TÜBİTAK

Farklı Süperiletken Jeneratör Topolojilerinin ve Bileşenlerinin Sayısal Yöntemlerle Tasarımı, Elektromanyetik ve Isıl Performanslarının İncelenmesi

Program Kodu: 1001

Proje No: 114F454

Proje Yürütücüsü:

Prof. Dr. Fedai İNANIR

Araştırmacılar:

Doç. Dr. Şükrü YILDIZ

Dr. Öğr. Üyesi Ozan KEYSAN

Danışman(lar):

Dr. Fedor GÖMÖRY (Yurt Dışı)

NİSAN 2018

İSTANBUL

Önsöz

Sonuçlandırılan bu proje ile tek bir dikdörtgen süperiletken geometriden başlayarak bobinler, bobin yığınları ve tam bir jeneratör yapısında meydana gelecek alternatif akım kayıplarını hem geçen akım hem de uygulanan dış manyetik alan için hesaplayacak, bu süperiletkenlerde meydana gelen sıcaklık dağılımlarını belirleyecek ve süperiletken bileşenlerin bu koşullarda maruz kalacakları gerilme (stres) hesaplamalarını yapabilecek sayısal yöntem geliştirilmesi amaçlanmıştır. Ek olarak, proje önerisinde olmamakla birlikte üç boyutlu süperiletken tel geometrisini de hesaplayabilecek yöntem geliştirilmiştir.

Proje kapsamındaki çalışmaların bir kısmı Slovakya Bilimler Akademisi Elektrik Mühendisliği Enstitüsü (Slovakya) laboratuvarlarında gerçekleştirilmiştir. Bu bağlamda, değerli yardım ve danışmanlığından dolayı Sayın Dr. Fedor GÖMÖRY'e teşekkürlerimizi sunuyoruz.

Projenin hayata geçirilmesini sağlayan tüm Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) yönetici ve çalışanlarına ve projenin değerlendirme ve izleme süreçlerindeki katkılarından dolayı tüm panel üyelerine ve izleyici hakem heyetine ayrıca teşekkürü borç biliriz.

Mayıs 2018

Prof. Dr. Fedai İNANIR

İçindekiler

Önsöz ..... **i**

İçindekiler ..... **ii**

Şekiller Dizini ..... **v**

Tablolar Dizini ..... **xiii**

Simgeler ve Kısaltmalar Dizini ..... **xiv**

Özet ..... **xvi**

1. GİRİŞ **1**

1.1 Süperiletken Materyallerin ve Teorinin Gelişimi *1*

1.2 Süperiletkenlerin Modellenmesi *4*

1.2.1 I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler 4

1.2.2 Kritik Hal Modelleri 6

1.2.2.1 Bean Modeli 7

1.2.2.2 Kim Modeli 8

1.2.2.3 E-J Üs Yasası 9

1.2.2.4 Süperiletken Dilim (Strip) Modeli 10

1.2.3 Sonlu Elemanlar Metodu Modellemesi 13

1.3. Literatür Özeti *15*

2 GEREÇ VE YÖNTEM **30**

2.1 A-V Formülasyonuna dayalı yöntem *30*

2.2 H - Formülasyonu *31*

2.3 Süperiletkenlerin Isıl Analizi için Geliştirilen Yöntem *32*

2.4 Süperiletkenlerin Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Analizi için Geliştirilen Yöntem *33*

2.5 Süperiletken Jeneratörlerin Elektromanyetik Analizleri için Yeni Yöntemler *34*

3. BULGULAR 40

3.1 Süperiletken Şeritlerde Transport Akım Kayıp Hesapları.....40

3.2 Süperiletken Şeritlerde Manyetizasyon Kayıpları 46

3.3 Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları 48

3. 4 Süperiletken Bobinlerin Elektromanyetik Analizi İçin Geliştirilen H-Formülasyonuna Dayalı Yöntem 53

3.4.1 Sonuçların Deneysel Verilerle Karşılaştırılması (Gömöry vd., 2013).....54

3.4.2 Yöntemin Eşdeğeri Modellerle Karşılaştırılması (Benchmarking).....55

3.4.3 Uygulanan Akımın Frekansının Süperiletken Bobinlerin Alternatif Akım kayıplarına Etkisi 56

3.4.4 İkinci Kuşak Giydirilmiş İletkenlerden Sarılan Süperiletken Bobinlerde Bakır Stabilizörün Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi 63

3.4.5 Süperiletken Bobin Sarımlarında Kullanılan Şeritlerdeki Manyetik Altlığın Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi 71

3.4.6 Dönen Manyetik Alan Altındaki Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları: Alan Frekansının ve Uygulanma Açısının Etkisi 78

3.5 Süperiletken Bobinlerin Isıl Analizleri 84

3.6 Bobin Yığınlarında Manyetizasyon Kayıplarının Optimizasyonu.....88

3.7 Bobin yığınlarında Transport Akım Kayıplarının Optimizasyonu.....95

3.8 Süperiletken Bobin Yığınlarında Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Etkisi 103

3.8.1 Modelin Doğruluğu 103

3.8.2 Akım Akışından Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarda Oluşan Gerilme 107

3.8.3 Dış Manyetik Alan Değişiminden Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarında Oluşan Gerilme 115

3.9 Süperiletken Bobin Yığınlarının Isıl Analizi.....118

3.10 Süperiletken Jeneratörlerin Elektromanyetik Analizleri.....123

3.11 Tüm Süperiletken Jeneratörlerin Modellenmesi 126

3.12 78 Slotlu ve 72 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün AA kayıplarının Analizi.....130

3.13 78 Slotlu ve 72 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Isıl Analizi 136

3.14 78 Slotlu ve 72 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Magneto-Mekanik Analizi ...139

3.15 Süperiletken Tellerin 3D Modellenmesi 146

3.16 Hibrit-Süperiletken Jeneratörlerde Mıknatıs Yerleşiminin AA Kayıplara Etkisi ve Eddy Akım Kayıplarının İncelenmesi.....150

4. TARTIŞMA VE SONUÇ 157

KAYNAKLAR LİSTESİ 161

Şekiller Dizini

Şekil 1. Meissner etkisinin şematik gösterimi. 2

Şekil 2. Belli başlı süperiletken materyallerin kritik manyetik alanlarının sıcaklığa bağlılığının karşılaştırması (Larbalestier vd., 2001)..... 4

Şekil 3. I. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi. 5

Şekil 4. II. tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi. 6

Şekil 5. Yüzeye paralel tek tip alan altındaki sonsuz dikdörtgen dilimler. 7

Şekil 6. Bean modelinde manyetik alana maruz bırakılan levhada akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı..... 8

Şekil 7. Bean modeline göre artan alana maruz kalan levhanın akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı..... 8

Şekil 8. Farklı *n* değerleri için süperiletken akım-gerilim ilişkisi..... 9

Şekil 9. Sıfırdan artan dik H_a alanda *2a* genişliğinde süperiletken dilimin akım yoğunluğu (üst) ve manyetik alan (alt). Profiller H_a/H_c = 0.5, 1.0, 1.5 ve 2.0 için çizdirilmiştir. 11

Şekil 10. 2*a* genişliğindeki süperiletken dilim içerisinde 0'dan başlayarak artan bir transport akım için akım yoğunluğu (üst) ve manyetik alan (alt). I/I_{max}= 0.1, 0.5, 0.8 ve 0.95 için tanımlanmış profiller grafikteki gibidir.....12

Şekil 11. İki boyutlu sonsuz süperiletkenin alt bölge ve hesaplama bölgesi.....14

Şekil 12. REBCO şeritlerin şematik planı. Tabakalar ölçekli değildir. 16

Şekil 13. Tabakalı bir YSS'de değişik kayıplar: 1) Histeresis kayıplarını, 2) metal tampondaki Eddy kayıplarını, 3) kuplaj kayıplarını ve 4) ferromanyetik altlık kayıplarını göstermektedir. .17

Şekil 14. Aynı akımı taşıyan şerit yığınları için homojenleştirme işleminin sonuçları (Zermeno vd., 2013). Alttaki şekilde 16 şerit ile aynı yapı için homojenleştirme yaklaşımı yapılan geometrideki manyetik akı yoğunluğu dağılımı gösterilmiştir. 25

Şekil 15. (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 modellenmesinde R_u yarıçaplı çember çizilmiştir.....30

Şekil 16. Hesaplamalarda kullanılan YBCO şerilerin(a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi. 32

Şekil 17. Hesaplamalarda kullanılan model jeneratör. Jeneratörün rotoru kalıcı mıknatıslardan tasarlanmıştır ve mıknatıslar radyal yönde içe ve dışa doğru manyetik alan üretecek şekilde yerleştirilmiştir. 34

Şekil 18. Ferromanyetik kısım için manyetik akının alan bağlılığı. 39

Şekil 19. Tek bir süperiletken için (a) haritalanmış örgü (mapped mesh) ve (b) serbest üçgen örgü (free triangular mesh) teknikleri kullanılarak yapılan örgülemeler. Serbest üçgen örgüde iletkenin boyu ayrıklaştırılamamaktadır. 43

Şekil 20. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak **A**-*V* formülasyonu ve **H**-formülasyonu ile hesaplanan ve Norris (1970) tarafından şerit için hesaplanan kayıp değerlerinin karşılaştırılması. 45

Şekil 21. Zaman integrasyonu için Mathematica programında yazılan kod. 45

Şekil 22. Uygulanan alanın fonksiyonu olarak sayısal yöntemle elde edilen ve Brandt (1993) tarafından çıkartılan kayıp ifadesinin karşılaştırılması. Sinüzoidal dış manyetik alan süperiletken şerite dik olarak uygulanmaktadır. 47

Şekil 23. Uygulanan alanın fonksiyonu olarak süperiletken plaka için çıkartılan analitik ifadeler ile hesaplama sonucunun karşılaştırılması. Alanın kaplı iletkenin yüzeyine paralel uygulandığı durum için hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. 48

Şekil 24. (Sol) Hesaplamalarda kullanılan bobinlerin üç boyutlu gerçek görüntüsü ve (sağ) iki boyutlu kesit görüntüsü. Hesaplamaların kolaylığı için iki boyutlu hesaplamalar silindirik koordinatlarda gerçekleştirildi. Bobinler *rz* düzleminde yatmakta, akım φ ekseni boyunca akmaktadır. Hesaplama süresini kısaltmak için bobinlerin yalnızca tek bileşeni dikkate alınmıştır. 49

Şekil 25. Farklı büyütme ölçeklerinde süperiletken bobinlerin örgülenmesi. Süperiletken bölge haritalanmış örgü tekniği ile dörtgenlere, hesaplama uzayı ise üçgenlere ayrıklaştırıldı. 52

Şekil 26. Gömöry vd., (2013) tarafından sunulan deneysel veriler ile **A**-*V* formülasyonuna dayalı hesaplama yöntemi kullanılarak elde edilen sayısal sonuçların karşılaştırılması. 55

Şekil 27. 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. 55

Şekil 28. Farklı frekanslar için **A**-*V* formülasyonuna dayalı yöntem kullanılarak hesaplanan kayıp eğrileri. 57

Şekil 29. Frekansa karşı hesaplanan Alternatif akım kayıplarının değişimi. 58

Şekil 30. Farklı frekanslar için uygulanan akımın maksimum genliğine karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp.....59

Şekil 31. Frekansa karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp değerleri.....59

Şekil 32. Farklı frekanslar için süperiletken bobinin merkezindeki sargılarda oluşan akım dağılımı. 60

Şekil 33. f= 50 Hz ve I_a=150 A akım maksimum değeri için bobininin sargılarını oluşturan süperiletken şeritlerdeki akım dağılımlarının iki boyutlu çizimi. 61

Şekil 34. f=50 Hz için en dış tabakalar ile ortadaki tabakada oluşan kayıpların uygulanan akım genliğine bağlılığı. 62

Şekil 35. İki farklı frekans için (a) **A**-V ve (b) **H**-formülasyonuna dayalı geliştirilen yöntemlerin kayıp eğrilerinin karşılaştırılması. 63

Şekil 36. Superpower firması tarafından üretilen bakır stabilizör ile güçlendirilmiş süperiletken şeritler. 65

Şekil 37. Bakır stabilizatörlü kaplı iletkenlerden tasarlanan süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model. 66

Şekil 38. Uygulanan akımın farklı frekansları için Cu stabilizatörlü YBCO kaplı iletkenlerinden sarılmış bobinlerde oluşan akım kayıplarının karşılaştırılması. Düşük frekanslarda Cu stabilizatörlerdeki girdap akım kayıpları süperiletkendeki kayıplara göre çok düşük iken, yüksek frekanslarda çok daha yüksek olmaktadır.....69

Şekil 39. Farklı frekanslar için (a) Cu stabilizatörlerde meydana gelen akım kayıpları ve (b) süperiletken tabakalarda meydana gelen toplam akım kayıpları.....70

Şekil 40. f=50 Hz için süperiletken bobinlerde süperiletken bölgedeki, Cu stabilizatör bölgedeki ve toplam kayıpların karşılaştırılması.....71

Şekil 41. Ferromanyetik altlıklı, kaplı-iletkenlerden tasarlanan süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model. 72

Şekil 42. Denklem 3.28 ve 3.30 ile verilen zayıf ve kuvvetli ferromanyetik altlıklar için nispi geçirgenliğin (μ_r) manyetik alan şiddeti ile değişimi.....74

Şekil 43. (a) Zayıf ve (b) kuvvetli ferromanyetik altlık kullanılan durumlar için süperiletken, ferromanyetik malzeme ve toplam kayıplarının farklı frekanslar için karşılaştırılması.....76

Şekil 44. (a) Zayıf ve (b) Kuvvetli ferromanyetik altlık durumu için altlıklarda oluşan kayıpların (P_{FM}) uygulanan akımın fonksiyonu olarak frekansla değişimi. 78

Şekil 45. Hesaplama yapılacak bobinin kesit alanı. Manyetik alan *z* eksenine göre değişik açılardan uygulanmakta, akım φ yönünde akmaktadır. 79

Şekil 46. (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. 81

Şekil 47. Farklı frekans (*f*) ve uygulama açısı (θ) için uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak süperiletken bobinlerde oluşan alternatif akım kayıplarının hesabı. 82

Şekil 48. *z*-eksenine göre farklı yönelim açıları (θ) için uygulanan manyetik alana karşı hesaplanan kayıp eğrileri. Frekans *f*=100 Hz alınmıştır. 83

Şekil 49. Benzeşimlerde kullanılan hesaplama uzayı. 84

Şekil 50. Hesaplamalarda kullanılan YBCO şerilerin(a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi. 86

Şekil 51. Akım aktivasyonu süresince süperiletken bobinin en içteki şeridinde meydana gelen sıcaklık değişimi. 87

Şekil 52. Süperiletken bobin şeritlerinde I_{max}= (a) 270 A ve (b) 240 A için (a)'nın içerisinde kırmızı benekler ile gösterilen yerlerde hesaplanan sıcaklığın zamanla değişimi. 88

Şekil 53. Manyetik alan kayıpları hesaplamalarında kullanılan homojenize bobin yapısının iki boyutlu şematik gösterimi. 89

Şekil 54. Dört yığınlı bobin yığın yapısında *s*=3 mm (sağ) ve 7 mm (sol) olmak üzere dış manyetik alanın $\theta = 0°, 30°$ ve $60°$ değerleri için bobin yığınlarında indüklenen akım yoğunluklarının dağılımları. Akım dağılımları $T/8$ adımlarla verilmektedir. 91

Şekil 55. (a) θ=0° (b) θ=30° ve (c) θ=60° ve yığınlar arası mesafenin farklı değerleri için uygulanan alan genliğinin fonksiyonu olarak elde edilen kayıp eğrileri. 92

Şekil 56. *s*=3 mm seçilerek $\theta = 0°, 30°$ ve $60°$ için uygulanan manyetik alanın genliğine karşı bobin yığınlarında meydana gelen kayıpların karşılaştırması. 93

Şekil 57. *s*=3 mm ve θ=0° seçilerek yığınlar arasındaki kayıpların uygulanan manyetik alanın genliğine göre değişimleri. 94

Şekil 58. (a) θ=0° (b) θ=30° ve (c) θ=60° için yığınlar arası mesafenin farklı değerleri için uygulanan alan genliğinin fonksiyonu olarak elde edilen kayıp eğrileri. 95

Şekil 59. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak bobin yığınları arasındaki faklı mesafeler için transport akım kayıpların karşılaştırması. 96

Şekil 60. Bobin yığınları arasındaki mesafe *s*=5 mm seçilerek elde edilen, yığınlarda oluşan transport akım kayıplarının karşılaştırması. 97

Şekil 61. $t = T/4, Imax = 150\ \mathrm{A}$ için (a) *s*=3 mm ve (b) *s*=5 mm olan bobin yığınları etrafındaki manyetik alan dağılımını temsil eden manyetik vektör dağılımı. 98

Şekil 62. (a) *s*=3 mm, (b) 5 mm ve (c) 7 mm iken $Imax = 150\ \mathrm{A}$ için uygulanan farklı alanlar için süperiletken bobin yığınları içerisindeki akım dağılımları. 99

Şekil 63. Yığınlar arasındaki mesafe *s*=5 mm için akımın aynı ve farklı fazlarda uygulanmasıyla oluşan toplam akım kayıplarının karşılaştırması. 100

Şekil 64. Akımın farklı fazlarda ugulandığı durumda seçilen zaman dilimleri için $Imax = 150\ \mathrm{A}$ ve $d = 5\ \mathrm{mm}$ seçildiğinde süperiletken yığınlarda $J\varphi$ akım yoğunluğu dağılımları. 101

Şekil 65. Farklı fazlarda akım uygulandığında bobin yığınlarında oluşan kayıpların karşılaştırması. 102

Şekil 66. Farklı uygulanan akım değerleri için süperiletken bobin yığınlarının etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli $A\varphi$ dağılımı. 102

Şekil 67. Benzeşimlerde göz önüne alınan geometri. 103

Şekil 68. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken plakada *y* yönündeki sayısal ve analitik yöntemle hesaplanan gerilme dağılımının karşılaştırması. 105

Şekil 69. Akım geçirilen süperiletken dilimde sayısal ve analitik yöntem kullanılarak elde edilen gerilmelerin karşılaştırması. 107

Şekil 70. (a) 3 boyutlu gerçek bobin yığın yapısı (b) hesaplamalarda kullanılan iki boyutlu gösterimi. Bobin yığınları rz düzleminde yatmaktadır ve akım φ yönünde akmaktadır. 108

Şekil 71. Farklı zaman aralıkları için süperiletken yığınlarda indüklenen gerilmenin *r* ve *z* bileşenleri. Maksimum değerleri yukarıdan aşağıya 270 A, 150 A ve 90 A seçildi. 110

Şekil 72. Uygulanan akımın genliği I_{max}=150 A, bobinler arasındaki mesafe D_c=3 mm ve akım frekansı *f*=1 Hz seçildiğinde, en üstteki 4. Bobinin yatay ve düşey eksenlerinin tam ortası boyunca indüklenen gerilmenin 1 boyutta dağılımı. 112

Şekil 73. I_{max}=150 A ve D_c=3 mm seçilen YBCO kaplı iletkenlerden sarılan bobin yığınlarında oluşan gerilmenin farklı frekans değerleri için *r* ve *z* bileşenleri. 113

Şekil 74. Bobinler arasındaki mesafenin D_c=1, 3, 5, ve 7 mm değerleri için bobin yığında oluşan gerilmenin *r* ve *z* bileşenlerinin iki boyutta dağılımı. I_{max}=150 A ve *f*=1 Hz alınmıştır. 114

Şekil 75. Tüm akım aktivasyonu süresince (*t*=0 ve 3*T*/4; *T*, periyot) seçilen üç akım genliği için en üstteki bobinde oluşan maksimum (a) radyal ve (b) eksenel gerilme. Uygulanan akımın frekansı *f*=1 Hz ve bobinler arasındaki mesafe D_c=3 mm alınmıştır. 114

Şekil 76. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında radyal ve eksenel gerilme bileşenlerinin dağılımı. Alan genlikleri 1.25 T, 0.7 T ve 0.5 T alınmıştır. 116

Şekil 77. $Hmax = 0.7\ \mathrm{T}$, $f = 1\ \mathrm{Hz}$, $Dc = 3\ \mathrm{mm}$, $t = T4$ seçilerek uygulanan alanın z eksenine göre $15°$ dönmesiyle süperiletken bobin yığında oluşan gerilmenin r ve z bileşenleri. 117

Şekil 78. Seçilen üç farklı alan genliği için alan aktivasyon zamanına karşı süperiletken bobin yığınında oluşan maksimum gerilme. Uygulanan alanın frekansı $f = 1\ \mathrm{Hz}$ ve bobinler arasındaki mesafe $Dc = 3\ \mathrm{mm}$ olarak benimsendi. 118

