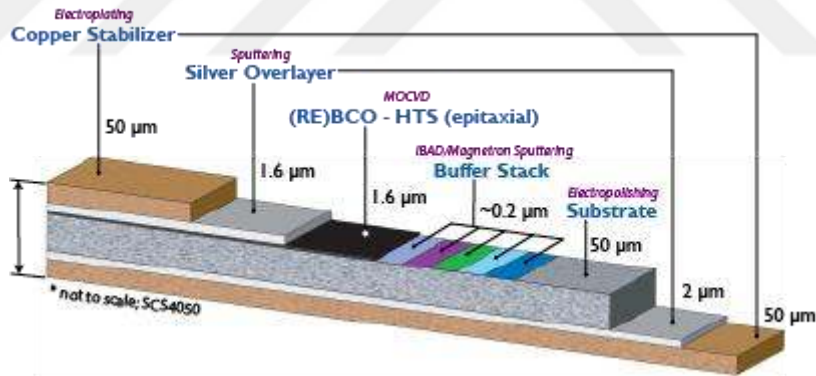
Bir çevrimde meydana gelen kayıp Q ise şu şekilde ifade edilebilir:

$$Q(f) = Q_{his} + \frac{P_{dir}}{f} + C_{eddy}f \quad (62)$$

Burada C_{eddy} frekanstan bağımsız Eddy akım kayıp sabitidir (J/Hz). C_{eddy} , P_{dir} ve Q_{his} aynı genliklerde ve değişken frekanslarda ölçümler yapılarak hesaplanabilir.

YBCO ve Bi-tabanlı şeritlerde, Ag gibi yüksek iletkenliğe sahip malzemeleri süperiletken bölgelerde kullanılmak zorundadır. Bu durumda bu malzemelerdeki girdap akım kayıplarını önlemek gerçekten zor olmaktadır. Friend ve diğ. tarafından yapılan çalışmada yazarlar tek bir flamandan 55 flamana kadar Bi-2223/Ag şeritlerde kayıp ölçümleri gerçekleştirmiş ve Denklem 62’de verilen C_{eddy} çarpanını bulmuşlardır [104]. Onların incelediği frekans bölgesi 59-2500 Hz arasında idi. Bununla birlikte, gümüş matrikste kayıpları öngörebilmek için FEM hesabı da gerçekleştirmişlerdir. Modelle çıkarılan hesabı Denklem 60 kullanılarak elde edilen benzeşimlerden çıkartılan değerden 4 kat daha düşük bir girdap akım kaybı öngörmüştür. Ölçülen girdap akım kaybı frekans 200 Hz’in ve operasyon akımı kritik değerin 0.3 katının altında olduğu zaman ihmal edilebilir bir düzeydedir.

Şekil 4.6.1’de Superpower firması tarafından ticari olarak sunulan süperiletken şerit gösterilmektedir. Süperiletken şeridin en dıştaki her iki tabakası yaklaşık 20 μm kalınlığında bakır iletkenle kaplanır. Bu bakır tabaka, kırılğan olan süperiletken tabakanın mekaniksel dayanımı artırır ve aynı zamanda ani bir sıcaklık yükselmesinde veya “Quench” durumunda süperiletken akımın taşınmasına olanak sağlar.

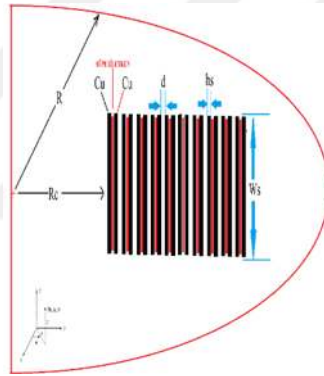


Şekil 4.6.1. Superpower firması tarafından bakır stabilizer ile güçlendirilmiş süperiletken şeritler.

Bu bölümün amacı, geliştirilen hesaplama yöntemi kullanarak alternatif akım uygulanan süperiletken bobinlerde şeritlerdeki bakır tabakada oluşan kayıpların bobinlerin kaybına ne oranda etki ettiğini ön görebilmektir. Zira deneysel olarak akım geçirilen süperiletken bobinlerde, ölçülen kayıpların ne ölçüde süperiletken kısımdan ne ölçüde sargıların dışına konan bakır bölgeden geldiğini hesaplamamanın kolay bir yolu yoktur. Bu bölgede kaynaklanan

kayıpları doğru olarak ön görebilmek şüphesiz şeritlerin dış stabilizörleri için uygun malzeme seçiminde yol gösterici olabilir.

Şekil 4.6.2’de hesaplamalarda kullanılan bobin kesit alanı gösteriliyor. Hesaplamalar daha önceki bölümlerde anlatıldığı gibi silindirik koordinatlarda gerçekleştirildi. Bobinler rz düzleminde yatmakta ve akım ϕ eksenini boyunca akmaktadır. Akım yalnızca süperiletken tabakalara uygulanmakta, Cu stabilizer tabakalarda ise değişken akımın oluşturduğu manyetik alandan dolayı girdap “eddy” akımları indüklenmektedir. Hesaplamalar için aynı şekilde 12 mm eninde süperiletken şeritlerin özellikleri dikkate alınmaktadır. Bobinlerin, hesaplamaları kısa tutmak için, 10 sarımdan oluştuğu kabul edilmektedir. Az sarımlı bobinler ile çok sarımlı bobinler arasında elektromanyetik tepki bakımından bir fark yoktur. Zira az sarımlı bobinlerde etkileşimleri görmek daha kolay olmaktadır. Benzeşimler için fiziksel ve geometrik parametreler Tablo 4.6.1’de verilmektedir.



Şekil 4.6.2. Bakır stabilizatörlü kaplı iletkenlerden dizayn edilen süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model.

Tablo 4.6.1. Bakır stabilizerde oluşan girdap “eddy” akım kayıplarının alternatif akım kayıplarına etkisini hesaplamak için seçilen parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
w_s (mm)	Bakır satabilizörün eni	12.1
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
h_s (μm)	Bakır stabilizörün yüksekliği	40+40
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	60
D (mm)	Sargılar arasındaki mesafe	0.4
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{sc} h_{sc})$	2.5×10^{10}
B_0	Kritik akım yoğunluğu parametresi	0.36
β	Kritik akım yoğunluğu parametresi	1.2
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 150 \times R_{cc} w_o$
N	Sarım sayısı	10
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	1, 50, 100, 1000
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	22

Bobinlerde, kaplı iletkenlerin süperiletken kısımlarından değişken AA geçirildiğinde, bu AA değişken bir manyetik akı üretecektir bu üretilen akı dolayısıyla bir elektromanyetik alan indükleyecektir. Bu elektromanyetik alandan dolayı kaplı iletkenlerin dışında sarılı bulunan bakır iletken üzerinde bir akım oluşturacaktır ya da indükleneyecektir. Bu indüklenen akım bobinin çıkışına bir katkıda bulunmayacak ve ısı olarak açığa çıkacaktır. Bu tip enerji kaybına eddy akım kayıpları denir. Bu “eddy” girdap akımlarının çok basit bir açıklamasıdır. Hesaplamalarda her süperiletken şeritten aynı akım geçtiği kabul edildi ve bunlar kısıtlama olarak diferansiyel denklemin çözümüne yerleştirildi. İletken bakır tabakalarda ise süperiletken tabakalarda akan akımların ürettiği öz manyetik alandan dolayı girdap akımları olduğu ön görüldü. Genellikle literatürde girdap akımlarından dolayı bakır tabakalarda oluşan kayıplar ihmal edilmektedir. Ancak, ne var ki bu eddy akımlarının oluşturduğu kayıplar düşük frekanslarda ihmal edilebilir düzeyde olsa bile yüksek frekanslarda oldukça etkili olmaktadır. Çünkü, girdap akımlarının nüfuz derinliği δ , uygulanan akımın frekansı ile,

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu f}} \quad (63)$$

şeklinde değişmektedir. Bura da σ , iletkenlik; μ , boşluğun geçirgenliği ile çarpılan nispi geçirgenlik ve f uygulanan alanın veya akımın frekansdır.

Hesaplamalarda bobin sargılarının süperiletken kısımlarının özellikleri Denklem 63 ve 64 ile tanımlandı. Her tabakada geçen akımı eşitlemek için Denklem 65'deki potansiyel hız değişkeni durum değişkeni olarak tanımlandı. Bakır stabilizatörün fiziksel özellikleri için sıcaklığa bağlı doğrusal iletkenlik şu şekilde tanımlandı:

$$\sigma(T) = \frac{1}{\rho_0(1+\alpha(T-T_0))} \quad (64)$$

Burada T_0 , referans sıcaklığı; ρ_0 , referans sıcaklığındaki özdirenç değeri; α , özdirencin sıcaklık katsayısı; T iletkenin işlem gördüğü sıcaklık olarak tanımlanabilir. Bakırın iletkenliği için seçilen parametreler kısaca Tablo 4.6.2 verilmektedir.

Tablo 4.6.2. Bakır için kullanılan parametreler.

Nicelik (Birimi)	Tanımı	Değeri
$\rho_0 (\Omega.m)$	Özdirenç	1.72×10^{-8}
$\alpha (1/K)$	Özdirencin sıcaklık katsayısı	3.9×10^{-3}
$T_0(K)$	Referans Sıcaklığı	273.15
$T(K)$	İşlev görülen sıcaklık	77

Şekil 4.6.3'de farklı frekanslar için süperiletkende oluşan kayıp ile Cu stabilizatörde oluşan girdap akım kayıpları karşılaştırılmalı olarak veriliyor. Hesaplamalar için $f=1, 50, 100$ ve 1000 Hz gibi dört farklı frekans seçildi. Her frekan için oluşan kayıplar ayrı ayrı hesaplandı. Süperiletken kısımda oluşan kayıp için anlık kayıplar dikkate alındı kaybın zaman ortalaması dikkate alınmadı. Cu stabilizatördeki kayıplar şu formülle hesaplandı (Comsol):

$$p_{cu} = \frac{1}{s} \iint \frac{J^2}{2\sigma} dS \quad (65)$$

Bu ifadedeki $1/2$ çarpanı kapasitif ve indüktif etkilerin ortalamasından gelmektedir. Herbir tabakadaki girdap akım kayıpları ayrı ayrı hesaplandı ve toplam girdap akım kayıpları,

$$P_g = \sum_{i=1}^{2N} (p_{cu})_i \quad (66)$$

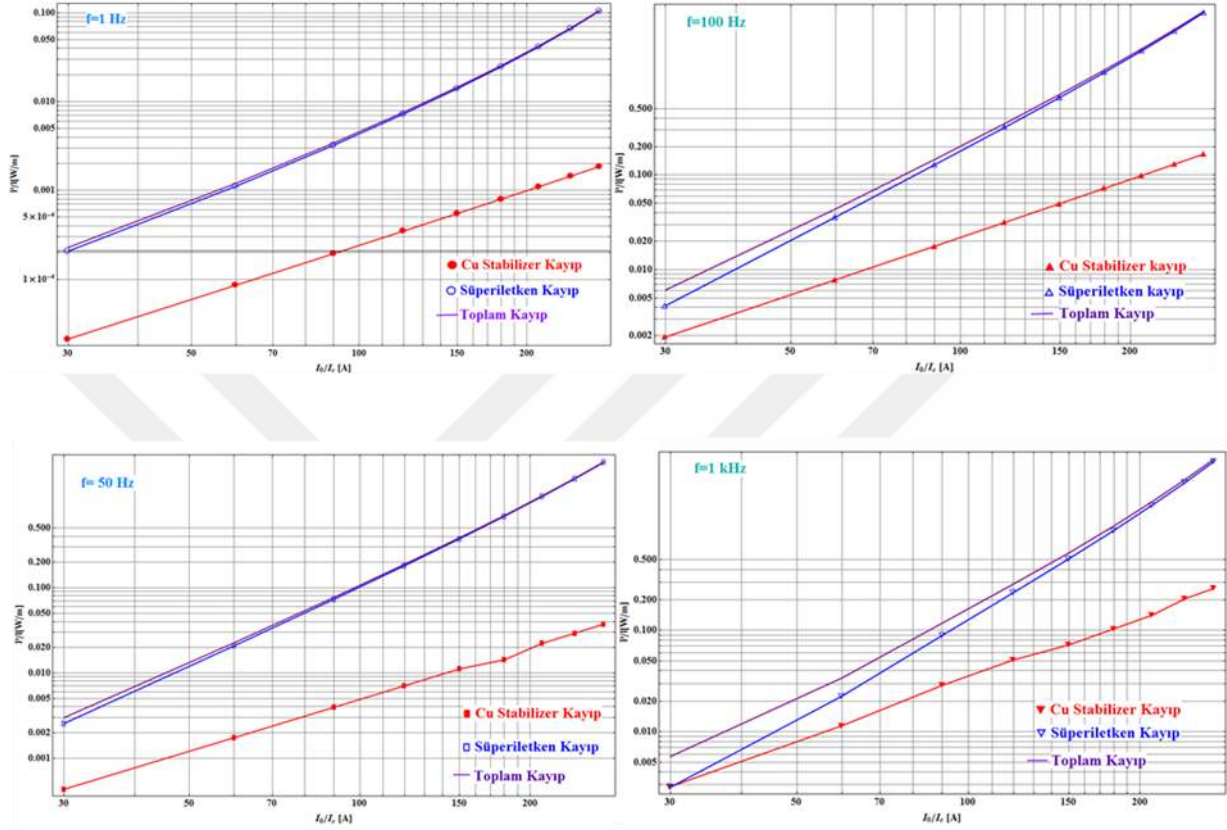
ifadesi ile hesaplanabilir. Toplamın üst sınırı 2N iletken başına iki tane Cu stabilizatör olmasından gelmektedir.

Şekil 4.6.3’de görüleceği üzere frekansın değişimi hem süperiletken kısımda hem de Cu stabilizatör kısımlardaki AA kayıplarını değiştirmiştir. Düşük frekanslarda stabilizatörlerdeki kayıplar son derece düşük iken yüksek frekanslarda son derece yükselmektedir. Bu, frekans arttıkça süperiletken kısımda indüklenen akımın oluşturduğu akımın zamana göre değişimi olan elektromotor kuvvetin artmasından kaynaklanmaktadır. Uygulanan akımın frekansı $f=50$ Hz olduğu durum dikkate alınır, düşük alan genliklerinde, yani $I_c/10$ civarındaki maksimum alan değerlerinde süperiletken kısımda oluşan kayıp Cu stabilizatörde oluşan kayıptan yaklaşık olarak 2.5 kat daha fazla iken $I_0 \approx 0.8I_c$ civarındaki durum oldukça farklıdır. Bu durumda $P_s/P_{cu} \approx 33$ olmaktadır. Buradan şöyle bir sonuç çıkartılabilir: Düşük alan genliklerinde çalışan durum için Cu stabilizatörde oluşan eddy akım kayıpları dolayısıyla ısınmalar dikkate alınmalıdır ve bir optimizasyon yapılması kaçınılmaz olmaktadır. Oysa yüksek akım altında işlev görülen durumlarda ise kayıplar daha ziyade süperiletken kısımdan gelmektedir. Bu durum oldukça ilginçtir. Zira bakır stabilizatörlü kaplı iletkenlerden sarılan yüksek akım trafoları genellikle $f=50$ Hz civarındaki akımlarda işlev görmektedir. Bu tip yapılanmalarda bakır tabakada oluşan kayıplar yüksek olmasına rağmen süperiletken bölgelerdeki kayıplara göre önemsizdirler.

Bir diğer ilginç durum ise uygulanan akımın frekansının $f=1000$ Hz olduğu durumdur. $I/I_c \approx 0.1$ olduğu durumlarda $P_s/P_{cu} \approx 710$ kat daha fazla iken $I/I_c \approx 0.8$ olduğu durumlarda $P_s/P_{cu} \approx 40$ kat daha fazla olmaktadır. Bunun nedeni şu şekilde açıklanabilir: sargıların içerisinde yan yana düşen iki bakır stabilizatörde indüklenen akımların birbirine uygulayacakları öz alanlar düşük akım genliklerinde birbirlerini yok etmemekte, yüksek akım genliklerinde ise birbirini azaltıcı etki göstermesinden kaynaklanabilir. Bu teknik açıdan önemli bir sonuçtur. Zira yüksek frekanslarda çalışan indüksiyon ocaklarında süperiletken bobinler kullanılarak tasarlanırlarsa. Yüksek akım genliklerinde süperiletken tabakada oluşan kayıplar ile bakır stabilizatörden gelen katkılar birbirlerini dengelemektedir.

Buradaki bir diğer önemli nokta ise süperiletken bölgelerde oluşan kayıpların $P_{sc} \propto I_0^3$ ile değişmesidir. Oysa Cu tabakalardaki kayıpların toplamı ise $P_{sc} \propto I_0^2$ fonksiyonu ile değişmektedir. Bu beklenen bir sonuçtur çünkü Cu stabilizatörlerde indüklenen akımlar

zamanla değişmeyen doğrusal ohmik direnç ile karşılaşmaktadır. Dolayısıyla ohmik bir ısınma meydana gelmektedir. Düşük ve yüksek akım genliklerinde kayıpların farklı oluşunun bir nedeni de budur.

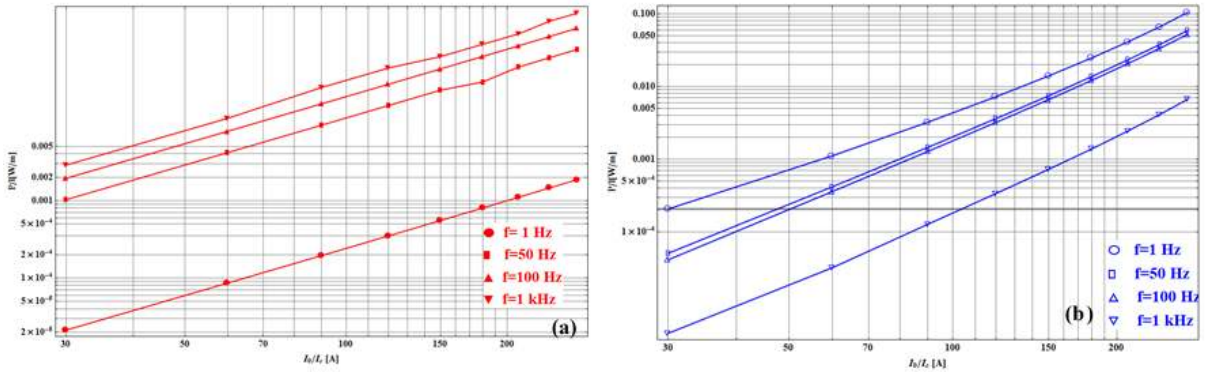


Şekil 4.6.3. Uygulanan akımın farklı frekansları için Cu stabilizatörlü YBCO kaplı iletkenlerinden sarılmış bobinlerde oluşan akım kayıplarının karşılaştırılması. Düşük frekanslarla Cu stabilizatörlerdeki girdap akım kayıpları süperiletkendeki kayıplara göre çok düşük iken yüksek frekanslarda çok daha yüksek olmaktadır.

Şekil 4.6.4'de süperiletken bölgelerde oluşan transport AA kayıpları ile bakır sargılarda meydana gelen girdap akımı kayıplarının frekansa göre karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 4.6.4(a)'da süperiletken bölgedeki kayıpların frekansla değişimi gösterilmektedir. Burada kayıplar hesaplanırken zaman ortalaması alınmayarak yalnızca anlık kayıplar dikkate alındı. Dolayısıyla frekans arttıkça kayıp azalmaktadır. Bunun nedeni frekansın artışıyla uygulanan akım nüfuzunun azalması gösterilebilir. Azalma daha ziyade doğrusal olarak

gerçekleşmektedir. Bu değerleri uygulanan akımın frekansı ile çarpmak gerektiğinden aslında bir artış olacaktır.

Şekil 4.6.4 (b)'de ise farklı frekans değerleri için Cu stabilizatörlerin uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak kayıplarının karşılaştırılması verilmektedir. Burada en dikkat çekici nokta frekans arttıkça oluşan kayıplar çok hızlı bir şekilde artmaktadır. Bunun nedeni Denklem 67'ye bakılarak anlaşılabilir. Denklemden de anlaşılacağı üzere frekans arttıkça indüklenen akımın nüfuzu azalmaktadır. Yani akımın girme derinliği azalıyor dolayısıyla çok dar bölgede yüksek miktarlardaki akım dolaşmaya zorlandığı için karşılaşılabilecek dirençten dolayı kayıplar artmaktadır. Bir diğer önemli nokta ise kayıp düşük frekanslarda çok düşük yüksek frekanslarda ise oldukça yüksektir. Bunun nedeni kaybın uygulanan frekansın kareköküyle değişmesidir. Cu stabilizatörler manyetik alan dağılımını hiç etkilemedikleri için süperiletken bölgelerde meydana gelen kayıplar değişmemektedir. Yani kullanılan Cu stabilizatörler süperiletken bölgede oluşan kaybı hiç etkilememektedir.



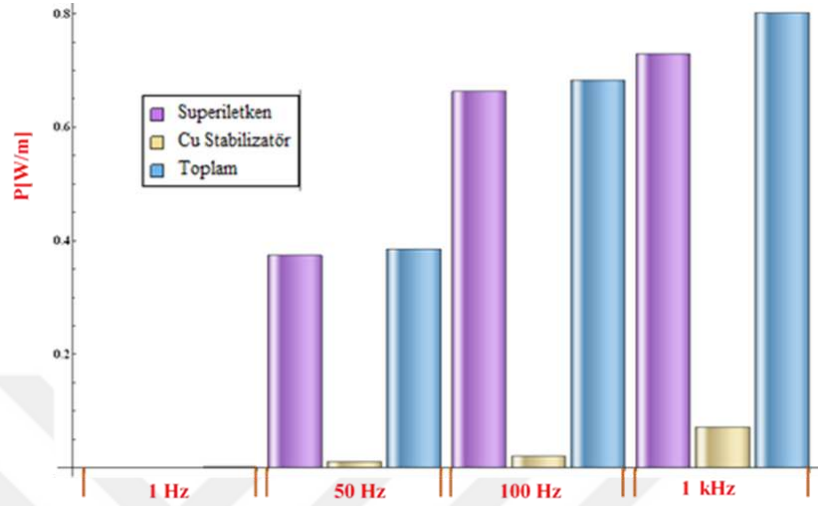
Şekil 4.6.4 Farklı frekanslar için (a) Cu stabilizatörlerde meydana gelen akım kayıpları ve (b) süperiletken tabakalarda meydana gelen toplam akım kayıpları.

Şekil 4.6.5'de uygulanan akımın genliği $I_0=150$ A seçilerek $f=50$ Hz için süperiletken P_{sc} , Cu stabilizatör P_{cu} ve toplan P_{top} akım kayıplarının birbirine göre karşılaştırılması verilmektedir. Burada toplam kayıplar:

$$P_{top} = P_{sc} + P_{Cu} \quad (67)$$

Denklemini ile hesaplanmıştır. Şekilden görüleceği üzere süperiletken bölgedeki kayıplar doğrusal olarak değişirken Cu stabilizatör üzerindeki kayıplar kuadratik olarak değişmektedir.

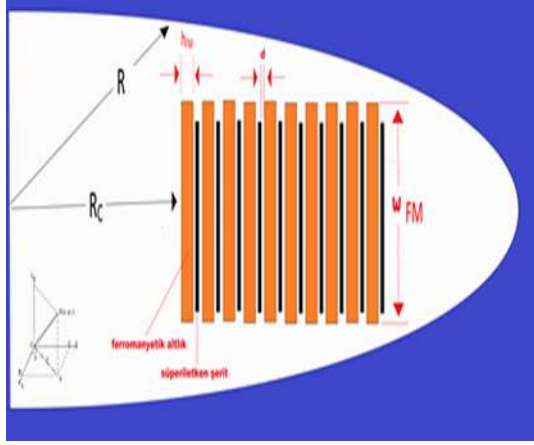
Düşük frekanslarda Eddy akım kayıplarının toplam kayba katkısı önemsizdir, fakat yüksek frekanslarda toplam kaybın önemli bir kısmı bu tabakalarda indüklenen akımların neden olduğu girdap akım kayıplarından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.6.5. $f=50$ Hz için Süperiletken bobinlerde Süperiletken bölgedeki, Cu stabilizatör bölgedeki ve toplam kayıpların karşılaştırılması.

4.7. Süperiletken Bobin Sarımlarında Kullanılan Şeritlerdeki Manyetik Altlığın Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi

Bu bölümde transport AA kayıpları üzerine transport altlığın etkisi detaylı bir biçimde araştırıldı. Şekil 4.7.1’de gösterilen bobin yapısı incelenmiştir. Bobinler birbirleriyle elektriksel olarak etkileşmeyen toplam 10 tane şeritten oluşmaktadır. Hesaplamalar silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiştir. Şeritler geniş yüzü z-eksenine gelecek şekilde rz -düzleminde yatmaktadır ve akım ϕ -yönünde akmaktadır. Üç tip altlık incelenmiştir: manyetik olmayan altlık, zayıf manyetik altlık ve kuvvetli manyetik altlık. Sistemin simetrisinden dolayı ve uygun sınır şartlarını seçerek bobinlerin yalnızca pozitif yarısı dikkate alınmıştır. Manyetik altlık ile süperiletken tabaka arasında yalıtkan bir tampon tabaka (buffer layer) vardır. Dış zarf için manyetik izolasyon sınır şartı soldaki düz zarf için eksenel simetri sınır şartları kullanılmıştır. Modeller arasında karşılaştırma yapabilmek ve hesaplamaları basitleştirmek için sabit J_c yaklaşımı yapılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan geometrik ve fiziksel parametreler Tablo 4.7.1’de veriliyor.



Şekil 4.7.1 Ferromanyetik altlıklı, kaplı-iletkenlerden dizayn edilen süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model.

RABITS YBCO kaplı iletkenin Ni-W ferromanyetik altlığın nispi manyetik geçirgenliğin alan bağıllığını hesaba katmak için, Ainslie tarafından sunulan fit fonksiyonu kullanıldı [105]. Bu fit fonksiyonu Miyagi ve diğ., tarafından verilen deneysel sonuçlara dayanır. Nispi manyetik geçirgenliğin alan bağıllığı şu şekilde verilir [106]:

$$\mu_r(B) = 1 + 30600 \left(1 - \exp \left[- \left(\frac{B}{295 \mu_0} \right)^{2.5} \right] \right) \left(\frac{B}{\mu_0} \right)^{-0.81} + 45 \left(\exp \left[- \left(\frac{B}{120 \mu_0} \right)^{2.5} \right] \right) \quad (68)$$

Burada $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (T.m/A) boşluğun geçirgenliği ve $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ manyetik alan genliğidir. Bu ifade zayıf manyetik geçirgenliği temsil etmektedir.

Süperiletken bölgedeki histerezis kayıp P_{SC} akım yoğunluğu dağılımı J ile elektrik alan dağılımı E 'nin çarpımının YBCO tabakanın kesit alanı üzerinden integrali alınarak hesaplanabilir. Ferromanyetik altlık için ilave bir P_{FM} kaybı ortaya çıkarmaktadır. Bu kayıp Nguyen ve diğ. tarafından verilen fit fonksiyonu kullanılarak hesaplanabilir [107]. Aynı şekilde kayıpları hesaplamada kullanılan fit fonksiyonunda Miyagi ve diğ. tarafından verilen deneysel sonuçlara dayanır [106]. Ferromanyetik kayıp altlık üzerindeki manyetik akı yoğunluğunun maksimum değeri B_m kullanılarak şu şekilde hesaplanabilir [107]:

$$P_{FM}(B_m) = \begin{cases} 4611.4 B_m^{1.884} & , B_m \leq 0.164 \\ 210(1 - \exp(-1.65 B_m^4)) & , B_m > 0.164 \end{cases} \quad (69)$$

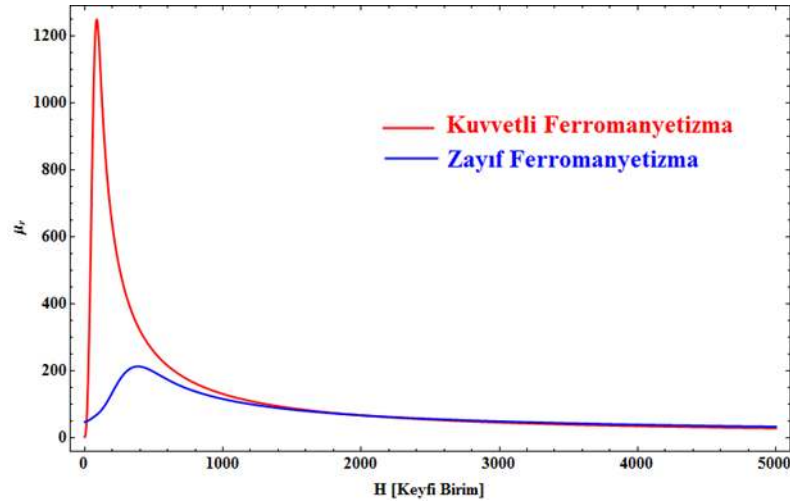
Fit fonksiyonu, manyetik alanın ya çok küçük ya da çok büyük olduğu nispi geçirgenlikler için makul sonuçlar türetebilecek şekilde seçilmiştir. Güçlü manyetik altlık için, oda sıcaklığındaki nispi geçirgenlik ile 77K deki nispi geçirgenlik arasında önemli bir fark yoktur, Güçlü nispi geçirgenliğin alan bağılığı için,

$$\mu_r(B) = 1 + 120\,000 \left(1 - \exp \left[- \left(\frac{B}{70 \mu_0} \right)^{2.5} \right] \right) \left(\frac{B}{\mu_0} \right)^{-0.99} \quad (70)$$

ifadesi kullanılabilir.

Tablo 4.7.1. Ferromanyetik altlıklı süperiletken bobinlerde akım kayıplarını hesaplamak için kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
W_{FM} (mm)	Ferromanyetik altlığın eni	12.1
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
h_{FM} (μm)	Ferromanyetik altlığın yüksekliği	50
h_B (μm)	Tampon Tabakasının kalınlığı	0.250
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	60
D (μm)	Sargılar arasındaki mesafe	250
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{sc} h_{sc})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1×10^3
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 150 \times R_{cc} w_o$
N	Sarım sayısı	10
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	1, 50, 100, 1000
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	25



Şekil 4.7.2. Zayıf ve kuvvetli ferromanyetik altlıklar için μ_r nispi geçirgenliklerin manyetik alan şiddeti ile değişimi.

Kuvvetli ferromanyetik altlıklı malzemeler $B_m \approx 1.7$ T ve zayıf manyetik altlıklı malzemeler ise $B_m \approx 0.25$ T’da satire olmaktadır. Şekil 4.7.2’de manyetik alanın fonksiyonu olarak zayıf ve güçlü nispi geçirgenliğin karşılaştırılması gözükmektedir. Özellikle düşük alan genliklerinde nispi geçirgenlik çok artmış yüksek alan genliklerinde önemli ölçüde zayıflamıştır. Güçlü manyetik altlık için ilave ferromanyetik kayıp aynı şekilde Miyagi ve diğ. tarafından yayınlanan deneysel verilere dayalı aşağıdaki fit fonksiyonu kullanılarak şu şekilde hesaplanabilir [106]:

$$P_{FM}(B_m) = \begin{cases} 171.2B_m^{1.884} & , 0.1 \leq B_m \leq 1.53 \\ 375(1 - \exp[-(\frac{B_m}{1.407})^{6.787}]) & , B_m > 1.53 \end{cases} \quad (71)$$

Aynı şekilde ferromanyetik altlığın maruz kaldığı manyetik akı yoğunluğunun maksimum değerleri Comsol Multiphysics ortamında her altlık için hesaplatıldı ve bu sonuçlar kullanarak Mathematica ortamında kayıpları hesaplayan Mathematica kodu yazıldı.

Şeritlerin süperiletken bölgelerinde aynı miktarda akım aktığı kabul edilmiştir. Bunun için 2. Bölümde anlatılan prosedür uygulanmıştır. Ferromanyetik bölge için herhangi bir kısıtlama uygulanmamıştır. Ferromanyetik bölgedeki girdap akım kayıpları ihmal edilmiştir. Hesaplamalarda yakınsama problemini önlemek için ferromanyetik altlıklara belli bir oranda iletkenlik tanımlanmıştır.

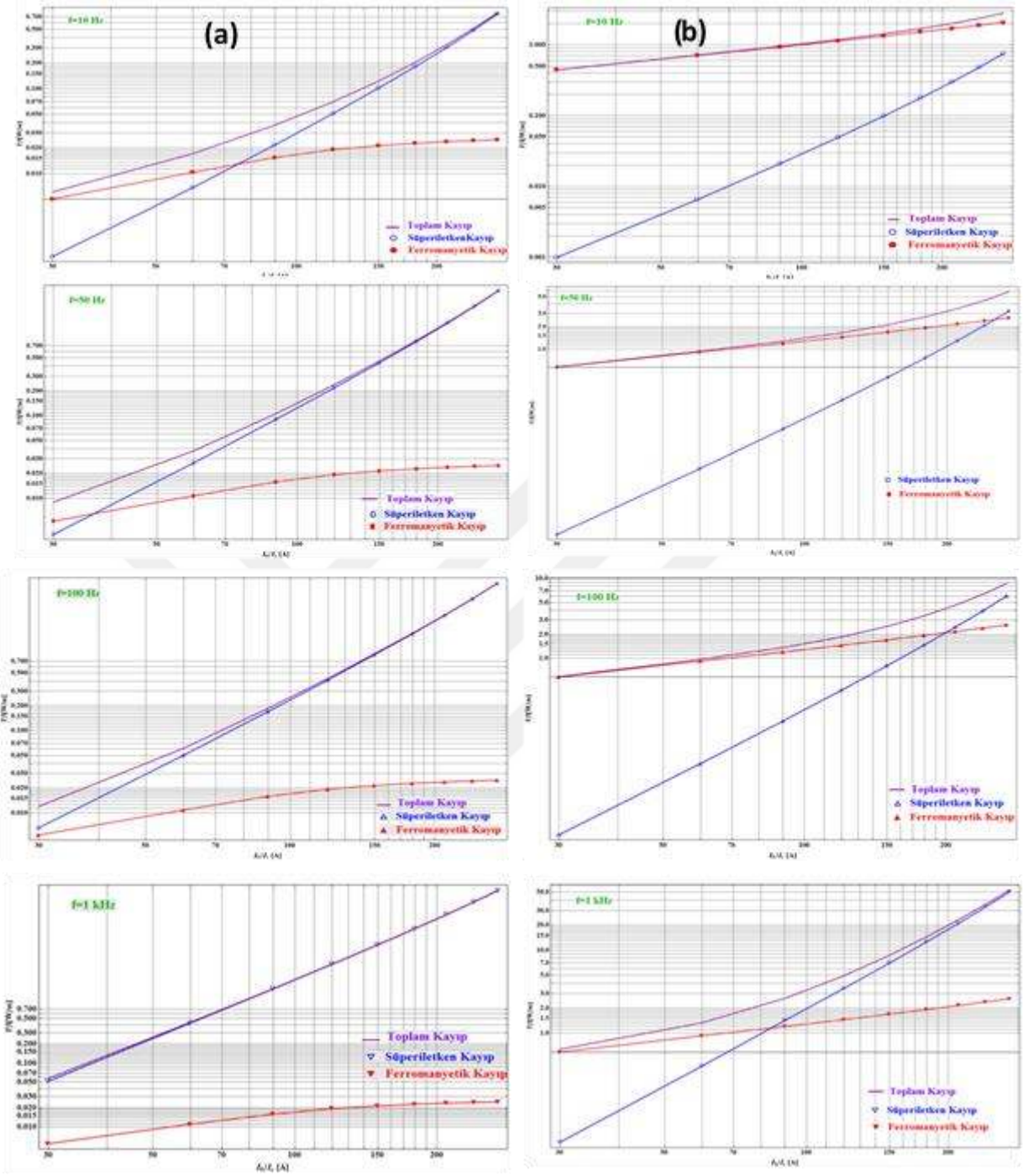
Örgüleme için hem süperiletken tabaka hem de ferromanyetik altlığın bulunduğu bölgeler elle örgülenmiştir. Örgüleme haritalandırılmış örgü örgüleme tekniği kullanılmıştır. Süperiletken bölgeler yatayda 120 düşeyde ise 4 dilime ayrılmış. Ferromanyetik bölgeler ise yatayda 120 düşeyde ise 8 bölgeye ayrılmıştır. Diğer tüm bölgeler ise serbest üçgensel örgüleme tekniği kullanılarak örgülenmiştir. Toplam örgü sayısı 43792 olarak tespit edilmiştir.

Ferromanyetik bölgelerin Denklem 70 ve 71 ile verilen nispi geçirgenlikleri doğrudan programa girme olanağı olmadığı için Comsol programında tanımlama kısmında analitik fonksiyon olarak tanımlanmıştır. Burada dikkat edilmesi gereken hususlar: i) μ_r fonksiyonu tanımlanmasında H manyetik alan şiddeti yerine, manyetik alan B kullanılmalı, ii) üstel ve kesir ifadelerinde ortaya çıkan ıraksamalar için küçük bir $\Delta B \sim 10^{-3}$ 'ten az olmamak kaydıyla ilave bir sabit eklenmelidir. Bir diğer önemli nokta ise akım uygulanması durumu için bir eğim fonksiyonu ile çarpılmalıdır. Bu durumda uygulanan akım $I_a = ramp(t) \cdot I_0 \sin(2\pi ft)$ biçiminde olmalıdır. Bu şekilde bir tanımlama özellikle ilk akım artışı durumunda ortaya çıkan yakınsama problemlerini ortadan kaldırmaktadır. Bu, aynı zamanda akım dağılımında birbirine bakan akım cephelelerinde gözlenen dalgalanmaları da ortadan kaldıracaktır.

Hesaplamalarda dikkat edilmesi gereken bir önemli nokta ise çözümleyicide “relative tolerance” ve “absolute tolerance” değerlerinin ayarlanmasıdır. Bu değerler manyetik altlık kullanılmayan durum için ayarlanan 10^{-12} değerinden en az 10^{-2} kat daha düşük olmalıdır. Çözümleyicide “direct solver” kullanmak ferromanyetik altlıklı bobinlerin hesabı için yeterli olmaktadır. Ferromanyetik altlık kullanılan süperiletken bobinlerde hem süperiletkenin iletkenlik kısmından kaynaklanan doğrusal olmayan iletkenlik hem de ferromanyetik kısımdaki doğrusal olmayan μ_r nispi geçirgenlik yüzünden benzeşimler oldukça yavaş yakınsamaktadır. Yakınsamayı hızlandırmak için Comsol programının ara yüzünde bir takım ek ayarlamalar yapmak gerekmektedir. Bu amaçla özellikle şunun altını çizmek gerekiyor. Süperiletken bobinlerin dışında kalan bölge yani boşluğun geçirgenliği $\sigma \sim 10^3 - 10^5$ [S/m] arasında bir değer seçilebilir. Bu civarda bir değer süperiletken AA kayıplarında %1~2 civarında bir değişime neden olmaktadır. Ancak, hesaplama süresi oldukça kısaltmaktadır. Hesaplama süresini kısaltmak için bir diğer yöntem ise, toleransları düşürmek olabilir ama bu durumda süperiletkenlik davranışı, metalik davranışa kaymaktadır.

Bu bölümde süperiletken bobinin birim uzunluğu başına toplam AA kayıpları zayıf ve kuvvetli manyetik altlıklı durumlar için karşılaştırıldı ve ayrıca sonuçlar bir önceki bölümde sunulan manyetik altlıksız durum için ayrıca karşılaştırıldı. Transport akım tek bir şeridin kritik akım yoğunluğunun %10 ile %90 arasında değişen oranlarda uygulandı. 10 sarımlık şeritten oluşan süperiletken bobin için farklı frekanslar için süperiletken, ferromanyetik malzeme ve toplam kayıpları karşılaştırılıyor. Hem süperiletken hem de ferromanyetik kayıplar için zaman ortalaması alınmıştır. Genellikle yüksek akım genliklerinde süperiletken tabalardaki histerezis kayıplar daha baskın olma eğilimindedir. Ancak, histerezis kayıplar hem kullanılan altlığın tipine hem de uygulanan akımın frekansına bağlı olarak değişiklik göstermektedir. Manyetik altlık bobinlere manyetik alan nüfuzunu artırdığı için kaybı da artırdığının altını çizmek gerekir. Manyetik altlık akım nüfuzunu artırmanın yanında, nüfuz ettiği bölgelerde manyetik akı yoğunluğunu artırmaktadır. İlk bakışta şu göze çarpmaktadır: kullanılan altlık manyetizması ne kadar yüksek ise, bobinlerdeki alternatif akım kayıpları da o kadar yüksektir.

Şekil 4.7.3(a)'da zayıf ferromanyetik altlıklı şeritlerden sarılan bobinlerde oluşan kayıpların hesabı verilmektedir. Frekans arttıkça ferromanyetik altlığın toplam kayıplar üzerine etkisi azalmaktadır. Bunun başlıca nedeni, frekansın etkisiyle bobinleri teşkil eden süperiletken bölgelerdeki ortalama kaybın çok hızlı artması olabilir. Buradaki bir diğer üzerinde durulması gereken nokta düşük frekanslarda düşük akım genliklerinde ferromanyetik kayıp süperiletken kayba göre daha baskın, yüksek akım genliklerinde ise süperiletken kayıpların çok daha yüksek olduğudur. Bunun nedeni, düşük akım genliklerinde kullanılan altlığın manyetik geçirgenliği çok yüksek değerlerde, daha düşük yüksek akım genliklerinde ise manyetik genlik azalarak hemen hemen sabit bir değere doğru doyuma ulaştırmaktır (Şekil 4.7.2). Yüksek manyetik geçirgenlik hemen yakınındaki şeridin maruz kaldığı manyetik alanın dik bileşenini artırmakta ve yaratacağı manyetik basınç yüzünden ferromanyetik altlığa daha fazla manyetik alan nüfuzuna neden olmakta, dolayısıyla kayıp artmaktadır.



Şekil 4.7.3. (a) Zayıf ferromanyetik ve (b) kuvvetli ferromanyetik altlık kullanılan durumlar için süperiletken, ferromanyetik malzeme ve toplam kayıplarının farklı frekanslar için karşılaştırılması.

Toplam kayıplar $P_T = P_{SC} + P_{FM}$ ifadesi ile hesaplanmıştır.

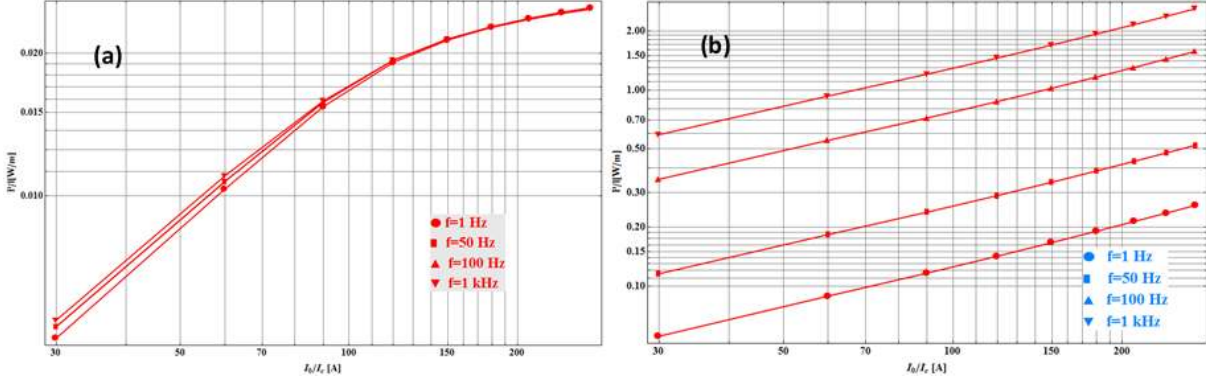
Şekil 4.7.3(b)'de ise kuvvetli manyetik altlık kullanılan şeritlerden sarılan bobinlerdeki süperiletken, ferromanyetik ve toplam kayıpların hesabı verilmiştir. Şekilde ilk göze çarpan

ferromanyetik kısımdaki kayıp alan arttıkça artmaktadır. Ferromanyetik kısımdaki histerezis ferromanyetik kayıplar süperiletken kısımdan maruz kalınan manyetik alanın yarım periyotluk sürede maksimumdan $+B_m$ 'den $-B_m$ 'ye değişmesinden kaynaklanmaktadır. Uygulanan akımın frekansı arttıkça manyetik alanın değişim süresi de artmakta dolayısıyla ferromanyetik kısımdaki histerezis kayıpları özellikle düşük frekans bölgesinde doğrusal bir biçimde artmaktadır. Düşük frekanslar için Denklem 71 ile verilen kayıp ifadesinin başına bir f çarpanı getirilebilir ama yüksek frekanslarda yine bir doyum durumu olabilir. Bir diğer önemli nokta ise düşük frekansta özellikle $f=10$ Hz için ferromanyetik kaybın süperiletken kayıptan, $I_0=\%90I_c$ değerleri civarında, $\%80$ daha fazla çıkmaktadır. Bunun nedeni düşük frekanslarda hem süperiletken kayıpları çok düşük hem de ferromanyetik bölgedeki maksimum manyetik alan nüfuzu çok derinlere nüfuz etmektedir. Manyetik alanının altlığın daha içlerin doğru nüfuzu ferromanyetik kısımdaki kayıpları artırmaktadır.

Toplam kayıplar açısından ele alındığında zayıf ferromanyetik altlık için düşük frekanslarda toplam kayıpların önemli kısmı düşük akım genliklerinde ferromanyetik kısımdan gelmekte yüksek alan genliklerinde ise süperiletken kısımdan gelmektedir. Yüksek frekanslarda ferromanyetik kayıplarının etkisi hemen hemen ihmal edilebilir düzeydedir. Toplam kayıpların pek çoğu süperiletken kısımdan gelmektedir. Fakat kuvvetli ferromanyetik altlık kullanılan durumlarda bu durum çok farklıdır. Hem düşük frekanslarda hem yüksek frekanslarda ferromanyetik kayıplar toplam kayıpları artırmaktadır. Çok yüksek frekanslarda altlığın doyuma ulaşmasından dolayı kayıpları etkisi sınırlı kalsa bile yine de çok önemli olmaktadır. Bu süperiletken bobinlerin kullanıldığı aygıt teknolojileri için çok önemlidir.

Şekil 4.7.4'te zayıf ve kuvvetli manyetik altlıklar için ferromanyetik kayıplarının karşılaştırılması verilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi zayıf manyetik altlık kullanılan durumda frekans ile ferromanyetik kayıplar düşük alan genliklerinde çok az değişirken, yüksek alan genliklerinde hemen hemen hiç değişmemektedir. Bunun nedeni, nispi geçirgenlik çok küçük olduğu için altlığın üzerine toplayacağı manyetik alanın çok az olmasıdır. Dolayısıyla maksimum manyetik alan (B_m) değeri çok az değişecektir. Yüksek akım genliklerinde kaybın frekanstan etkilenmesinin nedeni altlığın nispi geçirgenliğinin sabit bir değere yakınsamasından kaynaklanabilir. Kuvvetli altlık durumunda (Şekil 4.7.4 (b)) frekansla ferromanyetik kayıplar doğrusal olarak artmaktadır. Bu, nispi geçirgenlik çok büyük

olduğu için altlığın üzerinde toplayacağı alanın o ölçüde büyük olurken histerezis alanının frekansla artmasından kaynaklanabilir.



Şekil 4.7.4. (a) Zayıf ve (b) Kuvvetli ferromanyetik altlık durumu için uygulanan akımın fonksiyonu olarak altlıklarda oluşan kayıpların (P_{FM}) frekansla değişimi.

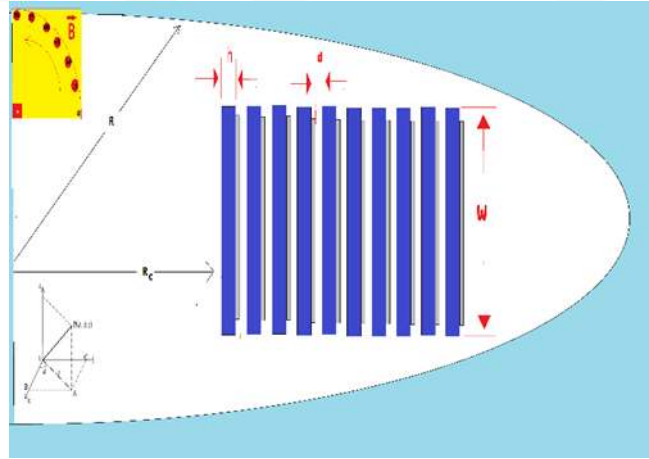
4.8. Dönen Manyetik Alan Altındaki Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları: Alan Frekansının ve Uygulanma Açısının Etkisi

Dönel alanların modellenmesi, uygulanan manyetik alanın akım yoğunluğuna dik ya da paralel olduğu durumdan çok farklıdır. Enine uygulanan manyetik alan içerisindeki uzun teller ya da şeritler için, yerel akım yoğunluğu daima uygulanan manyetik alana diktir. Bütün sayısal yöntemler aslında bu durumu çözmektedir [109]. Akım dağılımının temel özelliği yalnızca ilk çevrimden sonra periyodik olmasıdır. Bu özelliğin manyetizasyon üzerinde bir etkisi vardır [110]. Eğer malzeme başlangıçta manyetize olmuşsa, dönen manyetik alan birkaç çevrim sonra numuneyi kısmen demanyetize edecektir [111].

Eğer manyetik alan AA çevrimin bir kısmında akım yoğunluğuna dik düşmüyorsa, bu durumda girdapların çivilenmeden kurtulmasının yanı sıra akı kesilmesi (flux-cutting) mekanizması da devreye girecektir. Bu daha da karmaşık bir durumdur. Bu durum, birisi akının çivilenmeden kurtulmasına yol açan diğerinin ise akı kesilmesinden sorumlu olduğu iki tane karakteristik kritik akımın aktığı ikili kritik hal modeli “double-critical state” ile açıklanabilir [112]. Bu model dönel manyetik alan içerisine konulmuş bir slabın AA kayıplarda dahil bütün elektromanyetik prosessin analitik olarak çözülmesine olanak sağlar [113]. Bu modelin genişletilmiş hali, akım yoğunluğuna göre elektrik alanının elektrik alan

yöneliminin fonksiyonu olarak kritik akım yoğununun sürekli varyasyonunu hesaba katar [110-113]. Bu model ayrıca akım yoğunluğunu çözmek için sayısal yöntemlere ihtiyaç duyar [110-114]. Deneysel olarak elektrik alan ile akım yoğunluğu arasında eliptik bir ilişkinin olduğu ortaya konulmuştur [115].

Projenin bu kısmında manyetik alan uygulanan süperiletken bobinlerde oluşan kayıplar incelenmiştir. Süperiletken bobinler güç üretiminde ve dağıtımında kullanılan aygıtların aktif bileşenlerini teşkil etmektedir. Özellikle güç üretiminde süperiletken bobinler, jeneratör sargılarının hem rotor hem de stator kısmında kullanılabilirler. Eğer jeneratörlerin stator kısımları süperiletken bobinlerden yapılırsa, sargılar önemli ölçüde rotordan kaynaklanan değişken manyetik alana maruz kalacaklardır. Bu durumda ise, bobinler üzerinde indüklenen akımların oluşturacağı ısınma jeneratörün performansını bir miktar düşürecektir. Bu yüzden bu ısınmayı doğru hesaplayabilmek, jeneratör dizaynında önemli olmaktadır. Dolayısıyla süperiletken bobinlerde oluşan manyetizasyon kayıplarının fizikini anlamak ve aynı zamanda doğru hesaplamak önemlidir. Projenin bu kısmında geliştirilen hesaplama yönteminin süperiletken sargıların kayıp hesaplarına uygulamak ve kayıp mekanizmasının daha iyi anlaşılması amaçlandı.



Şekil 4.8.1. Hesaplama yapılacak bobinin kesit alanı. Manyetik alan z eksenine göre değişik açılardan uygulanmakta akım ϕ yönünde geçmektedir.

Hesaplamalarda Şekil 4.8.1’de verilen bobin kesiti dikkate alındı. Süperiletken sargılardan dışarıdan herhangi bir akım uygulanmamaktadır ve yalnızca değişken manyetik alanın indüklediği akım geçmektedir. Hesaplamalar simetri kolaylığından dolayı aynı şekilde (r, z, ϕ)

silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiş. Alan rz -yönünde belli açılarda değiştirilerek uygulanmış iken indüklenen net manyetizasyon akımı ise φ -yönünde akmaktadır. Manyetik alan şiddeti zamanın fonksiyonu olarak $H_a(t) = H_0 \sin(2\pi ft) \cos(\theta) \hat{r} + H_0 \sin(2\pi ft) \sin(\theta) \hat{z}$ biçiminde değişmektedir. Manyetik alanın yönü θ açısı ile belirlenmektedir. Manyetik alan şiddetinin genliği tek bir şeridin birincil nüfuz alanını veren,

$$H_p = \frac{J_c}{2\pi w_{sc} h_{sc}} \quad (72)$$

ifadesi ile verilen biçimde as ve üs katları olacak şekilde alınmıştır. Hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 4.8’de verilmektedir. Hesaplamalarda süperiletken bobinlerin yalnızca bileşenlerinin süperiletken kısımları kolaylık sağlanması için dikkate alınmakta, Cu-stabilizatör ve altlık kısımları hesaba katılmamaktadır.

Benzeşimlerde hesaplama yönteminin dayandığı **A-V** formülasyonu için kullanılan Denklem 40 ile verilen Ampere denklemi çözdürüldü. Süperiletken kısmının fiziksel özellikleri doğrusal olmayan iletkenlik ifadesi,

$$\sigma = J_c \frac{\left(\left| \frac{-\partial A / \partial t}{E_c} \right| + \Delta \right)^{\frac{1}{n}}}{\left(\left| -\partial A / \partial t \right| + \Delta \right)} \quad (73)$$

ile girildi. Burada Δ değeri, daha önce açıklandığı gibi, tekillikten kaçınmak için kullanılmıştır. Transport akım durumundan farklı olarak bu Δ sabitini $\sim 10^{-12}$ civarında seçmek hem hesaplamaların kararlılığı hem de doğruluğu açısından önemlidir. Sınır şartı için Şekil 8.1’in dış zarfı için $H_a(t)$ ifadesi doğrudan girilmiştir. Hesaplama uzayının yarıçapı manyetik alan kayıpları için çok önemli olmamaktadır. Hesaplama yapılacak bobinin iç yarıçapının minimum iki katı yeterli olmakta ancak çok büyük seçmekte hesaplamaların doğruluğunu, yakınsamasını ve hesaplama süresini çok çok az değiştirmektedir. Bu yüzden benzeşimlerde oldukça büyük bir hesaplama uzayı kullanılmıştır.

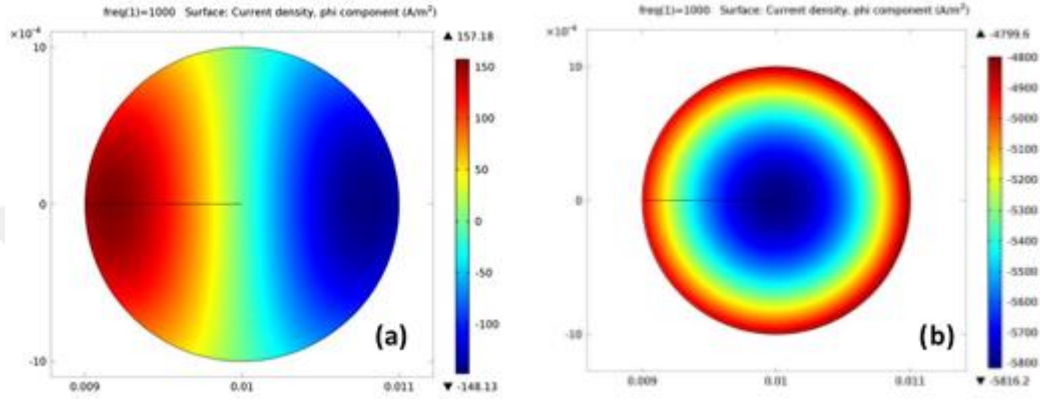
Tablo 4.8. Manyetik alana maruz kalan süperiletken bobinlerin benzeşim parametreleri.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	60
D (μm)	Sargılar arasındaki mesafe	250
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{sc} h_{sc})$	2.5×10^{10}
B_0	Kritik akım yoğunluğu parametresi	0.36
β	Kritik akım yoğunluğu parametresi	1.2
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 5 \times R_c$
N	Sarım sayısı	10
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	1, 10, 100, 1000
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	22

Örgüleme için bobinlerin transport akım kayıplarında kullanılan örgü biçimi ve yoğunluğu kullanılabilir. Hesaplamalarda karşılaşılan zorluklarından bir diğeri ise çözümleyici ayarlarıdır. Çözümleyici ayarları transport akım benzeşimlerinde kullanılan değerlerden çok farklıdır. En önemli farklardan bir tanesi kesinlikle “fully coupled” çözümleyici gerekmemesidir. Bir diğeri önemli husus ise relative tolerance: 10^{-6} ve absolute tolerance: 10^{-8} olarak seçilmelidir. Dikkat edilirse tolerans değerleri transport akım durumundaki değerlerden oldukça düşüktür. Bu hesaplama süresini önemli oranda kısaltmaktadır. Aynı şekilde çözümleyici olarak “direct” solverlerden herhangi birisi kullanılabilir.