Şekil 79. I_{max}=270 A (0.9I_c), 150 A (0.5I_c) ve 90 A (0.3I_c) alınarak süperiletken yığını oluşturan bobinlerin her birindeki 2 boyutta sıcaklık dağılımı. Uygulanan akımın frekansı, *f*= 50 Hz ve bobinler arasındaki mesafe D_c=5 mm alınmıştır. 120

Şekil 80. Bobinler arasındaki mesafe 2 mm artırılarak bobin yığınında oluşan iki boyutta sıcaklık dağılımları.....121

Şekil 81. Bobinler arasındaki mesafe değiştirilerek tüm akım aktivasyonu süresince bobin yığının sağ üst kısmında zamanın fonksiyonu olarak hesaplanan sıcaklık.....122

Şekil 82. Farklı frekanslar için akımın 0<*t*<3*T*/4 zaman aralığında bobinin sağ üst kısmında sıcaklık değişimi. 122

Şekil 83. Geliştirilen üç yöntem ile hesaplanan AA kayıplarının jeneratörün dönme hızının fonksiyonu olarak değişimi. 123

Şekil 84. $\omega = 10, 30, 150 \text{ ve } 180\ \mathrm{rpm}$ hızları için rotor çeyrek tur döndüğü zaman süperiletken bobinlerde indüklenen akım ve etrafında oluşan manyetik alan (kontörler) dağılımları.....124

Şekil 85. Her üç yöntem kullanılarak AA kayıpların hesaplanma sürelerinin karşılaştırması. 125

Şekil 86. $\omega = 60\ \mathrm{rpm}$ için $t = 0, 0.125, 0.250, 0.375, 0.500\ \mathrm{s}$ anlarında model jeneratörün stator ve rotorunda oluşan manyetik alan dağılımları. 125

Şekil 87. Hem statoru hem de rotoru süperiletken bobinlerden tasarlanan model jeneratör. 126

Şekil 88. Jeneratörde uygulanan doğru akımın (DA) fonksiyonu olarak hesaplanan kayıp. 128

Şekil 89. $\omega = 90$ rpm hızında stator bobinlerine uygulanan $Idc = 5, 10, 15, 20, 25$ A için $t = T/4$ anında jeneratör üzerindeki manyetik alan dağılımı. 129

Şekil 90. $\omega = 90$ rpm için stator bobinlerine uygulanan $Idc = 5, 10, 15, 20, 25$ A için $t = T/4$ anında jeneratör üzerindeki manyetik alan ve akım dağılımları.....130

Şekil 91. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alanının farklı değerleri için YSS stator bobinlerinde hesaplanan kayıplar ($\omega = 16$ rpm olarak kabul edildi). 132

Şekil 92. $\omega = 16$ rpm için çeyrek periyotluk bir dönmede $Br = (\mathrm{a})\ 0.5$ T, $(\mathrm{b})\ 1.0$ T, $(\mathrm{c})\ 1.5$ T, $(\mathrm{d})\ 2.0$ T ve $(\mathrm{e})\ 2.5$ T mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde indüklenen akım. Kontörler manyetik alanı temsil eden manyetik vektör potansiyel çizimleridir.....133

Şekil 93. $\omega = 16$ rpm ve $Br = 2.5$ T için (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında stator bobinlerinde indüklenen akım ve etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli dağılımları. Burada T, rotorunun bir tam turu için geçen süredir. 134

Şekil 94. $\omega = 16$ rpm için yarım periyotluk bir dönmede $Br = (\mathrm{a})\ 0.5$ T, $(\mathrm{b})\ 1.0$ T, $(\mathrm{c})\ 1.5$ T, $(\mathrm{d})\ 2.0$ T ve $(\mathrm{e})\ 2.5$ T farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde oluşan ve $Q = JE\ dS$ [W/m3] integrali ile hesaplanan anlık kayıplar. 135

Şekil 95. Stator bobinlerini oluşturan her bir şeritte indüklenen akımlar.....136

Şekil 96. $\omega = 16$ rpm seçilerek, yarım periyot anında $Br = (\mathrm{a})\ 0.5$ T, $(\mathrm{b})\ 1.0$ T, $(c)\ 1.5$ T ve $(d)\ 2.0$ T mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde hesaplanan anlık kayıplar. 137

Şekil 97. $Br = 2.0$ T seçilerek (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $(\mathrm{d})\ t = T$ anlarında hesaplanan süperiletken bobin kesiti üzerinde sıcaklık dağılımları. 138

Şekil 98. $\omega = 16$ rpm için tasarlanan model jeneratörün farklı rotor mıknatısları için stator bobinlerinde oluşan sıcaklığın zamanla değişimi. 139

Şekil 99. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alan (a) $Br = 0.5$ T, (b) $Br = 1.0$ T, (c) $Br = 1.5$ T, (d) $Br = 2.0$ T için hesaplanan manyetik gerilmenin x bileşeni (ξx).....141

Şekil 100. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alan (a) $Br = 0.5$ T, (b) $Br = 1.0$ T, (c) $Br = 1.5$ T ve (d) $Br = 2.0\ T$ için hesaplanan manyetik gerilmenin y bileşeni (ξy).....142

Şekil 101. $Br = 1.0$ T ve $\omega = 16$ rpm için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan gerilme dağılımlarının (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında hesaplanan x- bileşeni. 143

Şekil 102. $Br = 1.0\,\mathrm{T}$ ve $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan gerilme dağılımlarının (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında hesaplanan y- bileşeni. 144

Şekil 103. $Br = 1.0\,\mathrm{T}$ ve $t = T/4$ seçilerek $\omega =$ (a) $16\,\mathrm{rpm}$, (b) $32\,\mathrm{rpm}$, (c) $48\,\mathrm{rpm}$ ve (d) $64\,\mathrm{rpm}$ rotor dönme hızları için indüklenen iç gerilmenin x (sol) ve y (sağ) bileşenleri.....145

Şekil 104. Süperiletken bir telin üç boyutlu hesabında kullanılan örgüleme.....147

Şekil 105. Uygulanan akımın genliğine karşı geliştirilen üç boyutlu yöntem ve iki boyutta **H**-formülasyonu kullanılarak hesaplanan kayıpların karşılaştırması. 148

Şekil 106. $Imax = 150\,\mathrm{A}$ ve $f = 50\,\mathrm{Hz}$ seçilerek, uygulanan akımın $T/8$ ile $3T/4$ aralığında süperiletken tel içerisinde hesaplanan akım dağılımları. 149

Şekil 107. (a) Halbach ve (b) N-S Rotor mıknatıs dizilimli, statoru süperiletken bobinlerden oluşan jeneratörler.....150

Şekil 108. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alanın fonksiyonu olarak (a) Halbach (b) N-S mıknatıs dizilimleri için hesaplanan AA kayıpları. 152

Şekil 109. Jeneratör rotorunda (a) N-S ve (b) Halbach mıknatıs dizilimi için $\delta t = 0.3\,\mathrm{s}$ adımlarla stator bobinlerinde indüklenen akımlar. $Br = 1.5\,\mathrm{T}$ ve $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ alınmıştır.....154

Şekil 110. Jeneratör rotorunda (a) N-S ve (b) Halbach mıknatıs dizilimi için $\delta t = 0.3\,\mathrm{s}$ adımlarla jeneratör kesitinde manyetik alan dağılımı. $Br = 1.5\,\mathrm{T}$ ve $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ alınmıştır. 155

Şekil 111. Farklı manyetik alan genlikleri için hesaplanan eddy akım kayıpları. 156

Tablolar Dizini

Tablo 1. Sıvı azotun ısıl parametreleri.....33

Tablo 2. Model jeneratör için kullanılan parametreler. 35

Tablo 3. Süperiletken şeritlerin AA akım kayıplarının hesabında kullanılan parametreler. 40

Tablo 4. Örgüleme Parametrelerinin Karşılaştırılması. 44

Tablo 5. İki boyutlu bobin hesabında kullanılan fiziksel parametreler. 50

Tablo 6. H-formülasyonuna dayalı yöntemle karşılaştırma için kullanılan fiziksel parametreler. 56

Tablo 7. Bakır stabilizörde oluşan girdap “eddy” akım kayıplarının alternatif akım kayıplarına etkisini hesaplamak için seçilen parametreler. 66

Tablo 8. Bakır için kullanılan parametreler. 67

Tablo 9. Ferromanyetik altlıklı süperiletken bobinlerde akım kayıplarını hesaplamak için kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler. 72

Tablo 10. Manyetik alana maruz kalan süperiletken bobinlerin benzeşim parametreleri.....80

Tablo 11. Süperiletken şeritlerin AA akım kayıplarının hesabında kullanılan parametreler. ..85

Tablo 12. Sıvı azotun ısıl parametreleri. 86

Tablo 13. Benzeşimlerde kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler. 90

Tablo 14. Süperiletken dilim için süperiletkenlik ve mekanik hesaplama parametreleri. 106

Tablo 15. Hesaplamalarda kullanılan süperiletken şeridin mekanik özellikleri (Wang vd., 2000). 107

Tablo 16. Benzeşimlerde kullanılan geometrik, süperiletkene ait ve mekanik parametreler. 109

Tablo 17. Süperiletken bobin yığını için kullanılan parametreler. 120

Tablo 18. Tamamıyla süperiletken jeneratörün parametreleri.....127

Tablo 19. Hesaplamalarda kullanılan jeneratör modelinin parametreleri. 131

Tablo 20. Isıl analizde kullanılan parametreler. 136

Tablo 21. N-S ve Halbach mıknatıs dizilimlerinin kullanıldığı jeneratörün parametreleri. 151

Simgeler ve Kısaltmalar Dizini

Kısaltmalar

1N YSS	İlk Nesil Yüksek-Sıcaklık Süperiletkenler
2N YSS	İkinci Nesil Yüksek-Sıcaklık Süperiletkenler
AA	Alternatif Akım
BCS	Bardeen, Cooper ve Schrieffer
BSCCO	Bizmut Stronsiyum Kalsiyum Bakır Oksit
DSS	Düşük Sıcaklık Süperiletken
FEM	Sonlu Elemanlar Metodu
IBAD	Ion-Beam-Assisted Deposition
RABITS	Rolling-Assisted Biaxially Textured Substrates
REBCO	(Nadir Toprak Elementi) Baryum Bakır Oksit
SMES	Süperiletken Manyetik Enerji Depolama Sistemi
YBCO	Yitriyum Baryum Bakır Oksit
YSS	Yüksek Sıcaklık Süperiletken

Simgeler

B_0 (T)	Kritik akım yoğunluğu parametresi
B_r	Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı (T)
C_p (J/(kg.K))	Sabit basınçta sıvı azotun öz ısısı
D (mm)	Sargılar arasındaki mesafe
D_{ag}	Hava Boşluğu (mm)
D_c (mm)	Bobinler arasındaki mesafe
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan
f (s^{-1})	Uygulanan akımın frekansı
H_C (mm)	Bobinin yüksekliği
h_{SC}(μm)	İletkenin yüksekliği
I_C (A)	İletkenin kritik akımı
J_{c0}(A/m^2)	Şeritin 0 K'deki kritik akım yoğunluğu
L	Jeneratörün Boyu (mm)
n	E-J bağıntısı için üs
N	Her bir bobinin sarım sayısı

n_p	Kutup sayısı
n_s	Slot sayısı
N_s	Stator bobinlerinin sarım sayısı
R_c (mm)	Bobinin yarıçapı
R_{ri}	Rotorun İç Yarıçapı (mm)
R_{ro}	Rotorun Dış Yarıçapı (mm)
R_{si}	Statorun İç Yarıçapı (mm)
R_{so}	Statorun Dış Yarıçapı (mm)
R_u(cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı
S_b(S/m)	Boşluğun iletkenliği
T_0 (K)	Süperiletken bobin yığınlarının işlem gördüğü sıcaklık
T_c (K)	Kritik Sıcaklık
w_C (mm)	Bobinin genişliği
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği
Y (GPa)	Süperiletken şeridin Young Modülü
α	YBCO sıcaklık bağlılığı için parametre
κ (W/(m.K))	Sıvı azotun termal iletkenlik katsayısı
ρ (kg/m^3)	Yoğunluk
υ	Süperiletken şeridin Poisson Oranı
ω	Jeneratörün Açısal Hızı (rpm)

Özet

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 kullanılmasını sınırlı kalmaktadır. Maliyetleri düşürmenin bir alternatifi, güç teknolojisinde kullanılan aygıtların prototiple aşamasında hassas mühendislik hesapları ile optimize edilerek tasarlanmasıdır. Bu amaçla süperiletken aygıtların dizaynında kullanılabilecek sonlu elemanlar yöntemine dayalı simülasyon yöntemleri geliştirilmiştir. En yaygın olarak kullanılanı 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 projenin hedefi süperiletken jeneratörlerin ana bileşeni olan süperiletken bobinlerin elektromanyetik, termal ve elektro-mekanik özelliklerinin analizleri için mevcut kullanılan yöntemlere alternatif yeni bir yöntem geliştirmektir. Nihai hedefi süperiletken jeneratörlerin dizaynı ve optimizasyonu için alternatif bir simülasyon tekniği geliştirmek. Proje üç aşamaya bölündü: (*i*) süperiletken bobinlerin elektromanyetik analizleri için H-Formülasyonuna alternatif AV-Formülasyonuna dayalı bir yöntem geliştirmek, (*ii*) geliştirilen yöntemin bobin ve bobin yığınlarının elektromanyetik, termal ve elektro-mekanik analizlerini ve optimizasyonu yapabilecek şekilde iyileştirmek (*iii*) geliştirilen yöntemi süperiletken jeneratörlere uyarlamak.

Proje sonunda, süperiletken bobinlerin ve bobin yığınlarının elektromanyetik, termal ve elektro-mekanik analizlerini yapabilen AV-formülasyonuna dayalı yeni bir yöntem geliştirdi. Geliştirilen yöntemin deneysel verileri türetebilecek hassasiyette olduğu gösterildi. Geliştirilen yöntem, H-formülasyonuna göre oldukça hızlı dolayısıyla hem süperiletken bobin dizaynında hem de optimizasyonunda kullanabilecek düzeydir. Süperiletken jeneratörlerin dizaynı için kullanılabilecek alternatif üç yöntem geliştirildi. Geliştirilen yöntem süperiletken malzemelerin 3 boyutlu analizlerini yapabilecek kabiliyette çıkartıldı. Bu proje sayesinde sağlanan bilgi birikimi ile artık süperiletkenliğin girdiği veya girebileceği enerji, sağlık, savunma gibi kritik teknolojilerde kullanılabilecek her tür aygıtın dizaynı ve optimizasyonunu ülkemizde yapabilecek düzeye gelinmiştir.

Anahtar Kelimeler: Süperiletken Jeneratör, AA Kayıpları, Stres Dağılımı, Isıl Analiz.

Abstract

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 at very small volumes with no or negligible losses. However, employment of superconductivity-based technology in power technologies is restricted, as 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 project is to develop an alternative method to currently used techniques for electromagnetic, thermal and electro-mechanical analyses of superconducting coils, which are the main components of superconducting generators. The ultimate goal is to develop a new simulation technique that can be used for the design and optimization of superconducting generators as a whole. The project was divided into three stages: (*i*) development of a method based on AV-Formulation, instead of H-Formulation for the electromagnetic analyses of superconducting coils, (*ii*) improving the method to make electromagnetic, thermal and electro-mechanical analyzes and optimizations of the coil and coil stacks (*iii*) to adopt the method to superconducting generators.

At the end of the project, a method based on AV-formulation capable of electromagnetic, thermal and mechanical analyses of superconducting coils and coil stacks was 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. Three alternative methods have been developed for the design of superconducting generators. The developed method is capable of 3D analyses of superconducting materials. With the knowledge gained through this project, the design and optimization of all kinds of devices that can be used in critical technologies such as energy, health and defense, in which superconductive components take place, can be conducted in our country.

Keywords: Superconducting Generators, AC Losses, Stress Distribution, Thermal Analysis.

1. GİRİŞ

1.1 Süperiletken Materyallerin ve Teorinin Gelişimi

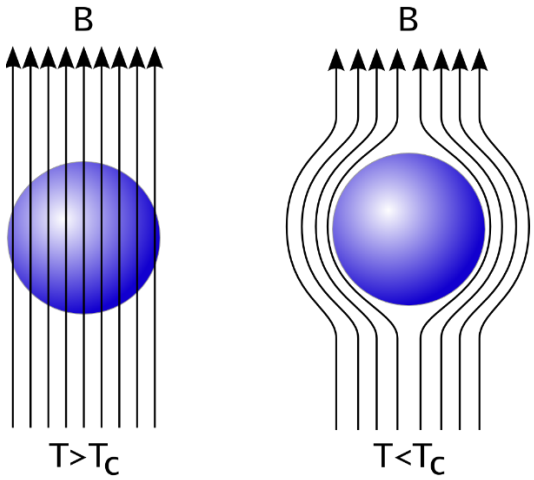
Süperiletkenlik Kamerlingh Onnes (1911) tarafından keşfedilmiştir. Yapılan deneyde katı civanın direncinin 4.2 K sıcaklığında aniden yok olduğu gözlemlendi. İlerleyen yıllarda süperiletkenlik çoğunlukla metal olan birkaç materyalde daha bulundu. Daha sonra, kurşunun 7 K'de (Onnes, 1913), niyobyum nitrürün 16 K'de süperiletken olduğu bulundu (Aschermann vd., 1941).

Keşfedilişinden beri bilim adamları süperiletkenlik olayını açıklayabilecek fiziksel teorileri bulmak için çalışmaktadırlar. Süperiletkenliği anlamada dönüm noktası, *Meissner etkisi* olarak bilinen süperiletkenlerin uygulanan manyetik alanı tamamen dışarlamasını Meissner ve Ochsenfeld'ın (1933) keşfetmesidir. Şekil 1'de şematik olarak gösterilen Meissner etkisi'nde sıcaklık kritik sıcaklığın (T_c) altına düştüğünde, süperiletken içinde bulunduğu bütün manyetik alanı dışarılar.

Meissner etkisinin süperiletkenlik akımı tarafından taşınan elektromanyetik serbest enerjinin minimum olmasının sonucu olduğunu gösteren *London modeli* 1935'te önerilmiştir (London ve London, 1935). Meissner etkisinde süperiletkenliği sürdürebilmek için süperiletkenin kalınlığına nazaran ihmal edilebilir bir kalınlıkta nüfuz etmiş bir süperiletkenlik akımının olması gerekir.

Ginzburg ve Landau (1950) süperiletkenliği modellemek için matematiksel bir teori önerdi. Bu model süperiletkenlik olayının bir kısmını temelindeki mikroskobik mekanizmayı açıklamadan genel termodinamik tezler yardımıyla tanımlamaktadır. Abrikosov (1957), Ginzburg-Landau teorisini kullanarak bir sonraki bölümde tanıtılacak olan, günümüzde I. Tip ve II. Tip süperiletkenler olarak adlandırılan, süperiletkenleri iki kategoriye ayırmayı ön görmüştür.

Süperiletkenliğin ilk tam mikroskopik teorisi Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından sunulmuştur (Bardeen vd., 1957). BCS teorisine göre; süperiletkenlik akımı Cooper çifti olarak bilinen elektron çiftleri tarafından taşınır. Eşi ile arasındaki çekimden dolayı kristal örgüde daha az direnç hissedeceğinden dolayı Cooper çifti kafesteki titreşimlere daha dirençlidir ve bu sayede bir Cooper çifti örgüdeki tek elektrona göre daha düzenlidir. Bu yüzden, Cooper çiftleri kristal örgü içerisinde kritik sıcaklığın altındaki ısıl titreşimlerden nispeten daha az etkilenerek hareket ederler (elektron-fonon etkileşimi). Herhangi bir T sıcaklığındaki enerji band aralığı değerinin (E_g) kritik sıcaklığa (T_c) ve Meissner etkisine bağımlılığını doğru bir biçimde tahmin ettiği için BCS teorisinin büyük bir başarıya sahip olduğu anlaşılmıştır.



Şekil 1. Meissner etkisinin şematik gösterimi.

Süperiletkenliğin 1911'de keşfedilmesine rağmen, süperiletken teller başarılı biçimde büyük ölçekli uygulamalar için ancak 50 yıl sonra üretilmiştir. Başlangıçtaki bütün süperiletkenler saf metallerdi, yani hepsi I. Tip süperiletkenlerdi ve bunların büyük ölçekli uygulamalarda kullanılamamasının nedeni küçük bir akım taşıdıklarında ya da küçük bir manyetik alana maruz kaldıklarında süperiletkenliklerini aniden kaybetmeleridir. Buna karşın, II. Tip süperiletkenler büyük ölçekli uygulamalarda daha büyük akım taşırken ya da daha büyük manyetik alandayken bile süperiletkenliklerini sürdürerek kullanılabilir. 1960'larda kullanışlı süperiletken mıknatısların yapımına olanak sağlayan niyobyum-titanyum ($NbTi$) ve niyobyum-kalay (Nb_3Sn) alaşımlarından yapılan ilk ticari süperiletken tel geliştirilmiştir (Matthias vd., 1954). $NbTi$'nin kritik sıcaklığı 10 K idi ve 15 T'ya kadar süperiletkenliğini koruyabiliyordu. Nb_3Sn, NbTi'den daha pahalı olmakla birlikte, 30 T'ya kadar manyetik alana karşı koyabilmekteydi ve kritik sıcaklığı da 18.3 K ile $NbTi$'den daha yüksekti. Buna rağmen Nb_3Sn, $NbTi$'den daha pahalı olup kullanması daha zordur.