Değişken manyetik alana maruz kalan bobinlerin elektromanyetik analizleri için ortaya çıkan açık devre ve kapalı devre diye tanımlanan iki durum vardır. Açık devre durumunda, bobinlerin uçları sargı yapıldıktan sonra açık bırakılır. Bu şekilde bobinler üzerinde geçen net akım sıfırdır. Aynı anda bobinin bir kısmından $+\varphi$ yönünde akım akıyorken diğer kısmında $-\varphi$ yönünde akım akmakta dolayısıyla akım akışının ortalaması sıfır olmaktadır. Kapalı

devrede ise uçlara bir yük bağlanarak üzerinden net bir akım geçişi sağlandığı durum olarak tasavvur edilebilir. Şekil 4.8.2’de tek bir sargıdan oluşan bobinlerde açık devre ve kapalı devre durumu için bobin kesitinde indüklenen akım yoğunluğu grafiği verilmektedir. Açık devre durumu daha çok enerji depolama sistemleri (SMES) gibi sistemler için geçerli oluyorken, kapalı devre durumu jeneratörler, transformatörler, hatalı akım sınırlayıcılar gibi sistemlerde kullanılan sargıların benzeşiminde kullanılabilir.



Şekil 4.8.2. (a) Açık devre durumu için tek sargıdan oluşan bobinde indüklenen akım: kesit alanı üzerinden akan ortalama akım sıfırdır. (b) Kapalı devre durumu için bobin kesitinde akan akım.

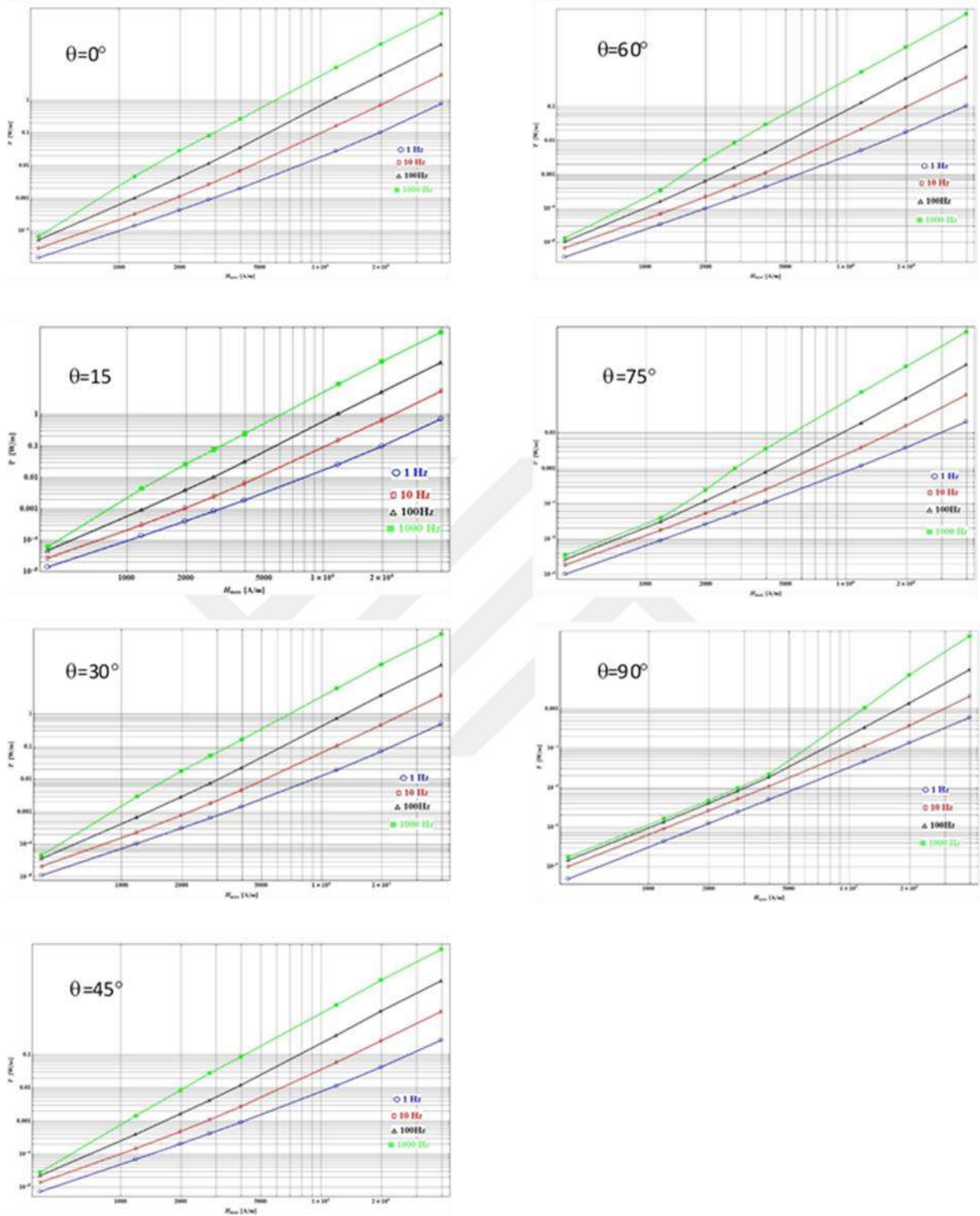
Açık ve kapalı devre durumları için geliştirilen yöntemde açık devre için bobin çıkış akımı $I_a=0$ olarak uygulanır ve hesaplamalarda bobin uçlarındaki voltaj farkı kullanılır. Kapalı devre durumu için ise bobin çıkış voltaj farkı $V=0$ olarak seçilerek uygulanmalıdır. Geliştirilen yöntem her iki durumun benzeşimini de yapabilmektedir ancak projenin bundan sonraki kısmı açısından kapalı devre durumu dikkate alınmıştır. Yani diferansiyel denklemin çözümünde $V=0$ durumu kısıtlama olarak uygulanmaktadır.

Hesaplamalarda, uygulanan manyetik alanın genliği için Denklem 73 ile verilen ilk nüfuz alanı kullanıldı. Genlik için $H_0=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.2, 4$ ve $10 H_p$ değerleri için hesaplama yapılmıştır. İşlemlerin alansız soğutma yapılarak gerçekleştirildiği kabul edildi yani ilk olarak sıfır alan altında süperiletken bobinlerin soğutulduğu, ondan sonra dış manyetik alan uygulandığı kabul edildi. Hesaplamalar alansız durumdan başlayarak $t=3T/4$ süresince adım adım gerçekleştirildi. Bu süre boyunca 51 değer alındı ve her bir zaman aralığındaki kayıp ifadesi:

$$P = \frac{2}{T} \int_{T/4}^{3T/4} dt \iint 2\pi r J_{\phi} E_{\phi} dA \quad (74)$$

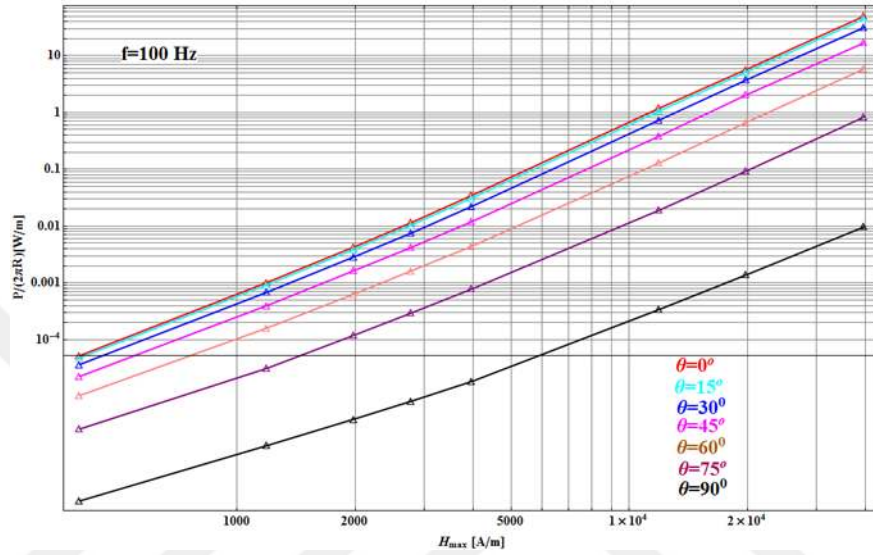
denklemleri ile hesaplandı. Her bir zaman aralığındaki kayıpları hesaplayan Mathematica'da küçük bir kod yazıldı.

Şekil 4.8.3 'de farklı frekans ve uygulanana manyetik alanın z-eksenine göre uygulama açısına göre süperiletken bobinlerde oluşan toplam kayıplar verilmektedir. Hesaplama için $f=1, 10, 100$ ve 1000 Hz gibi onun katları biçimde artan frekans değerleri seçilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi frekans arttıkça süperiletken kısımda oluşan histeretik kayıplar artmaktadır. Bu, daha önce de açıklandığı gibi frekansın artmasıyla şeritlere alanın nüfuzunun artmasından kaynaklanabilir.



Şekil 4.8.3. Farklı frekans (f) ve uygulama açısı (θ) için uygulanana manyetik alanın fonksiyonu olarak süperiletken bobinlerde oluşan alternatif akım kayıplarının hesabı.

Kayıp hesaplarında dikkat çeken bir diğer nokta ise yüksek manyetik alan genliklerinde $H_0 \geq H_p$ için histeretik kayıplar frekansla doğrusal olarak artarken düşük alan genliklerinde özellikle 1 kHz frekansında bu doğrusallığın ortadan kalktığı görülmektedir. Bunun nedeni, düşük genliklerde hem frekans arttığı için hem de alanın genliği çok zayıfladığından manyetik alanın nüfuzunun oldukça azalması ve kayıpların düşmesidir.

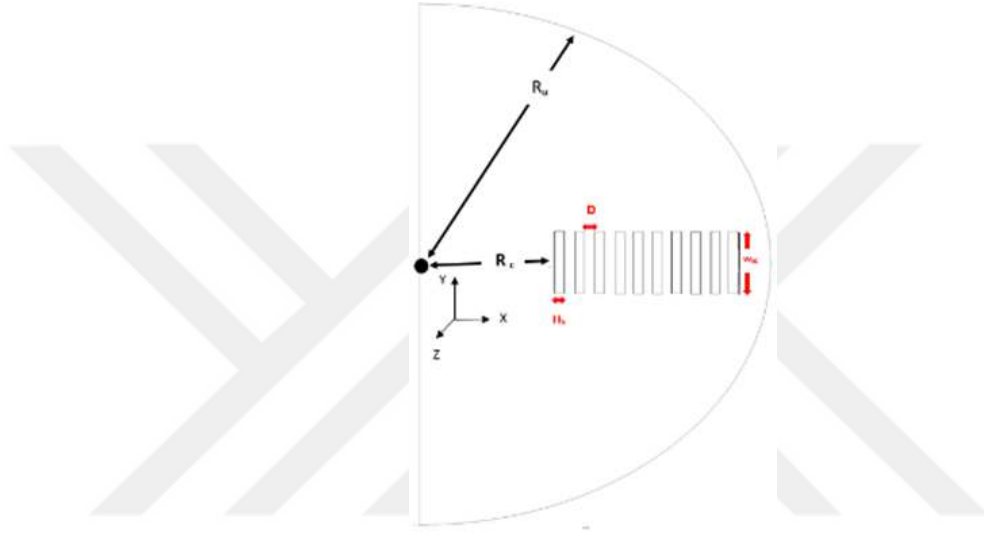


Şekil 4.8.4. z-eksenine göre manyetik alanın farklı yönelim açıları için uygulanan manyetik alana karşı hesaplanan kayıp eğrileri. Frekans için tek bir değer $f=100$ Hz alınmıştır.

Şekillerde dikkat çeken bir diğer nokta ise manyetik alan uygulama açısı arttıkça kayıpların başlangıçta çok değişmemesi, özellikle $\theta=45^\circ$ 'den sonra akım kayıplarının hızlı bir biçimde artmasıdır. Bu beklenen bir durumdur. Zira bobinlere manyetik alan nüfuzu daha ziyade şeritlerin alt ve üst uçlarından meydana gelmektedir. Manyetik alan r-eksenine doğru kaydıkça manyetik alanın dik bileşeni azalmakta paralel bileşeni artmaktadır. Bu durum süperiletken bobinlere manyetik akı nüfuzunu azaltmaktadır. Bu durumu daha iyi görebilmek için Şekil 4.8.4 çizdirilmiştir. Şekil 4.8.4'de $f=100$ Hz seçilerek farklı uygulama açıları için hesaplanana kayıp eğrileri verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi uygulama açısı arttıkça histeretik kayıplar kuadratik olarak azalmaktadır.

4.9. Süperiletken Bobinlerin Isısal Analizleri

Projenin bu bölümünde süperiletken bobinlerin ısısal analizleri Ampere ve ısı iletim denklemleri birlikte öz uyumlu çözülerek elde edildi. Süperiletken bobinlerin 12 mm eninde 1 μm kalınlığında kritik akım değeri 300 A olan olan Superpower SCS12050-AP REBCO süperiletken şeritlerden sarıldığı kabul edildi. Süperiletken bobinin sıvı azot içerisinde bulunduğu, sıvı azotun akışkan olmadığı varsayıldı.



Şekil 4.9.1. Benzeşimlerde kullanılan hesaplama uzayı.

Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildiği için Şekil 4.9.1'deki gibi bobinin yalnızca xy -düzlemindeki kesiti dikkate alındı. İki boyutta bobinin dairesel ya da yarış pisti biçimli olması çok önemli değildir. Eksenel simetriden dolayı hesaplamalar, (r, φ, z) silindirik koordinat sisteminde gerçekleştirildi. Bu durumda bobin sargıları r, z -eksenlerinde yatmakta akım ise φ -ekseni boyunca akmaktadır. Bobin 10 şeritten oluşmuştur ve şekilde kesit alanı şeritlerin yerleşimini göstermektedir. Modellemede kullanılan parametreler Tablo 4.9.1'de verilmiştir. Şeritlere $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ biçiminde akım uygulandığı kabul edilmiştir. Süperiletken şeritlerden yalnızca akım akmaktadır. Herhangi bir dış kaynak tarafından manyetik alan uygulanmamaktadır. Bobini oluşturan şeritler yalnızca kendi ürettiği öz alana maruz kalmaktadır.

Tablo 4.9.1. Süperiletken şeritlerin AA akım kayıplarının hesabında kullanılan parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{SC} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu $I_C/(w_{SC} h_{SC})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 25 \times w_{SC} w_o$
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	21

Bobinlerin elektromanyetik analizleri için **A-V** formülasyonu kullanıldı. Bu formülasyona göre, süperiletken bölge için

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} \right] + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{J}, \quad (75)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (76)$$

Ampere denklemi çözdürüldü. Burada $\mathbf{A}$, vektör potansiyeli; σ , iletkenlik; μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliği ve $\mathbf{B}$, manyetik indüksiyondur. Sınır şartı olarak bir önceki bölümde açıklandığı gibi dış zarf için $\mathbf{A} = A_\phi \hat{\phi}$ manyetik izolasyon sınır şartı kullanıldı. Bobin hesabında süperiletken bölgenin özellikleri doğrusal olmayan **E-J** bağıntısına ile verilebilir. Süperiletken bölge için iletkenlik ifadesi:

$$\sigma = J_{c0} \frac{(|E/E_c|)^{1/n}}{(E)} \quad (77)$$

ile verilir. Burada E , elektrik alan; E_c , elektrik alan için eşik değeri 1×10^{-4} (V/m); J , akım yoğunluğu; J_{c0} , kritik akım yoğunluğu ve n ise bir sabittir. Burada elektrik alan ifadesi,

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V \quad (78)$$

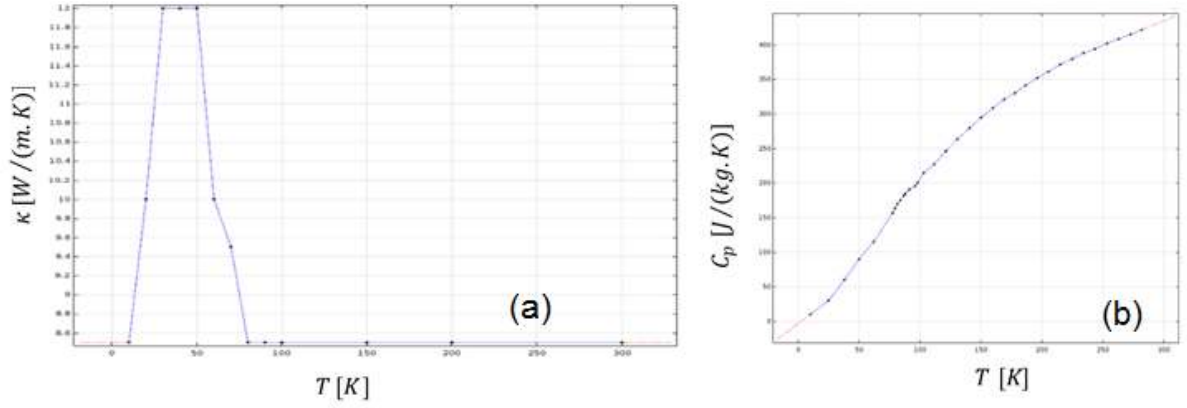
ile verilir. Burada $\mathbf{A}$ vektör potansiyeli V ise skaler potansiyeldir. Vektör potansiyeli akım yoğunluğu $\mathbf{J}$ ve elektrik alan $\mathbf{E}$ ile aynı yönde yani ϕ -yönündedir. Bobinin ısısal analizi için,

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (-\kappa \nabla T) + Q \quad (79)$$

diferansiyel denklemi kullanıldı. Burada ρ , süperiletken tabakanın yoğunluğu; C_p sabit basınçtaki süperiletkenin özısıısı ve κ termal iletkenlik katsayısı; Q ise akım uygulandığında ısıya dönüşen enerjidir. Termal iletkenlik için sınır şartı,

$$\mathbf{n} \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \quad (80)$$

kullanıldı. Hesaplamalarda YBCO 'nun yoğunluğu $\rho = 6.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, olarak alındı κ ve C_p parametreleri için Lacroix ve Sirois (2014) tarafından verilen değerler kullanıldı. [105]). Bu parametreler sıcaklığa bağlıdır ve sıcaklıkla değişim grafikleri Şekil 4.9.2.'de verilmektedir. Hesaplamalarda denklem 75-79 diferansiyel denklemleri verilen sınır şartları ve 77 denklemleri ile verilen materyal parametresi için öz uyumlu olarak çözüldü. Sıvı azot için kullanılan termal parametreler Tablo 4.9.2'de verilmektedir.



Şekil 4.9.2.. Hesaplamalarda kullanılan YBCO şeritlerin(a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi.

Tablo 4.9.2. Sıvı azotun termal parametreleri.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
$\rho(\text{kg/m}^3)$	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
$\kappa(\text{W/(m.K)})$	Sıvı azotun termal iletkenlik	0.02583
C_p	Sıvı azotun sabit basınçta özısı	1040

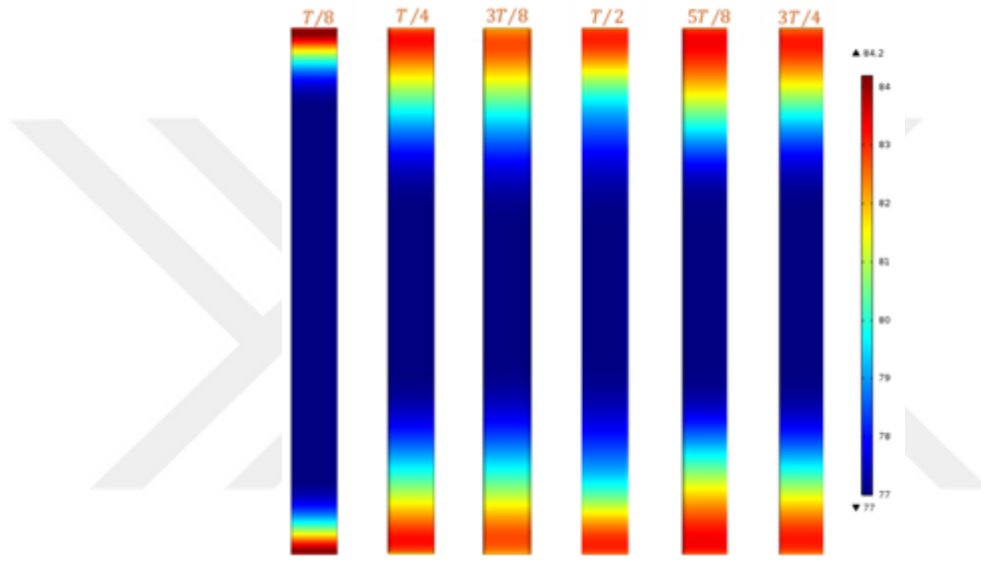
Bir diğer önemli nokta ise Denklem 81 ile verilen Q ısısının hesaplanmasıdır. Bunun için Denklem 81'in sonucunda elde edilen ısı ya da ısıya dönüşen enerji,

$$Q = \iint (2\pi r) J_\varphi E_\varphi dA \quad (81)$$

integrali ile hesaplanmıştır.

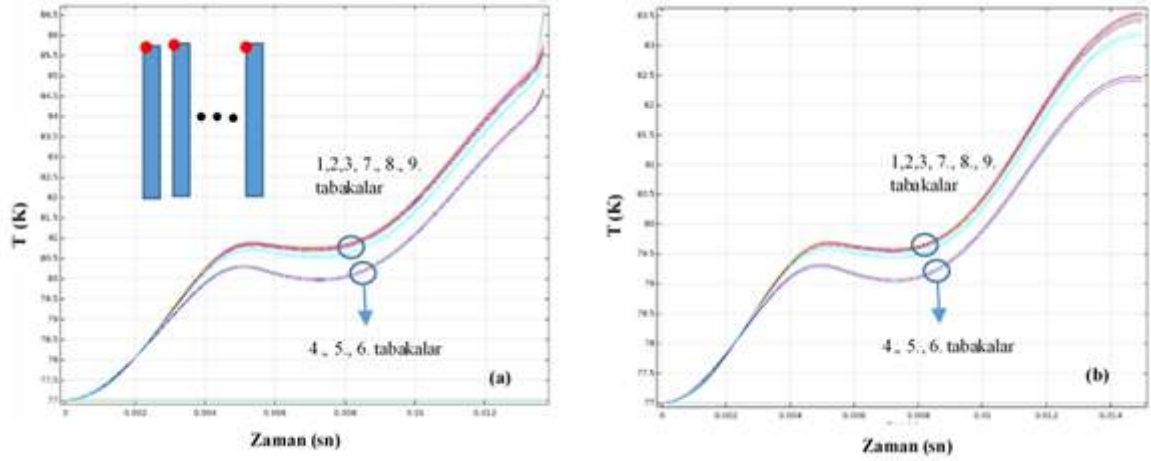
Şekil 4.9.3'de farklı zaman aralıkları için süperiletken şeritlerde oluşan sıcaklık dağılımı gösterilmektedir. Uygulanan akımın miktarı 240 A olarak seçilmiş ve sinüzoidal olarak $t = 0$ ile $t = 3T/4 \text{ sn}$ aralığında küçük adımlarla değiştirilmiştir. Şekilde $T/8$ adımlarla değişimi

gösterilmektedir. Şekilden görüleceği üzere özellikle süperiletken şerhilerin alt ve üst uçlarındaki sıcaklık artmış ve akım değıştikçe sıcaklık daha iç bölgelere nüfuz etmiştir. Bunun nedeni, bu bölgelerde akımın daha yoğun akmasıdır (Şekil 4.9.3). Süperiletkenin uçlarındaki sıcaklık artarken, merkezinde sıcaklık artışı meydana gelmemekte, sıvı azot sıcaklığında kalmaktadır. Sıcaklıktaki artış seçilen değerler için yaklaşık 7 K civarında olmuştur. Hesaplama yalnızca en içteki 1. şeritteki sıcaklık dağılımı dikkate alındı, diğer şeritlerde de benzer bir durum gözlemlendiği için verilmemiştir.



Şekil 4.9.3 Akım aktivasyonu süresince süperiletken bobinin en içteki şeridinde meydana gelen sıcaklık değışimi.

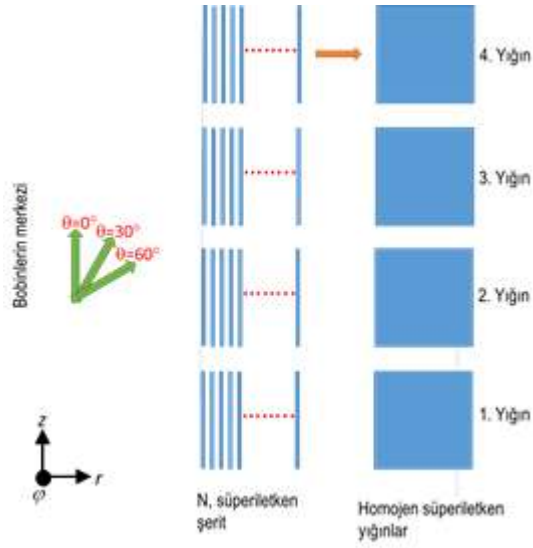
Şekil 4.9.4 'de şeritlerin bize göre sağ uç kısmında seçilen bir noktada oluşan ısının zamana göre dağılımı verilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere akımın genliği değıştikçe oluşan sıcaklık da artmakta ve özellikle $t=T/4$ civarında bir maksimum göstermektedir. Ancak, bu değerden sonra çok küçük bir düşüş sergilemektedir. Bunun nedeni akımın azaltılması durumunda indüklenen negatif akımdan kaynaklanabilir. Şekil 4.9.4 (a)'da $I_{max}=270$ A genlik için hesaplamalarda $t = 5T/8$ de sıcaklık, kritik sıcaklığın üzerine çıkmakta ve “Quenching” denilen olay gerçekleşmektedir. Bu durumda süperiletkenler normal duruma geçmekte ve hesaplamalar sonlanmaktadır. Şekilden de görüleceği üzere dış tabakalarda iç tabakalara göre yaklaşık yarım derecelik bir sıcaklık artışı meydana gelmektedir. Bunun nedeni iç tabakaların daha az öz alana maruz kalmasıdır.



Şekil 4.9.4 Süperiletken bobini oluşturan şeritlerde (a) $I_{max}=270$ A ve (b) $I_{max}=240$ A için (a)'nın içerisinde kırmızı benekler ile gösterilen yerlerde hesaplanan sıcaklığın zaman göre değişimi.

4.10. Bobin Yığınlarında Manyetizasyon Kayıplarının Optimizasyonu

Bu bölümde şerit yığınlarında her bir sarım için ayrı birer yük direnci ve bağımsız birer kapalı devre varsayılmıştır. Yığınlarda meydana gelen AA kaybın, yığınlar arasındaki mesafeye ve manyetik alanın uygulanma doğrultularına nasıl bağlı olduğu, uygulanan manyetik alanın bir döngüsünün $0 - 3T/4$ aralığında $T/8$ zaman adımları ile gösterilerek irdelenmiştir. Yığındaki bobinler mıknatısa en yakından uzağa, 1'den 4'e kadar numaralandırılmıştır. FEM yönteminde hesaplama süresi kullanılan örgüleme elemanı sayısı ile hemen hemen kuadratik olarak artmaktadır. Hem AA kayıp hesabının hassasiyetini azaltmamak hem de serbestlik derecesini düşürmek için bir takım yaklaşımlar geliştirilmiştir [116-118]. Serbestlik derecesini düşürmek için geliştirilen yöntemlerden biri N ($N > 50$) tane sargıdan oluşan bobini tek bir sargı olarak ele alınıp gerekli örgüleme sayısını azaltmaktır. Bu yönetime homojenleştirme yöntemi denir. Bu hesaplamalarda bu yaklaşım benimsenmiştir (Şekil 4.10.1).



Şekil 4.10.1. Manyetik alan kayıpları hesaplamalarında kullanılan homojenize bobin yapısının iki boyutlu şematik gösterimi.

Süperiletken bobin yığınlarına dışarıdan herhangi bir akım uygulanmamaktadır ve yalnızca değişken manyetik alan tarafından indüklenen akım geçmektedir. Simetri kolaylığından dolayı aynı şekilde ($r\phi z$) silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiş. Alan rz -yönünde belli açılarda değiştirilerek uygulanmış indüklenen net manyetizasyon akımı ise ϕ -yönünde akmaktadır. Manyetik alan şiddeti zamanın fonksiyonu olarak $H_a(t) = H_0 \sin(2\pi ft) \cos(\theta) \hat{r} + H_0 \sin(2\pi ft) \sin(\theta) \hat{z}$ biçiminde değişmektedir. Manyetik alanın yönü θ açısı ile belirlenmektedir. Manyetik alan şiddetinin genliği tek bir şeridin birincil nüfuz alanını veren,

$$H_p = \frac{J_{c0}}{2\pi N w_{sc} h_{sc}} \quad (82)$$

ifadesi ile verilen biçimde as ve üs katları olacak şekilde alınmıştır. Burada J_{c0} , kritik akım yoğunluğu; N , bobinlerin sarım sayısı; w_{sc} , süperiletken şeridin eni ve h_{sc} , süperiletken şeridin yüksekliğidir. Hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 4.10'da verilmektedir. Benzeşimlerde süperiletken bobinlerin kolaylık sağlaması için yalnızca bobin bileşenlerinin süperiletken kısımları dikkate alınmakta, Cu-stabilizatör ve altlık kısımları hesaba katılmamaktadır.