80'li yıllara kadar süperiletkenlik alanında her şey oturmuş gibi gözüküyordu. BCS teorisi süperiletkenlik mekanizmasını açıklıyor, mühendislik uygulamaları için $NbTi$ ve Nb_3Sn teller üretilebiliyordu. BCS teorisine göre teorik olarak, 30 K en yüksek kritik sıcaklık olarak ön görülmüştür. Fakat, yüksek-sıcaklık süperiletkenliğinin (YSS) ortaya çıkışı tüm bakış açılarını değiştirmeye yetti. IBM araştırmacıları Karl Müller ve Johannes Bednorz, 35 K'de süperiletkenliğin olabileceğini keşfettiler (Bednorz ve Müller, 1986). Sonrasında İtriyum baryum bakır oksit ($YBCO$) ve Bizmut stronsiyum kalsiyum bakır oksitin ($BSCCO$) sırasıyla 93 K ve 105 K'de süperiletken hale geldikleri bulundu (Bednorz ve Müller, 1986; Wu vd., 1987, Maeda vd., 1988). YSS ailesinin tamamı kuprat süperiletkenlerdir. Kuprat daha büyük bir koordinasyon kompleksinde yer alan bir bakır bileşiğinin genel bir negatif yüke sahip olduğunu

gösterir. Kuprat süperiletkenler, genellikle süperiletkenlik özellikleri zayıf bağlı bakır oksit (CuO_2) katmanlarında hareket eden elektronlar ile belirlenen sanki-iki-boyutlu materyaller olarak nitelendirilirler.

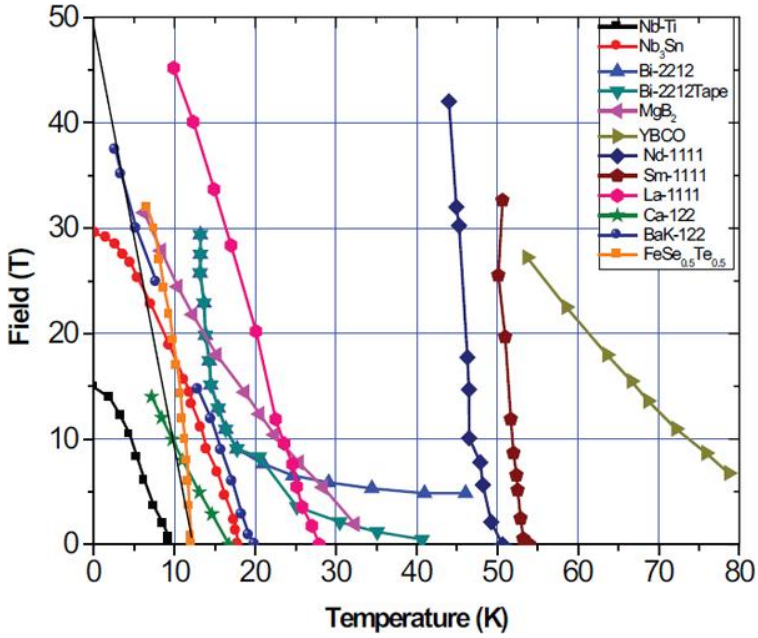
YSS materyallerinin keşfi, süperiletkenliği endüstriyel uygulamalara daha yakın hale getirmiştir. İlk göze çarpan, YSS materyallerinin kritik sıcaklıkları sıvı azotun kaynama noktasından daha yüksek olup, bunun DSS materyalleri için gerekli sıvı helyuma kıyasla daha ulaşılabilir ve daha düşük maliyetli olması anlamına gelmesiydi. Bir başka avantajı ise süperiletkenliğin yok olduğu daha yüksek kritik manyetik alan değerine (ve kritik akım yoğunluğuna) sahip olmalarıdır. Büyük ölçekli uygulamalarda yüksek kritik manyetik alan ve daha yüksek kritik sıcaklık oldukça önemlidir.

BSCCO, süperiletken tellerin yapımında kullanılan ilk yüksek-sıcaklık süperiletkeniydi. Bu materyaller birinci nesil yüksek-sıcaklık süperiletkenleri (1N YSS) olarak tanınmaya başlandı. Bu süperiletkenlerin iki farklı tipi vardır; BSCCO-2212 ($Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_8$) ve BSCCO-2223 ($Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$), sıklıkla Bi2212 ve Bi2223 olarak anılırlar. BSCCO süperiletken hale gelmek için katyon yer değiştirmesi ile deşik katkılanmasına ya da fazlalık oksijen atomuna ihtiyaç duyar. Bu genelde arayer oksijen atomunun bakır oksit düzlemine eklenmesiyle yapılır. Bi2212 ve Bi2223 ‘tüp içinde toz’ tekniği ile tel haline getirilmektedir.

Son zamanlarda, nadir toprak elementli YSS materyalleri (REBCO) geliştirilmiştir. Nadir toprak elementleri İtriyum, Samaryum ve Gadolinyum olabilir ancak bununla sınırlı değildir. Bu materyaller ikinci nesil YSS (2N YSS) olarak bilinir. Bütün 2N YSS materyalleri arasında en ünlüsü ve endüstriyel olarak hali hazırda üretilmiş olanı $YBa_2Cu_3O_7$ formülüyle kristal kimyasal bileşik olan İtriyum baryum bakır oksittir (YBCO) (Vanderbemden vd., 2003). Bu materyalin kullanımını sınırlayan etmen, tel haline getirmedeki zorluktur. Böylesi kırılgan bir oksit bileşiği geleneksel yöntemlerle tel haline getirilmeye çalışıldığında yeterince güçlü süperiletkenler elde edilemez. BSCCO’dan farklı olarak ‘tüp içinde toz’ tekniği YBCO ile iyi sonuç vermez. Bu malzemenin kullanımını için geliştirilen en popüler yöntem kaplanmış iletken olarak bilinen YBCO'nun metal oksit bir tamponla kaplanmış esnek metal bantlar üzerinde birikmesini içerir. Günümüzde iki temel yöntem kullanılmaktadır: Haddelenmiş Çift Eksenli Yönlendirilen Altlıklar (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrates, RABITS) ve İyon Demeti ile Çökeltme (Ion-Beam-Assisted Deposition, IBAD). American Superconductor, Superpower, Sumitomo, Fujikura, Nexans Superconductors ve European Advanced Superconductors gibi şirketler bu 2N YSS şeritlerini hali hazırda rutin olarak üretmektedir.

İlk YSS materyalinin keşfinden bu yana otuz yılı aşkın bir süre geçmiş ve bu materyaller üzerinde yoğun deneysel ve teorik araştırmalar yapılmış olmasına rağmen hala özelliklerini açıklayabilecek ikna edici bir teori bulunmamaktadır.

Nagamatsu vd. (2001), Magnezyum diborürde (MgB_2) 39 K'de süperiletkenlik bulmuşlardır. Bu, geleneksel süperiletkenler arasındaki en yüksek sıcaklıktır. Bu keşif, MgB_2'nin masrafsız basit bir ikili iyonik bileşik olmasından dolayı büyük heyecan uyandırmıştır.



Şekil 2. Belli başlı süperiletken materyallerin kritik manyetik alanlarının sıcaklığa bağlılığının karşılaştırması (Larbalestier vd., 2001).

2008'de demir bazlı süperiletkenler keşfedilmiş olup (Ozawa ve Kauzlarich, 2008; Wu vd., 2009) bu materyaller kupratların ardından günümüzde en yüksek ikinci kritik sıcaklığa sahiptir. Bu materyallere olan ilginin çoğu, bu yeni bileşiklerin kupratlardan çok daha farklı ve belki de BCS-temelinde olmayan yeni bir süperiletkenlik teorisine yol gösterebilecek olmalarından dolayıdır. Şekil 2'de belli başlı süperiletken materyallerin kritik manyetik alanlarının sıcaklığa bağlılığı kıyaslanmıştır (Larbalestier vd., 2001). YSS materyallerinin DSS materyallere kıyasla belirgin şekilde daha geniş kritik manyetik alan ve sıcaklığa sahip olduğu görülüyor.

1.2 Süperiletkenlerin Modellenmesi

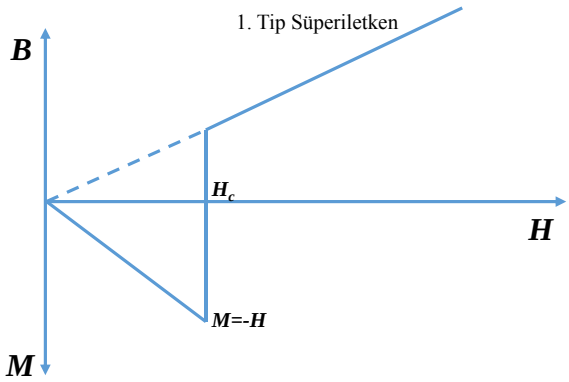
1.2.1 I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler

Süperiletkenler uygulanan alan çok büyük olduğunda, örneğin Meissner etkisi bozulunca süperiletkenliklerini kaybederler. Bu bozulmanın nasıl oluştuğuna bağlı olarak süperiletkenler iki kategoriye ayrılabilir: I. Tip ve II. Tip. İlkinde süperiletkenlik uygulanan alan kritik değerin (H_c) üzerine çıktığında ansızın yok olur ve başlarda bulunan (alüminyum ve kurşun gibi) bütün metal süperiletkenler tipik I. Tip süperiletkenlerdir.

Denklem 1.1, manyetik alan (***H***), manyetik akı yoğunluğu (***B***), materyalin manyetizasyonu (***M***) ve boşluğun manyetik geçirgenliği (μ_0) arasındaki bağıntıyı göstermektedir.

$$\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \tag{1.1}$$

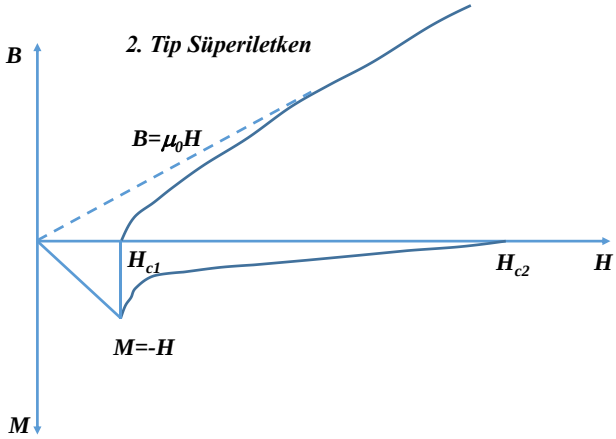
Şekil 3, I. tip süperiletkenler için manyetizasyon eğrisini göstermektedir. Uygulanan alan H, H_c'den daha küçükse; ***M***=-***H*** olup, H'nin H_c'den büyük olmasının hemen akabinde M sıfıra düşer ve süperiletken normal duruma geçer.



Şekil 3. I. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi.

II. tip süperiletkenler ise süperiletkenliğini uygulanan alan arttıkça kademeli olarak kaybeder. Bu, artan manyetik alan ile süperiletkenden normal duruma kademeli geçiş özelliğidir. I. tip süperiletkene nazaran II. Tip süperiletkenler iki kritik manyetik alan değerine sahiptir; alt kritik manyetik alan H_{c1} ve üst kritik manyetik alan H_{c2}. Dış manyetik alan H_{c1}'den büyük olunca tamamıyla süperiletkenlikten çıkılmış olmamakla birlikte süperiletken, artık karışık durum denilen bir durumda bulunur. Uygulanan alan sadece H_{c2}'den büyük olursa süperiletkenlik tamamıyla yok olmuş olur ve materyal normal durumda bulunur. Dış manyetik alanın mevcut olduğu herhangi bir durumda artık iki kritik sıcaklık vardır; T_{c1} ve T_{c2}. II. tip bir süperiletken, süperiletkenliğini bu iki sıcaklık arasında kademeli olarak kaybeder.

Şekil 4, süperiletken durumundan normal duruma kademeli geçişi göstermektedir. Uygulanan alan *H*, H_{c1}'den küçük olduğunda manyetik alan süperiletken içerisinden $\boldsymbol{M} = -\boldsymbol{H}$ ile tamamıyla dışarlanır. Uygulanan alan H_{c1} ve H_{c2} arasındayken süperiletken içerisindeki manyetik alan kısmen dışarlanır ve M kademeli olarak sıfıra iner. Uygulamalı alan sadece H_{c2} 'den büyük olunca süperiletkenlik ortadan kalkar ve süperiletken normal durumda bulunur.



Şekil 4. II. tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi.

Genellikle II. Tip süperiletkenler I. Tip'e kıyasla daha yüksek kritik sıcaklıklara ve kritik manyetik alanlara sahiptir. Bu durum, daha yüksek akımları iletmelerine olanak verir ve onları geniş çaplı uygulamalar için kullanışlı yapar.

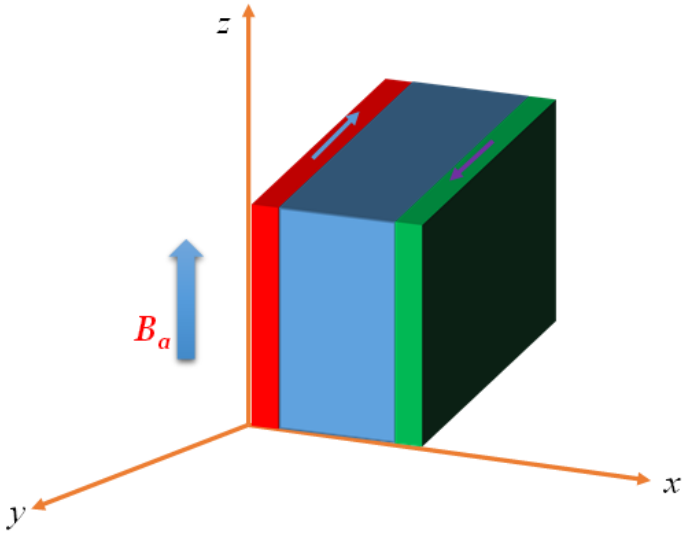
1.2.2 Kritik Hal Modelleri

Süperiletkenler için kritik hal modeli materyalin makroskopik özelliklerine yoğunlaşırken, akım yoğunluğu ve manyetik alan arasındaki ilişkinin deneysel gözlemleri baz alınmıştır. Süperiletkenliğin büyük ölçekli uygulamalarında mühendisler süperiletkenin içindeki mikroskopik davranışlar yerine, akım yoğunluğu ve manyetik alan gibi makroskopik özelliklerle daha çok ilgilenirler. Bu yüzden süperiletkenler için büyük ölçekli uygulamalarda kritik hal modelleri oldukça önemlidir. Kritik hal modeli, süperiletken küçük bir akım taşırken ya da küçük bir alana maruza kaldığında; süperiletkenin dış katmanının kritik durumda olduğunu, yani akım yoğunluğunun kritik değer tarafından tanımlandığını söyler. Süperiletkenin içi, uygulanan dış manyetik alandan veya akımdan korunur.

II. tip süperiletken için, uygulanan dış alan H_{c1}'den büyük olunca süperiletkene nüfuz etmeye başlar. Manyetik alan süperiletkenin içine girerken süperiletkenlik elektron akım girdabına dönüşür. Her bir girdap aynı miktarda manyetik akı taşır. Girdaplar Lorentz kuvveti tarafından hareket etmesi için itilirken, aynı zamanda materyalin kristal örgüsündeki kusurların olduğu çivilenme merkezlerine hapsedilirler. Bu olay akı çivilenmesi (flux-pinning) olarak bilinir. Sonuç olarak, girdapların dağılımı Lorentz kuvveti ve çivilenme kuvvetinin dengesiyle belirlenir. Girdapların nüfuz ettiği yerdeki derinlik uygulanan alanın büyüklüğüne bağlıdır. Girdapların işgal ettiği yüzey katmanı kritik durum denilen bir durumdadır. Süperiletkenin daha iç bölgelerinde akı ve akım yoktur.

1.2.2.1 Bean Modeli

Bean modeli yaygın bir biçimde kullanılan kritik hal modelidir (Bean, 1964). Problemi basitleştirmek için, Bean Şekil 5'teki sonsuz uzunlukta bir dikdörtgen dilim göz önünde bulundurmuştur. Dilim çok ince olduğundan sadece dilim yüzeyine paralel olan manyetik alan bileşeni göz önünde bulundurulur.



Şekil 5. Yüzeye paralel tek tip alan altındaki sonsuz dikdörtgen dilimler.

Sadece *z*-doğrultusunda alan olduğundan, indüklenen akım Şekil 6 ve 7'de gösterildiği gibi yüzey boyunca dairesel yörüngede akar. Bean modelinin varsayımı, elektrik alandaki değişimin, sabit bir akım yoğunluğu J_c indükleyeceği şeklindedir. Bu yüzden, dilimi tanımlarken aşağıdaki denklemi kullanabiliriz;

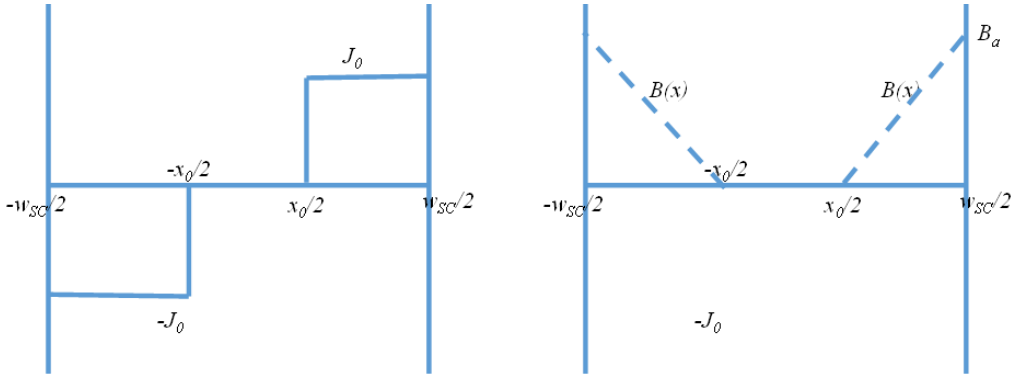
$$J(x) = \pm J_c \;\; eğer \;\; |E(x)| \neq 0, \tag{1.2}$$

$$J(x) = 0 \quad eğer \; |E(x)| = 0 \tag{1.3}$$

Faraday kanunu sonsuz uzun dilim için yazılırsa;

$$\frac{dB}{dx} = \mu_0 J(x) \tag{1.4}$$

Bu denklem, manyetik alanın kritik akımın dilim genişliği boyunca gözden kaybolunca kadar doğrusal olarak sıfıra gideceğini söyler, Şekil 6. Dış alan diğer yöne doğru değişmeye başlayınca yüzeyde zıt yönde bir akım indüklenirken, alanın daha da azalmasıyla bu akım dilime tamamen nüfuz eder.



Şekil 6. Bean modelinde manyetik alana maruz bırakılan levhada akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı.

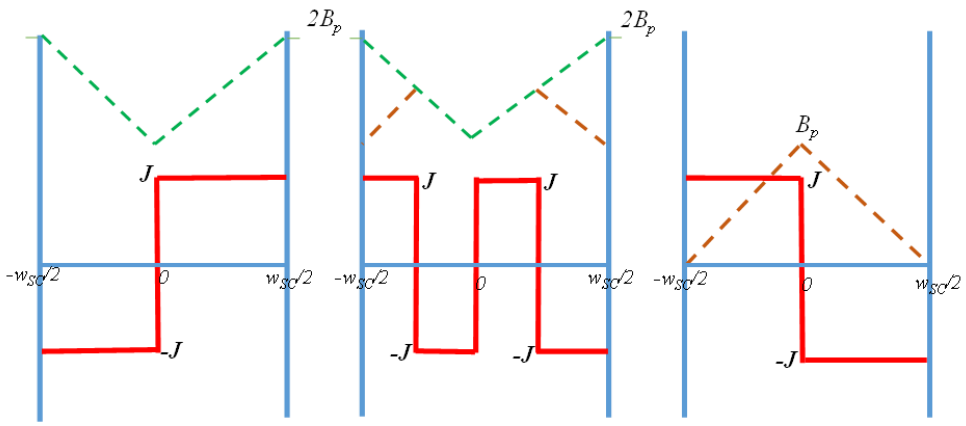
1.2.2.2 Kim Modeli

Kim vd. (1962, 1963) kritik haldeki akım yoğunluğunun yerel manyetik alana bağlı olarak değişmesine olanak veren bir model ileri sürdüler:

$$J = \frac{\alpha}{B + B_0} \tag{1.5}$$

burada α ve B_0 malzeme sabitleri ve B numune içerisindeki manyetik indüksiyondur. α'yı tanımlayan deneysel ilişki aşağıdaki gibidir:

$$\alpha = \frac{1}{d}(k - fT) \tag{1.6}$$



Şekil 7. Bean modeline göre artan alana maruz kalan levhanın akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı.

Burada *d* kuvvetli bir biçimde materyalin mikro-yapısına bağlı iken, *k* ve *f* sabitleri $k/f \leq T_c c$ eşitsizliğini sağlamaktadır. *T* sabit olduğunda Denklem 1.5 şöyle indirgenir:

$$J_c(B,T) = J_{c0}(T)\frac{1}{1+B/B_0} \tag{1.7}$$

Burada B_0 materyale bağlı bir sabit ve $J_{c0}(\mathrm{T}) = \alpha(T)/B_0$'dir.

Kim modeli, manyetik alan dağılımı süperiletkenin yüzeyinden merkezine doğru değiştiği için mühendislik uygulamalarında, özellikle ince dilim yapıya sahip 2N YSS şeritler için oldukça kullanışlıdır.

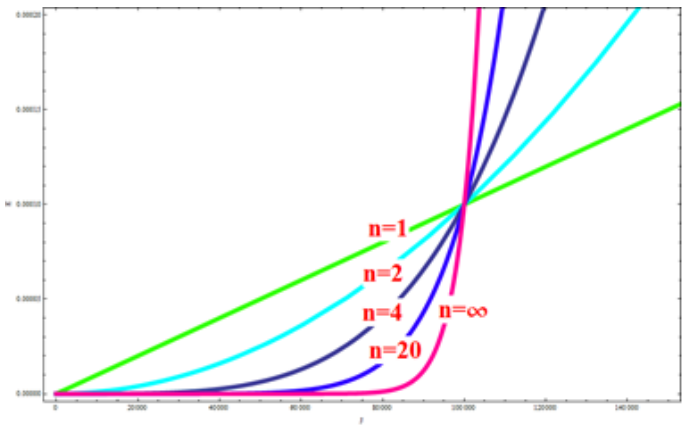
1.2.2.3 E-J Üs Yasası

Bean modeli süperiletken içindeki akım ve elektrik alan arasında bir adım ilişkisi kabul etmektedir. Anderson (1962), bu ilişkinin sürekli olduğunu belirten akı sürüklenmesi teorisini ileri sürmüştür. Rhyner (1993), akım yoğunluğu ve elektrik alanı arasında niteliksel bir ilişki tanımlayan bir formül sunmuştur:

$$E = E_0\left(\frac{J}{J_c}\right)^n, \tag{1.8}$$

burada n materyalin özelliklerinden biridir ve $E_0 = 1\ \mu V/\mathrm{cm}$ olup J_0, $E = E_0$ durumundaki kritik akım yoğunluğudur.

YSS materyalleri için n genellikle 20-30 arasında iken DSS için n genellikle 40'tan büyüktür. n sonsuz olduğunda, **E-J** güç yasası, Bean Modeli ile eşit hale gelir. Şekil 8 farklı n değerleri için kıyaslamayı göstermektedir. n değeri YSS materyallerinin performansı için önemli bir parametredir.



Şekil 8. Farklı *n* değerleri için süperiletken akım-gerilim ilişkisi.

1.2.2.4 Süperiletken Dilim (Strip) Modeli

İnce dilim YSS tabakalı iletkenler için yaygın olarak görülen bir yapılanmadır. Dolayısıyla teorik ve deneysel çalışmalarda oldukça ilgi görmüştür. 2N YSS şeritler bu tipik ince dilim yapılanmasına sahiptir. Hem Brandt ve Indenbom (1993) hem de Zeldov vd. (1994) sonsuz uzunluktaki süperiletken ince dilim için kritik hal davranışlarını teorik olarak analiz etmiştir. İnce dilim (strip) ile daha önceden bahsedilen Bean dilimi (slab) arasında oldukça belirgin farklılıklar gözlenmiştir.

İnce dilim, geniş yüzüne dik gelecek şekilde (*y*-ekseninde) H_a alanına maruz bırakıldığında, sabit bir J_c kritik akım yoğunluğu olduğu varsayılır. Uygulanan alan çok büyük değil ise dilim Meissner durumundadır. Dik manyetik alan, $b<|y|<a$ aralığında var olan (a: dilim genişliğinin yarısı) $J(y)$ perdeleme akımı ile dilimden tamamen dışarlanmıştır. $|y|\leq b$ olduğu yerde kalan parça ise Meissner durumunda kalır. Akı $|y|\leq b$, $|J(y)|<J_c$ için $|y|<b$ (yalıtım akımları) ve $|J(y)|=J_c$, $b<|y|<a$ için $H(y)=0$ olan kenarlardan nüfuz eder. Bu durum, aşağıdaki çözüme yönlendirir:

$$J(y)=\begin{cases}\dfrac{2Jc}{\pi}\,arctan\dfrac{cy}{\sqrt{b^2-y^2}} & |y|<b\ için,\\ J_c\dfrac{y}{|y|} & \mathrm{b}<|\mathrm{y}|<\mathrm{a}\ \text{için}\end{cases} \tag{1.9}$$

burada b, nüfuz derinliğidir ve aşağıdaki denklem ile verilir:

$$b=\frac{a}{\cosh(H_a/H_c)} \tag{1.10}$$

c ve H_c aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$c=\sqrt{a^2-b^2}=\tanh\left(\frac{H_a}{H_c}\right), \tag{1.11}$$

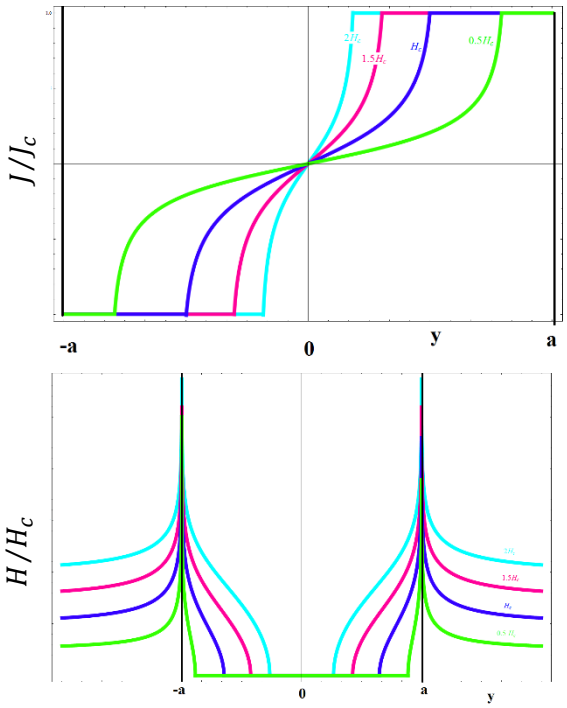
$$H_c=\frac{J_c}{\pi} \tag{1.12}$$

Dilim boyunca manyetik alan şu şekilde hesaplanabilir:

$$H(y)=\begin{cases}0 & |y|\leq b\\ H_c\,\mathrm{arctanh}\left(\dfrac{\sqrt{y^2-b^2}}{c|y|}\right) & b\leq|y|<a\end{cases} \tag{1.13}$$

$H_c=J_c d/\pi$ karakteristik alandır.

Bu sonuçlar, dilim için verilen Bean modelinden oldukça farklıdır: i) Buradaki akı nüfuzu H'de ikinci dereceyken Bean modelinde doğrusaldır, ii) nüfuz eden akının ön cephesi dikey eğime sahipken Bean modelinde sonlu bir sabittir, iii) akı kısmen nüfuz edince ve $J = J_c$ile kritik bir durum dilimin kenarlarına yakın kurulduğunda, akım merkezdeki akısız bölgeyi korumak için dilimin tüm genişliği boyunca akar fakat Bean modelinde akısız bölge de aynı zamanda akımın olmadığı bölgedir, iv) perdeleme akım yoğunluğu, J_c'ye ulaştığı akı cephesinde dikey bir eğime sahip sürekli bir fonksiyondur ama Bean modelinde parçalı bir sabittir. Şekil 9 manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımını gösterir (Brandt ve Indenbom, 1993; Zeldov vd., 1994).



Şekil 9. Sıfırdan artan dik H_a alanda *2a* genişliğinde süperiletken dilimin akım yoğunluğu (üst) ve manyetik alan (alt). Profiller H_a/H_c = 0.5, 1.0, 1.5 ve 2.0 için çizdirilmiştir.

Bir süperiletken dilimden bir transport akım iletilirken; **J** ve **H** için denklemler aşağıdaki gibidir:

$$J(y) = \begin{cases} \dfrac{2\,J_c}{\pi}\arctan\left(\sqrt{\dfrac{a^2-b^2}{b^2-y^2}}\right) & |y| < b \\ J_c & b < |y| < a \end{cases} \tag{1.14}$$

burada,

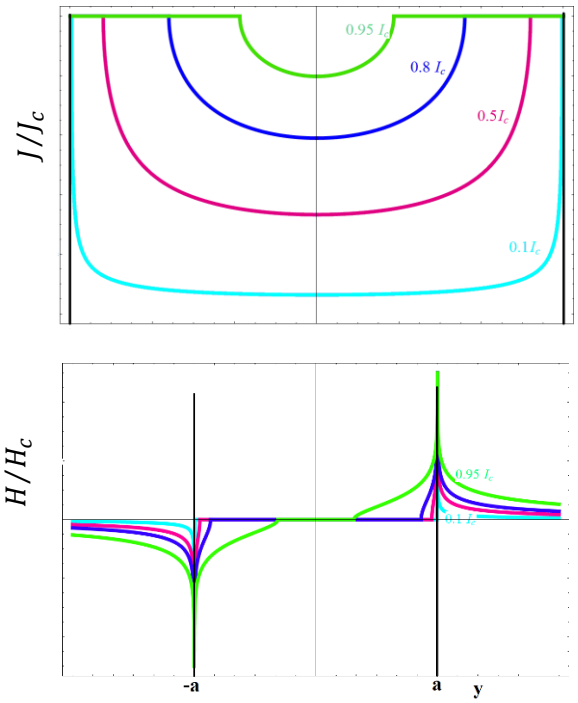
$$I = 2J_c\sqrt{a^2-b^2} \tag{1.15}$$

$$b = a\left(1 - \frac{I^2}{I_{max}^2}\right)^{1/2} \tag{1.16}$$

$I_{max} = 2a\,J_c$, $b = 0$'da tam nüfuz sırasındaki maksimum toplam akımdır. Buradan, dilime dik olan manyetik alan bileşenini elde edebiliriz. H_c karakteristik alanı $H_c = J_c d/\pi$ şeklinde verilerek aşağıdaki gibi bulabiliriz:

$$H(y) = \begin{cases} 0 & |y| < b \\ \dfrac{H_c\, y}{|y|}\operatorname{arctanh}\left(\sqrt{\dfrac{y^2 - b^2}{a^2 - b^2}}\right) & b < |y| < a, \\ \dfrac{H_c\, y}{|y|}\operatorname{arctanh}\left(\sqrt{\dfrac{a^2 - b^2}{y^2 - b^2}}\right) & |y| > a \end{cases} \tag{1.17}$$

Şekil 10, sıfırdan başlayarak 0.95I_c'ye kadar I transport akımı taşıyan $2a$ genişliğindeki süperiletken dilimde akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımını vermektedir. Ayrıca, az miktarda yığın halinde veya paralel dizilmiş süperiletken şerit modelleri de literatürde mevcuttur (Majoros vd., 2007a; 2007b).



Şekil 10. $2a$ genişliğindeki süperiletken dilim içerisinde 0'dan başlayarak artan bir transport akım için akım yoğunluğu (üst) ve manyetik alan (alt). I/I_{max}= 0.1, 0.5, 0.8 ve 0.95 için tanımlanmış profiller grafikteki gibidir.

1.2.3 Sonlu Elemanlar Metodu Modellemesi

Sonlu elemanlar metodu (FEM) integral denklemleri ile birlikte kısmi diferansiyel denklemlerin çözümlerini yaklaşık olarak bulan sayısal bir tekniktir. Çözüm yaklaşımı, ya kısmi diferansiyel denklemi sıradan diferansiyel denklemlerin bir yaklaşıklık sistemine dönüştürme ya da diferansiyel denklemi tamamen ortadan kaldırmaktır. FEM sivil ve aerodinamik mühendisliğinde karmaşık elastik, yapısal analiz problemlerini çözme ihtiyacından doğmuş oplup, Hrennikoff ve Courant (1953) tarafından geliştirilmiştir.

FEM, aynı zamanda süperiletken materyaller için Maxwell denklemlerini çözmekte de kullanılabilir. Çözüm ile süperiletken içerisindeki manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımı elde edilebilir. Süperiletkenleri çözümleyen FEM yöntemleri üç kategoriye ayrılabilir: **A**-V formülasyonu, **T**-Ω formülasyonu ve **H**- formülasyonu.

A-V formülleştirmeleri Maxwell denkleminden manyetik vektör potansiyeli **A**'yı durum değişkeni (**E-J** güç kanunu ile çift olan) olarak tanıtarak çıkartılmıştır (Barnes vd., 1999; Coombs vd., 2001). Bu türetimde, son denklemler şöyledir;

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla} V \tag{1.18}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{A} = -\mu_0 \boldsymbol{J} \tag{1.19}$$

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c}\right)^n \tag{1.20}$$

Bu modelde numune herhangi bir akım akışı olmadan başlar. Sonra, J_c'yi taşıyan elemanlar maksimum vektör potansiyeli noktasında eklenerek alan yeniden hesaplanır. Bu işlem dış alan süperiletken tarafından perdelenene kadar devam eder.

T-Ω formülasyonları elektrik akım vektör potansiyeli **T**'yi ve manyetik skalar potansiyeli Ω kullanır. Amemiya vd. (1998a, 1998b) **E-J** güç kanununu şu denklemlerle bağdaştırmayı önermiştir:

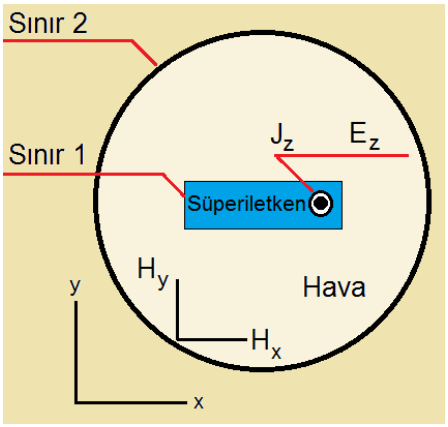
$$\nabla\left(\frac{1}{\sigma}T\right) = -\mu\frac{\partial}{\partial t}(H_0 + T - \nabla\Omega) \tag{1.21}$$

$$\nabla.\,\mu\frac{\partial}{\partial t}(H_0 + t - \nabla\Omega) = 0 \tag{1.22}$$

$$\sigma = \frac{J_0^n}{E_0}(\nabla \times \mathrm{T})^{1-n} \tag{1.23}$$

Bu yöntemi kullanarak, Amemiya çalışmalarında, akım taşıyan ve/veya dış manyetik alana maruz kalan bükümlü ve bükümsüz süperiletken şeritlerdeki akım dağılımını çıkartmıştır. Aynı zamanda değişken manyetik alana maruz kalmış süperiletken şeritlerde akım ve manyetik alan dağılımları 2 boyutta hesaplanmıştır. Ayrıca bu yöntemi kullanarak elde ettiği sonuçları, deneysel olarak Bi-2223 şeritteki akım ve manyetizayson kayıpları ile karşılaştırmıştır. Ölçülen iletim ve manyetizasyon kayıpları ***T***-Ω modelindeki teorik öngörülerle neredeyse uyumludur.

H formülasyonları manyetik alan denklemlerini **E**-**J** güç yasası ile birleştirmektir. (Hong vd., 2006; 2007; Vanderbemden vd., 2007a, 2007b). Şekil 11 sonsuz bir süperiletkenin $x-y$ düzleminde enine kesit görünümünü vermektedir. Dikdörtgen süperiletken *z* ekseninde sonsuz olduğu için bu model iki boyutlu probleme indirgenebilir.



Şekil 11. İki boyutlu sonsuz süperiletkenin alt bölge ve hesaplama bölgesi.

Faraday Kanununa göre,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{1.24}$$

denklemine sahibiz. Ampere kanunu ise bize şu denklemi vermektedir:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \tag{1.25}$$

Bu iki boyutlu problemde Denklem 1.25 daha basit hale dönüşür,

$$\mathrm{J}_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \tag{1.26}$$

Süperiletken bölgesinde **E**-**J** güç yasası şöyle ifade edilir,

$$E_s = E_0 \left(\frac{J_s}{J_c}\right)^n \tag{1.27}$$

Burada J_s ve E_s sırasıyla süperiletkendeki akım yoğunluğu ve elektrik alandır. E_0, standart ölçüttür yani, 1 μV.cm^{-1}'dir.

Denklem 1.25 ve 1.8'i birleştirerek süperiletken bölgeyi tanımlayan denklem elde edilir:

$$\frac{\mathrm{d}\left(E_0\left(\frac{\frac{dH_y}{dx}-\frac{dH_x}{dy}}{J_c}\right)^n\right)}{\mathrm{d}y} = -\mu_0\mu_r\frac{\mathrm{d}H_x}{\mathrm{d}t} \tag{1.28}$$

$$\frac{-\mathrm{d}\left(E_0\left(\frac{\frac{dH_y}{dx}-\frac{dH_x}{dy}}{J_c}\right)^n\right)}{\mathrm{d}x} = -\mu_0\mu_r\frac{\mathrm{d}H_y}{\mathrm{d}t} \tag{1.29}$$

Süperiletken olmayan bölgede lineer olmayan **E-J** güç kanunu yerine lineer ohm kanunu; $E = \rho J$ (ρ hava direncini) kullanılır. Süperiletken olmayan bölge için denklemler ise:

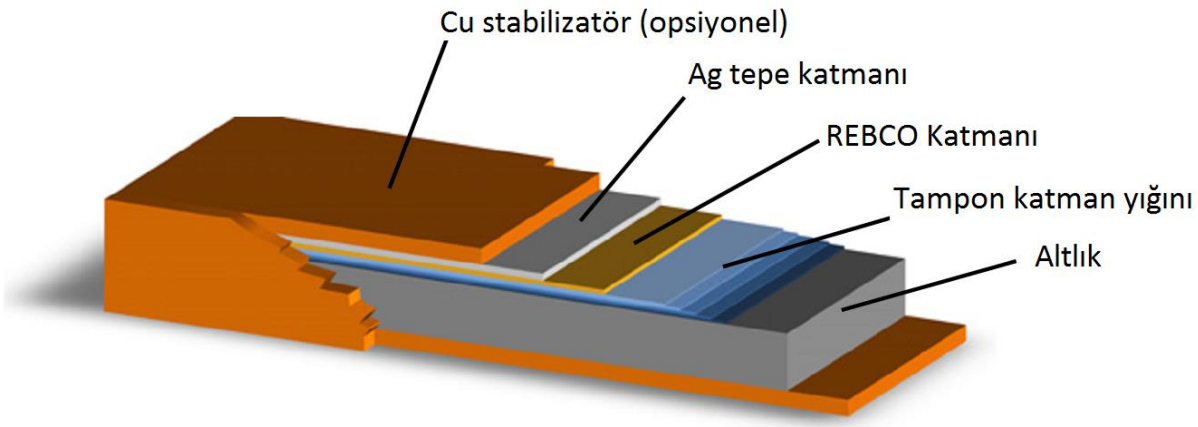
$$\frac{d\left(\rho\left(\frac{dH_y}{dx}-\frac{dH_x}{dy}\right)\right)}{dy} = -\mu_0\mu_r\frac{dH_x}{dt}, \tag{1.30}$$

$$\frac{-d\left(\rho\left(\frac{dH_y}{dx}-\frac{dH_x}{dy}\right)\right)}{dx} = -\mu_0\mu_r\frac{dH_y}{dt} \tag{1.31}$$

Denklem 1.27'yi 1.30 ile birlikte çözerek tüm alandaki manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımını hesaplanabilir.

1.3. Literatür Özeti

Süperiletken şeritler tabakalı iletkenlerdir. Bunun fiziksel ya da kimyasal anlamı, metal oksit tabakalar (tampon katman), REBCO temelli süperiletken tabakası ve sağlamlaştırıcı gümüş ve bakır tabakaların yapısal veya alttaş olan (Hastelloy, paslanmaz çelik veya nikel alaşım) bir malzeme üzerine iki boyutlu olarak biriktirilmesidir. Böylesi bir üretimden dolayı REBCO süperiletkenleri çoğunlukla tabakalı iletkenler olarak adlandırılırlar. Bu yapı şematik olarak Şekil 12'de gösterilmektedir.