Tablo 4.10. Benzeşimlerde kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	Süperiletken şeridin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	60
D (mm)	Sargılar arasındaki mesafe	0.4
s (mm)	Bobinler arasındaki mesafe	1, 3, 5, 7
J_{c0} (A/m ²)	Şeritin 0 K'deki kritik akım yoğunluğu	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 25 \times R_c$
N	Her bir bobinin sarım sayısı	100
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	22

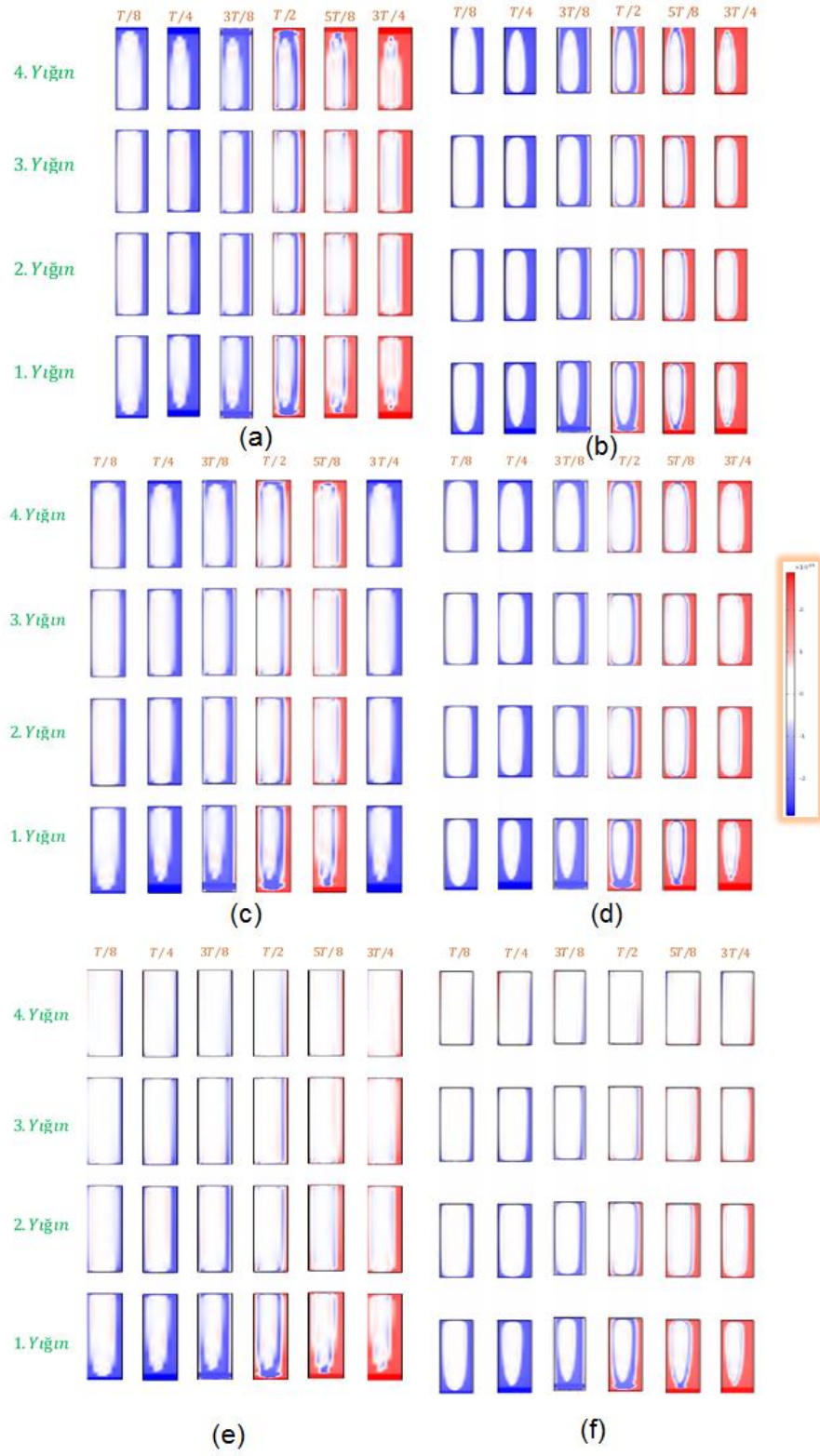
Benzeşimlerde hesaplama yönteminin dayandığı A-V formülasyonu için kullanılan bir önceki raporda verilen Denklem 3.42 ile verilen Ampère denklemi çözdürüldü. Süperiletken kısmının fiziksel özellikleri doğrusal olmayan iletkenlik ifadesi,

$$\sigma = J_c \frac{\left(\left| -\frac{\partial A}{\partial t} \right| + \Delta \right)^{\frac{1}{n}}}{\left(\left| -\frac{\partial A}{\partial t} \right| + \Delta \right)} \quad (83)$$

ile girildi. Burada Δ , daha önce açıklandığı gibi, tekillikten kaçınmak için kullanılmıştır. Transport akım durumundan farklı olarak Δ sabitini $\sim 10^{-12}$ civarında seçmek hem hesaplamaların kararlılığı hem de doğruluğu açısından önemlidir. Sınır şartı için $H_d(t)$ ifadesi kullanılmıştır. Manyetizasyon kayıplarında hesaplama uzayının yarıçapı çok önemli olmamaktadır. Hesaplama yapılacak bobinin iç yarıçapının minimum iki katı yeterli olmakta ancak çok büyük seçmek hesaplamaların doğruluğunu, yakınsamasını ve hesaplama süresini az değiştirmektedir. Bu yüzden benzeşimlerde büyük bir hesaplama uzayı kullanılmıştır.

Şekil 4.10.2 'de komşu bobinler arasındaki iki farklı mesafe $s=3$ mm ve $s=7$ mm için manyetik alanın uygulama (mıknatısın doğrultu) açısı $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ ve 60° olarak alınıp yığınlar içerisindeki hesaplanan akım dağılımları elde gösterilmiştir. Şekil 4.10.2'de $s=1, 3, 5$,

7 mm için hesaplanan kayıp eğrilerinin uygulanan manyetik alanın genliğine bağlı grafikleri mknatısın yukarda belirtilen üç farklı yönü için gösterilmiştir.

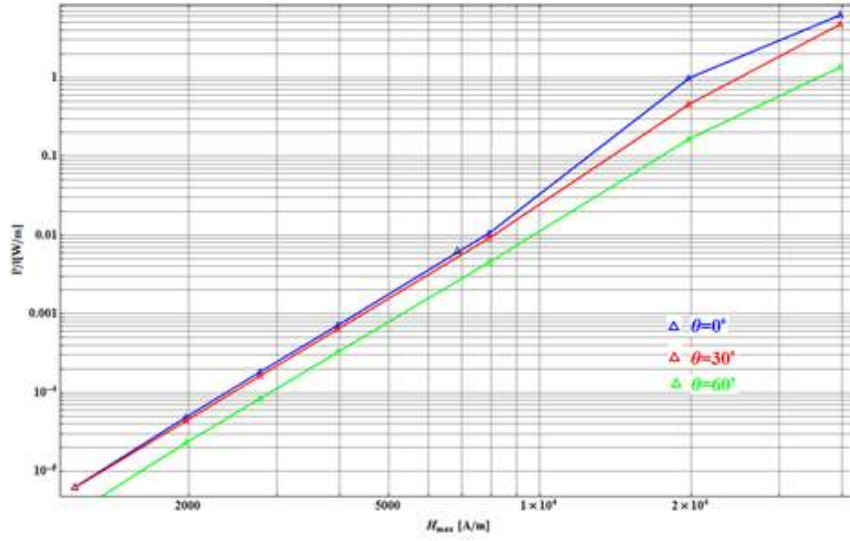


Şekil 4.10.2 Dört yığınlı bobin yığın yapısında sağdaki sütunda $s=3$ mm ve soldaki sütunda $s=7$ mm olmak üzere dış manyetik alanın $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ ve 60° için bobin yığınlarında indüklenen akım yoğunluklarının dağılımları. Akım dağılımları $T/8$ adımlarla verilmektedir.

Şekil 4.10.2 (a) ve (b)'de görülen akım dağılımları, mıknatısın doğrultusunun yığının eksenine paralel olduğu duruma karşılık gelmektedir. Bu açıda manyetik alan sarımların eksenine paralel olup, sarımlardan geçen akı değeri ve buna bağlı olarak akım yoğunluğu dağılımı en yüksek genlikte salınmaktadır. Akım dağılımları ve Şekil 4.10.3 görülen kayıp eğrileri incelendiğinde, 1. ve 4. bobinlerdeki kayıpların, arada kalan 2 ve 3 nolu bobinlerde görülen kayıplara göre daha yüksek olduğu görülmektedir. Bunun nedeni dış bobinlerin aradakileri manyetik olarak perdeliyor olmasıdır. Manyetik alanın bu yönü için yığında meydana gelen toplam kayıp, Şekil 4.10.3 görüldüğü gibi, bobinler arasındaki s uzaklığından görece çok az etkilenmekte, s 'ye göre yaklaşık olarak sabit kalmaktadır. Bunun nedeni, manyetik akının yaklaşık düzgün olması nedeni ile uzaklıktan etkilenmiyor olmasıdır.

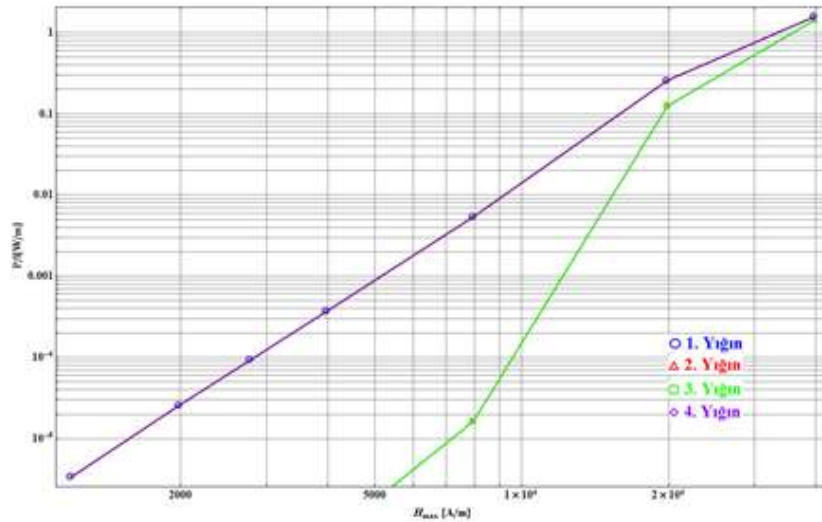
Yığın eksenine paralel olmayan manyetik alan için magnete en yakın konumda olan bir nolu bobinden geçen manyetik akı tüm bobinler arasında en yüksek olduğundan bu bobinden geçen toplam akımın diğerlerinininkinden daha yüksek olduğu Şekil 4.10.2 (c), (d), (e), (f)'de görülmektedir.

Şekil 4.10.4 'da $s=3$ mm için mıknatısın üç farklı yönü için yığınlarda gerçekleşen toplam kayıpların manyetik alan genliğine göre nasıl değiştiğinin bir karşılaştırılması sunulmaktadır. Tüm θ ve s değerleri için, manyetik alan ve elektrik akımından birinin en yüksek olduğu anda diğerinin sıfır olması Faraday-Lenz yasası ile uyum içindedir. Belirli bir s değeri için, bir bobinden geçen toplam akımın genliği, uygulanan manyetik alanın genliğinin bobin eksenine paralel bileşeni ile doğru orantılı olmaktadır. Mıknatısın yığınların eksenine paralel olmadığı durumlarda, yığınlar arası s mesafesinin artışı, yığınlara manyetik akı girişini ve buna bağlı olarak da yığınlardaki toplam akımı artırmaktadır.



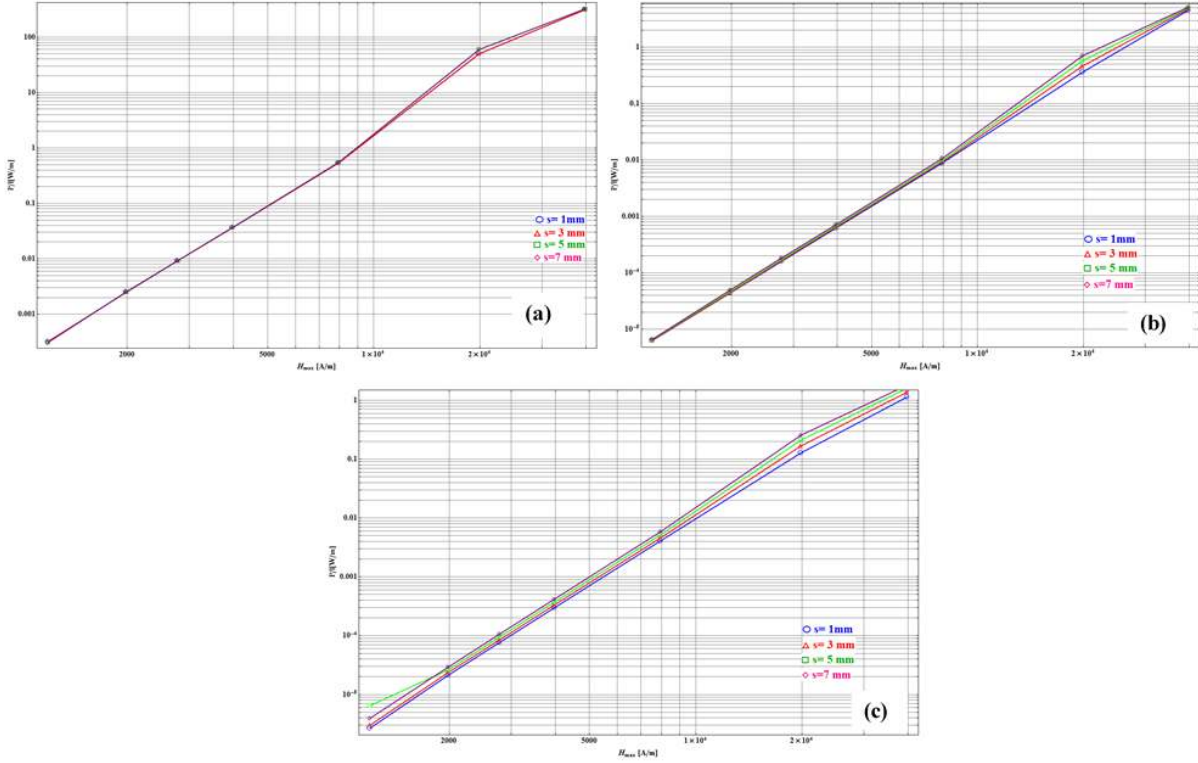
Şekil 4.10.3. $s=3$ mm seçilerek $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ ve 60° için uygulanan manyetik alanın genliğine karşı bobin yığınlarında meydana gelen kayıpların karşılaştırılması.

Şekil 4.10.2 (e) ve (f)'de mıknatısın $\theta = 60^\circ$ 'lik yönü için akım dağılımları görülmektedir. Ele aldığımız üç farklı magnet yönü içerisinde manyetik alanın yığın eksenine paralel en düşük bileşenli olanı bu olduğundan yığınlar içerisinde diğerlerine göre en zayıf akım dağılımları görülmektedir. Şekil 4.10.4'de görüldüğü gibi mıknatısın bu yönünde yığınlar arası uzaklığın artırılması, giren manyetik akı miktarını ve yığından geçen akım miktarını dolayısıyla kaybı artırmaktadır.



Şekil 4.10.4. $s=3$ mm ve $\theta=0^\circ$ seçilerek yığınlar arasındaki kayıpların uygulanan manyetik alanın genliğine göre değişimleri.

Şekil 4.10.1 (c) ve (d)'de manyetik alanın $\theta = 30^\circ$ 'lik yönü için akım dağılımları görülmektedir. Şekil 4.10.1 (d)'de görülen kayıp miktarı (c)'de görülenden daha yüksektir. Bobinler arası uzaklık artırıldıkça bu açı değerindeki kaybın daha yüksek olduğu Şekil 4.10.5'den görülmektedir. Aralığın genişlemesi ile manyetik perdeleme azalmış, bobinlere giren manyetik akıda artış meydana gelmiş ve bu durum daha yüksek kayba neden olmuştur.



Şekil 4.10.5. (a) $\theta=0^\circ$ (b) $\theta=30^\circ$ ve (c) $\theta=60^\circ$ için yığınlar arası mesafenin farklı değerleri için uygulanan alan genliğinin fonksiyonu olarak elde edilen kayıp eğrileri.

4.11. Bobin yığınlarında Transport Akım Kayıplarının Optimizasyonu

Projenin bu bölümünde, süperiletken bobin yığınlarında oluşan transport akım kayıpları, kayıpların nasıl optimize edileceği ve kayıp mekanizması ortaya konulmuştur. Hesaplamalarda Şekil 4.9.4'de iki boyutta kesit alanı gösterilen yapının aynısı kullanılmıştır. Hesaplamalar (r, φ, z) silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiştir. Akım $I_a(t) = I_0 \sin(\varphi t)$ biçiminde φ eksenı boyunca uygulanmıştır. Bobinin yığınlarının ve şeritlerin geometrik ve süperiletkenlik özellikleri Tablo 14'te verilmiştir. Bobin yığınları kritik akım değeri 300 A

olan 12 mm eninde 1 µm kalınlığında Superpower SCS12050-AP REBCO süperiletken şeritlerden sarılmışlardır. Hesaplamalarda yalnızca kaplı iletkenin süperiletken kısmı dikkate alınmıştır. Her bir bobin yığını oluşturulan sargılar yerine hepsinin tek bir süperiletken tabakadan oluştuğu homojenize yaklaşımı kullanılmıştır. Düşük frekanslarda çalışıldığı için metal stabilizatörün ve manyetik altlığın etkisi göz ardı edilmiştir. Hesaplamalar Comsol Multiphysics programında A-V formülasyonu çerçevesinde yapılmış. Vektör potansiyeli A durum değişkeni olarak alınmıştır. Sınır şartı olarak hesaplama uzayının dış zarfı için Dirichlet sınır şartına tekabül eden manyetik izolasyon sınır şartı,

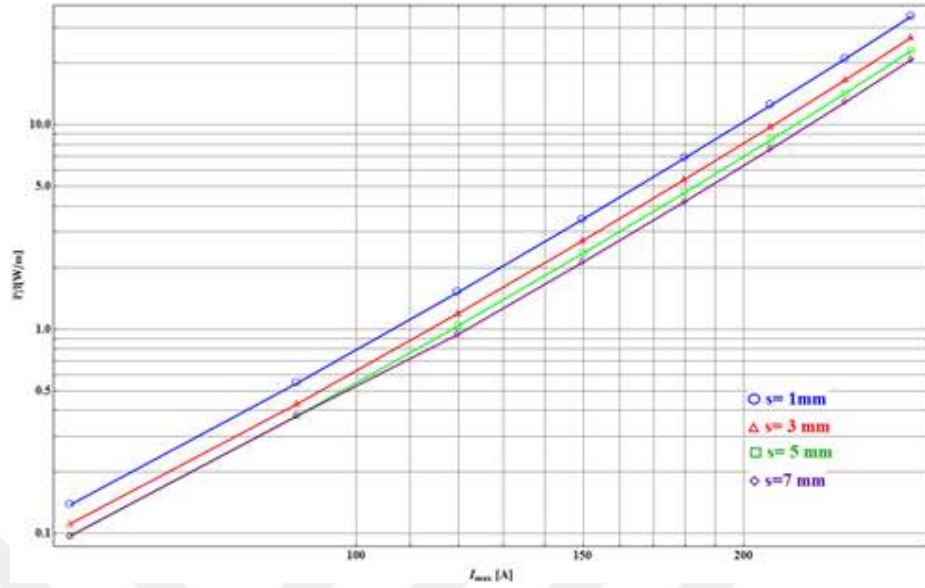
$$\hat{n} \times \vec{A} = 0 \quad (84)$$

kullanılmıştır. Bu sınır şartı için bütün manyetik vektör potansiyeli A_ϕ 'nin simetrik olduğu kabul edildi ve kısıtlamalar metodu basit (elemental) olarak seçildi. Daha önceki bölümlerde detayları sunulan geliştirilmiş yöntemde sınır şartını uygulayabilmek için yukarıda da bahsedildiği gibi hesaplama uzayının yarıçapı bobin yarıçapından çok çok büyük seçilmiştir. Bobinin yığını hesaplamalarında tıpkı bobin hesaplamalarında olduğu gibi kısıtlama her sargıdan eşit miktarda akım geçtiğidir. Bu kısıtlamayı uygulamak için Comsol Multiphysics programında “Global ODEs and DAEs” modülü kullanılmıştır. Bu modül yardımıyla her bir süperiletken tabakadaki akım,

$$\iint J_\phi(t) dA - I_a(t) = 0 \quad (85)$$

olarak ayarlanmıştır.

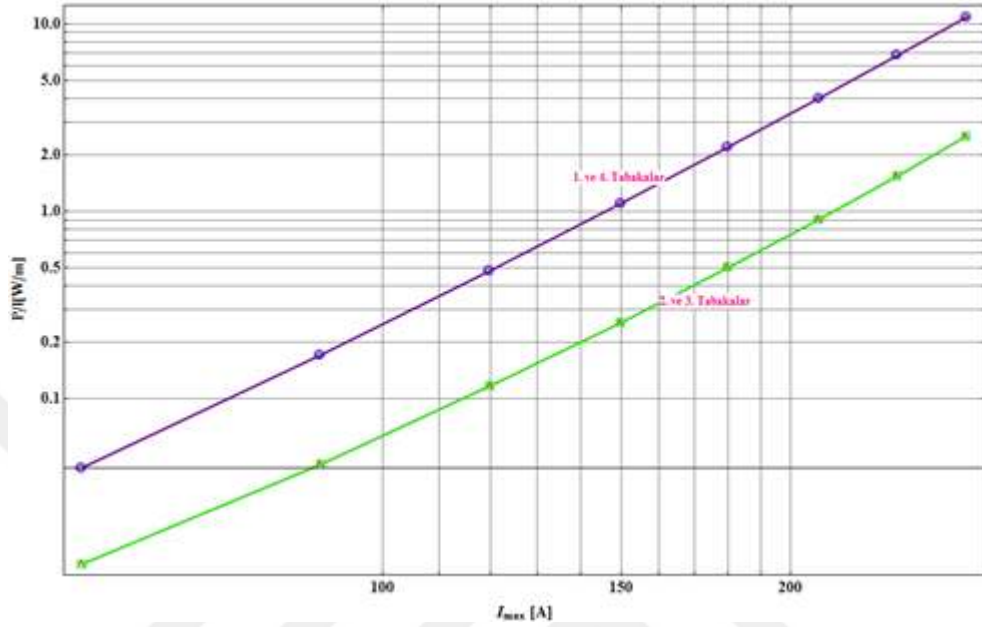
Şekil 4.11.1’de tek bir yığına uygulanan akımın genliğine karşı bobin yığınlarında oluşan toplam transport akım kayıpları verilmiştir. Burada bobin yığınları arasındaki mesafenin kaybı nasıl etkilediği incelenmiştir. Akım kritik akım değerinden düşük 270 A ile 30 arasında %10 azaltılarak uygulanmaktadır. Şekilden de görüldüğü üzere s parametresi arttıkça kayıp azalmaktadır. Akımın % 90 tekabül eden 270 A oluşan kayıp dikkate alındığında, azalma lineer olmaktan uzaklaşıp, s parametresindeki artışa göre kuadratik olarak azalmaktadır. Bu durum kritik akımın % 30’una karşılık gelen 90 A değerine kadar devam etmektedir. Düşük akım genliklerinde ise toplam akımın %10 ve 20 sine karşılık gelen 30 ve 60 A değerleri için kayıp 1, 3 ve 5 mm lik aralıklar için azalmakta fakat 7 mm için artış gözlenmiştir. Bu, düşük akım genliklerinde özellikle içte kalan 2. ve 3. bobin yığınlarının oluşturduğu öz alanın diğer yığınların oluşturduğu öz alan tarafında azaltılmaması ve dolayısıyla kendi öz alanlarına daha fazla maruz kalmalarından kaynaklanabilir.



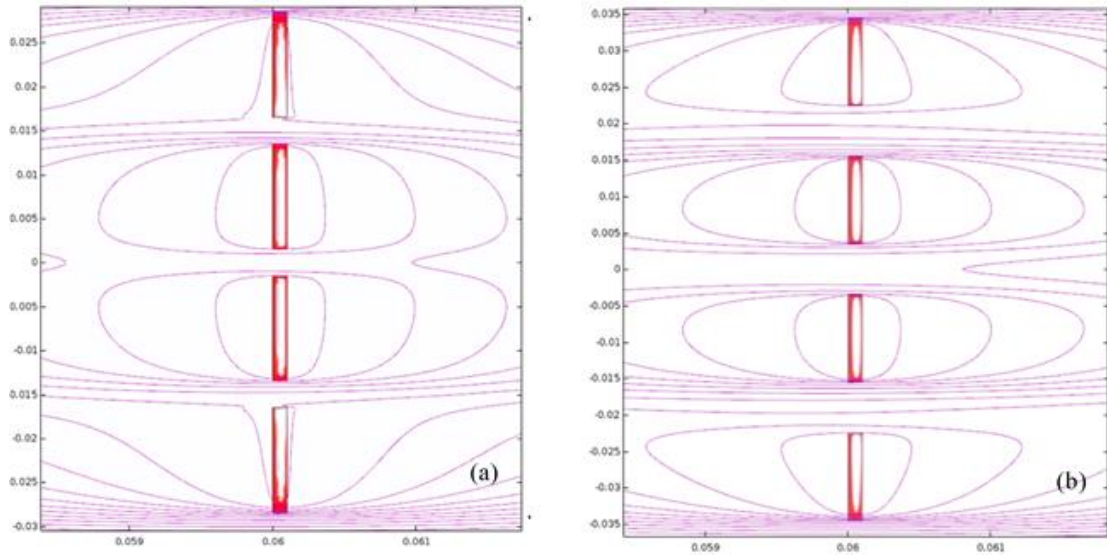
Şekil 4.11.1.. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak bobin yığınları arasındaki farklı mesafeler için transport akım kayıpların karşılaştırılması.

Şekil 4.11.2’de ise $s=3$ mm seçilerek bobin yığınlarının her birinde oluşan kayıplar verilmektedir. Şekilden görüleceği üzere içteki bobinlerde oluşan kayıplar dıştaki bobinlerde oluşan kayıplardan yaklaşık dört kat daha düşük çıkmaktadır. Bu beklenen bir durumdur zira, bobin yığınlarının oluşturduğu öz manyetik alan tamimiyle dıştaki bobin yığınlarının oluşturduğu manyetik alan tarafından azaltılmaktadır. Bu basitçe sağ el kuralı ile anlaşılabilir. Şekil 4.11.3’de farklı iki s değeri için bobin yığınları etrafında oluşan vektör potansiyeli dağılım kontörleri verilmiştir. Şekilden kolayca anlaşılacağı üzere dıştaki bobin yığınlarının dış zarflarında manyetik alanın yoğunluğu içerideki bobinlere göre oldukça fazladır ve maruz kalınan manyetik alanın dik bileşeni dıştaki bölgelerde daha fazladır. Bu durumda akım nüfuzunu ve dolayısıyla kaybı o nispette artırmaktadır. Şekil 4.11.4’de aralıkla transport kaybın azalmasını açıklamak için $t = 0$ ve $t = 3T/4$ anları için $T/8$ adımlarla değişen miktarlarda bobin yığınlarında oluşan akım yoğunluğu dağılımları verilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi akım daha çok dıştaki yığınların alt ve üst uçları ile tüm bobinlerin iç ve dış kenarlarını tercih etmektedir. Dolayısıyla kayıp en fazla bu bölgelerde meydana gelmektedir. Soğutma sistemlerinin tasarımında bu dikkate alınmalıdır. Akımın kenarlarda yoğunlaşmasının nedeni bu bölgelerde manyetik alanın dik bileşenin daha fazla olması dolayısıyla $B^2/2\mu_0$ manyetik basıncın artmasından kaynaklanmaktadır (Şekil 4.11.3). Akım

daha çok yan kenarlardan bobinlere nüfuz etmekte ve bobinin iç kenarında dış kenarına göre daha fazla akım akmaktadır. Bu, iç kısımda oluşan akımın diğer taraf tarafından çekilmesi dolayısıyla akımın yoğunlaşmasından kaynaklanabilir.