Şekil 12. REBCO şeritlerin şematik planı. Tabakalar ölçekli değildir.

Yüksek akım yoğunluğu ve doğru akım için sıfır direnç özelliklerinden dolayı süperiletkenler hızlandırıcılar, nükleer manyetik rezonans (NMR) cihazları (Kiyoshi vd., 2011), Manyetik rezonans görüntüleme (MRI) (Chen vd., 2013) ve füzyon reaktörleri (Bansal vd., 2008) için güçlü ve etkin mıknatıslar olarak, güç uygulamaları (Obradors ve Puig, 2014), enerji depolama sistemleri (Yuan vd., 2010), hatalı akım sınırlayıcıları (Noe ve Steurer, 2007), transformatörler (Pardo vd., 2015), jeneratörler ve elektrik motorları (Masson vd., 2005; Oomen vd., 2012) gibi elektrik cihazları için kullanışlı bileşenler olarak oldukça fazla ilgiye sahiptirler. Fakat her malzemede olduğu gibi süperiletkenlerin de sınırları ve kritik değerleri vardır. İlk bakışta en önemli parametreler geçen akım, dış manyetik alan ve çalışma sıcaklığı olup bu parametreler için kayıplar oldukça önemlidir. Ancak, süperiletkenin akım taşıma kabiliyetini etkileyen bu faktörler kadar mekanik zorlanımlardan kaynaklanan elektromanyetik kuvvetlerin ve anlık ısı artışlarından kaynaklanan kayıpların da belirlenebiliyor olması, bu kritik parametrelerin kontrol altında tutulması bakımından oldukça önemlidir.

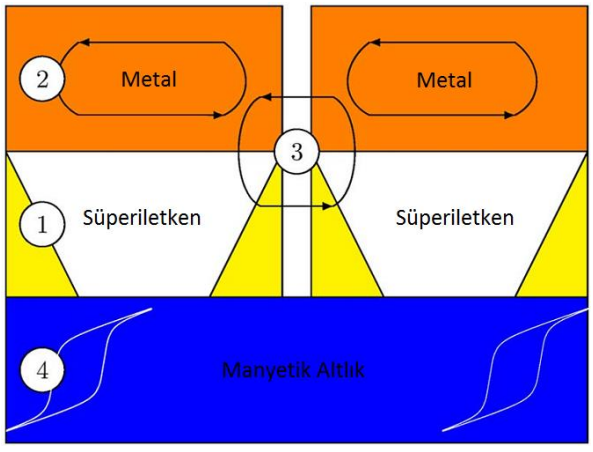
Tam bir uygulamayı anlayabilmek için önce tek bir şeritten başlayıp bobine, oradan bobin yığınlarına ve oradan da cihaz uygulamasına geçilen süreci iyi anlamak gerekmektedir. YSS şeritlerinde AA kayıp hesaplamaları için ilk başlarda sonsuz boyutlarda integral denklemleri (Brandt, 1996; Brambilla vd., 2008), kısmi diferansiyel denklemler (Amemiya vd., 1998; Brambilla vd., 2007; Campbell, 2009; Stenvall ve Tarhasaari, 2010), yarı değişkenli eşitsizlikler (Prigozhin, 1997) ve kısıtlı miktarda belirli geometriler için analitik çözümler (Mawatari, 1996; Gilchrist, 1997) önerilmiştir. Bununla birlikte, pratik durumlar için, çoğu formülasyon sonlu elemanlar, sonlu farklar veya diğerleri arasında sonlu hacimler gibi çeşitli sayısal yöntemler kullanılarak çözülebilir. Yukarıda bahsedilen formülasyonlar ile sağlam sonuçlar elde edilirken, çok sayıdaki iletkenin bir arada bulunduğu durumların benzeşiminin yapılması ile ilgili sayısal zorluk önemli bir eksiklik oluşturabilir. Bu nedenle, mıknatıs bobinleri, transformatörler,

jeneratörler ve motorlar gibi büyük ölçekli YSS cihazların benzeşimi sınırlı idi. Böylece, probleme en temelden yeniden bir bakış getirecek, karmaşık geometrilerin rahatlıkla üstesinden gelecek yöntemler geliştirmeye yönelik çabalar başlamıştır. Sonsuz yığınlar (Gilchrist, 1997; Brambilla vd., 2009) ve sonlu yığınlar (Grilli vd., 2007; Souc vd., 2009) gibi bazı çalışmalar yapılmıştır. Ancak, bütün bir yapıda örneğin sadece tek bir bobinde bile yüzlerce hatta binlerce sarım olabilmektedir. Bu nedenle, sarımlardaki kayıpların rahatlıkla hesaplanabilmesi için birtakım yöntemlerin geliştirmesi zorunlu olmuştur.

Analitik modellerin AA kayıp mekanizmasını anlamada çok hızlı ve çok kullanışlı sonuçlar vermelerine rağmen, sadece belirli geometriler için kayıp hesaplayabilmeleri ve birçok kabul ile sınırlandırılmış olmaları, YSS cihazların tasarımında kullanımlarını engellemiştir (London, 1963; Norris, 1970; Brandt ve Indenbom, 1993; Brandt, 1994; Mawatari, 2011). Buna karşın sayısal yöntemler, benzeşimi yapılacak geometrilerin karmaşıklaşmasına karşın bu sınırlamaların üstesinden gelebilmiş ve başarılı benzeşimlerin yapılmasına izin vermiştir.

Teknolojik süperiletkenler kullanım koşullarına bağlı olarak birçok katman (metal, tampon, altlık ve manyetik vb. gibi) içerebilir (Şekil 13) ve bu katmanların her biri toplam kayba katkıda bulunur. Bu kayıplar dört ana başlıkta toplanabilir (Şekil 13);

i) *Histeresis kayıpları* süperiletken içerisindeki manyetik akının (flux) nüfuzundan ve hareketinden, ii) *Eddy akım kayıpları* bir süperiletken şeridin normal metal kısımlarında dolanan manyetik alan tarafından indüklenen akımlardan, iii) *Kuplaj kayıpları* metal matris içerisindeki iki veya daha fazla süperiletken tabaka arasındaki akımdan, iv) *Ferromanyetik kayıplar* ise manyetik malzemelerin maruz kaldıkları manyetik alan çevrimlerinden ileri gelir.



Şekil 13. Tabakalı bir YSS'de değişik kayıplar: 1) Histeresis kayıplarını, 2) metal tampondaki Eddy kayıplarını, 3) kuplaj kayıplarını ve 4) ferromanyetik altlık kayıplarını göstermektedir.

Akım yoğunluğu ile elektrik alanı arasındaki uyumu sağlamak, elektromanyetik hesaplamalarda standart bir tekniktir. Doğrusal bir $E(J)$ ilişkisine sahip bir süperiletken, farklı elektromanyetik niceliklerin hesaplanmasıyla çözülebilir. Rhyner (1998) ve Yazawa vd. (1998) tarafından eşzamanlı akımlar ve alanlar için geliştirilen Brandt modeli (1996, 1998) süperiletken içerisindeki J ve V'yi çözer. Buna alternatif olarak, sonlu elemanlar yöntemleri H'yi (Stavrev vd., 2002; Kajikawa vd., 2003; Hong vd., 2006; Grilli vd., 2007), T ve Ω'yı (Amemiya, 1998; Enomoto ve Amemiya, 2004; Grilli vd., 2005; Stenvall ve Tarhasaari, 2010) veya A ve V'yi (Hauser, 1997; Tonsho vd., 2003; Stenvall ve Tarhasaari, 2010) bir benzeşim hacmi içerisinde hava ile kuşatılmış sonlu bir süperiletken için çözebilir. Bütün sonlu elemanlar yöntemi modelleri, benzeşim hacminin sınırlarındaki durum değişkeninin sınır koşullarını belirlemeye ihtiyaç duyar. Birçok model için bu sınır koşulları asimptotiktir ve bu sebepten benzeşim hacmi süperiletkenden çok fazladır. Brandt yöntemi avantajlı olsa da sonlu elemanlar yöntemleri için ticari yazılımların (COMSOL, Opera, Flux, ANSYS, MagNet, FlexPDE, JMAG-Studio vb.) var olması uygulamanın kolaylığı açısından sonlu elemanlar yöntemini kullanışlı kılmaktadır. Kritik hal modelleri (KHM) yüksek dereceden $E(J)$ ilişkisi için süperiletkenlerin benzeşiminde idealdir. Ayrıca, nispeten düşük dereceden bir $E(J)$ ilişkisine sahip benzeşimlerden genellikle daha hızlıdırlar. Hızdaki bu iyileşme, kritik durum yaklaşımını kullanmanın neden olduğu doğruluktan sapmaya karşı gelebilir. Bununla birlikte, KHM gevşeme etkilerini veya aşırı akım durumlarını tarif edemez.

Genel akım ve uygulanan alan için mevcut yöntemlerin çoğu varyasyonel yöntemleri işaret eder. Bu yöntem ilk olarak Bossavit (1994) tarafından önerilmesine karşın en önemli katkı J formülasyonunu geliştiren Prigozhin'e (1996, 1997) aittir. Sonrasında, Badia ve Lopez (2002) **H** formülasyonunu önermiştir. J formülasyonunda işlevselliği en aza indirgemek ve akım kısıtlamalarını belirlemek için alternatif bir sayısal uygulama minimum manyetik enerji değişken yöntemidir. Bu yöntem ilk kez manyetizasyon (Sanchez ve Navau, 2001) için kullanılmasına karşın genel formülasyonu Pardo vd. (2007) ve Souc vd. (2009) tarafından tanımlanmıştır.

Bununla birlikte, **A** formülasyonu çerçevesinde FEM modelleri kritik hal durumu için Gömöry vd. (2009, 2010) tarafından çözülmüştür. Bu modellerde, çivilenmeye tersinir ve tersinmez katkıların göz önüne alındığı Campbell'in (2007, 2009) **A** formülasyonundan esinlenilmiştir. Bir diğer formülasyon sonlu elemanlar yöntemini J üzerinde kritik durum kısıtlaması ile birleştiren Barnes vd. (1999) tarafından önerilmiştir. Düzgün bir $E(J)$ ilişkisini kabul eden metodlar, parçalı doğrusal bölümlere sahip bir $E(J)$ ilişkisini veya yüksek üs bağlılığına sahip bir güç yasasını dikkate alarak kritik hal modellerine benzeyebilir (Takeda vd., 1994; Maslouh vd., 1997; Kajikawa vd., 2003).

Hem düzgün bir *E*(*J*) ilişkisi hem de KHM için verilen tüm yöntemler, kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağımlılığını hesaba katar ve prensip olarak pozisyon bağımlılığını hesaba katabilir.

Coulomb ayar dönüşümünde skaler potansiyel *V* elektrik yükleri tarafından oluşturulan elektrik potansiyelidir. Pratikte, şu durumlarda **A**-*V* formülasyonunda skaler potansiyel dikkate alınmalıdır: İlk durum net bir transport akım olması durumudur. İkinci durumda ise izole edilmiş tabakalardan oluşan çoklu tabakalı bir yapının değişken bir manyetik alana maruz kalması durumunda *V*'nin dikkate alınması gerekmektedir. Sonuç olarak, skaler potansiyel genel üç boyutlu durumlar ve iki boyutlu ince yapılar için gereklidir. Yuvarlak sargının oluşturduğu manyetik alana maruz kalan bir süperiletken, silindirik simetriye sahip bir **A** üretir. Sonrasında, eğer süperiletken bu silindirik simetriye uymuyorsa, örneğin, köşeleri varsa, süperiletken yüzeyine paralel akımlara izin vermek için, **E**'nin yönünü "düzelten" belirli bir ∇V gereklidir (Campbell, 2009). **E** ve **J** paralel olduğunda bu açıktır, ancak **E** ve **J** arasındaki keyfi tensör ilişkisi için belirli bir ∇V olmalıdır.

$\boldsymbol{T}\ ve\ \Omega$ potansiyellerinin anlamı ise şu şekildedir: $\boldsymbol{T}$ potansiyeli, $\boldsymbol{J} = \nabla \times \boldsymbol{T}$ denklemini sağlayacak şekilde tanımlanır. Her ne kadar **J** = ∇ × **H** ise de, **T**, **H**'ye eşit olmak zorunda değildir. $\nabla \times (\boldsymbol{T} - \boldsymbol{H}) = 0$ olduğu için, (**T** – **H**) miktarı skaler fonksiyonun gradyeni olarak yazılabilir, yani $(\boldsymbol{T} - \boldsymbol{H}) = \boldsymbol{\nabla}\Omega$ ve $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{T} - \boldsymbol{\nabla}\Omega$. Sonuç olarak, Ω'nın anlamı **T** ayarına bağlıdır. Ölçme fonksiyonu sıfır olduğunda, $\nabla.\boldsymbol{H} = -\nabla^2\Omega$; bu nedenle, Ω manyetik kutup yoğunluğundan kaynaklanan manyetik skaler potansiyelidir. Bu ayar için **T**, akımların yarattığı manyetik alandır. Ek olarak, diğer ayarlarda hesaplamalarda kullanılmaktadır (Carpenter, 1977; Preston ve Reece, 1982).

İki boyutlu yapılar için **T** formülasyonu (Amemiya vd., 2006) ve **H** formülasyonu (Grilli vd., 2013; Zhang ve Coombs, 2012) çerçevesinde sonlu elemanlar modelleri kullanışlıdır. Varyasyonal prensipler de KHM çerçevesinde bu yapıları çözebilir (Prigozhin, 1998; Navau vd., 2008). Bükülmüş kablolar, sarmal kablolar veya Roebel kablolar gibi daha karmaşık üç boyutta bükülmüş sistemler için sonlu elemanlar yöntemi çerçevesinde **T** (Amemiya vd., 2006; Takeuchi vd., 2011; Nii vd., 2012) ve $\boldsymbol{H}$ (Zhang ve Coombs, 2012) formülasyonlarını kullanan modeller de geliştirilmiştir. Tamamen üç boyutlu problemlerde ise manyetik alan numunenin her yerinde akım yoğunluğuna dik değildir. Bu nedenle, modellemede akı kesimi (Campbell ve Evetts, 1972) dikkate alınmalıdır. Bu akım yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki açı kullanılarak yapılabilir (Badia ve Lopez, 2002; Salazar ve Rodríguez, 2003; Majós vd., 2009). Bu açı bağlılığı için deneysel veriler eliptik bir bağlılık ortaya koymaktadır (Clem vd., 2011).

$\boldsymbol{J}$'nin $\boldsymbol{E}$'ye paralel olduğu ve düzgün bir $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{J})$ ilişkisini varsayan sonlu elemanlar yöntemleri ile birçok üç boyutlu durum başarılı bir şekilde hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar $\boldsymbol{T} - \Omega$ (Grilli vd.,

2005), **A**−*V* (Grilli vd., 2005; Campbell, 2009; Lousberg vd., 2009) veya **H** (Grilli vd., 2013; Zhang ve Coombs, 2012) formülasyonları için yapılmıştır. Alternatif bir model ise Galerkin metodunu kullanmayan **H** formülasyonu çerçevesindedir (Zehetmayer, 2006).

Eddy akım problemi için sayısal benzeşimler 1970'lerden beri geleneksel hesaplamalı elektromanyetizmanın araştırma konusudur (Nedelec, 1978; Vérité, 1979). Eddy akımını hesaplamak için araştırmacıların çoğu sonlu elemanlar yöntemi ile kısmı diferansiyel denklem çözmekteydi (Biddlecombe, 1982). 1980lerdeki bilgisayarların hesaplama kapasitesi sebebi ile sonlu elemanlar yöntemi ile integral denklemlerini birleştiren hibrit metotlar oldukça yoğun kullanılmıştır (Bossavit ve Vérité, 1982; Lari ve Turner, 1983; Salon ve Schneider, 1982; Kettunen ve Turner, 1992; Tarhasaari vd., 1998).

Geleneksel eddy akım problemlerinde sadece üç boyutlu geometrileri analiz etme eğilimi, iki boyutlu doğrusal olmayan güç kanunu direncine sahip geleneksel elektrik iletkenleri olarak muamele ederek süperiletkenlerde histeresis kayıplarını modelleyen yaklaşımlardan farklılaşır (Grilli, 2016). Tipik olarak, süperiletkenlerin iki boyutlu analizi geniş bir problem sınıfını çözmek için yeterlidir, fakat bazı durumlarda, yeni ve daha doğru bir analiz, süperiletkenlerin üç boyutlu modellemesini de gerektirir (Elliott ve Kashima, 2007; Takeuchi vd., 2011). Vektörel bilinmeyenler için kenar elemanları yöntemi yirmi yıldan uzun bir süredir kullanılmaktadır ve iki boyutlu **H**-formülasyonu (Brambilla vd., 2007) temelli problemler kadar vektör potansiyeline dayalı üç boyutlu eddy akım problemlerinde kullanılabilirlikleri de iyi bir şekilde tanımlanmıştır (Kameari, 1990; Preis vd., 1992). Günümüzde eddy akımı benzeşimleri için birkaç ticari yazılım paketi mevcuttur (COMSOL, Opera, Flux vb.).

Eddy akımları ile aynı doğaya sahip olmasından dolayı terimsel olarak kuplaj kayıplarının ayrı bir kayıp mekanizması bakımından değerlendirilmesinde tam bir fikir birliği sağlanamamıştır (Takács, 1997). Bununla birlikte, filaman kuplajı süperiletken içerisindeki mevcut nüfuz profillerini etkilediğinden dolayı toplam histeresis kaybını değiştirir (Grilli ve Pardo, 2010). Bu projede bu kayıplar bakır stabilizörün alternatif akım kayıplarına etkisi başlığı altında incelenecektir. Genel olarak gerçek iletken geometrisini hesaba katan kuplaj kayıp benzeşimleri üç boyuta sahip modellere ihtiyaç duyar (Gömöry vd., 2006). Kuplaj kayıplarının tahmini için geliştirilmiş kolay bir yöntem esas olarak gerçek filaman dağılımı bu kayıpları belirlediği için yoktur. Şimdiye kadar, sonlu elemanlar benzeri araçlar süperiletkenlerin histeresis kayıplarından daha az sıklıkta kuplaj kayıplarını incelemek için kullanılmıştır. Bunun ana sebepleri arasında, kuplaj kayıplarının esas olarak filaman tipi süperiletkenlere uygulanması (Wilson, 2008) ve üç boyutta karşılaşılan tam doğrulukta geometrinin benzeşiminin zorluğu ve hesaplama süresinin uzunluğu (Grilli vd., 2005) sayılabilir.

Manyetik malzemeler süperiletken kabloların bir kısmını veya süperiletken cihazların bir parçasını oluşturabildiği için, süperiletken sistemlerde manyetik malzemelerin varlığı alışılmadık değildir. YBCO tabakalı süperiletken böyle bir ferromanyetik altlığa sahiptir. 1N YSS şeritler (Bi-2223) veya MgB_2 teller manyetik stabilizatör ile birlikte üretilebilirler. Süperiletkenler ve manyetik çekirdekler jeneratör, transformatör ve elektrik motorları gibi birçok güç uygulamasının birincil bileşenlerini oluştururlar. Bu manyetik bileşenler iki şekilde süperiletkenlerdeki AA kayıplarına etki ederler: i) süperiletken içerisindeki manyetik profili değiştirirler ve böylece süperiletken kayıplarına etki ederler, ii) sahip oldukları histeresis kayıpları ile sistemin histeretik kayıplarına katkıda bulunurlar. Bu nedenle, bir süperiletken sistemin toplam AA kayıplarına manyetik bileşenlerin etkisinin belirlenmesi temel bir problemdir ve büyük ilgi çekmektedir. Bunun için genellikle iki tür yaklaşım görülmektedir: analitik ve sayısal modeller. Genenko vd. (2000) akım taşıyan bir süperiletken şeridin yanına yerleştirilen bir manyetik bariyerin etkisini araştırarak ferromanyetik/süperiletken ikili yapılarının analitik hesaplarına öncülük etmişlerdir. Bu çalışmada, manyetik bileşenlerin süperiletken içindeki akım yoğunluğu dağılımı üzerindeki etkilerin çoğunlukla bu bileşenin şekline ve süperiletkene olan mesafesine ve manyetik geçirgenliğine bağlı olduğu bulunmuştur. Bu model sonrasında değişik geometrilere uygulansa da yüksek sıcaklık süperiletkenlerinden yapılan cihazların gerçek çalışma koşullarına uygulanamadığından analitik yöntemler, böyle süperiletken/ferromanyetik (Sİ/FM) sistemlerin AA kayıplarını tahmin etmede yetersizdir ve sayısal yöntemlere ihtiyaç duyulmuştur (Nguyen vd., 2009, 2010).