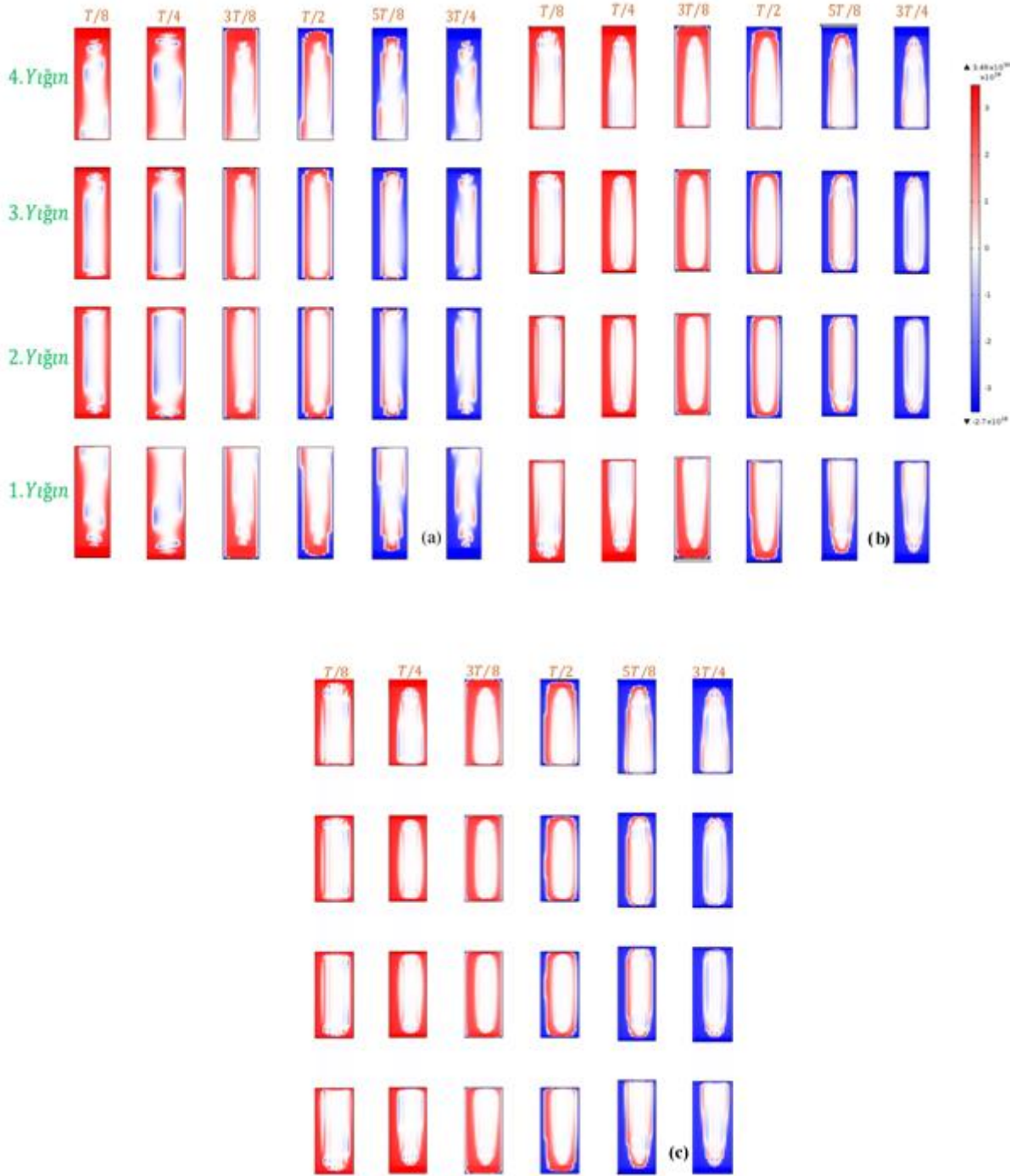
Şekil 4.11.2. Bobin yığınları arasındaki mesafe $d=5$ mm seçilerek elde edilen, yığınlarda oluşan transport akım kayıplarının karşılaştırılması.



Şekil 4.11.3. $t = T/4$, $I_{max} = 150$ A için (a) $s=3$ mm ve (b) $s=5$ mm olan bobin yığınları etrafındaki manyetik alan dağılımını temsil eden manyetik vektör dağılımı.

Bir diğer ilginç nokta ise $t = T/2$ için bobinlerin içteki ve dıştaki sargılarında toplam akım sıfır olacak şekilde zıt yönlü akım akmaktadır. Bunun nedeni akım azaltılırken akı nüfuzu

dıştan itibaren başlamakta dolayısıyla zıt akım indüklenmekte ancak içteki bobinlerde kalıcı bir akım içerisinde akmaktadır.

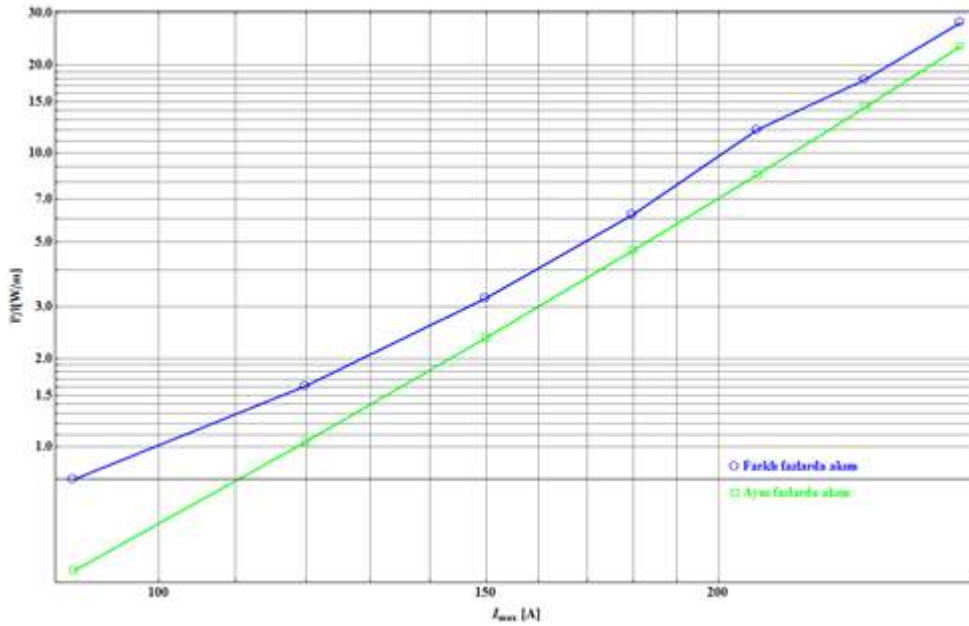


Şekil 4.11.4 (a) $s=3$, (b) 5 ve (c) 7 mm iken $I_{max} = 150$ A için uygulanan farklı alanlar için süperiletken bobin yığınları içerisindeki akım dağılımları.

Şekil 4.11.5'te tüm bobin yığınlarına aynı fazda akım verildiği (bir önceki bölümde uygulanan durum) ve farklı fazlarda akım verildiği durumlar için kayıplar karşılaştırılmaktadır. Farklı fazlar için akım,

$$\begin{aligned} I_{a1}(t) &= I_{max} \sin(2\pi ft + \varphi_1) \\ I_{a2}(t) &= I_{max} \sin(2\pi ft + \varphi_2) \\ I_{a3}(t) &= I_{max} \sin(2\pi ft + \varphi_3) \\ I_{a4}(t) &= I_{max} \sin(2\pi ft + \varphi_4) \end{aligned} \quad (86)$$

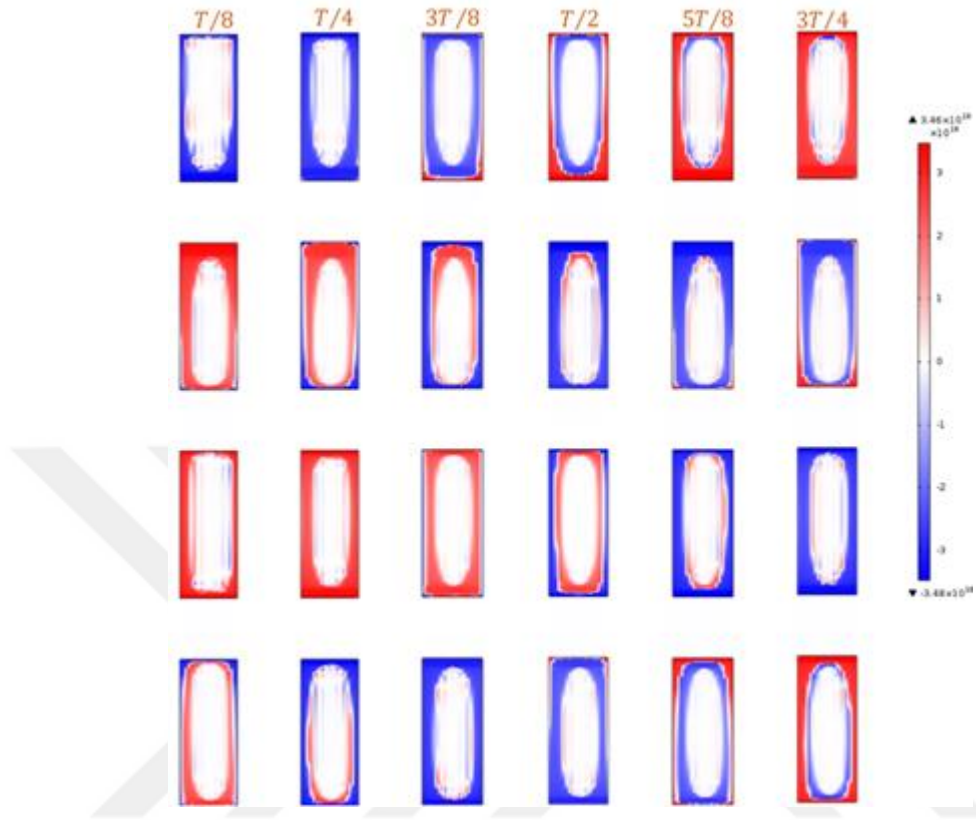
biçiminde uygulanmaktadır. Burada 1. yığın için $\varphi_1 = 0^\circ$, 2. yığın için $\varphi_2 = 60^\circ$, 3. yığın için $\varphi_3 = 120^\circ$ ve 4. yığın için $\varphi_4 = 180^\circ$ olarak seçilmiştir. 1. ve 4. yığınlar birbirleri ile aynı fazda olmaktadır. Şekilden de görüleceği üzere akımın farklı fazlarda akıtıldığı durumda kayıp yüksek genliklerde yaklaşık 1.2 kat fazla olmakta, düşük akım genliklerinde ise örneğin 30 A'de yaklaşık iki kat daha fazla çıkmaktadır.



Şekil 4.11.5. Yığınlar arasındaki mesafe $s=5$ mm için uygulanan akımının aynı fazda ve farklı fazlarda gönderilmesinde oluşan toplam akım kayıplarının karşılaştırılması.

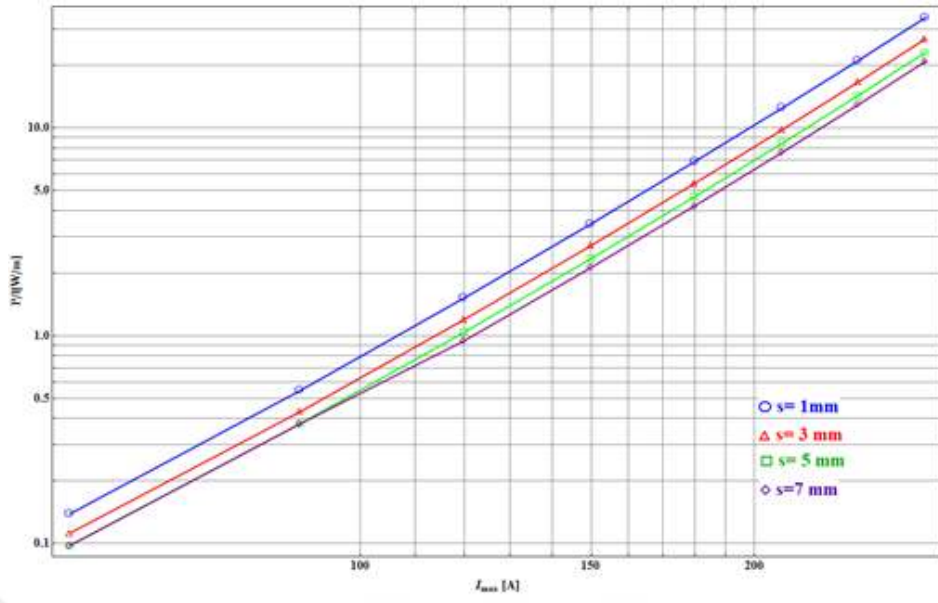
Bunun nedeni Şekil 4.11.6'de görüldüğü gibi uygulanan akımın oluşturduğu öz manyetik alan farklı fazlardan dolayı diğer komşu yığınlar tarafından tam olarak azaltılamamakta, dolayısıyla akım nüfuzu içteki şeritlerde daha fazla olmaktadır. Akım daha ziyade bobin

yığınlarının uçlarından akmayı tercih etmektedir. Ancak, aynı fazlı akım durumundan farklı olarak hem içteki hem de dıştaki bobinlerin uçlarından akım yoğun bir şekilde akmaktadır.

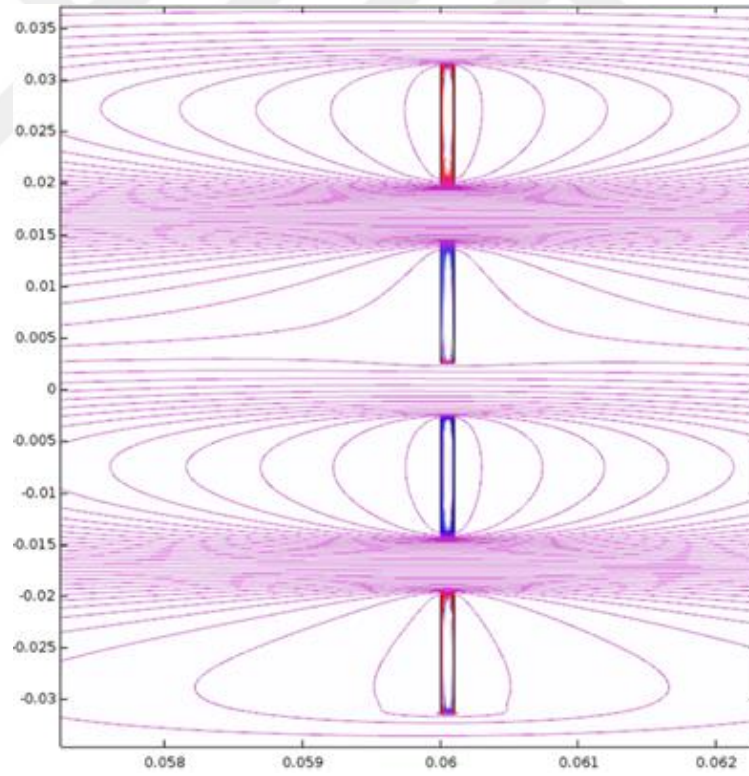


Şekil 4.11.6. Akımın farklı fazlarda uygulandığı durumda seçilen zaman dilimleri için $I_{max} = 150 \text{ A}$ ve $d = 5 \text{ mm}$ seçilerek yapılan süperiletken yığınlarında oluşan J_ϕ akım yoğunluğu dağılımları.

Şekil 4.11.7’de farklı fazlarda uygulanan akım genlikleri için tabakalarda oluşan kayıplar gösterilmektedir. Şekilden görüldüğü üzere bir önceki durumdan farklı olarak içteki bobin yığınlarında dıştaki bobin yığınlarına göre daha fazla ısısal kayıplar oluşmaktadır. Bunun en önemli nedeni içteki bobinler öz alanın farklı fazından dolayı birbirleri üzerine bindirme yapmasıdır. Bu durum kaybı artırabilmektedir. Şekil 4.11.8’de verilen manyetik vektör potansiyel dağılımı bu yorumu desteklemektedir. Zira içteki bobinlerin maruz kaldığı manyetik alan yoğunluğu dıştaki bobinlere daha fazla olmaktadır.



Şekil 4.11.7. Akımın farklı fazlarda uygulandığı durum için bobin yığınlarında oluşan kayıpların karşılaştırılması.

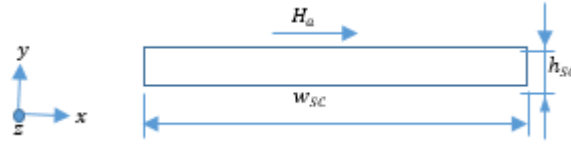


Şekil 4.11.8 Farklı uygulanan akım değerleri için süperiletken yığınların etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli A_φ dağılımı.

4.12. Süperiletken Bobin Yığınlarında Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Etkisi

4.12.1. Modelin Doğruluğu

Süperiletken bobin yığınlarında yanal ve dikey kuvvetlerin oluşturduğu manyetik stresin hesabına geçmeden önce kurulan modelin doğruluğu basit analitik hesaplar ile test edildi. İlk olarak w_{sc} genişliğinde ve h_{sc} kalınlığında ($w_{sc} \ll h_{sc}$), H_a dış manyetik alana maruz bırakılmış süperiletken dörtgen için hesaplamalar yapıldı. Süperiletken dörtgen z - düzlemi boyunca uzanmaktadır ve manyetik alan x - eksenini boyunca uygulanmaktadır (Şekil 4.12.1.1). Dörtgen “slab” üzerinde xy -düzleminde manyetik alan nüfuz etmekte akım z -ekseni boyunca akmaktadır.



Şekil 4.12.1.1. Benzeşimlerde göz önüne alınan geometri.

Süperiletken malzemeye manyetik alan $H_a(t) = H_{max} \sin(2\pi f)$ biçiminde uygulanmaktadır, burada f uygulanan alanın frekansıdır. Manyetik alanın genliği $H_{max} = 2J_c h_{sc}$, $J_c = I_c / (w_{sc} h_{sc})$ kritik akım yoğunluğu, olacak şekilde, H_p birincil nüfuz alanının iki katı olacak biçimde zamana bağlı olarak uygulanmıştır.

Süperiletken malzemenin elektromanyetik analizi için Ampere denklemi,

$$-\nabla^2 \mathbf{A} + S \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (87)$$

ikinci derece diferansiyel denklemi kullanılarak çözüldü. Burada A , vektör potansiyeli, S iletkenlik μ_0 , boşluğun geçirgenliği, J , akım yoğunluğudur. Süperiletken kısmın iletkenlik ifadesi için,

$$S = \frac{J_c}{E_c} \left(\frac{|E_z|}{E_c} \right)^{1/(n-1)} \quad (88)$$

kullanılmıştır. Denklem 88’de kullanılan süperiletkenlik parametreleri ve tanımları Tablo 4.12.1.1’de verilmiştir. Manyetik alana maruz bırakılan süperiletken slab için elektrik alanın z bileşeni E_z ,

$$E_z = -\frac{\partial A_z}{\partial t} \quad (89)$$

ile hesaplanabilir. Elektromanyetik analiz için sınır şartı olarak Dirichlet sınır şartı $\hat{n} \times \mathbf{A} = 0$ kullanılmıştır. Yani vektör potansiyelinin teğetsel bileşeni sürekli kabul edilmiştir.

Süperiletken kısmın mekaniksel analizi için,

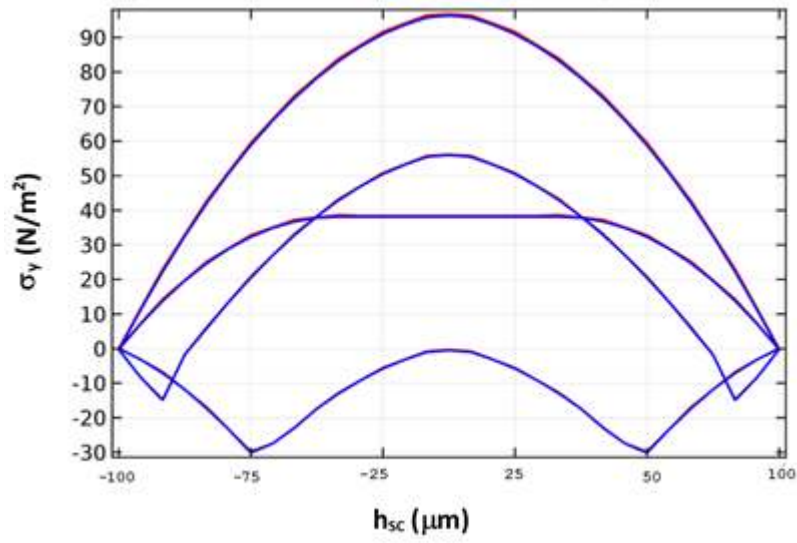
$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \mathbf{f}_L = 0 \quad (90)$$

diferansiyel denklemi kullanılarak benzeşim yapılmıştır. Burada ρ , süperiletkenin yoğunluğu; $\mathbf{u}$ yer değiştirme alanı (strain); $\boldsymbol{\sigma}$, indüklenen stres ve $\mathbf{f}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$, Lorentz kuvvetidir. Mekaniksel kısmın analizi için sınır şartı olarak,

$$\begin{aligned} \sigma(\pm h_{SC}) &= 0 \\ \sigma(\pm w_{SC}) &= 0 \end{aligned} \quad (91)$$

kullanılmıştır. Hesaplamalarda Denklem 87 ve Denklem 90 verilen sınır şartları için öz uyumlu olarak FEM kullanılarak çözülmüştür.

Şekil 4.12.1.2’de manyetik alanın farklı zaman aralıkları için $t = T/10, T/4, 3T/4$ ve $T/2$ değerleri için yukarıda verilen nümerik yöntemle, analitik yöntem kullanılarak hesaplanan stress dağılımının karşılaştırması verilmektedir. Akı çivilenmesi sonucu indüklenen stres y yönünde tam $-h_{SC}/2$ ile $h_{SC}/2$ aralığında alınmıştır. Manyetik alan artıkça süperiletkenin alt ve üst kısmından girdaplar nüfuz etmekte; bu nüfuz süperiletkende içeri doğru bir manyetik basınç oluşturmaktadır. Başlangıçta süperiletkenin içerisinde sabit bir stress oluşturunca alan artıkça bombeli bir stres oluşmaktadır. Bunun nedeni H_p ’den düşük alanlarda manyetik alanın süperiletkene tam nüfuz etmemesidir. Dolayısıyla alttan ve üstten bir kuvvete maruz kalmaktadır. Manyetik alanın genliğinin maksimum olduğu değerde maksimum stres şekilden de görüleceği üzere sayısal hesap ile analitik hesap mükemmel bir şekilde uyuşmaktadır.



Şekil 4.12.1.2. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken slabda y yönünde oluşan stresin dağılımının sayısal ve analitik yöntemle hesabı.

Süperiletken malzemede oluşan manyetik stresin analitik hesabı için Johansen ve diğ. tarafından verilen yaklaşım uygulanmıştır [119]. Bu yaklaşıma göre stres,

$$\sigma(y) = \int_y^{h_{sc}} f \, dy \quad (92)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_L &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ f &= J_z B_y \end{aligned} \quad (93)$$

$$\sigma(y) = \int_x^{h_{sc}} \frac{\partial B_y^2}{\partial y} \, dy \quad (94)$$

ve stresin analitik formülü için,

$$\sigma(y) = -\frac{B_y^2 - B_a^2}{2} \quad (95)$$

elde edilir. Burada B_y , manyetik alanın y bileşenidir.

İkinci örnek olarak Şekil 4.12.1.1’de verilen durumun dış manyetik alan yokken yalnızca z-yönünde $I_a(t) = I_{max} \sin(2\pi f)$ akım geçirilen süperiletken dilimde (strip) oluşan stres nümerik ve analitik olarak hesaplandı. Sayısal yöntem için Denklem takımı 87-91 FEM ile öz

uyumlu olarak çözdürüldü. Analitik yöntem için akım geçirilen dilimde Brandt ve Indembom tarafından çıkartılan denklem kullanıldı. Akım geçirilen dilim içerisinde artan akım durumu için oluşan manyetik alan ve akım dağılımları sırasıyla şu denklemler:

$$B_x = \frac{-\mu_0 J_c h_{SC}}{\pi} \tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{x^2 - b^2}}{\sqrt{a^2 - b^2}} \right) \quad (96)$$

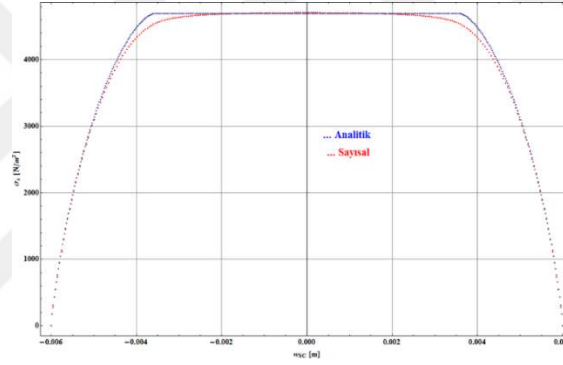
$$J_z = \frac{2 J_c}{\pi} \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2 - x^2}} \right) \quad (97)$$

ile hesaplanabilir. Burada $a = w_{SC}/2$ ve $b = a\sqrt{1 - (I_a/I_c)^2}$ ile verilir. Süperiletken dilim içerisinde oluşan manyetik kuvvet $f_L = B_x J_z$ ile ve oluşan stres ise $\int_x^{w_{SC}/2} f_L dx$ integrali nümerik olarak çözdürülerek bulunabilir.

Şekil 4.12.1.3, transport akım geçirilen bir süperiletken dilimde analitik ve nümerik yöntemle hesaplanan stres dağılımlarının x bileşenleri verilmiştir. Hesaplamalarda uygulanan akımın maksimum değeri $I_{max} = 125 A$ olarak alınmıştır. Süperiletken dilim süperiletkenlik ve mekaniksel parametreleri için yine Tablo 4.12.1.1’de verilen değerler kullanılmıştır. Hesaplamalarda uygulanan akımın frekansı $f=1Hz$ olarak seçilmiştir. Akım I_a ’dan maksimum değerine kadar artırılmış ve $I_a=I_{max}$ ’da oluşan stres dağılımı verilmiştir. Tıpkı manyetik alanda oluşan stres gibi süperiletken dilim sağından ve solundan içeri doğru bir basınç oluşmakta ve süperiletkenin şekilden de görüleceği üzere nümerik yöntemle analitik yöntem iyi bir uyum sergilemektedir.

Tablo 4.12.1.1. Süperiletken dilim için süperiletkenlik ve mekaniksel parametreleri.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_c (A)	Süperiletken şeridin kritik akımı	300
w_{sc} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
J_{c0} (A/m ²)	Şeritin 0 K'deki kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{schsc})$	2.5×10^{10}
S_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 15 \times w_{sc}$
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	1
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	22



Şekil 4.12.1.3 Akım geçirilen süperiletken dilimde oluşan stresin sayısal ve analitik yöntem kullanılarak elde edilen sonuçlarının karşılaştırılması.

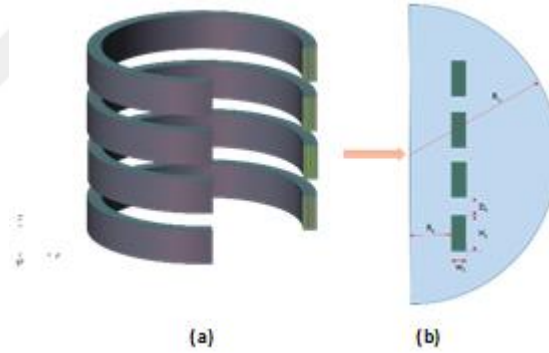
Sayısal ve analitik yöntemler arasında oluşan küçük farklılık analitik yöntemde kullanılan B_x ve J_z formülleri akım değişimin çok çok küçük zaman aralığında değiştiği yani frekansın hemen hemen sıfıra gittiği durum için elde edilmiş olmasından kaynaklanmaktadır. Oysa bizim yöntemimizde frekans 1 Hz alınmıştır. Diğer bir farklılık ise dilimin kalınlığının çok çok küçük alınmaktadır. Nümerik hesaplamalarda dilimin kalınlığı gerçek süperiletken şeridin kalınlığına yani $\sim 100 \mu m$ olarak alındı.

Tablo 4.12.1.2. Hesaplamalarda kullanılan süperiletken şeridin mekaniksel özellikleri (Wang ve diğ., 2000).

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
Y (GPa)	Süperiletken şeridin Young Modülü	117.5
ν	Poisson Oranı	0.367
ρ (kg/m ³)	YBCO yoğunluğu	6390

4.12.2. Akım Akışından Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarında Oluşan Stres

Projenin bu safhasında akım geçirilen süperiletken bobin yığınlarında geçen akım ve indüklenen manyetik alandan dolayı oluşan stres analizine geçildi. Bunun için Şekil 4.12.2.1 ile verilen süperiletken bobin yığınları dikkate alınmıştır.