Manyetik kısımlara sahip süperiletken cihazlarda kayıpları hesaplamak için yaygın olarak kullanılan iki sayısal model bulunmaktadır ve her ikisi de FEM'i kullanmaktadır. Bunlardan ilki olan **H**-formülasyonu çerçevesindeki model ilk kez Nguyen vd., (2009, 2010) tarafından önerilmiştir. Bu model, manyetik malzemelerin geçirgenliğinin ve ferromanyetik kaybının alan bağımlılığını hesaba katabilmektedir. Bu model oldukça çok yönlüdür ve cihazdaki manyetik materyaller için μ_r (manyetik geçirgenlik) ve Q_{fe}'nin (ferromanyetik malzemenin histeresis kaybı) alan bağımlılığı bilindiği sürece karmaşık geometrili yüksek sıcaklık süperiletken cihazları için kullanılabilir. Bu model, Ni-W altlık kullanılan RABİT tipi YBCO tabakalı süperiletkeni için elde edilen deneysel sonuçlarla da (Miyagi vd., 2008) uyumludur. Ayrıca, bu tip iletkenden yapılan değişik tür bobinler (Nguyen vd., 2011; Ainslie vd., 2011; Zhang vd., 2012b) ve kablolar (Nguyen vd., 2011) için yapılan deneysel ve benzeşimler arasında da oldukça iyi bir uyum elde edilmiştir. İkinci sayısal yöntem **A**-*V* formülasyonudur. Miyagi vd. (2007, 2008) sabit ve değişken manyetik geçirgenlik değerleri için sonlu elemanlar yöntemi temelinde bir model önermişlerdir. Bu modelde manyetik geçirgenliğin doğrusal olmadığı durumları göz önünde bulundurabilmek için Newton-Raphson yöntemi kullanılmıştır. Fakat bu yöntem deneylerle uyum gösterememiştir. Bir diğer yöntem ise iki temel kabul ile KHM

temelinde önerilen yöntemdir. Kenarları Nikel ile kaplanmış bir Bi-2223 süperiletkenindeki AA kayıpları hesaplanmış ve oldukça iyi bir uyum elde edilmiştir. Bu model Sİ/FM sistemleri için elektromanyetik davranışların ve AA kayıplarının tespiti için de kullanılmıştır (Gömöry ve Inanir, 2012).

AA akım kayıpları gözlenen değişik YSS uygulamaları şu başlıklar altında toplanabilir: i) Güç iletim kabloları, ii) karmaşık yüksek akım kabloları, iii) hatalı akım sınırlayıcıları, iv) transformatörler, v) süperiletken enerji depolama sistemleri, vi) döner elektrik makineleri. Hepsi ayrı başlıklar altında oldukça önemli olan bu uygulamalardan bir kısmı ise diğer bazıları olmadan olanaksızdır. Özellikle tabakalı yüksek akım kabloları, onlardan oluşturulan bobinler ve bobin yığınları en sonunda jeneratör gibi döner elektrik makinaları birbiri içerisine geçmiştir ve ancak birisini analiz etmek diğerine ulaşmanın yöntemidir.

Güç iletim kabloları basitçe silindirik bir şekillendirici etrafına helisel olarak sarılmış süperiletken şeritten imal edilmektedir. Çok basit fakat bir o kadar kullanışlı olan bir modelde kablo süperiletken bir tüp olarak kabul edilmiştir (Vellego ve Metra, 1995). Her ne kadar bu model şeritlerin geometrisi ve fazları arasındaki etkileşmeleri dikkate almasa da sıklıkla büyük ölçekli uygulamaların mühendislik hesaplamalarında kullanılmaktadır (Gouge vd., 2005). Clem ve Malozemoff (2010) YSS güç iletimi kablolarının AA kayıplarının altı farklı mekanizmaya ayrılabileceğini öne sürdü.

Güç iletim kablolarındaki AA kayıplarını etkileyen esas faktörler iletkenlerin sayısı, genişliği, birbirleri arasındaki mesafe (aralık), şekillendiricinin yarıçapı ve akım dağılımıdır. Tabakalı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin silindirik bir çekirdek etrafına sarılması ile oluşturulan kablo konsepti son yıllarda dikkat çekmiştir (Hong vd., 2006; Sirois vd., 2009; Zhang ve Coombs, 2012; Grilli vd., 2013; Zermeno ve Grilli, 2014; Grilli vd., 2014). **H**-formülasyonu temelinde incelemeler de üç boyutu kapsayacak şekilde başarılmıştır (Chan vd., 2009, 2010; Zhang vd., 2012a).

Ticari olarak büyük boyutlarda ve güçlerde süperiletken döner makinelerin daha uygulanabilir olmaları üzerine genel bir eğilim vardır. Temel sebep, sisteme ilave edilmesi gerekli kriyojenik alt sistem, toplam makine ağırlığı ve maliyetinin çok daha küçük bir kısmı oluşturmasıdır. 1960'ların sonlarından itibaren çok telli $NbTi$ süperiletkenlerin ticari olarak bulunması, süperiletken döner makineler için uygulamaların başlamasını mümkün kılmıştır (Woodson vd., 1966). Bu süperiletkenler sadece doğru akım (DA) taşımak için uygun olduğundan, ilk uygulamalarda mevcut döner makinelerdeki DA alan sargılarının değiştirilmesi için tasarlandılar. Bu tasarımlar için en ideal uygulamalar büyük senkronize motorlar, jeneratörler ve tek kutuplu DA makinelerdi.

Geleneksel döner makinelerin hava aralığındaki manyetik alan kuvveti genellikle rotor ve stator üzerindeki demir nüve dişlerin doyumuyla sınırlıdır. Bununla birlikte, süperiletkenlerin yüksek akım taşıma kapasitesi, küçük hacimli bir alan sargısı ve çok az enerji kaybı ile çok daha yüksek hava aralığı alan kuvveti oluşturmayı mümkün kılmıştır. İlk olarak, direnç kayıpları alan ve armatür sargılarına eşittir. Buradan yola çıkarak, süperiletken sargılar ile bakır alan sargılarının (toplam bakır kayıplarının yaklaşık yarısını temsil eden) yer değiştirilmesi sonucunda vaat edilen verim artırımı gerçekleştirilebilir. Bu anlamda büyük senkron jeneratör tasarımları General Elekcric (Keim, 1985), Westinghouse (1977), Super-GM (Nitta, 2002; Rogalla ve Kes, 2011) vb. şirketler tarafından hayata geçirilmiştir. Super-GM 1990'larda üç farklı NbTi alan sargısı kullanan üç farklı rotorlu 70 MVA jeneratörü test ettiği projeyi hayata geçirmiş olmasına rağmen, düşük sıcaklık soğutma sistemlerindeki yetersizlik ve pahalılık, süperiletken telde meydana gelen kararsızlıklar gibi teknik sorunlar nedeniyle hiçbiri ekonomik olarak çekici bulunmamıştır.

1986'da YSS'nin keşfi, bu yeni süperiletkenlere dayalı çeşitli elektrik makinelerinin geliştirmesi için bir ivme sağlamıştır. Özellikle bu süperiletkenlerin daha düşük maliyetli soğutma sistemleri ile daha yüksek sıcaklıklarda (25 K ve 77 K arası) çalışma olanağı sunması dünya çapında tam ölçekli yüksek veya düşük hızlı motorlar, jeneratörler gibi YSS teknolojilerinin kullanıldığı uygulamalara olanak sağlamıştır.

Amerikan Süperiletken Şirketi (AmSC), 2003-2007 yılları arasında Birleşik Devletler deniz kuvvetleri için 36.5 MW'lık 120 rpm'e sahip gemi itme motoru inşa etmiştir. Motor, rotorda sarılı YSS alanlı senkron hava çekirdekli bir makinedir. Stator demir dişler olmadan inşa edilmiş ve bir dielektrik sıvı ile soğutulmuştur (Gamble vd., 2011). Motordan ortalama 2750 kNm'lik bir tork elde edilmiştir. Bu çalışma, bütün süperiletken uygulamaları için ilham verici olmuştur.

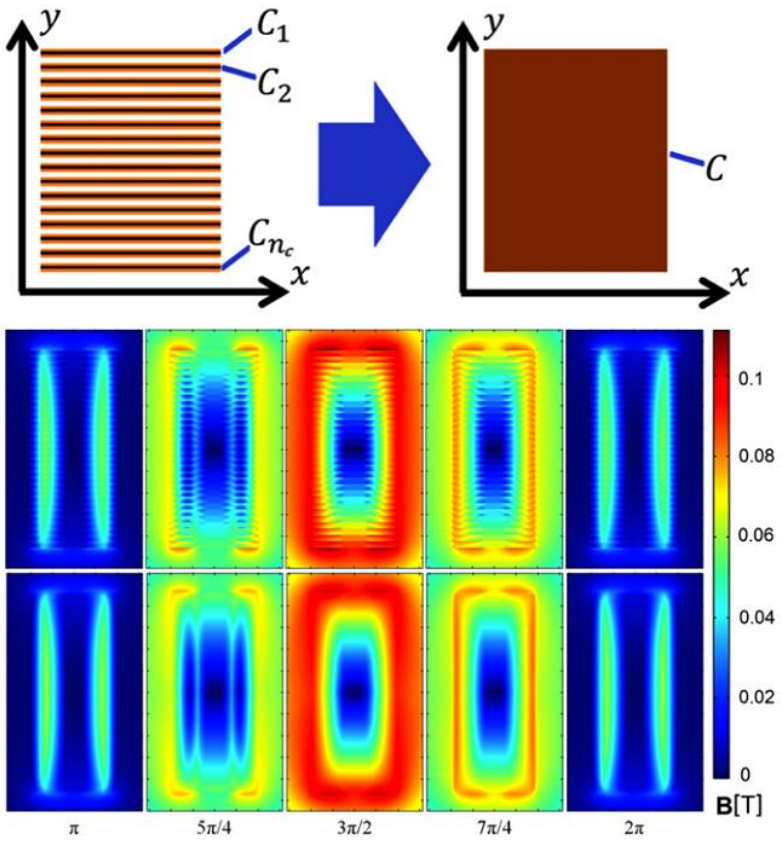
Siemens, 2009 yılında tamamladığı 4MW'lık gemi itme motoru ile 320 kNm lik bir torka ulaşmış, benzer dizel motorlardan 1/3 oranında ağırlık ve hacim avantajı sağlamış ve motorun verimliliğini yaklaşık %97-98 olarak açıklanmıştır (Nick vd., 2012). Bu çalışma, bütün süperiletken uygulamaları için ilham verici olmuştur. Ancak, hala bazı gelişmelere ihtiyaç duyulmaktadır. Özellikle daha ucuz, daha iyi mekanik özelliklere ve yüksek akım yoğunluğuna sahip 2N YSS şeritlerin geliştirilmesi, yapısal zorlukların aşılması, etkin soğutma sistemlerinin geliştirilmesi, sağlam imalat ve kabul testlerinin yapılması ve hesaplama araçlarında doğrulama için yeni yöntemlerin önerilmesi hala zorlayıcı meydan okumalar olarak ayakta durmaktadır.

Doğrudan tahrikli yüksek güçlü senkronize rüzgar türbini jeneratörleri hakkında çok sayıda çalışma vardır (Lewis vd., 2007; Snitchler vd., 2011; Karmaker vd., 2012, 2015a, 2015b). Tam boyutlu bir makine için ise rapor edilmiş bir üretim veya test yoktur. Yine de bazı türbin

bileşenleri başarıyla oluşturulmuş ve testleri yapılmıştır (Snitchler vd., 2011; Karmaker vd., 2012, 2015a, 2015b). Bu tür jeneratör ve diğer süperiletken döner cihaz uygulamalarında AA kayıplarının önceden bilinmesi en uygun tasarım için oldukça elzemdir. Neticede deneysel çalışmalarda hem oldukça yüksek maliyetlere hem de oldukça uzun laboratuvar çalışmalarına gerek duyulmaktadır. Özellikle bileşenlerden yola çıkılarak tam sistemin tasarımına geçilmesi önemlidir. Bu anlamda önceden de bahsedildiği gibi sonlu elemanlar yöntemini içeren modellerin kullanılması bu bileşenlerin analizi için kullanılmaktadır. Ancak, bu temel bileşenlerden olan bir bobin veya bobin yığınında 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 örgülemeden dolayı oldukça uzun süreler almaktadır. Hatta bu hesaplama süreleri örgüleme elemanı sayısı ile ikinci dereceden bir üstel bağıntı ile değişmektedir (Thakur vd., 2009). Bu sürenin kısaltılması adına modelin kalitesini düşürmeyecek akıllı bazı varsayımların ve yaklaşıklıkların yapılması zorunlu olmuştur. Bunun için akla gelen ilk sorular şunlardır: i) tüm bir sistemin benzeşimini yapmak gerekli midir? (simetriklik veya periyodiklik kullanılabilir mi veya problemin boyutu indirgenebilir mi?), ii) Hangi düzeyde fiziksel temsil gücü gereklidir? Basit bir tahmin yeterli mi? Modeli doğrulamak için deney sonuçları kullanmak ne kadar isabetlidir?, iii) Bölgesel alan ve akım dağılımı gibi sonuçlara ayrıntılı olarak bakmak mı gerekli, yoksa sadece AA kayıpları gibi genel niceliklere mi ihtiyaç duyulur? Sanayici ve üreticilerin akademisyenlere göre ihtiyaçları nelerdir? Tüm bu sorulara kendi içerisinde cevap veren 2N YSS içeren modeller geliştirmiştir. Sistemin boyutunu düşüren sonsuz ince film yaklaşımı (Brambilla vd., 2010; Chan vd., 2010; Takeuchi vd., 2011; Amemiya vd., 2014), 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 (Clem vd., 2007; Yuan vd., 2009; Prigozhin ve Sokolovsky, 2011; Chan ve Schwartz, 2012; Zermeno vd., 2013; Pardo, 2013) önerilebilir (Şekil 14).

Prigozhin ve Sokolovsky (2011), Bean (1964) ve Kim (1962, 1963) 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. 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 yaklaştırım 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 (Prigozhin ve Sokolovsky, 2011). Ayrıca, modellerinin sonuçlarının şerit sayısı 100'lü değerlere yaklaştıkça eşyönsüz yığınsal 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 (Prigozhin ve Sokolovsky, 2011).



Şekil 14. Aynı akımı taşıyan şerit yığınları için homojenleştirme işleminin sonuçları (Zermeno vd., 2013). Alttaki şekilde 16 şerit ile aynı yapı için homojenleştirme yaklaşımı yapılan geometrideki manyetik akı yoğunluğu dağılımı gösterilmiştir.

Bobin yığınının AA kayıp hesaplarında eşdeğer eşyönsüz yığınsal yapı yaklaştırımına yönelik bir nümerik model Zermeno vd. (2013) tarafından geliştirilmiştir. Bobini oluşturan yalıtkan, metal, üstüniletken ve alttaş katmanlarının geometrisini ihmal ederken gerçek bobin yığınının manyetik davranışlarını doğru biçimde elde etmeyi hedefleyen model ayrıca, Prigozhin ve Sokolovsky'nin (2011) 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 (Zermeno vd., 2013). Model ile 16, 32 ve 64 şeritli kaplı YBCO YSS bobinlerinlerinde **H** formülasyonu altında ve Kim KHM kullanılarak elde edilen sonuçlar literatürdeki yine **H** formülasyonuna dayalı iki boyutlu FEM yöntemi (Zermeno vd., 2011) ile elde edilenlerle karşılaştırıldığında, 16 şerit için elde edilen AA kayıplarında %2.5

hata belirlenmiş olup, hata şerit sayısı arttıkça azalmaktadır (Zermeno vd., 2013). Eşyönsüz yığınsal yapı yaklaştırımına dayalı olarak birkaç bin sarım içeren REBCO pancake bobin yığınlarında **H** formülasyonu kullanılarak ve **E**-**J** kuvvet yasası ilişkisi varsayılarak Xia vd. (2015) tarafından yürütülen nümerik hesaplar da yaklaşımın doğrulamasını sağlamıştır. Ainslie vd. (2012), manyetik alttaş üzerinde YSS şerit yığınlarından oluşan yapılar için toplam AA transport kayıplarını **H** formülasyonuna dayalı simetrik FEM benzeşimleri ile incelemişlerdir. **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 vd. (2012), 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 (Ainslie vd. 2012).

COMSOL Multiphysics ve ANSYS gibi FEM'e dayalı yazılımların gelişmesi ile YSS bobin yığınlarının FEM ile modellenmesine yönelik yaklaşımlar da yaygınlaşmıştır. FEM ya da başka sayısal yöntemler kullanan yaklaşımlarda genellikle bobinin gerçek üç boyutlu geometrisi yerine, dönme simetrisi göz önünde bulundurularak, iki boyutta kesit geometrisi dikkate alınmaktadır. Yukarıda bahsedilen çalışmaların (Zermeno vd., 2011; Xia vd. 2015; Ainslie vd. 2012) yanısıra, YSS bobinlerinde AA kayıpların, akım ve manyetik alan dağılımlarının eldesine yönelik **H** formülasyonuna dayalı, **E-J** kuvvet yasası varsayan ve kritik akımın manyetik alana bağlılığı için Kim KHM kullanan iki boyutlu bir yaklaşım de Bruyn vd. (2016) 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 kın katmanlarının her birinin kalınlığının *N* ile çarpılması ile sağlanmaktadır. Böylece, serbestlik derecesi sayısı azaltılarak gerçek kablo, daha az sayıdaki efektif sarımlarla temsil edilmektedir (de Bruyn vd. 2016). Basitleştirme ile hesaplanan AA kayıplarının gerçek şerit sayısını dikkate alan iki boyutlu FEM modeli ile uyumlu olduğu gösterilmiştir (de Bruyn vd. 2016). Wang vd. (2016) ise, YSS şeritten sarılı bobin için eksenel simetriyi kullanan **H** formülasyonuna dayalı bir iki boyutlu yaklaşım geliştirerek 40 sarımlı bir bobine uygulayıp iki boyutlu hesaplama yönteminin geçerliliğini ortaya koymuşlardır. **H** formülasyonuna dayalı bir başka FEM hesabında Vargas-Llanos vd. (2016), MgB_2 YSS şeritler içeren 550 kW SUPRAPOWER jeneratörün iki boyutlu FEM modellemesini gerçekleştirmişlerdir. Fukui vd. (2012), Bi2223/Ag telden sarılı 1, 2, ya da 10 bobinden oluşan ikili pancake geometrisindeki YSS bobin yığınında

AA kayıplarını ölçmek için bir AA güç ölçer kullanan deneysel yöntem geliştirmiş ve sonuçların **A**-*V* formülasyonunu kullanarak elde edilen nümerik sonuçlarla uyumunu göstermişlerdir. Öte yandan Pardo vd. (2012), 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 vd. (2012) 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. Yalnızca iki telli Roebel sarımının kullanılmasının pancake YSS bobin yığınında AA kayıplarını %50-60 oranında azalttığını belirlemişlerdir (Pardo vd. 2012). Roebel geometrisinde 1000'den fazla sarım içeren REBCO bobinlerinden oluşan transformatörler için Pardo vd. (2015a) tarafından yapılan AA kayıp ölçümleri ve mimimum 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 vd. (2013) tarafından geliştirilmiştir. 32 bobinden oluşan 768 ve 6400 sarımlı ReBCO bobin yığınında 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 yığınında üçgen dalga formunda uygulanan akım için minimum manyetik entropi üretimi (MMEP) 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 (Pardo vd. 2016). 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 (Pardo vd. 2016). MMEP 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 vd. (2015b) 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 yığında diğer yaklaşımlar

ile karşılaştırıldığında oldukça hassas sonuçların elde edilebildiğini göstermiştir (Pardo vd. 2015b).

Gerçekçi besleme durumlarında DA katkılarının da dikkate alınması gerekmektedir. Pardo (2014), 32 şeritli ReBCO pancake bobin yığını için MMEV yöntemi ile yaptığı hesaplarda AA kaybın DA katkısı arttıkça yükseldiğini, anlık kaybın AA+DA yükselmeye başladığı anlarda en yüksek olduğunu, akım döngüsünde akımın artan kısmında kaybın daha yüksek olduğunu, ayrıca, en yüksek AA kayıp en iç ve dıştaki şeritlerde oluştuğundan bu kısımlarda soğutma gücünün daha yüksek uygulanması gerektiğini belirlemiştir.

Yapılan tüm bu yaklaşıklıklarla pratikten neredeyse hiçbir ciddi fark olmadan ilerlemeler sağlanmış, örgüleme elamanı sayısında büyük miktarda azalma meydana geldiğinden hesaplama zamanlarında kayda değer gelişmeler elde edilmiştir (Hu vd., 2015; Zermeno ve Grilli, 2014; Ainslie vd., 2013).