Şekil 4.12.2.1 (a) 3 boyutlu gerçek bobin yığın yapısı (b) hesaplamalarda kullanılan iki boyutlu gösterimi. Bobin yığınları rz düzleminde yatmaktadır ve akım φ yönünde akmaktadır.

Hesaplamalarda kolaylık olması açısından bobinleri oluşturan şeritlerin sürekli olduğu kabul edildi [106]. Akım $I_a(t) = I_{max}\sin(2\pi f)$ şeklinde φ yönünde değişmekte ve manyetik alan bobinlere rz düzleminde nüfuz etmektedir. Bobinlerin elektro-mekaniksel analizleri için 87-91 denklemleri Comsol Multiphysics programında öz-uyumlu olarak çözdürülmüştür. Denklem 87 ile verilen Ampere denkleminin sonucundan Lorentz kuvveti hesaplatılmış bu kuvvet Denklem 90 için başlangıç değeri olarak kullanılarak ve Denklem 91 ile verilen sınır

şartı yardımıyla süperiletken bobinlerdeki iç stres bileşenleri çıkartılmıştır. Burada kullanılan yapısal kuvvetler şu şekildedir:

$$f_r = J_\varphi B_z \quad (98)$$

$$f_z = -J_\varphi B_r \quad (99)$$

hesaplanabilir. Burada f_r ve f_z sırasıyla Lorentz kuvvetinin radyal ve eksenel bileşenleri, B_r ve B_z manyetik indüksiyonun sırasıyla r ve z bileşenleri, J_φ akım yoğunluğunun φ bileşenidir. Süperiletken içerisindeki elektrik alan için akım ile elektrik alan yanı yönlü ve ifadesi,

$$\mathbf{E}_\varphi = -\frac{\partial \mathbf{A}_\varphi}{\partial t} - \nabla V \quad (100)$$

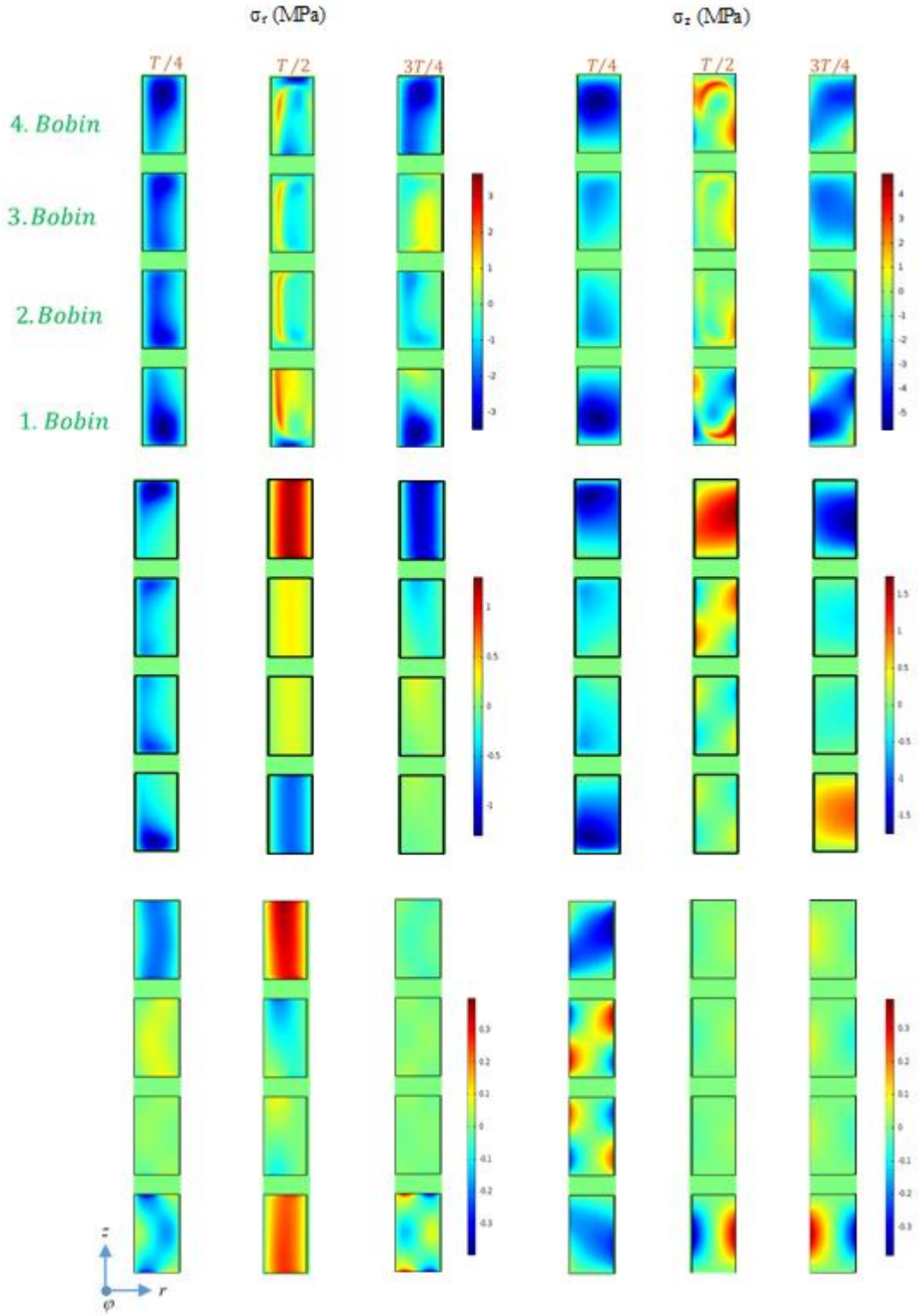
ile tanımlanmaktadır. Burada ∇V potansiyel gradyentini her bobinde geçen akım miktarını eşitlemek için ayarlanmakta ve her bobinin kesit alanı için sabit bir değer almaktadır. Süperiletken bobinlerin parametreleri Tablo 4.12.2.1 verilmektedir.

Tablo 4.12.2.1. Benzeşimlerde kullanılan geometrik, süperiletkene ait ve mekanik parametreler.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	Süperiletken şeridin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (µm)	İletkenin yüksekliği	1
w_C (mm)	Bobinin genişliği	12.4
H_C (mm)	Bobinin yüksekliği	5×10^{-3}
R_c (mm)	Bobinin yarıçapı	60
D (mm)	Sargılar arasındaki mesafe	0.4
D_c (mm)	Bobinler arasındaki mesafe	3
J_{c0} (A/m ²)	Şeritin 0K'deki kritik akım yoğunluğu	2.5×10^{10}
S_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 10 \times R_c$
N	Her bir bobinin sarım sayısı	50
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	22
Y (GPa)	Süperiletken şeridin Young Modülü	117.5
ν	Süperiletken şeridin Poisson Oranı	0.367
ρ (kg/m ³)	YBCO yoğunluğu	6390

Hesaplamaların bir diğer önemli noktası örgüledir (meshing). Burada bobin yığınlarının sürekli seçilmesi hem örgüleme nokta sayısını hem de serbestlik derecesini düşürmektedir. Örgüleme için hem süperiletken bobinler hem de serbest uzay için serbest üçgensel örgüleme kullanılmış olup toplam 13877 eleman sayısı için minimum eleman kalitesi 0.7593 bulunmuştur. 59884 serbestlik derecesi (number of degrees of freedom) için çözüm elde edilmiştir. Daha iyi örgüleme hiç şüphesiz serbestlik derecesini artırmakta dolayısıyla çözüm süresini artırmaktadır. Çözümleyici olarak zaman bağılı Direct “MUMPS” kullanılmış, “relative tolerance” ve “absolute tolerance” sırasıyla 10^{-10} ve 10^{-12} alınmıştır. Tamamen çiftlenmiş çözücü “Fully coupled solver” çözümü kullanılmıştır.

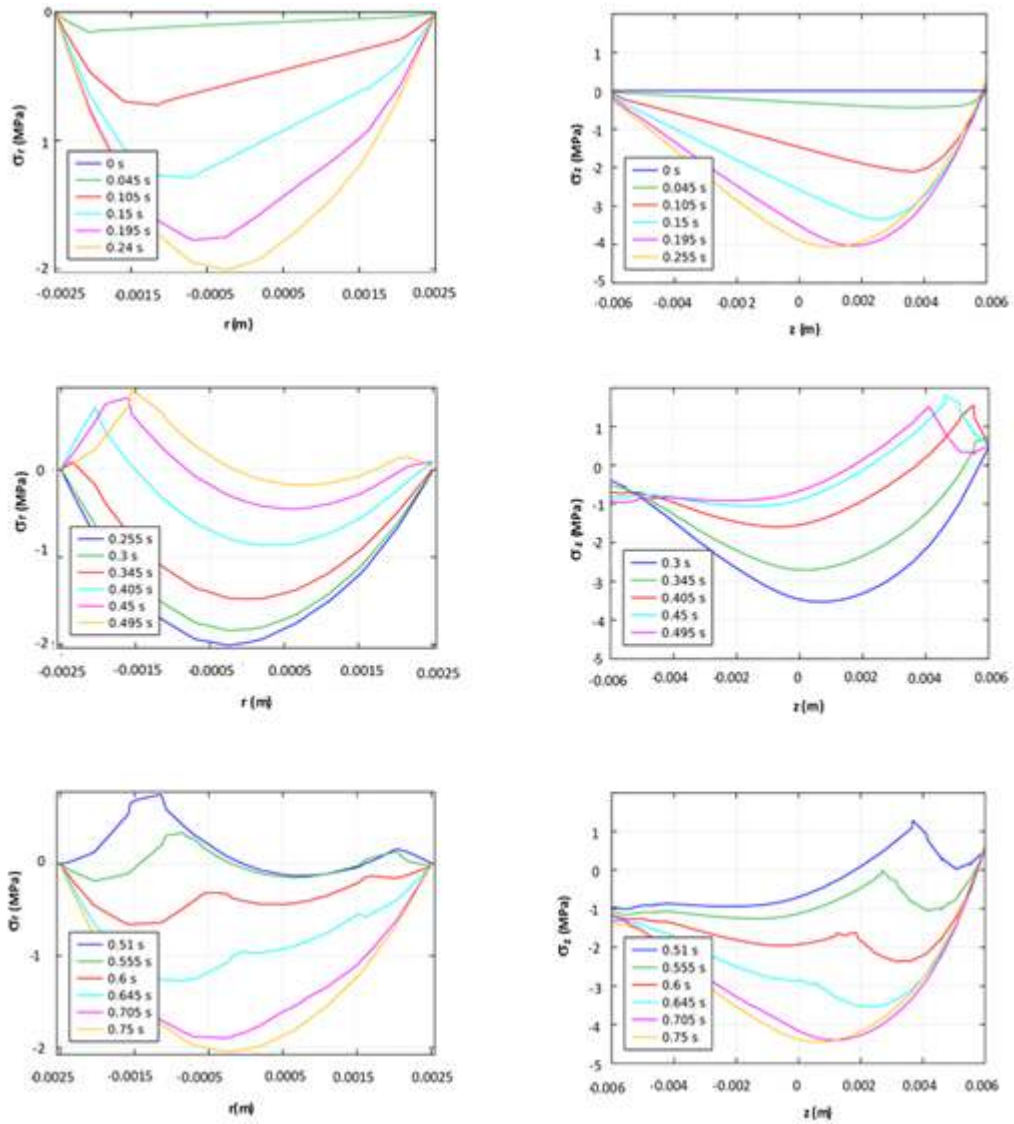
Şekil 4.12.2.2, seçilen $I_{max} = 90, 150$ ve $270 A$ üç farklı akım genlikleri için Lorentz kuvvetlerinden dolayı oluşan stres dağılımları iki boyutta gösterilmektedir. Hesaplamalar $t = T/4$, ve $-3T/4$, gibi üç farklı zaman için alınmıştır. Bu değerler akımın maksimum, sıfır ve minimum değerlerine karşılık gelmektedir. Şekilde en dikkat çekici nokta yığını oluşturan en dıştaki bobinler yani 1. ve 4. bobinlerde oluşan radyal σ_r hem de eksenel σ_z bileşenleri içteki bobinlere göre çok daha yüksek olmaktadır. Bunun nedeni dış bobinlerin maruz kaldığı indüklenen manyetik alan miktarı içteki bobinlere göre oldukça yüksektir. Bunun neticesinde dıştaki bobinlerde çok daha fazla yapısal kuvvet oluşmakta buda bobinlerin içerisindeki gerilmeyi artırmaktadır. Bobinlerdeki hem σ_r hem de σ_z süperiletkenin merkezine doğru sıkıştırıcı bir gerilme oluşturmaktadır. Bu, öz manyetik alanın süperiletkenin içerisine doğru nüfuz etmesinden dolayı oluşan Lorentz kuvvetinin etkisi ile açıklanabilir.



Şekil 4.12.2.2. Farklı zaman aralıkları için süperiletken yığınlarında indüklenen stresin r ve z bileşenleri. Uygulanan akımın maksimum değerleri yukarıdan aşağıya 270, 150 ve 90 A seçildi.

Burada dikkat edilmesi gereken diğer bir nokta ise akımın genliği azaldıkça oluşan stres dağılımlarının daha homojen olmasıdır. Bunun nedeni akım genliği düştükçe bobinlerin etrafındaki diğer bobinlerden dolayı oluşan öz alanın etkisi zayıflar ve manyetik alan dağılımları homojenleşir.

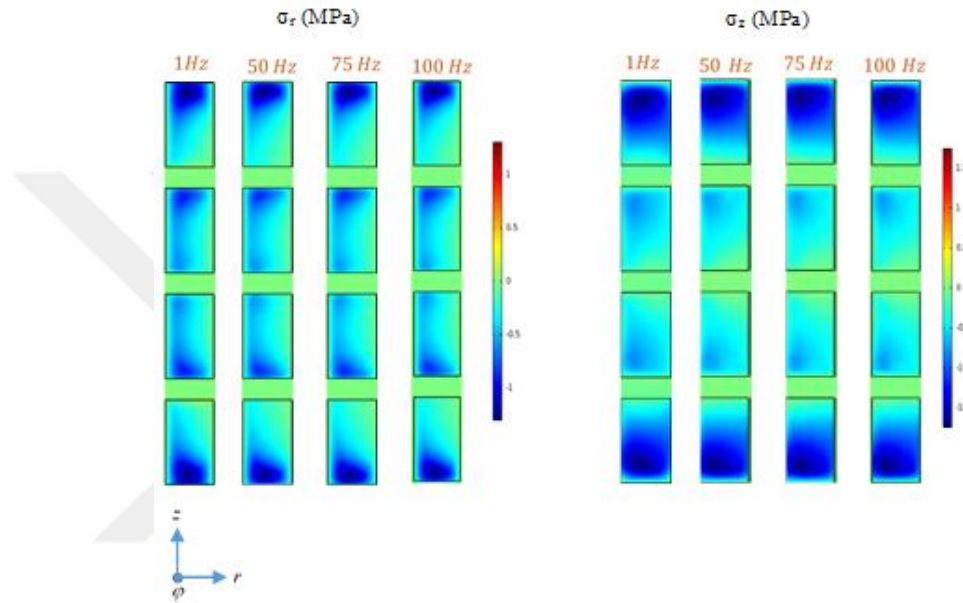
Şekil 4.12.2.3’de akım artıkça oluşan stres dağılımlarının nasıl değiştiğini göstermek için stres dağılımlarının bir boyutlu değişimleri çizdirildi. Stresin radyal bileşeni σ_r için en üstteki bobinin tam yatay ortası, σ_z için ise dikey ortası alınmıştır. Akımın genliği 150 A ve frekansı 1 Hz alınmıştır. Akımın genliği sıfırdan itibaren artırıldıkça hem σ_r hem de σ_z artmakta ve bobinlerin uçlarında sıkıştırıcı stres maksimum olmaktadır. Fakat akım artıkça bu maksimum bobinin merkezine doğru kaymaktadır. Alan azaltıldıkça ise önce stres azalmakta ve öncelikle bobinlerin kenarındaki sıkıştırıcı stres yön değiştirerek genleştirici gerilmeye dönmektedir. Bu, oluşan manyetik akının süperiletken içerisinde yön değiştirmesi ve bunun neticesinde Lorentz kuvvetinin yön değiştirmesi ile açıklanabilir [120].



Şekil 4.12.2.3 Uygulanan akımın genliği $I_{max}=150$ A, bobinler arasındaki mesafe $d=3$ mm ve akımın frekansı $f=1$ Hz seçildiğinde, en üstteki 4. Bobinin yatay ve düşey eksenlerinin tam ortası boyunca indüklenen stresin bir boyutta dağılımı.

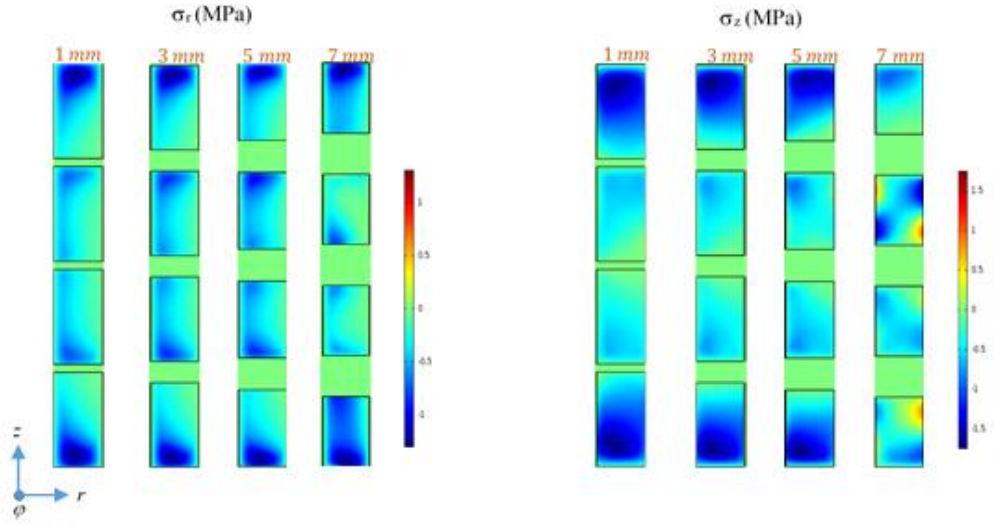
Burada dikkat çekilmesi gereken bir diğer önemli nokta ise radyal yönde oluşan stresin σ_r z yönünde oluşan gerilmeden σ_z yaklaşık 1.5 kat daha düşük olmasıdır. Bu radyal yönde bobinler daha fazla manyetik akıya maruz kalmakta bu da z eksenı boyunca daha çok Lorentz kuvveti oluşmasına neden olmakta ve bu yöndeki gerilmeyi artırabilmektedir. Bir diğer dikkat çekici husus ise σ_z stresinin bobinlerin alt ve uç noktalarında tam olarak sıfır olmamasıdır. Bu, bobinlerin bir birlerini destekleyerek dengelemeye çalışmalarından kaynaklanmaktadır.

Benzeşimin bir sonraki aşamasında frekansın süperiletken bobin yığımında oluşan stres dağılımına etkisi incelendi (Şekil 4.12.2.3). Bunun için özellikle süperiletken aygıtların güç çalışma frekansları olan yaklaşık 100 Hz'e kadar olan dört farklı frekans dikkate alındı. Şekilden de görüldüğü üzere hem σ_r hem de σ_z uygulanan akımın frekansı değiştikçe kayda değer bir değişim göstermemektedir. Bunun nedeni seçilen güç çalışma frekanslarında hem geçen akımın hem de öz manyetik alanın nüfuz ettiği bölgenin derinliği çok fazla değişmemektedir.



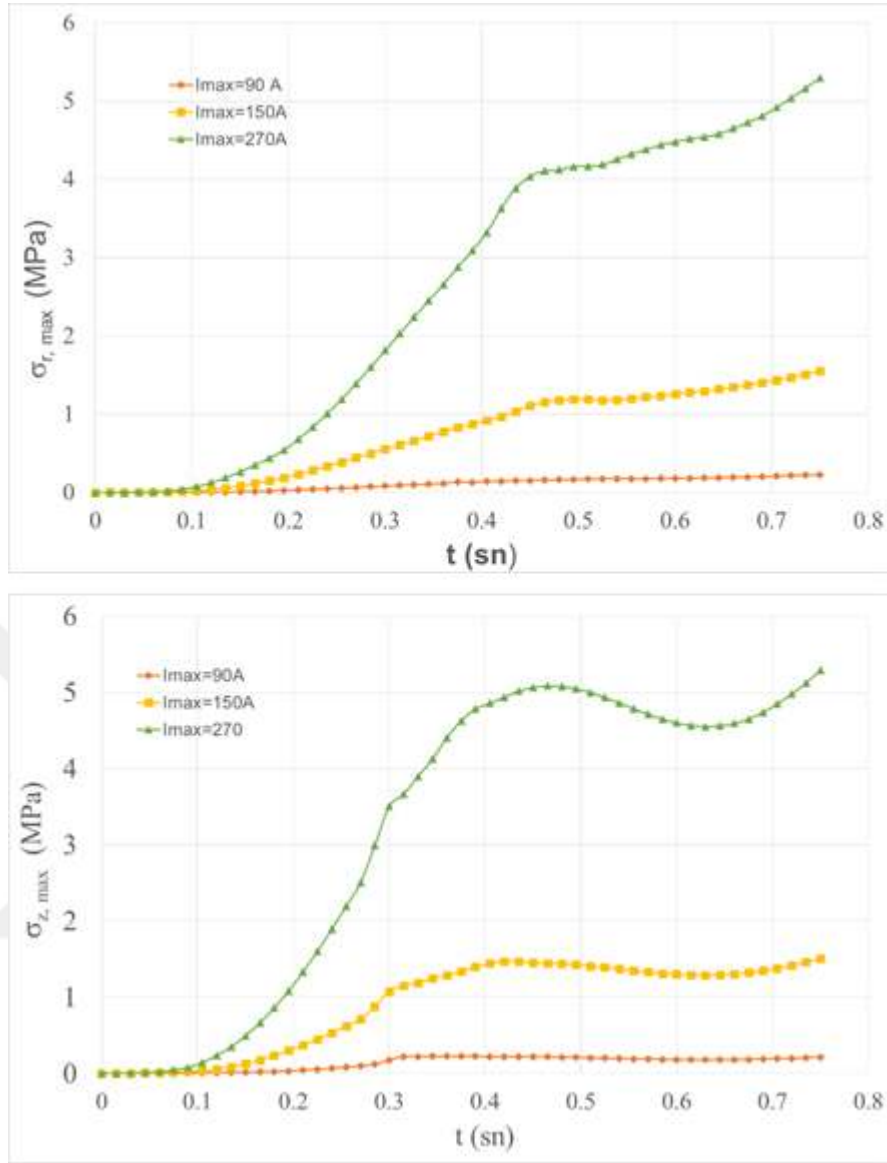
Şekil 4.12.2.3 $I_{max}=150$ A ve $d=3$ mm seçilen YBCO kaplı iletkenlerden sarılan bobin yığınlarında oluşan stresin farklı frekans değerleri için r ve z bileşenleri.

Bobinler arasındaki mesafenin yığında oluşan gerilmeye etkisi Şekil 4.12.2.4'te gösterilmektedir. Uygulanan akımın genliği $I_{max} = I_c/2$ yani 150 A ve frekansı ise 1 Hz olarak seçildi. Bobinler arasındaki mesafe 1 mm'den başlayarak 2 mm artırılarak, $t = T/4$ deki değeri için oluşan stres dağılımlarının benzeşimi yapıldı. Şekilden de görüldüğü gibi hem radyal yöndeki hem de eksenel yöndeki stresler mesafe artıkça azalmaktadır. Bunun nedeni bobinler arasındaki mesafe artıkça her bir bobinin diğer bobinden kaynaklanan öz manyetik alan etkisi zayıflamakta dolayısıyla maruz kaldığı yapısal kuvvetler azalmaktadır.



Şekil 4.12.2.4 Bobinler arasındaki mesafenin $d=1, 3, 5$, ve 7 mm değerleri için bobin yığında oluşan stresin r ve z bileşenlerinin iki boyutta dağılımı. $I_{max}=150 \text{ A}$ ve $f=1 \text{ Hz}$ olarak alınmıştır.

Süperiletken bobinlerde oluşan üç farklı akım genliği için uygulanan akımın aktivasyon zamanının fonksiyonu maksimum stresin değişimi Şekil 4.12.2.5'te verilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere akım arttıkça radyal σ_r maksimum stres üstel olarak artmaktadır. Ancak, eksenel stres σ_z önce parabolik artmakta daha sonra sinüzoidal olarak değişmektedir. Öte yandan, maksimum stres hemen hemen bir birine eşittir. Diğer bir önemli nokta ise akımın maksimum değeri üç kat artırıldığında maksimum stres 25 kat arttırılmaktadır. Fakat yine de maksimum stres izin verilen değer çok çok altındadır .



Şekil 4.12.2.5 Tüm akım aktivasyonu süresince (0, $3T/4$; T , periyot) seçilen üç akım genliği için en üstteki bobinde oluşturan maksimum (a) σ_r radyal ve (b) eksenel σ_z eksenel stresler. Uygulanan akımın frekansı $f=1\text{ Hz}$ ve bobinler arasındaki mesafe $d=3\text{ mm}$ alınmıştır.

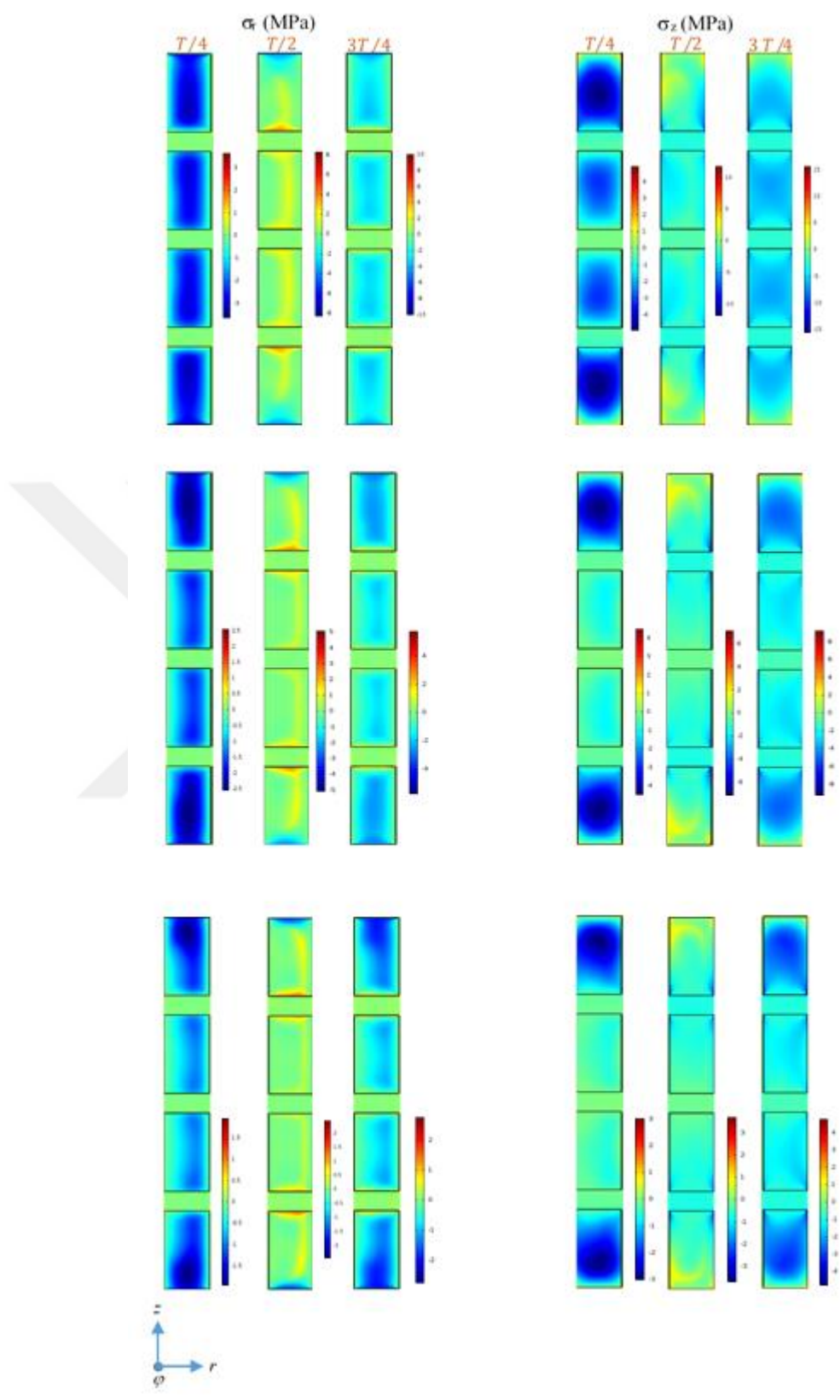
4.12.3. Dış Manyetik Alan Değişiminden Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarında Oluşan Stres

Projenin bu bölümünde değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında oluşan stres dağılımı hesaplandı. Hesaplamalar silindirik koordinat sisteminde gerçekleştirildi. Manyetik alan z-doğruduğunda uygulandı ve bobinlerin kapalı devre

oluşturduğu kabul edildi ve φ -yönünde akım indüklenmektedir. Bobinlerin geometrik süperiletkenlik ve mekaniksel parametreleri Tablo 4.12.2.1’de verilmektedir. Sınır şartı olarak Dirichlet sınır şartı kullanıldı ve hesaplama uzayının dış zarfında manyetik alanın teğetsel bileşeni sürekli kabul edildi.

Şekil 4.12.3.1’de z yönünde, $H_a(t) = H_{max}\sin(2\pi f)$ biçiminde değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında üç farklı zaman dilimi için indüklenen stres dağılımlarının σ_r ve σ_z bileşenleri verilmektedir. Uygulanan manyetik alanın genliği H_{max} alanın süperiletken bobinin merkezine ulaşma değeri olan $H_p = J_{c0}H_c/2$ ifadesine göre $1.2 H_p$, $0.7 H_p$ ve $0.5 H_p$ olarak alındı.

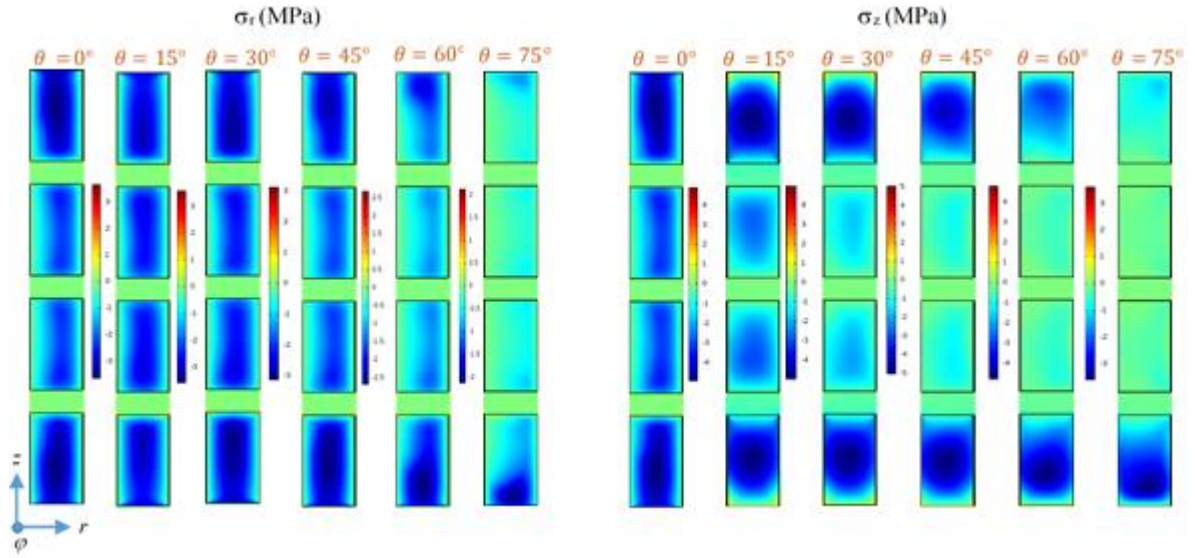




Şekil 4.12.3.1 Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında oluşan stresin radyal σ_r ve eksenel σ_z dağılımı. Uygulanan manyetik alan genlikleri 1.25 T, 0.7 T ve 0.5 T olarak alınmıştır.

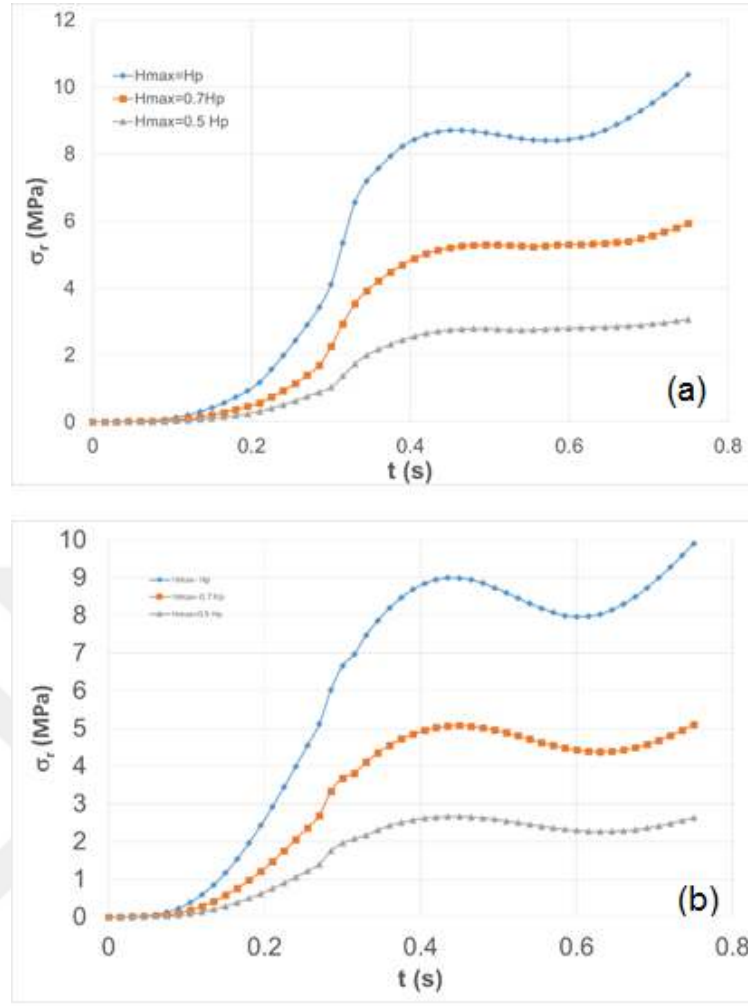
Şekilden de görüldüğü üzere stres $t = T/4$ değerinde en yüksek değerinde olmaktadır. Radyal yöndeki stres σ_r bütün bobinlerde hemen hemen homojen olarak dağılmıştır ancak σ_z en alttaki ve en üstteki bobinlerde içteki bobinlere göre çok daha yüksektir bunun nedeni manyetik alanın dik bileşenin Lorentz kuvvetinin z bileşenini artırmasından kaynaklanmaktadır. $t = T/2$ değerinde manyetik alanın sıfır olduğu değerde süperiletkende bir miktar genleştirici stres oluşmaktadır. Bunun nedeni, yine bobinlerden akının uzaklaşmaması ve dolayısıyla zıt yönde yapısal kuvvet indüklemesinden kaynaklanabilir. Burada diğer bir ilginç nokta manyetik alanın genliği azaldıkça transport akım uygulanmasından farklı olarak bobinlerde oluşan hem σ_r hem de σ_z bileşenlerinin homojinetesini giderek kaybetmesidir. Bu manyetik alanın azalması ile birlikte bobinlerin içerisindeki akı dağılımının homojen bir biçimde dağılmamasından kaynaklanabilir [121].

Şekil 4.12.3.1’de alanın z eksenine göre farklı açılarda uygulanmasıyla oluşan stres dağılımları verilmektedir. Bu çalışmada önce θ açısı sıfır seçilerek manyetik alan $t = 0$ ’dan $t = 3T/4$ ’e kadar uygulandı daha sonra θ , 15° artırıldı tekrar manyetik alan $t = 0$ ’dan $t = 3T/4$ ’e kadar uygulandı ve bu şekilde devam etti. Toplam altı değer için stres dağılımı hesaplandı. Şekilden de açıkça görüleceği üzere gerilmenin z bileşeni r bileşenine göre uygulanan alanın yönelimine daha fazla bağlıdır. Bunun nedeni, θ artıkça manyetik alanın B_r bileşeni artması ve bu dik yöndeki Lorentz kuvvetini artırmasıdır. Bununla birlikte, θ artıkça özellikle σ_z de içteki bobinlerde oluşan gerilme azalmaktadır. Bu, aynı açı artıkça içteki bobinlere uygulanan alanın perdelenmesinden kaynaklanabilir.



Şekil 4.12.3.2 $H_{max} = 0.7$, $f = 1\text{Hz}$, $D_c = 3\text{ mm}$, $t = T/4$ seçilerek uygulanan alanın z eksenine göre 15° değiştirmesiyle süperiletken bobin yığında oluşan stresin r ve z bileşenleri.

4.12.3.3’de farklı alan genlikleri için süperiletken bobinlerde oluşan σ_r ve σ_z bileşenlerinin zamana göre maksimum stres dağılımları verilmektedir. Şekilden açıkça görüleceği üzere uygulanan alanın genliği artıkça bobinlerde hem radyal yöndeki hem de eksenel yöndeki stres artmaktadır. Ancak stresin her iki bileşeninin skalası hemen hemen aynıdır. İlk alan aktivasyonu süresince stres parabolik olarak artmaktadır. Alan değeri % 60 artırıldığında gerek σ_r gerekse σ_z maksimum değerleri yaklaşık iki kat artmıştır. Bu maksimum stresin alanın genliği çok bağlı olduğunu ve dikkatli bir biçimde incelenmesi gerektiğini akla getirmektedir. Burada dikkat çekici bir diğer nokta ise alan aktivasyonunda ortaya çıkan stresin akım aktivasyonunda ortaya çıkan strese (Şekil 4.12.3.2) göre yaklaşık iki kat daha yüksek olmasıdır. Bu aynı şekilde alan aktivasyonunda stresin çok dikkatli bir biçimde ele alınması gerektiğini göstermektedir. Stresin maksimum değeri $\sim 10\text{ MPa}$ civarındadır. Bu süperiletken şeritler için izin verilen değerden çok düşüktür.



Şekil 4.12.3.3 Seçilen üç farklı alan genişliği için alan aktivasyon zamanına karşı süperiletken bobin yığınının oluşmuş maksimum stres. Uygulanan alanın frekansı $f = 1 Hz$, ve bobinler arasındaki mesafe $D_c = 3 mm$ olarak benimsendi.

4.13. Süperiletken Bobin Yığınlarının Termal Analizi

Projenin bu bölümünde akım geçirilen dört tane bobinden oluşan bobin yığınının, direnç kayıplarından oluşan sıcaklık artışı Ampere ve ısı transfer denklemleri birlikte çözülerek hesaplandı. Hesaplamalarda yine Şekil 4.12.3.3'deki bobin yığın yapısı kullanıldı. Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildi. Transport akım bobinlerden φ -yönünde geçirildi ve sıcaklık dağılımları hesaplandı. Bobin sisteminin elektromanyetik analizi için Denklem 87, $\hat{n} \times \mathbf{A} = 0$ sınır şartı ile birlikte kullanıldı. Transport akım durumu için süperiletken bobinlerin yüzeyinde oluşan elektrik alanın hesabı için Denklem 101 kullanıldı. Bobinlerin Termal analizleri için,

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) = Q \quad (101)$$

zamana bağılı diferansiyel denklem çözdürüldü. Burada C_p , sabit basınçtaki süperiletkenin öz ısı; ρ , süperiletken tabakanın yoğunluğu ve κ termal iletkenlik katsayısı; Q ise akım uygulandığında ısıya dönüşen enerji miktarıdır. Termal iletkenlik için sınır şartı olarak,

$$\mathbf{n} \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \quad (102)$$

kullanıldı. Bobin yığınlarının termal analizi için gerekli olan κ , C_p ve ρ parametreleri için Lacroix ve Sirois (2014)'te sunulan değerler kullanılmıştır. Akım akışından dolayı oluşan ısı için,

$$Q = \iint (2\pi r) J_\phi E_\phi dA \quad (103)$$

ifadesinden yararlandı. Bununla birlikte, hesaplamalara kritik akım yoğunluğunun manyetik alan ve sıcaklık bağıllığını hesaba katmak gerekir. Bunun için (Gömöry ve diğ., 2007; Lacroix ve Sirois, 2014),

$$J_c(T, B) = J_{c0} \frac{\left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right)^\alpha}{\left(1 + \frac{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{B_0}\right)^\gamma} \quad (104)$$

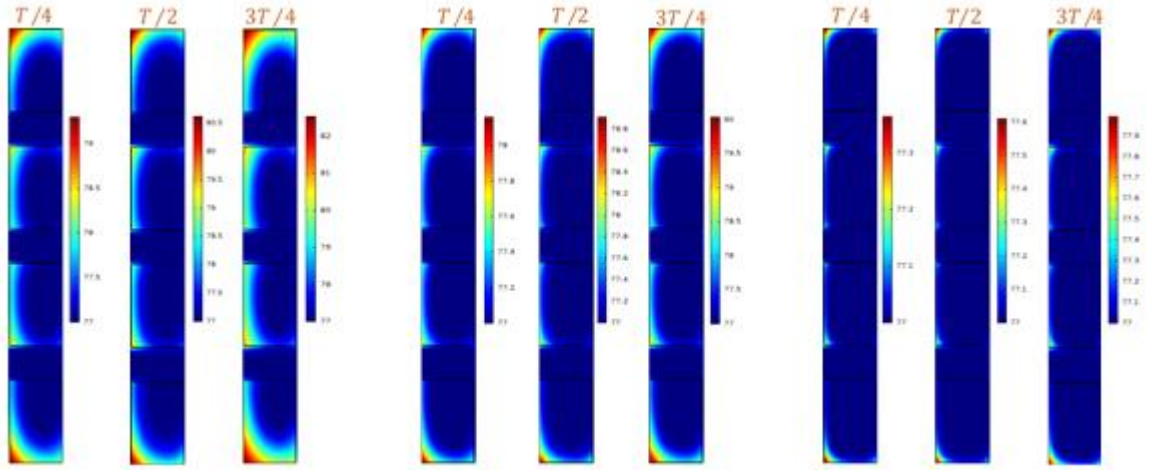
ifadesi kullanıldı. Burada J_{c0} , 0K'deki kritik akım yoğunluğu; T_c , YBCO kaplı iletkenin kritik akım yoğunluğu; T_0 , işlem görülen sıcaklık; α, γ ve B_0 materyal parametreleri; B_x ve B_y sırasıyla manyetik alanın x ve y bileşenleridir. Burada ayrıca hesaplamaların karmaşıklığını önlemek için n, B_0 gibi parametrelerin sıcaklık bağıllıkları göz ardı edildi. Kullanılan parametreler Tablo 4.13.1'de verilmiştir.

FEM 'e dayalı hesaplamaların doğruluğunu etkileyen bir diğer etmen örgüleme ve tolerans ayarlamalarıdır. Örgüleme için hem bobinlerin hem de boşluğun örgülemesi için "Free triangular" örgüleme tipi kullanıldı. Bu seçim serbestlik derecesini önemli ölçüde düşürmektedir. Kullanılan eleman sayısı 44671 üçgensel elemandır. Çözücü için Direct "MUMPS" kullanıldı ve relative tolerans 10^{-10} ve absolute tolerans 10^{-12} alındı.

Tablo 4.13.1. Süperiletken bobin yığını için kullanılan parametreler.

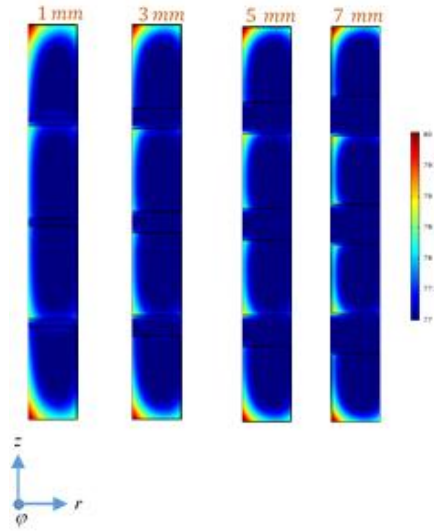
Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_c (A)	İletkenin kritik akımı	300
w_{sc} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
J_{c0} (A/m ²)	Sıfır K kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{sc})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim 10 \times R_c$
N	Her bir bobindeki sarım sayısı	100
N_b	Bobin sayısı	4
R_c (mm)	Bobinin yarıçapı	60
f (s ⁻¹)	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	21
α	YBCO sıcaklık bağılılığı için	1
B_0 (T)	Kritik akım yoğunluğu parametresi	0.36
γ	Kritik akım yoğunluğu üssü	1.2
T_c (K)	Süperiletken şeridin kritik sıcaklığı	88 K
T_0 (K)	Süperiletken bobin yığınlarının işlem	77 K
ρ (kg/m ³)	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
κ (W/(m.K))	Sıvı azotun termal iletkenlik katsayısı	0.02583
C_p (J/(kg.K))	Sabit basınçta sıvı azotun öz ısı	1040

Şekil 4.13.1’de seçilen üç farklı akım genliği için akım aktivasyonunun farklı durumları için süperiletken yığını oluşturan bobinlerdeki ısısal dağılım gösterilir. Akım $I_a(t) = I_{max} \sin(2\pi f t)$ biçiminde $t_i = 0$ ila $t_f = 3T/4$ aralığında $\Delta t = T/100$ adımlarla uygulanmıştır. Şekilden de açıkça görüleceği üzere en fazla ısı artışı ve ısı nüfuzu en dıştaki bobinlerin iç yüzeylerinde meydana gelmektedir. Bunun nedeni bobin yığınlarını bu bölgelerin diğer bölgelere daha öz manyetik alana maruz kalması ve dolayısıyla daha çok akım nüfuz etmesidir. Diğer yandan, içteki bobinlerde manyetik alanın dik bileşeni azaltıldığı için sıcaklık artışı daha az olmaktadır. Bir diğer nokta, beklenildiği gibi transport akımın genliği artıkça sıcaklık artışı daha fazla olmaktadır.

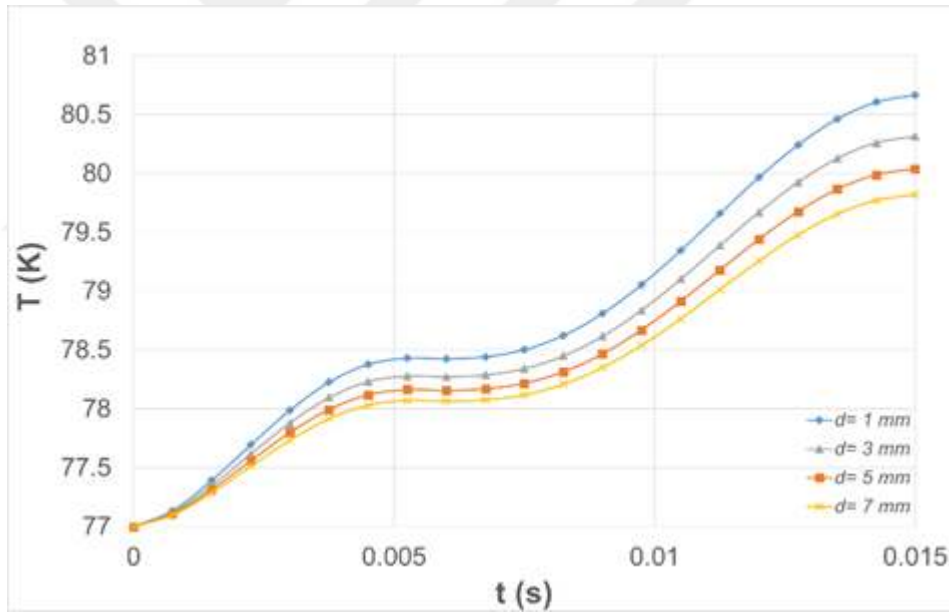


Şekil 4.13.1 $I_{max}=270$ A ($0.9 I_c$), 150 A ($0.5 I_c$) ve 90 A ($0.3 I_c$) alınarak süperiletken yığını oluşturan bobinlerin herbirindeki 2 boyutta sıcaklık dağılımı. Uygulanan akımın frekansı, $f=50$ Hz ve bobinler arasındaki mesafe $d=5$ mm alınmıştır.

Şekil 4.13.2 bobin yığınları arasındaki mesafenin bobin yığınlarındaki sıcaklık dağılımına etkisini göstermek için hesaplandı. Bobinler arasındaki mesafe D_c , 2 mm artırılarak $I_a = I_{max}$ için sıcaklık dağılımını göstermektedir. Şekil 4.13.3’de ise bobinler arasındaki mesafenin etkisini daha açık gösterebilmek için sağ en üst noktasındaki sıcaklık değişimi tüm akım aktivasyonu boyunca hesaplandı. Her iki şekilden de görüleceği üzere bobinler arasındaki uzaklık arttıkça bobinlerde oluşan sıcaklık düşmektedir. Bu beklenen bir durumdur, zira bobinler arasındaki mesafenin azalması diğer bobinlerden gelen öz manyetik alanın nüfuzunun düşmesi dolayısıyla kaybın azalmasına neden olmaktadır. Burada dikkat çekilmesi gereken diğer bir ilginç nokta bobinler arasındaki mesafenin artışı özellikle içteki bobinlerde çok küçük bir miktar ısı artışına yol açmıştır. Bu, mesafe arttıkça içteki bobinlerin kendi öz alanların etkisinin artmasından kaynaklanabilir.



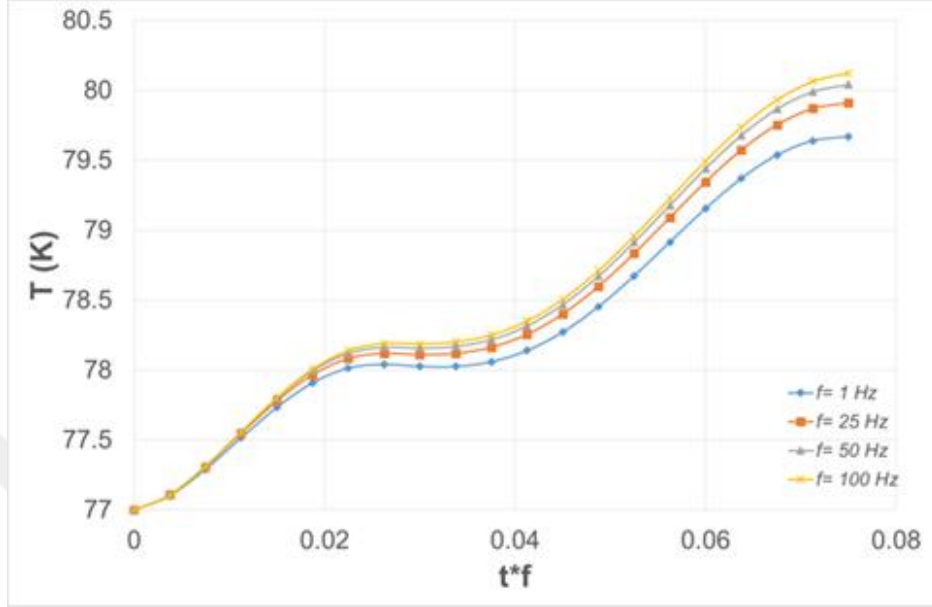
Şekil 4.13.2. Bobinler arasındaki mesafe 2 mm artırılarak bobin yığınının sağ üst kısmında oluşan sıcaklık dağılımları.



Şekil 4.13.3. Bobinler arasındaki mesafe d değiştirilerek tüm akım aktivasyonu süresince zamanın fonksiyonu olarak bobin yığınının sağ üst kısmında oluşan sıcaklık.

Şekil 4.13.4’de uygulanan akımın süresinin fonksiyonu olarak bobin yığınının en çok ısının bölgesindeki oluşan sıcaklık farklı frekanslar için verilmiştir. Özellikle süperiletken aygıtların çalışma frekansı olan $f = 1 \text{ Hz}$ ile 100 Hz arasındaki çeşitli değerler alınmıştır. Uygulanan akımın genliği $I_{max} = 150 \text{ A}$ yani $I_{max} = I_c/2$ değeri dikkate alındı. Şekilden de görüleceği

üzere frekans artıkça oluşan ısı çok hızlı bir şekilde artmaktadır. Uygulanan akımın frekansı artıkça akımın nüfuz ettiği bölge daralmakta dolayısıyla akım çok dar bir bölgede akmaya zorlanmaktadır. Bunun neticesinde kayıp dolayısıyla sıcaklık artmaktadır.



Şekil 4.13.4. Farklı frekanslar için akımın 0, $3T/4$ zaman aralığında bobinin sağ üst kısmında oluşan sıcaklık değişimi.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tezde, bir süperiletken şeridin, bu süperiletken şeritten sarılmış bobinlerin, bu bobinlerden oluşan yığın tasarımlarının elektromanyetik analizlerini yapabilecek A-V formülasyonuna dayalı yeni benzeşim yöntemi geliştirilmiştir. Yöntemin doğruluğu, literatürdeki deneysel ve eşdeğer formülasyonlar (H-Formülasyonu) ile karşılaştırılarak ortaya konulmuştur. Geliştirilen yöntemler, ticari olarak mevcut süperiletken şeritlerde bulunan bakır stabilizörler ve ferromanyetik altlıkların etkilerini içerecek şekilde genişletilmiştir. Ayrıca, literatürde ilk kez süperiletken bobin ve bobin yığını tasarımı için elektromekanik ve ısı analizleri yapabilecek yine A-V formülasyonuna dayalı yeni bir benzeşim yöntemi önerilmiştir. Tez kapsamında aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

1. Ortalama AA kayıpları uygulanan akımın frekansı ile artmaktadır. Bunun nedenleri ve akım dağılımları üzerine etkileri hem iki boyutta hem de tek boyutta ortaya konulmuştur.
2. Cu stabilazörlerde oluşan Eddy akım kayıplarının frekans bağılıkları için benzeşimler yapılmış ve uygulanan akımın frekansı ile bu kayıpların arttığı hem nicel hem de nitel olarak ortaya konulmuştur.
3. Zayıf ve kuvvetli ferromanyetik altlıkların süperiletken bobinlerin AA kayıplarına etkileri hesaplanmıştır ve en uygun çalışma frekansları ortaya konulmuştur.
4. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobinlerde oluşan manyetik alan kayıplarının benzeşimi yapılmıştır. Frekansla kayıpların doğrusal olarak arttığı gözlemlenmiştir. Bununla birlikte, akım bobinin yanal yüzeyine göre belli açı ile uygulandığında oluşan kayıpların benzeşimi de yapılmıştır. Açı 0° ile 90° arasında değiştirilmiş ve en düşük kayıp 90° için, en yüksek kayıp ise 0° için ortaya çıkmıştır.
5. Süperiletken bobinlerde değişik akım değerleri için yapılan ısı analizlerde daha dıştaki şeritlerde ısınmanın daha çok olduğu gözlenmiştir.
6. Bobin yığınlarında değişik yığınlar arası mesafe ve dış manyetik alanın açı bağılılığı için indüklenen akım yoğunluğu dağılımları çıkartılmış ve AA kayıplarının analizi yapılmıştır. Bu analizlere göre dıştaki bobinlerde meydana gelen kayıpların, arada kalan bobinlerde görülen

kayıplara göre daha yüksek olduğu sonucuna varılmıştır. Bobinlere benzer olarak bobin yığınlarında da artan açı değeri ile kayıplarda azalma görülmüştür.

7. Süperiletken bobin yığınlarında oluşan transport akım kayıpları araştırılmış, kayıpların nasıl optimize edileceği ve kayıp mekanizması ortaya konulmuştur. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak bobin yığınları arasındaki farklı mesafeler için transport akım kayıpları karşılaştırılmış, artan mesafe ile kayıpların azaldığı görülmüştür. Yine dışarıda olan bobinlerde kayıpların daha fazla olduğu da görülmüştür. Transport akım durumunda oluşan alan dağılımlarının analizi yapılmış ve kayıpların dışarıdaki bobinlerde daha fazla olmasının nedenleri araştırılmıştır. Her bir bobinden geçirilen akımlar arasında faz farkı olduğu düşünülerek yapılan benzeşimlerde, aynı fazda transport akım durumu için kayıpların daha az olduğu sonucuna varılmıştır.

8. Süperiletken bobin yığınlarında yanal ve dikey kuvvetlerin oluşturduğu manyetik gerilmenin hesabını yapabilecek yöntem önerilmiştir. Önerilen yöntem analitik yöntemle karşılaştırılmış ve iyi bir uyum elde edilmiştir. Uygulanan akımın farklı maksimum değerleri ve farklı şiddetlerdeki dış manyetik alan durumlarında oluşan gerilme dağılımları incelenmiştir. Artan akım değerleri için eksenel ve radyal gerilmede artış tespit edilmiştir. Benzer olarak artan dış manyetik alan değerleri için de eksenel ve radyal gerilmede artış tespit edilmiştir.