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 (Zhang vd., 2012c, 2014b; Senatore vd., 2014; Selvamanickam vd., 2015). 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 (Maeda ve Yanagisawa, 2014; Weijers vd., 2014; Marchevsky 2015; Scurti vd.,2016; Yoon vd., 2016). Anlık ısı artışından kaynaklanan ve süperiletkenliğin baskılandığı bir söndürme (quenching) sırasında normal/süperiletken cephesinin yayılma hızı, mıknatıs koruması için temel bir parametredir (Iwasa, 2009; Maeda ve Yanagisawa, 2014). Bu nedenle, ısıl dalgalanmaların neden olduğu bu söndürme (quenching) olayının tespiti oldukça önemlidir. Bunun için son zamanlarda yüksek manyetik alanlara maruz kalan REBCO tabakalı süperiletkeni için normal/süperiletken cephesinin yayılma hızı için analitik bir yöntem önerilmiştir (Bonura ve Senatore, 2016). Hatta, ticari şeritler için ısıl iletim ile ilgili araştırmalar da yapılmıştır (Bonura ve Senatore, 2015a, 2015b, 2016, 2017). 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 değil, elektromanyetik kuvvetlerden dolayı maruz kaldığı mekanik zorlanımlardan da büyük ölçüde etkilenmektedir (Kasaba vd., 2001; Zhang vd., 2008; Bruzzone, 2011; Bascuñán vd., 2014; Senatore, 2014). Boyuna mekanik yüklere maruz kalan Nb_3Sn teller (Koch ve Easton, 1977; Ekin, 1995; Seeber, 2007; Jewell, 2010; Goodrich, 2011) ve kablolar (Iwasa, 2009; Liu ve Bruzzone, 2011; Liu vd., 2011) için elektriksel özellikler üzerine

yapılan incelemeler, uygulanan mekanik gerilmenin kritik akım üzerinde güçlü etkilerini ortaya koymuştur. Bu mekanik gerilmelerin sonlu elemanlar yöntemi ile analizleri de gerçekleştirilmiştir (Ilin, 2015; Allen, 2016). Yine en iyi bilgilerimize göre, geçirilen akım veya dış manyetik alan sonucunda 2N YSS'de meydana gelen gerilme (stress) dağılımlarını inceleyen FEM çerçevesinde bir sayısal yöntem geliştirilmemiştir.

Proje önerisinde amaçlanan, süperiletken bobinler için elektromanyetik, ısıl ve elektro-mekanik özelliklerini ortaya koyabilecek, deneyle karşılaştırılabilecek hassasiyette yeni FEM hesaplama prosedürleri geliştirmek ve bunları Süperiletken Jeneratörlere uygulamaktı. Bu projenin birinci fazında, süperiletken bobinlerin elektromanyetik özelliklerinin benzeşimini yapabilecek deneyle karşılaştırılabilir hassasiyette iki yeni yöntem geliştirilmiştir. İkinci fazında, bu yönteme dayalı olarak bobin ve bobin yığınlarının elektromanyetik, ısıl ve elektro-mekanik özelliklerini içerecek şekilde yöntemler genişletildi. Projenin üçüncü fazında, Süperiletken jeneratörlerin tasarımında kullanılabilecek nitelikte üç farklı yöntem geliştirilmiş ve bu yöntemlerle süperiletken jeneratörler için optimizasyon algoritmalarıyla birlikte kullanılabilecek hassasiyet ve hesaplama hızlarına ulaşılmıştır. Ayrıca, projenin hedefi aşılarak üç boyutlu hesaplamalara geçilmiştir. Bir sonraki hedefte süperiletken jeneratörlerin üç boyutlu hesabını hapacak yöntem için önemli bilgi birikimi ve adımlar atılmıştır.

Bu rapor dört bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde projenin konu ve kapsamını ortaya koyacak literatür özeti verilmiş olup güncel çalışmaların durumu ve eğilimi özetlenmiştir. 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 GEREÇ VE YÖNTEM

Projede aşağıda sunulan iki farklı yöntem kullanılmıştır.

2.1 A-V Formülasyonuna dayalı yöntem

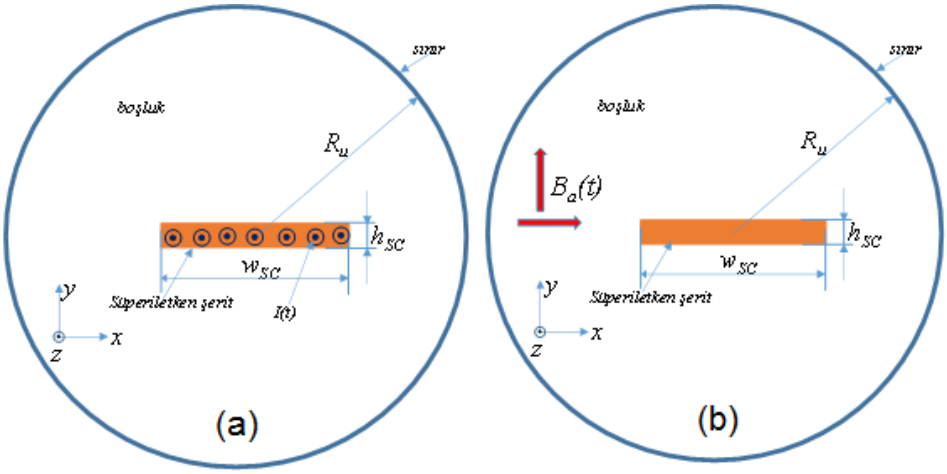
Bu çalışmada geliştirilen alternatif hesaplama yöntemi, AC/DC modüllü COMSOL Multiphysics yazılımında kullanılan **H**-formülasyonundaki iki boyutta Maxwell denklemlerinin çözümüne dayanır. **A**-*V* formülasyonuna dayalı yöntem diğer yöntemlere göre daha hızlı yakınsayabilir ve alanın veya akımın uygulanmasındaki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

Dış uzay iki alt bölgeye (sub-domain) ayrılır: i) süperiletken şerit ve ii) boşluk (Şekil 15). 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 $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$ bağıntısı uygulandı. **A**-*V* formülasyonunda çözülecek Maxwell denklemleri,

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \boldsymbol{A}\right] + \sigma \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} = \boldsymbol{J} \tag{2.1}$$

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}, \tag{2.2}$$

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



Şekil 15. (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 modellenmesinde R_u yarıçaplı çember çizilmiştir.

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

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

ii) **E-J** bağıntısı şu şekilde alınmalıdır:

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c}\right)^n \tag{2.3}$$

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

Özel olarak bu formülasyonda süperiletken kısımdaki iletkenlik, Deklem 2.3 kullanılarak ifade edilir:

$$\sigma = J_c \frac{(|E/E_c| + \Delta)^{1/n}}{(E + \Delta)} \tag{2.4}$$

Burada Δ sabiti kesrin tekillikten uzaklaşması için kullanılmalıdır ve değeri $10^{-6}E_c$ mertebesinde olmalıdır. Süperiletken kısımda yalnızca iletkenlik için Denklem 2.4 ifadesi kullanılmalıdır. Bu ifadenin özdeşi 1/özdirenç ($1/\rho$) ifadesi kısmi diferansiyel denklem yineleme (recursion) hatasına gireceği için kullanılamaz.

2.2 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:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.5}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J}, \tag{2.6}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \mu_r \boldsymbol{H}, \tag{2.7}$$

$$\boldsymbol{E} = \rho \boldsymbol{J} \tag{2.8}$$

Bütün bu denklem yerlerine konulduğu zaman, COMSOL Multiphysics programı,

$$\mu_0 \mu_r \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = -\nabla \times (\rho \nabla \times \boldsymbol{H}) \tag{2.9}$$

denklemini çözer. Süperiletken kısmı betimleyen öz direnç Denklem 2.3 kullanılarak şu şekilde verilir:

$$\rho = \frac{E_c}{J_c}\left(\frac{J}{J_c}\right)^{n-1} \tag{2.10}$$

Burada n genellikle YBCO kaplı iletkenler için ~20-25 arasında, MgB_2 için ~38 gibi bir değer alınabilir. Tamamen Bean kritik hali için $n > 100$ alınmalıdır.

2.3 Süperiletkenlerin Isıl Analizi için Geliştirilen Yöntem

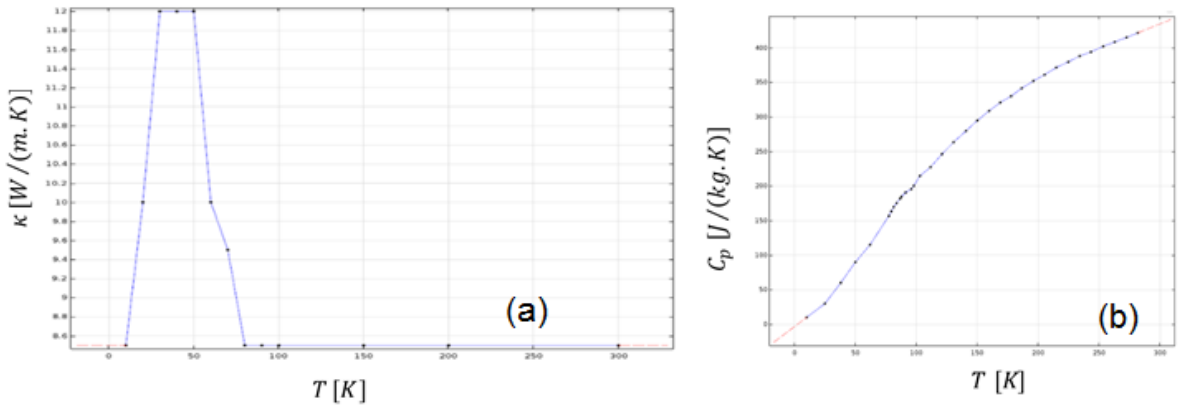
Süperiletkenlerin ısıl analizi için

$$\rho C_p \frac{\partial \boldsymbol{T}}{\partial t} = \nabla \cdot (-\kappa \nabla \boldsymbol{T}) + Q \tag{2.11}$$

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

$$\boldsymbol{n} \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \tag{2.12}$$

kullanıldı. Hesaplamalarda YBCO nun yoğunluğu $\rho = 6.3 \times 10^3\ \mathrm{kg/m^3}$ olarak alındı. κ ve C_p için Lacroix ve Sirois (2014) tarafından verilen değerler kullanıldı. Bu parametreler sıcaklığa bağlıdır ve değişim grafikleri Şekil 16'da verilmektedir. Hesaplamalarda 2.1 ve 2.11 diferansiyel denklemleri verilen sınır şartları ve 2.4 denklemi ile verilen materyal parametresi için öz uyumlu olarak çözüldü.



Şekil 16. Hesaplamalarda kullanılan YBCO şerilerin(a) κ ve (b) C_p değerlerinin sıcaklıkla değişimi.

Sıvı azot için kullanılan ısıl parametreler Tablo 1'de verilmektedir.

Tablo 1. Sıvı azotun ısıl parametreleri.

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
ρ (kg/m^3)	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
κ (W/m.K)	Sıvı azotun ısıl iletkenlik katsayısı	0.02583
C_p (J/(kg.K)	Sıvı azotun sabit basınçta özısısı	1040

Bir diğer önemli nokta ise Denklem 2.11 ile verilen Q ısısının hesaplanmasıdır. Bunun için Denklem 2.1'in sonucunda elde edilen ısı ya da ısıya dönüşen enerji,

$$Q = \iint (2\pi r) J_\varphi E_\varphi \, \mathrm{d}A \tag{2.13}$$

integrali ile hesaplanmıştır.

2.4 Süperiletkenlerin Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Analizi için Geliştirilen Yöntem

Süperiletken kısmın mekanik analizi için,

$$\rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{f_L} = 0 \tag{2.14}$$

diferansiyel denklemi kullanılarak benzeşimiler yapılmıştır. Burada ρ süperiletkenin yoğunluğu, u yer değiştirme alanı (strain), σ indüklenen gerilme ve $\boldsymbol{f_L} = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$, Lorentz kuvvetidir. Mekanik kısmın analizi için sınır şartı olarak,

$$\begin{aligned} \sigma(\pm h_{SC}) &= 0 \\ \sigma(\pm w_{SC}) &= 0 \end{aligned} \tag{2.15}$$

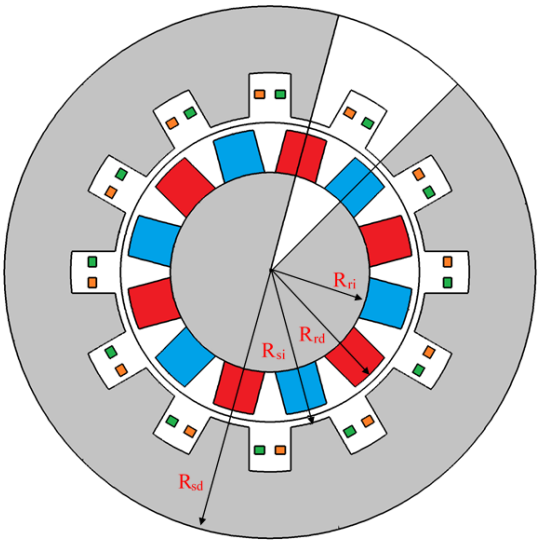
kullanılmıştır. Hesaplamalarda Denklem 2.1 ve 2.14 verilen sınır şartları için öz uyumlu olarak FEM kullanılarak çözülmüştür.

2.5 Süperiletken Jeneratörlerin Elektromanyetik Analizleri için Yeni Yöntemler

Süperiletken jeneratörlerin elektromanyetik analizleri için yeni hesaplama yöntemleri geliştirildi. Hesaplamalar iki boyutta yapıldı ve model jeneratör tasarlandı, Şekil 17. Göz önüne alınan model tasarım, 12 kutbu ve 12 slotu bulunan rotoru kalıcı mıknatıslardan, stator sargıları ise süperiletken bobinlerden yapılmış üç fazlı senkron jeneratördür. Süperiletken bobinler 2G kaplı iletkenler sarılmış ve kritik akım şiddeti *T*=77 K'de 300 A civarındadır. Rotor mıknatısları *xy*- düzleminde manyetik alan üretmekte ve YSS bobinlerden yanlızca *z*-yönünde akım indüklenmektedir. Model jeneratörler için kullanılan parametreler Tablo 2'de verilmiştir. Hesaplamalar için öncelikle **A**-*V* formülasyonu kullanıldı **A**-*V* formülasyonunda göre jeneratörde indüklenen akım Ampere denklemine göre şu şekilde hesaplanmaktadır:

$$\sigma \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{A} = 0 \qquad (2.16)$$

Burada σ süperiletkenin ve jeneratörle kullanılan malzemelerin iletkenliği, $\mathbf{A}$ vektör potansiyeli, μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliği ve μ_r nispi manyetik geçirgenliği temsil etmektedir. Denklem 2.16 ile verilen zamana bağlı kısmi diferansiyel denklemi sonlu elemanlar yazılımı olan COMSOL Multiphysics yazılımı ile çözdürülecek yeni yöntem geliştirildi.



Şekil 17. Hesaplamalarda kullanılan model jeneratör. Jeneratörün rotoru kalıcı mıknatıslardan tasarlanmıştır ve mıknatıslar radyal yönde içe ve dışa doğru manyetik alan üretecek şekilde yerleştirilmiştir.

Hesaplamalarda kolaylık sağlamak için, jeneratör periyodik bir yapı olduğundan yalnızca $2\pi/p$'lik kısmı (sektörü) dikkate alınmıştır. Diğer yapılan yaklaşıklık ise statoru oluşturan YSS şeritlerden oluşan bobinleri bir bütün olarak alındı, yani homojenizasyon yaklaşımı kullanıldı (Queval vd., 2016). Ayrıca, bu yaklaşım neticesinde süperiletken şeritlerin kritik akım yoğunluğunun $0.78 \times J_c$ oranında düştüğü kabul edildi (Grilli vd., 2007). ω açısal hızı ile dönen bir süperiletken jeneratördeki dönmeyi modellemek için aşağıdaki geometrik transformasyonlar kullanıldı,

$$\begin{pmatrix} X(x,y,t) \\ Y(x,y,t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & \sin(\omega t) \\ -\sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \tag{2.17}$$

burada x, y uzaysal koordinat sistemini ve X, Y materyal tip koordinat sistemini temsil etmektedir. Aynı şekilde manyetik alan için,

$$\begin{pmatrix} B_X \\ B_Y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & \sin(\omega t) \\ -\sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \tag{2.18}$$

dönüşümü kullanıldı. Elektrik alan için,

$$E(x,y) = E(X,Y) - v(x,y) \times B(X,Y) \tag{2.19}$$

Lorentz dönüşümleri gerçekleştirildi.

Tablo 2. Model jeneratör için kullanılan parametreler.

Parametre	**Tanım**	**Değer**
R_{so} (mm)	Statorun Dış Yarıçapı	320
R_{si} (mm)	Statorun İç Yarıçapı	188
R_{ro} (mm)	Rotorun Dış Yarıçapı	172
R_{ri}	Rotorun İç Yarıçapı	12
D_{ag} (mm)	Hava Boşluğu	16
L (mm)	Jeneratörün Boyu	600
p	Jeneratörün Kutup Sayısı	12
s	Jeneratörün Slot Sayısı	12
B_r (T)	Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı	1.2
ω (rpm)	Jeneratörün Açısal Hızı	10,30…180
I_c (A)	Şeridin Kritik Akım yoğunluğu	300
w_{sc} (mm)	Şeridin Genişliği	12
h_{sc} (μm)	Şeridin Kalınlığı	100
E_c (V/m)	Kritik Elektrik Alan	$1x10^{-4}$
n	Üs parametresi	25

N_s	Stator bobinlerinin sarım sayısı	100

Sınır şartı olarak Şekil 17'de verilen hesaplama yapılan jeneratör sektörünün sağında ve solunda vektör potansiyelin ve skaler potansiyelin anti-periyodik olduğu göz önüne alındı:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{A_{sol}} &= -\boldsymbol{A_{sağ}}, \\ V_{m,sağ} &= -V_{m,sol} \end{aligned} \tag{2.20}$$

Ayrıca rotor ve statoru birbirinden ayıran kayma düzlemi için sektör simetri sınır şartı şu şekilde tanımlandı:

$$\boldsymbol{B} \cdot \hat{n}. = 0 \tag{2.21}$$

Dış zarf için manyetik izolasyon sınır şartı kullanıldı.

Süperiletken jeneratörlerin benzeşimi için **A**-*V* formülasyonu çerçevesinde iki yeni yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemlerden birisi saf **A**-*V* formülasyonu olarak adlandırılır ve burada süperiletken malzemenin iletkenliği üzerinden hesaplama yapılmaktadır. Bu yönteme göre YSS bobinlerdeki iletkenlik doğrusal olmayan güç yasasına göre (Erdogan vd., 2017a, 2017b; Inanir vd., gönderildi),

$$\sigma = \frac{J_c}{E_c}\left(\frac{|E|}{E_c} + \delta\right)^{1/n-1} \tag{2.22}$$

ile tanımlanmıştır. Burada J_c kritik akım yoğunluğu, $E_c = 1 \times 10^{-4}\ [\mathrm{V/m}]$ elektrik alan kriteri, $\delta \approx 1 \times 10^{-5}\ E_c$ ile tanımlanan ifadenin ıraksamasını önleyen parametre olarak tanımlanır. Bu parametre aslında iletkenlik için bir alt limit belirlemektedir. Denklem 2.22'de verilen elektrik alanı,

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \tag{2.23}$$

ile tanımlanmaktadır. Burada elektrik alanı yalnızca değişken manyetik alan tarafından sağlanmaktadır. Manyetik akı yoğunluğu,

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A} \tag{2.24}$$

ile hesaplanabilmektedir.

Geliştirilen ikinci yöntem daha önce proje danışmanı (Gömöry vd., 2009) tarafından yaygın olarak kullanılan akım üzerine bir kısıtlama (constraint) uygulanmasına dayanmaktadır. Bu yönteme göre süperiletken bobinlerden dolanan süper-akımlar üzerine

$$\boldsymbol{J_s} = J_c \tanh\left(\frac{-\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}}{E_c}\right) \tag{2.25}$$

biçiminde uygulanır. Gömöry vd. (2009) tarafından geliştirilen yöntem oldukça ilkel kalmıştı ve zamana bağlı (transient) çözümleri elde etmek için her bir durum anlık (stationary) olarak çözülüyor ve başlangıç değeri (input) olarak kullanılarak çözüme gidiliyordu. Bu yöntem, süperiletken bir malzemenin zamana bağlı çözümlerini verecek şekilde iyileştirildi. Aynı şekilde bu yöntem Denklem 2.16 ile verilen Ampere denkleminin çözümlerini vermektedir. Ancak, Ampere denklemi kritik hal çerçevesinde çözülmektedir. Dolayısıyla I_c'den düşük indüklenen akım genlikleri için oldukça makul çözümler sağlamaktadır. Yöntem uygulamada oldukça basit ve kararlıdır ancak, yüksek frekanslarda ve yüksek akım genliklerinde yakınsama problemleri vermektedir. Yine de, jeneratörler düşük *rpm* hızlarında çalıştığı ve akımın belli bir düzeyin üzerine çıkması istenmediği için güvenilir bir yöntemdir.