9. Akım geçirilen bobin yığınlarında direnç kayıplarından oluşan sıcaklık artışı Ampere ve ısı transfer denklemleri birlikte çözülerek hesaplanmıştır. En fazla ısı artışı ve ısı nüfuzunun en dıştaki bobinlerin iç yüzeylerinde meydana geldiği görülmüş, bunun nedeni olarak bobin yığınlarının bu bölgelerinin diğer bölgelere nazaran daha fazla öz manyetik alana maruz kalması, dolayısıyla daha çok akım nüfuzu sonucuna varılmıştır. Diğer yandan, içteki bobinlerde manyetik alanın dik bileşeni azaltıldığı için sıcaklık artışı daha azdır. Ek olarak, beklenildiği gibi transport akım genliği ile sıcaklık artışı arasında bir doğru orantı elde edilmiştir.

10. Bobinler arasındaki mesafe değiştirilerek tüm akım aktivasyonu süresince zamanın fonksiyonu olarak bobin yığınlarında sıcaklık analizi yapılmış ve artan mesafe ile sıcaklıktaki artışın daha az olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Uygulanan akım frekansına bağlı olarak sıcaklık değişiminin analizi yapıldığında, artan frekansla sıcaklığın daha hızlı arttığı gözlenmiştir.

Sunulan tez çalışması TÜBİTAK projesi sonucunda elde edilen verilerin bir kısmını oluşturmaktadır. Projenin devamında bu bobin ve bobin yığınlarından imal edilen süperiletken jeneratörler için benzer çalışmalar yapılmıştır. Projenin sonunda basit üç boyutlu geometrilerle ilgili hesaplamalarda verilmiştir. Ancak, daha karmaşık yapılar için üç boyutlu araştırmaların yapılması gerekmektedir. Bu tez ve bütünüleyici TÜBİTAK projesinin yapılacak üç boyutlu araştırmalara bir temel olacağı değerlendirilmektedir.



KAYNAKLAR

- [1.] Koyanagi, K.; Ono, M.; Hanai, S.; Watanabe, K.; Awaji, S.; Hamajima, T.; Kiyoshi, T.; Kumakura, H. 2009, Design of a 30 T superconducting magnet using a coated conductor insert. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 19, 1617–1620.
- [2.] Awaji, S.; Watanabe, K.; Oguro, H.; Hanai, S.; Miyazaki, H.; Takahashi, M.; Ioka, S.; Sugimoto, M.; Tsubouchi, H.; Fujita, S., Daibo, M., Iijima Y. ve Kumakura H., 2014, New 25 T cryogen-free superconducting magnet project at Tohoku University. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 24 (3), 4302005.
- [3.] Senatore, C.; Alessandrini, M.; Lucarelli, A.; Tediosi, R.; Uglietti, D.; Iwasa, Y., 2014, Progresses and challenges in the development of high-field solenoidal magnets based on RE123 coated conductors. *Supercond. Sci. Technol.* 27, 103001.
- [4.] Weijers, H.W.; Markiewicz, W.D.; Voran, A.J.; Gundlach, S.R.; Sheppard, W.R.; Jarvis, B.; Johnson, Z.L.; Noyes, P.D.; Lu, J.; Kandel, H.; Bai, H. Gavrilin, A. V. Viouchkov, Y. L. Larbalestier, D. C. ve Abraimov, D. V., 2014, Progress in the development of a superconducting 32 T magnet with ReBCO high field coils. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 24 (3),1-5.
- [5.] Wang, Q.; Liu, J.; Song, S.; Zhu, G.; Li, Y.; Hu, X.; Yan, L., 2015, High temperature superconducting YBCO insert for 25 T full superconducting magnet. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 25 (3) . 4603505
- [6.] Gavrilin, A.V.; Jun, L.; Hongyu, B.; Hilton, D.K.; Markiewicz, W.D.; Weijers, H.W., 2013, Observations from the analyses of magnetic field and ac loss distributions in the NHMFL 32 T all-superconducting magnet HTS insert. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 23, 4300704.
- [7.] Zhang, M.; Kvitkovic, J.; Kim, C.H.; Pamidi, S.V.; Combs, T.A., 2013, Study of 2G high temperature superconducting coils: Influence of anisotropic characteristics. *J. Appl. Phys.* 114, 631–870.
- [8.] Wang, Y.; Song, H.; Xu, D.; Li, Z.F.; Jin, Z.; Hong, Z., 2015, An equivalent circuit grid model for no-insulation HTS pancake coils. *Supercond. Sci. Technol.* 28, 045017.

- [9.] Zhang, M.; Kim, J.-H.; Pamidi, S.; Chudy, M.; Yuan, W.; Coombs, T., 2012, Study of second generation, high-temperature superconducting coils: Determination of critical current. *J. Appl. Phys.* 111, 083902.
- [10.] Polak, M.; Barnes, P.; Levin, G., 2006, YBCO/Ag boundary resistivity in YBCO tapes with metallic substrates. *Supercond. Sci. Technol.* 19, 817.
- [11.] Fukushima, H.; Ibi, A.; Takahashi, H.; Kuriki, R.; Miyata, S.; Yamada, Y.; Shiohara, Y.; Kato, T.; Hirayama, T., 2007, Properties of long GdBCO coated conductor by IBAD-PLD method—The first GdBCO coil test. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 17, 3367–3370.
- [12.] Šouc, J.; Pardo, E.; Vojenčiak, M.; Gömöry, F., 2009, Theoretical and experimental study of AC loss in high temperature superconductor single pancake coils. *Supercond. Sci. Technol.* 22, 015006.
- [13.] Chudy, M.; Chen, Y.; Zhang, M.; Coombs, T., 2013, Anisotropy of 2G HTS racetrack coils in external magnetic fields. *Supercond. Sci. Technol.* 26, 075012.
- [14.] Hu, D.; Ainslie, M.; Rush, J.; Durrell, J.; Zou, J.; Raine, M.; Hampshire, D., 2015, DC characterization and 3D modelling of a triangular, epoxy-impregnated high temperature superconducting coil. *Supercond. Sci. Technol.* 28, 065011.
- [15.] Yu D., Liu H., Zhang X. ve Gong T., 2018. Critical Current Simulation and Measurement of Second Generation, High-Temperature Superconducting Coil under External Magnetic Field, *Materials*, 11, 339.
- [16.] Thakur, K. P., Staines M. P., Lakshmi L. S., ve Long N. J. 2009. “Numerical computation of AC losses and flux profiles in high-aspect-ratio superconducting strips in perpendicular AC magnetic field”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 19 (6), 3770–3778.
- [17.] Brambilla, R., Grilli F., Nguyen D., Martini L. and Sirois F. 2009. "AC losses in thin superconductors: the integral equation method applied to stacks and windings", *Supercond. Sci. Technol.*, 22, 075018.

- [18.] Chan, W.K., Masson, P.J., Luongo, C., Schwartz, J. 2010. "Three-dimensional micrometer-scale modeling of quenching in high-aspect-ratio coated conductor tapes—part I: model development and validation", IEEE Trans. Appl. Supercond., 20 (6), 2370–2380.
- [19.] Takeuchi, K., Amemiya N., Nakamura T., Maruyama O., and Ohkuma T. 2011. "Model for electromagnetic field analysis of superconducting power transmission cable comprising spiraled coated conductors", Supercond. Sci. Technol., 24 (8), 085014.
- [20.] Amemiya, N., Tsukamoto T, Nii M, Komeda T, Nakamura T and Jiang Z 2014 Supercond. Sci. Technol. 27 035007
- [21.] Clem, J R, Claassen J H and Mawatari Y. 2007. Supercond. Sci. Technol., 20, 1130–9.
- [22.] Yuan, W, Campbell A M and Coombs T A. 2009. Supercond. Sci. Technol., 22, 075028.
- [23.] Prigozhin, L and Sokolovsky V 2011 Computing AC losses in stacks of high-temperature superconducting tapes Supercond. Sci. Technol. 24 075012
- [24.] Chan, W. K. and Schwartz J. 2012. IEEE Trans. Appl. Supercond., 22, 4706010.
- [25.] Zermeno, V M R, Abrahamsen A B, Mijatovic N, Jensen B B and Sørensen M P. 2013. "Calculation of alternating current losses in stacks and coils made of second generation high temperature superconducting tapes for large scale applications" J. Appl. Phys., 114 (17), 173901.
- [26.] Pardo, E. 2013. "Calculation of AC loss in coated conductor coils with a large number of turns", Superconductor Science and Technology, 26, 105017.
- [27.] Bean, C. P. 1964. "Magnetization of high-field superconductors", Rev Mod Phys 36 (1),31–39.

- [28.] Kim, Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. 1962. "Critical persistent currents in hard superconductors", Phys Rev Lett., 9 (7), 306–309.
- [29.] Xia, J. , Bai, H. , Lu, J. , Gavrilin, A. V. , Zhou, Y.,Weijers, H. W. 2015. "Electromagnetic modeling of REBCO high field coils by the H-formulation", Superconductor Science and Technology, 28, 125004.
- [30.] Ainslie, M. D. , Flack, T. J.,Campbell, A. M. 2012. "Calculating transport AC losses in stacks of high temperature superconductor coated conductors with magnetic substrates using FEM", Physica C: Superconductivity, 472 (1), 50-56.
- [31.] de Bruyn, B. J. H., Jansen J. W., ve Lomonova E. A. 2016. "Finite Element Model Simplification Methods for Stacks of Superconducting Tapes", IEEE Transc. on Magn., 52 (7), 9000104.
- [32.] Wang, J, et al, 2016. "Design of a Superconducting Synchronous Generator With LTS Field Windings for 12 MW Offshore Direct-Drive Wind Turbines", IEEE Transc. on Ind. Elect., 36 (3), 1618-1628.
- [33.] Fukui, S. , Shibayama, M. , Ogawa, J. , Oka, T. , Sato, T. , Takao, T.,Tsukamoto, O. 2012. "Measurement and numerical analysis of AC loss in high temperature superconducting coil", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 22, 4704904.
- [34.] Pardo, E. , Šouc, J.,Kováč, J. 2012. "AC loss in ReBCO pancake coils and stacks of them: modelling and measurement", Superconductor Science and Technology, 25, 035003.
- [35.] Pardo, E. 2013. "Calculation of AC loss in coated conductor coils with a large number of turns", Superconductor Science and Technology, 26, 105017.
- [36.] Pardo, E. 2016. "Modeling of screening currents in coated conductor magnets containing up to 40000 turns", Superconductor Science and Technology, 29, 085004.
- [37.] Pardo, E., Staines, M., Jiang, Z.N., Glasson, N. 2015b. "AC loss modelling and measurement of superconducting transformers with coatedconductor Roebel-cable in low-voltage winding, Supercond. Sci. Technol. 28 (11), 114008.

- [38.] Hu, D., Ainslie, M.D., Rush, J.P., Durrell, J.H., Zou, J., Raine, M.J., Hampshire, D.P. 2015. "DC characterization and 3D modelling of a triangular, epoxy-impregnated high temperature superconducting coil", *Supercond. Sci. Technol.* 28, 065001.
- [39.] Zermeno, V.M.R., Grilli, F. 2014. "3D modeling and simulation of 2G HTS stacks and coils", *Supercond. Sci. Technol.*, 27, 044025.
- [40.] Ainslie, M.D., Yuan, W., Flack, T.J. 2013. "Numerical analysis of AC loss reduction in HTS superconducting coils using magnetic materials to divert flux", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 23, 4700104.
- [41.] Zhang, M., Matsuda, K., Coombs, T.A. 2012c. "New application of temperature-dependent modelling of high temperature superconductors: quench propagation and pulse magnetization", *J. Appl. Phys.*, 112 (4), 043912.
- [42.] Zhang, Y., Lehner T. F., Fukushima T., Sakamoto H., and Hazelton D. W. 2014b. "Progress in production and performance of second generation (2G) HTS wire for practical applications", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24 (5), 7500405.
- [43.] Senatore, C., Alessandrini M., Lucarelli A., Tediosi R., Uglietti D., and Iwasa Y., 2014. "Progresses and challenges in the development of high-field solenoidal magnets based on RE123 coated conductors", *Supercond. Sci. Technol.*, 27, 103001.
- [44.] Selvamanickam, V., Gharahcheshmeh M. H., Xu A., Galstyan E., Delgado L., and Cantoni C. 2015. "High critical currents in heavily doped (Gd,Y)Ba₂ Cu₃ O_x superconductor tapes", *Appl. Phys. Lett.*, 106, 032601.
- [45.] Maeda, H. and Yanagisawa Y. 2014. "Recent developments in high-temperature superconducting magnet technology (review)", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24 (3), 4602412.
- [46.] Weijers, H. W. et al., 2014. "Progress in the development of a superconducting 32 T magnet with REBCO high field coils", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24 (3), 4301805.

- [47.] Marchevsky, M., 2015. “Quench detection and protection for HTS accelerator magnets”, presented at the 3rd Workshop Accelerator Magnets HTS, Lyon, France, 2015., 69: 50-57.
- [48.] Scurti, F., Ishmael S., Flanagan G., and Schwartz J. 2016. “Quench detection for high temperature superconductor magnets: A novel technique based on Rayleigh-backscattering interrogated optical fibers”, *Supercond. Sci. Technol.*, 29, 03LT01.
- [49.] Yoon, S., Kim J., Lee H., Hahn S., and Moon S.-H. 2016. “26 T 35 mm all GdBa₂Cu₃O_{7-x} multi-width no-insulation superconducting magnet”, *Supercond. Sci. Technol.*, 29, 04LT04.
- [50.] Iwasa, Y. 2009. “Case Studies in Superconducting Magnets”, design and operational issues. Springer Science & Business Media. 2nd ed., New York, NY, USA: Springer-Verlag.
- [51.] Maeda, H. and Yanagisawa Y. 2014. “Recent developments in high-temperature superconducting magnet technology (review)”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24 (3), 4602412.
- [52.] Bonura, M. and Senatore C. 2016. “An equation for the quench propagation velocity valid for high field magnet use of REBCO coated conductors”, *Appl. Phys. Lett.*, 108, 242602.
- [53.] Bonura, M. and Senatore C. 2015b. “Transverse thermal conductivity of REBCO coated conductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 25 (3), 6601304-1-4.
- [54.] Bonura, M. and Senatore C. 2015a. “High-field thermal transport properties of REBCO coated conductors”, *Supercond. Sci. Technol.*, 28 (2), 025001.
- [55.] Bonura, M. and Senatore C. 2017. “Temperature and Field Dependence of the Quench Propagation Velocity in Industrial REBCO Coated Conductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 27 (4), 6600705-1-5.
- [56.] Kasaba, K, Katagiri K, Shoji Y, Takahashi T, Noto K, Goto K, Saito T and Kono O. 2001. “Stress–strain dependence of critical current in Nb₃Sn

- superconducting wires stabilized with Cu–Nb microcomposites—effect of Nb content”, *Cryogenics*, 41, 9–14.
- [57.] Zhang, P, Liang M, Tang X, Li C, Xiao C, Zhang K, Zhou L, Wi Y, Weng P and Lu Y. 2008. “Strain influence on J_c behavior of Nb₃Sn multifilamentary strands fabricated by internal tin process for ITER”, *Physica C*, 468, 1843–6.
- [58.] Bruzzone, P. 2011. “Review of design aspects for high current Nb₃Sn conductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21, 2036–2041.
- [59.] Bascuñán, J, Hahn S, Kim Y, Song J and Iwasa Y. 2014. “Design and double-Pancake coil fabrication”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24, 4300904.
- [60.] Senatore, C., Alessandrini M., Lucarelli A., Tediosi R., Uglietti D., and Iwasa Y., 2014. “Progresses and challenges in the development of high-field solenoidal magnets based on RE123 coated conductors”, *Supercond. Sci. Technol.*, 27, 103001.
- [61.] Koch, C. C. and Easton D. S. 1977. “A review of mechanical behaviour and stress effects in hard superconductors”, *Cryogenics*, 17, 391–413.
- [62.] Ekin, J. W. 1995. “II-4: stress/strain effects on critical current”, *Cryogenics*, 35, 25–28.
- [63.] Seeber, B., Ferreira A., Abächerli V. and Flükiger R. 2007. “Critical current of a Nb₃Sn bronze route conductor under uniaxial tensile and transverse compressive stress”, *Supercond. Sci. Technol.* 20, 184–8.
- [64.] Jewell, M C et al 2010. “World-wide benchmarking of ITER Nb₃Sn strand test facilities”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 20, 1500–3.
- [65.] Goodrich, L. F., Cheggour N., Lu X. F., Splett J. D., Stauffer T. C. and Filla B. J. 2011. “Method for determining the irreversible strain limit of Nb₃Sn wires”, *Supercond. Sci. Technol.* 24, 075022.
- [66.] Iwasa, Y. 2009. “Case Studies in Superconducting Magnets”, 2nd ed., New York, NY, USA: Springer-Verlag.

- [67.] Liu, B, Wu Y and Bruzzone P. 2011, “The results of the second Chinese TF conductor sample” *Fusion Eng. Des.*, 86, 369–72.
- [68.] Liu, B, Wu Y, Long F and Li S. 2011. “Test results and analyses of conductor short samples for China first PF conductor”, *Cryogenics*, 51, 90–94.
- [69.] Ilin, K. et al., 2015. “Experiments and FE modeling of stress–strain state in ReBCO tape under tensile, torsional and transverse load”, *Supercond. Sci. Technol.*, 28 (5), 055006.
- [70.] Allen, N. C., Chiesa L., and Takayasu M. 2016. “Structural modeling of HTS tapes and cables”, *Cryogenics*, 80, 405–418.
- [71.] Lacroix, C., Sirois, F., 2014. “Concept of a current flow diverter for accelerating the normal zone propagation velocity in 2G HTS coated conductors”, *Superconductor Science and Technology*, 27, 035003.
- [72.] W. Buckel, et al. Anisotropy on the a, b-plane of c-axis orientated almost twin-free YBCO films on NdGaO₃. *Physica C: Superconductivity*, 1992, 197.1-2: 79-83.
- [73.] D.R. Tilley & J. Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, Third Edition, Institute of Physics Publishing Ltd, Bristol 1990
- [74.] H.K. Onnes, *Akad. van Wetenschappen (Amsterdam)* 14, 113, 81. “ On the measurement of low temperatures.”, “ XXVII. Vapour-pressures of hydrogen in the neighbourhood of the boilings point and between the boiling point and the critical temperatures. Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Proceedings Series B Physical Sciences”, 20, 991-999.
- [75.] J. File and R.G. Mills, 1963. “Observation of persistent current in a superconducting solenoid”, *Physical Review Letters*, 10(3), 93.
- [76.] M.N. Wilson, 1999. “Superconductivity and accelerators: the good companions”, “*IEEE transactions on applied superconductivity*”, 9(2), 111-121.
- [77.] W. Meissner and R Ochsenfeld, *Naturwiss.* 21, 787 (1933) F. London and H. London, *Z. Phys.* 96, 359 (1935)

- [78.] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, 1957. "Theory of superconductivity ",Physical review, 108(5), 1175.
- [79.] V.L. Ginzburg and L.D. Landau, 1964. " On the theory of superconductivity. In On Superconductivity and Superfluidity (pp. 113-137) ", Springer, Berlin, Heidelberg.
- [80.] L.P. Gorkov, Sov. Phys. JETP 9, Maki, K,1964. " The magnetic properties of superconducting alloys I. Physics Physique Fizika", 1(1), 21.
- [81.] A.A. Abrikosov, 1957. "Revival of superconductivity in high magnetic fields and a possible p-wave pairing in (TMTSF) 2 PF 6 ",Physical Review B, 59(2), R721.
- [82.] U. Essmann and H. Traub,1971. "Observation of the mixed state",Physica, 55, 83-93.
- [83.] B.D. Josephson, 1964. "Coupled superconductors. Reviews of Modern Physics", 36(1), 216.
- [84.] Gömöry, F. et al., 2013. "AC loss in pancake coil made from 12 mm wide REBCO tape", IEEE Trans. Appl. Supercond., 23 (3), 5900406.
- [85.] Wang, L. , Zheng, J. , Jiang, F.,Kang, R. 2016. "Numerical Simulation of AC Loss in 2G High-Temperature Superconducting Coils with 2D-Axisymmetric Finite Element Model by Magnetic Field Formulation Module", Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 29, 2011-2018.
- [86.] Sheikh, M. R. I., Muyeen, S. M., Takahashi, R.; et al. 2011. "Smoothing control of wind generator output fluctuations by PWM voltage source converter and chopper controlled SMES", European Trans. On Electrical Power, 21 (1), 680-697.
- [87.] Zermeno, V. M. R. 2012. "Computation of Superconducting Generator for Wind Turbine Applications", Ph.D. dissertation, Technical University of Denmark, Denmark.
- [88.] Keysan, O., Mueller, M. A. 2011. "A Homopolar HTSG Topology for Large Direct-Drive Wind Turbines", IEEE Transc.-Appl. Supercond., 21 (5), 3523-3531.

- [89.] Keysan, O., Olczak, D., Mueller, M. A. 2013. "A Modular Superconducting Generator for Offshore Wind Turbines", J. Supercond. Nov. Magn., 26, 2103–2108.
- [90.] Choi, J., Kwangmin K., Minwon P. et al. 2014. Practical design and operating characteristic analysis of a 10 kW HTS DC induction heating machine Pyhsica C, Supercond. Its Appl. 504, 120-126.
- [91.] Hyoung, Ku K., Do Y., Seong Woo Y. 2014. "Conceptual design of contactless power transfer into HTS receiver coil using normal conducting resonance antenna", Cryogenics, 63, 209-214.
- [92.] Grilli, F., Sirois, F., Zermeno, V.M., Vojenciak, M. 2014. "Self-consistent modeling of the of HTS devices: how accurate do models really need to be", IEEE Trans. Appl. Supercond., 24 (6), 1–8.
- [93.] Grilli, F. and Pardo E. 2010. "Simulation of AC loss in Roebel coated conductor cables", Supercond. Sci. Technol., 23 (11), 115018.
- [94.] Pardo, E., 2008. Modeling of coated conductor pancake coils with a large number of turns, Supercond. Sci. Technol., 21(6), p. 065014.
- [95.] Hong Z., Yuan W., Ainslie M., Yan Y., Pei R, and Coombs T., 2011 AC losses of superconducting racetrack coil in various magnetic conditions, IEEE Trans. Appl. Supercond., 21 (3), pp. 2466–2469.
- [96.] Stavrev, S. and Dutoit B., 1998. "Frequency dependence of AC loss in Bi(2223)/Ag-sheathed tapes," Phys. C, Supercond., 310 (1–4), 86–89.
- [97.] Paasi, J., Laforest M., Aized D., Fleshler S., Snitchler G., and Malozemoff, A. P. 1996. "AC losses in multifilamentary Bi-2223/Ag superconducting tapes," IEEE Trans. Magn., 32 (4), 2792–2795.
- [98.] Magnusson, N. 2001. "Semi-empirical model of the losses in HTS tapes carrying AC currents in AC magnetic fields applied parallel to the tape face," Phys. C, Supercond., 349 (3), 225–234.

- [99.] Majoros, M, Ye L, Campbell AM, Coombs TA, Sumption MD, Collings EW. 2007. “Modeling of transport ac losses in superconducting arrays carrying anti-parallel currents”, IEEE Trans Appl Supercond., 17 (2), 1803 –1806.
- [100.] Duckworth, R. C., Gouge M. J., Lue J. W., Thieme C. L. H., and Verebelyi D. T. 2005. “Substrate and stabilization effects on the transport AC losses in YBCO coated conductors” IEEE Trans. Appl. Supercond., 15 (2), 1583–1586.
- [101.] Müller, K.-H., 1997. “AC power losses in flexible thick-film superconducting tapes”, Phys. C, Supercond., 281 (1), 1–10.
- [102.] Stavrev ,S., 2002. “Modelling of high temperature superconductors for AC power applications,” Ph.D. dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland,
- [103.] Tonsho, H., Toyoda M., Fukui S., Yamaguchi M., Sato T., Furuse M., Tanaka H., Arai K., and Umeda M. 2004. “Numerical evaluation of AC loss in high temperature superconducting coil”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 14 (2), 674–677.
- [104.] Friend, C. M., Beduz C., Dutoit B., Navarro R., Cereda E., and Alonso-Llorente J. 1999. “A European project on the AC losses of Bi-2223 tapes for power applications”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 9 (2), 1165–1168.
- [105.] Ainslie, M. 2010. “Transport AC loss in high temperature superconducting coils” Ph.D. dissertation, Cambridge University, Cambridge, England.
- [106.] Miyagi, D., Umabuchi M., Takahashi N., and Tsukamoto O., 2008. “Analysis of effect of nonlinear magnetic property of magnetic substrate on AC transport current loss of HTS coated conductor using FEM”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 18 (2), 1297–1300.
- [107.] Nguyen, D. N., Ashworth S. P., Willis J. O., Sirois F., and Grilli F. 2010. “A new finite element method simulation model for computing AC loss in roll assisted biaxially textured substrate YBCO tapes”, Supercond. Sci. Technol., 23 025001.

- [108.] Maslouh, M., Bouillault F., Bossavit A., and V  rit   J. C. 1997. "From Bean's model to the HM characteristic of a superconductor: Some numerical experiments", IEEE Trans. Appl. Supercond., 7 (3), 3797– 3801.
- [109.] Prigozhin, L. 1996. "The Bean model in superconductivity: Variational formulation and numerical solution", J. Comput. Phys., 129 (1), 190–200.
- [110.] Bad  a-Maj  s, A. and L  pez C. 2007. "Critical-state analysis of orthogonal flux interactions in pinned superconductors", Phys. Rev. B, 76 (5), 054504-1–8.
- [111.] Vanderbemden P., Hong Z., Coombs T. A., Ausloos M., Babu N. H., Cardwell D. A., and Campbell A. M., 2007. "Remagnetization of bulk hightemperature superconductors subjected to crossed and rotating magnetic fields", Supercond Sci Technol., 20 (9), S174–S183
- [112.] Clem, J. R., 1982. "Flux-line-cutting losses in type-II superconductors," Phys. Rev. B, vol. 26, no. 5, pp. 2463–2473.
- [113.] Clem, J. R. and Perez-Gonzalez A. 1984. "Flux-line-cutting and flux-pinning losses in type-II superconductors in rotating magnetic fields", Phys. Rev. B, 30 (9), 5041–5047.
- [114.] Ruiz, H. and Bad  a-Maj  s A. 2010. "Smooth double critical state theory for type-II Superconductors", Supercond. Sci. Technol., 23 (10), 105007.
- [115.] Clem, J. R., Weigand M., Durrell J. H., and Campbell A.M. 2011. "Theory and experiment testing flux-line cutting physics," Supercond. Sci. Technol., 24 (6), 062002.
- [116.] Lacroix, C., Sirois, F., 2014. "Concept of a current flow diverter for accelerating the normal zone propagation velocity in 2G HTS coated conductors", Superconductor Science and Technology, 27, 035003.
- [117.] Ainslie, M. D. , Flack, T. J., Campbell, A. M. 2012. "Calculating transport AC losses in stacks of high temperature superconductor coated conductors with magnetic substrates using FEM", Physica C: Superconductivity, 472 (1), 50-56.

- [118.] Zermeno, V M R, Abrahamsen A B, Mijatovic N, Jensen B B and Sørensen M P. 2013. "Calculation of alternating current losses in stacks and coils made of second generation high temperature superconducting tapes for large scale applications" J. Appl. Phys., 114 (17), 173901.
- [119.] de Bruyn, B. J. H., Jansen J. W., ve Lomonova E. A. 2016. "Finite Element Model Simplification Methods for Stacks of Superconducting Tapes", IEEE Transc. on Magn., 52 (7), 9000104.
- [120.] Johansen, T. H., Wang, C., Chen, Q. Y., Chu. W, -K, 2000. "Enhancement of tensile stress near a hole in superconducting trapped field magnets", Journal of Applied Physics, 88, 2730.
- [121.] Yong, H., Zhoua, Y., 2011. "Stress distribution in a flat superconducting strip with transport current", Journal of Applied Physics, 109, 073902.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Gazi Çağlar KAÇAN
Doğum Yeri	Kırşehir
Doğum Tarihi	15.07.1989
Uyruğu	☒ T.C. ☐ Diğer:
Telefon	0090 506 769 3563
E-Posta Adresi	gazicaglakacaniu@gmail.com



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Mühendislik-Mimarlık Fakültesi
Bölümü	Elektrik ve Elektronik Mühendisliği
Mezuniyet Yılı	2011

Yüksek Lisans	
Üniversite	Ahi Evran Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	İleri Teknolojiler Anabilim Dalı
Programı	Metaller ve Malzeme Mühendisliği

Makale ve Bildiriler	
<i>Uluslararası Konferans ve Sempozyumlar</i>	
Sukru YILDIZ, Gazi Çağlar KACAN and Fedai INANIR, " Finite Element Analysis of Stress in Superconducting Coil Stack Exposed to External AC Magnetic Field" ISAS 2018, S.227, 11-13 Nisan 2018, Antalya, Türkiye.	
Şükrü Yıldız, Gazi Çağlar Kaçan , Fedai İnanir, "Finite Element Analysis of Electromechanical Properties of Superconducting Coil Stack" ISMSIT 2017, S. 115, 2-4 Kasım 2017, Tokat, Türkiye.	