Geliştirilen üçüncü yöntem ise **A**-*V*-ve **H**-formülasyonunun birleştirildiği yaklaşımı içerir. Bu yönteme göre model jeneratörün statorundaki YSS bobinler **H**-formülasyonu ile çözüldü. Ferromanyetik kısım, magnetler ve sınır şartları için elektromanyetik analizler ise **A**-*V* formülasyonu ile yapıldı. Bu yöntemin geliştirilmesindeki amaç **H**-formülasyonun özellikle jeneratör tasarımında kullanılan periyodik (Denklem 2.20) ve süreklilik sınır (Denklem 2.21) şartlarının uygulanamamasıdır. Ayrıca, süperiletken malzemelerin elektromanyetik analizinde **H**-formülasyonu iyi sonuçlar vermektedir ve yaygın olarak tercih edilmektedir. Bu amaçla **H**-formülasyonu ile çözüm yapabilmek için aşağıda verilen Faraday denkleminin zamana bağlı çözümlerini elde etmek gerekir. Buna göre yer değiştirme akımının (displacement current) ihmal edildiği Faraday denklemi,

$$\mu_0 \mu_r \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \times \boldsymbol{E} = 0 \tag{2.26}$$

ile verilir. Burada elektrik alanı ve manyetik alan şu şartları sağlamaktadır;

$$\begin{aligned} \boldsymbol{J} &= \nabla \times \boldsymbol{B}, \\ \boldsymbol{E} &= \rho \boldsymbol{J} \end{aligned} \tag{2.27}$$

Burada, ρ süperiletkenlere has özdirenç, doğrusal olmayan gerilimbağıntısından çıkartılabilir:

$$\boldsymbol{\rho} = \frac{E_c}{J_c}\left(\frac{J}{J_c}\right)^{n-1} + \rho_0 \tag{2.28}$$

Dikkat edilmesi gereken husus, nümerik çözümün yakınsama için süperiletken malzemeye ait özdirençte (ρ_0) bir alt sınır tanımlamaktadır, bu değer yaklaşık olarak $\sim 10^{-17}\,\Omega \cdot m$ mertebesinde olmalıdır. Bir diğer önemli husus ise **H**-formülasyonu içerisine **A**-*V* formülasyonunu kullanabilmek için süperiletken haricindeki bölgeler için harici akım yoğunluğu (External Current Density) tanımlamaktır ve buraya **A**-*V* formülasyonu kullanılarak hesaplanan indüklenen akım yoğunlukları ifadeleri girmektir. Bu, yöntemin ana fikrini teşkil etmektedir ve $J_x = mf.J_{ix},\ J_y = mf.J_{iy},\ J_z = mf.J_{iz}$ şeklinde girilebilir. Burada, denklemlerin sağ tarafındaki J_x, J_y, J_z **H**-formülasyonun değer atanan dış akım yoğunluklarını, $mf.J_{ix}, mf.J_{iy}, mf.J_{iz}$ ise **A**-*V*-formülasyonu tarafından hesaplanan indüklenmiş akım yoğunluklarını temsil etmektedir. Buradaki "*mf*" (Magnetic Field) COMSOL Multiphysics yazılımında **A**-*V* formülasyonunu betimlemektedir. Bu yöntem biraz karışık bir yöntemdir ve COMSOL yazılımında standart olarak gelen **H**-formülasyonuna dayalı çözümler üreten manyetik alan formülasyonunda "Magnetic Field Formulation (*mfh*)" bu yöntemi direkt uygulamak çok zordur. Bu yüzden **H**-formülasyonu kısmi diferansiyel denklem formu kullanılarak çözdürüldü. Bu yönteme göre **H**-formülasyonunu veren ifade,

$$G_a \frac{dH}{dt} + \nabla \cdot \Theta = \mathrm{T} \quad \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dH_x}{dt} \\ \frac{dH_y}{dt} \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} 0 & E(J) \\ -E(J) & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.29}$$

şeklinde tanımlanabilir. Bütün bu ifadeler için COMSOL yazılımındaki kısmi diferansiyel denklemler modülündeki "*Genel Form*" kullanılabilir. Burada dikkat edilmesi gereken bir diğer husus ise süperiletken kısmındaki Denklem 2.28 ile verilen ρ_0 direnci ile süperiletken bobinlerin dışarısındaki kalan uzayın direncinin birbirlerine uyumlu bir biçimde ayarlanmasıdır. Aralarındaki mertebenin yaklaşık olarak $\approx 10^{11}$ civarında olması gerektiği bulunmuştur. Bu yöntemin sağlıklı olarak işleyebilmesi için her iki parametre çok dikkatli bir biçimde ayarlanmalıdır.

Jeneratör modellemesinde kritik akım yoğunluğunun alan ve açı bağlılığını dikkatli bir biçimde ele almak gerekmektedir. Zira, süperiletken bobinler yüksek manyetik alana maruz kaldıkları için alan bağlılığı yüzünden kritik akım yoğunluğu düşecektir. Aynı şekilde dönel bir manyetik alana maruz kaldıkları için açı bağlılığını ayrıca hesaba katmak gerekir. Kritik akımın alan bağlılığı için (Gömöry vd., 2007),

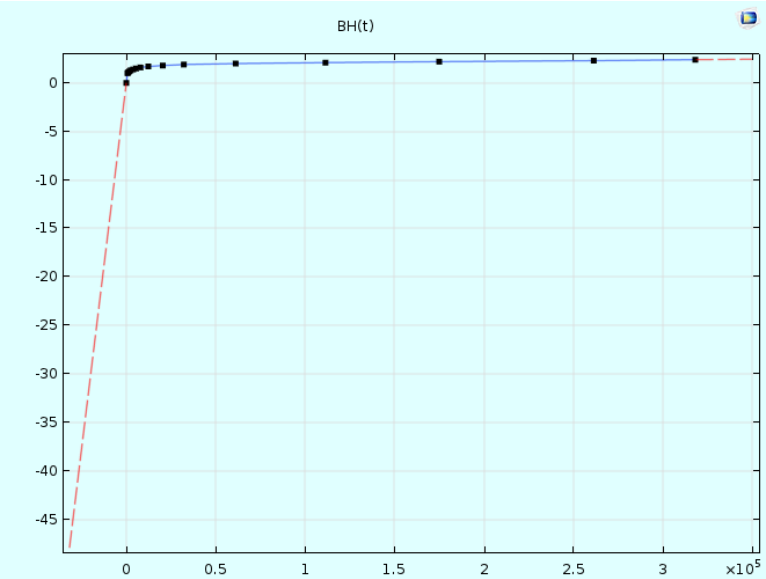
$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{k^2 B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}}{B_0}\right)^{\beta}} \tag{2.30}$$

ifadesi kullanılmaktadır. Burada J_{c0}, B_0 ve α kaplı YBCO şeritlere ait karakteristik parametrelerdir. YBCO kaplı iletkenin kritik akımının açısal bağlılığı için (Uglietti vd., 2009; Morandi vd., 2016),

$$J_c(B,\theta) = J_c(B)\frac{0.05}{\sqrt{\sin(\theta - 1.8)^2 + \frac{\cos(\theta - 1.8)^2}{400}}} + 0.3\sin(\theta) \tag{2.31}$$

İfadesi kullanıldı ve burada θ, süperieltken bobin ile manyetik alanın dik bileşeni arasındaki açıdır.

Kritik akımın manyetik alan ve açı bağlılığı dikkate alındığında değeri yaklaşık olarak %9 azalmaktadır. Gerçek bir benzeşim yapabilmek için bu değer dikkate alınmalıdır. Jeneratörün stator ve rotorunda bulunan ferromanyetik demir için doğrusal olmayan **B**-**H** eğrisi dikkate alınmıştır (Şekil 18). Ancak, ferromanyetik kısımda oluşan Eddy akım kayıplarını ihmal etmek için iletkenliği sıfır alınmıştır. Bu, hesaplamalarda karışıklığı önlemek için yapılmıştır.



Şekil 18. Ferromanyetik kısım için manyetik akının alan bağlılığı.

3. BULGULAR

3.1 Süperiletken Şeritlerde Transport Akım Kayıp Hesapları

Şekil 15(a)'da hesaplamalarda kullanılan kaplı süperiletkenden (coated superconductor) yapılan şeridin kesit alanı ve hesaplama uzayı gösteriliyor. Hesaplamalar x, y, z kartezyen koordinatlarda yapıldı. Şerit z –düzlemi boyunca yatmaktadır ve homojen ve izotropik kabul edilen akım yine aynı düzlemde akmaktadır. Şeritlerin etrafını saran metalik kılıf ve diğer altlık malzemesi modelleme hesabına katılmamıştır. Yalnızca süperiletken tabakanın elektromanyetik davranışı dikkate alınmıştır. Hesaplamalarda Superpower SCS12050-AP REBCO süperiletken şeritlerin modellemesi yapıldı. Modellemede kullanılan parametreler Tablo 3'te verilmiştir. Şeritlere $I(t) = I_0 \sin(2\pi f t)$ biçiminde akım uygulandığı kabul edilmektedir. Hesaplamalarda yalnızca akımın uygulandığı durum göz önüne alındı. Herhangi bir dış kaynak tarafından manyetik alan uygulanmamaktadır. Şerit yalnızca kendi ürettiği öz alana maruz kalmaktadır.

Tablo 3. 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 $I_c/(w_{SC}xh_{SC})$	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	$\sim 25\times w_{sc}\ w_o$
f (s^{-1})	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alanı	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	21

Süperiletken bölgenin iletkenliği için Denklem 2.4 ile verilen bağıntı kullanılmıştır. Bu bağıntıdaki Δ değerini tespit etmek için basit bir yakınsama algoritması geliştirilmiştir. Bu değişkenin tek süperiletken şerit için 10^{-10} civarında bir değer alınması gerektiği görülmüştür. Burada önemli bir nokta şeridin etrafını saran σ_b boşluğun iletkenliği için girilen değerin seçimidir. Geliştirilen model için bu değerin daha hızlı yakınsama için 10^3 'e kadar alınabileceğini belirmek gerekir. Zira bu değer ne kadar büyük olursa problem o oranda hızlı

çözülmektedir. Bir diğer önemli seçim ise hesaplama uzayının yarıçapıdır. Yapılan optimizasyon çalışmalarında seçilen sınır şartına göre bu değerin **A**-*V* formülasyonu için şeridin genişliğinin 25 katı kadar olmasının hem yakınsama hem de doğruluk açısından iyi olduğu görülmüştür.

Akımın aktığı bölgelerde kritik akım yoğunluğu şerit içerisindeki manyetik alan dağılımına bağlıdır ve akım yoğunluğu üzerinde manyetik alanın dik bileşenin paralel bileşenine göre daha büyük bir etkiye sahiptir (Gömöry vd., 2007). Burada

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{B_0}\right)^{\beta}} \tag{3.1}$$

formülasyonu kullanılabilir. AC transport akıma maruz kalan süperiletken şeridin alan ve akım hesabı için problemin sonucunu doğrudan etkilendiğinden, sınır şartlarının doğru biçimde uygulanması çok önemlidir. Transport akım durumu için Dirichlet sınır şartı kullanıldı ve sınırda sonsuz uzun telin oluşturduğu manyetik alan şiddeti değeri kullanıldı. Manyetik alanın φ bileşeni için,

$$H_{\varphi} = \frac{I_a}{2\pi\sqrt{x^2 + y^2}} \tag{3.2}$$

ifadesi kullanıldı. Bu ifade aslında sonsuz uzun telin $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ noktasında oluşturduğu manyetik alanın φ bileşenidir. Bu yüzden hesaplama uzayının yarıçapının doğru seçilmesi çok önemlidir. Bu ifade COMSOL Multiphysics programında doğrudan girilebilir. Manyetik alan bir durum değişkeni olarak kullanıldığı için, tam sınırda **H** zamanın fonksiyonu olarak belli bir değere kısıtlanmalıdır. Kablo şerit, tel şerit gibi süperiletken aygıtların geniş yüzleri xy –düzlemi boyunca keyfi olarak uzandığı için alanın dik yönü $y-$ ekseni boyuncadır. Manyetik alanın $x\ ve\ y$ bileşenleri için şu koordinat dönüşümleri gerekir:

$$H_x = -H_{\varphi}\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \tag{3.3}$$

$$H_y = -H_a(t) + H_{\varphi}\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \tag{3.4}$$

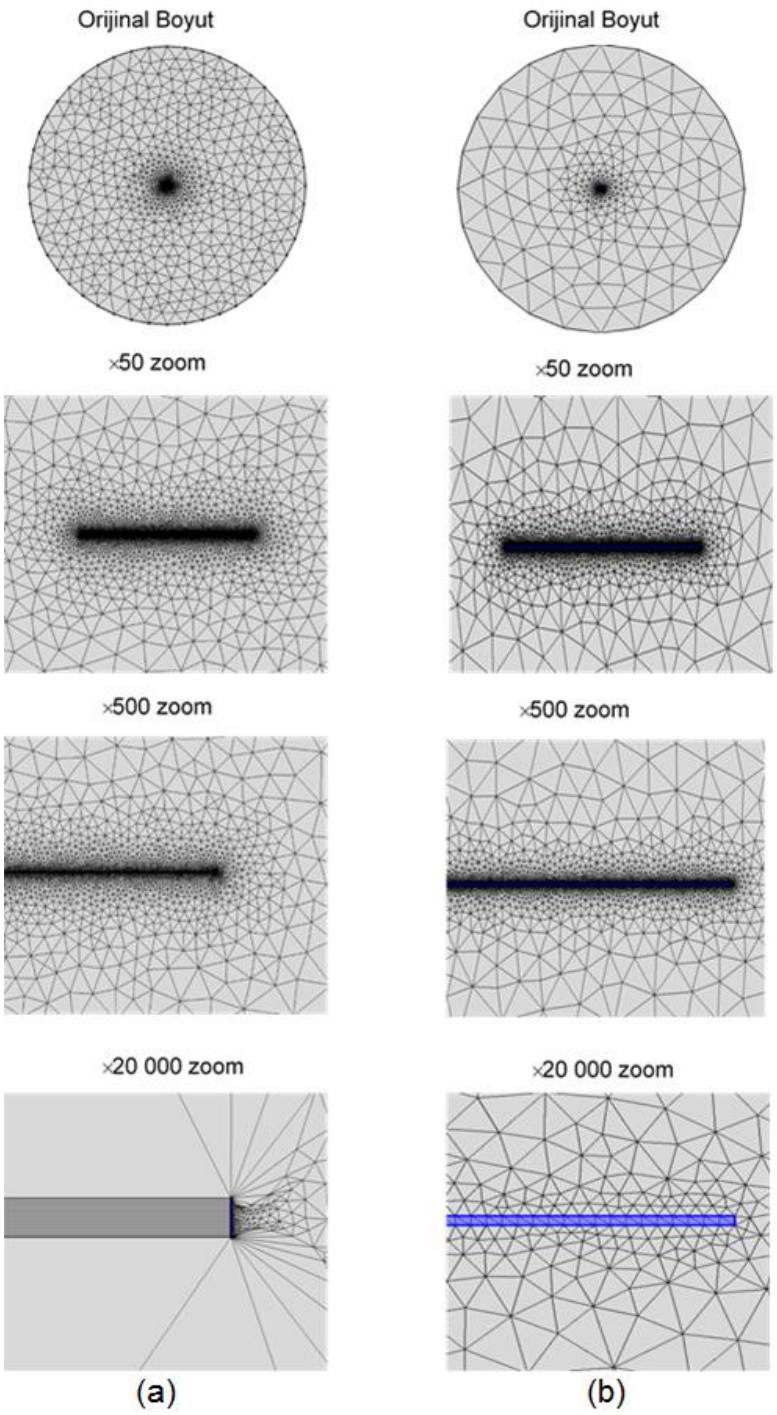
Burada $H_a(t)$ uygulanan dış manyetik alan değeridir. Alan ve akımın birlikte uygulandığı durumlar için kullanılanılır. Bizim durumumuzda $H_a(t) = 0$ alınmıştır. Hem geliştirilen **A**-*V*

formülasyonuna dayalı yöntemde hem de **H**-fomülasyonuna dayalı yöntemlerde bu sınır şartları doğrudan girilebilir.

Süpeiletken kısmın en/boy faktörü çok büyük olduğu için, $\sim 12 x 10^6$ civarında, örgüleme büyük problem teşkil etmektedir. Özellikle, manyetik altlık durumunda doğrusal olmayan manyetik geçirgenlikten dolayı benzeşimler oldukça yavaş ilerlemektedir. Örgülemenin kalitesi benzeşimin doğruluğunu doğrudan etkilemektedir. Örgünün boyu ve dağılımı örgünün serbestlik derecesini değiştirmektedir. İyi bir örgüleme benzeşimin hem doğruluğunu hemde yakınsamasını etkilemektedir. En kötüsü problem yakınsasa bile doğru sonuç vermeyebilir. Bu yüzden örgüleminin çok dikkatli bir biçimde ve birkaç senerayoyu içerecek biçimde yapılması gerekmektedir. Örgüleme için sonlu elamanlar yönteminde başvurulan "Lagrange elemanlar" yerine **H**-formülasyonunda kenar (edge) elemanlar tercih edilmektedir. Basit hesaplamlar için kenar örgülemede kenar elemanlar tercih edilmeyebilir, zira basit geometrilerde hala "Lagrange elemanlar" işlevselliğini koruduğu için bir de kenar elemananlar ile örgüleme yapma hesaplamayı uzatmaktadır.

Yüksek kalitede örgüleme ikizkenar üçgen elemanlarından oluşmalıdır. Böylece, uzayan elemanların durum değişkeninin normal bileşeni birbirine çakışık olabilir. Aksi durumda yerel hataların artacağına dair çalışmalar mevcuttur (Mur, 1994). Kaplı iletkenler için genellikle manyetik alanın dik bileşeni çok önemlidir. Bu geometrileri modellemek için dörtgenel elemanlar kullanarak örgülemek, elemanların normal bileşenleri ile hizalandırılmış olan bölgelerde normal bileşenler daha iyi doğrulukla hesaplanabilir. Bunun yanında serbestlik derecesi de azaltılmış olur.

Şekil 19'da örgüleme için yapılan çalışmalar görülmektedir. Süperiletken şeritlerin içerisi öncelikle serbest üçgensel örgüleme (free triangular meshing) tekniği kullanılarak COMSOL tarafından otomatik olarak örgülendi. Yapılan analizler sonucunda hem çok fazla örgüleme üretildi hem de probleminin sonuç hassasiyetinin düşük olduğu görüldü. Bu durum, Şekil 19 (b)'de görüldüğü gibi kaplı iletkenin içerisindeki düşey bileşenlerin örgülenmemesinden kaynaklanmaktadır. Yazılımın bu dik bileşenleri örgüleyememesinin sebebi yüksek en/boy oranı ve kaplı iletkenin yüksekliğinin çok küçük olmasıdır.



Şekil 19. Tek bir süperiletken için (a) haritalanmış örgü (mapped mesh) ve (b) serbest üçgen örgü (free triangular mesh) teknikleri kullanılarak yapılan örgülemeler. Serbest üçgen örgüde iletkenin boyu ayrıklaştırılamamaktadır.

Hesaplamalarda süperiletken bölge için örgüleme yoğunluğunun elle ayarlanmasına da olanak sağlayan haritalanmış örgü (mapped mesh) tekniği kullanıldı: süperiletkenin eni 8 boyu ise 750

parçaya ayrıldı. Bu teknik sayesinde hem daha az örgü elemanı kullanıldı hem de daha doğru sonuçlar elde edildi.

Süperiletkenin dışında kalan kısım ise serbest üçgensel örgü tekniği kullanılarak yapıldı. Örgüleme istatistikleri Tablo 4'de sunulmuştur. Hesaplamaların doğruluğu R^2 testi kullanılarak yapıldı. Yapılan bir referans hesaplamanın sonucu ile yapılacak hesaplamanın sonucunun karşılaştırılması için kullanılan R^2 kriteri,

$$R^2 = 1 - \frac{\delta}{\Delta} \tag{3.5}$$

$$\delta = \sum_{i=1}^{n} \left\{ \log(Q_i) - \log(Q_{ri}) \right\}^2 \tag{3.6}$$

$$\Delta = \sum_{i=1}^{n} \left\{ \log(Q_{ri}) - \overline{\log(Q_i)} \right\}^2 \tag{3.7}$$

olarak verilmektedir. Burada Q_i i. hesaplama noktasındaki AA kayıp değeri ve Q_{ri} i. hesaplama noktasında seçilen referans modelin AA kayıp değeridir. R^2'nin 1'e mümkün olduğunca yakın olması sağlanmalıdır.

Tablo 4. Örgüleme Parametrelerinin Karşılaştırılması.

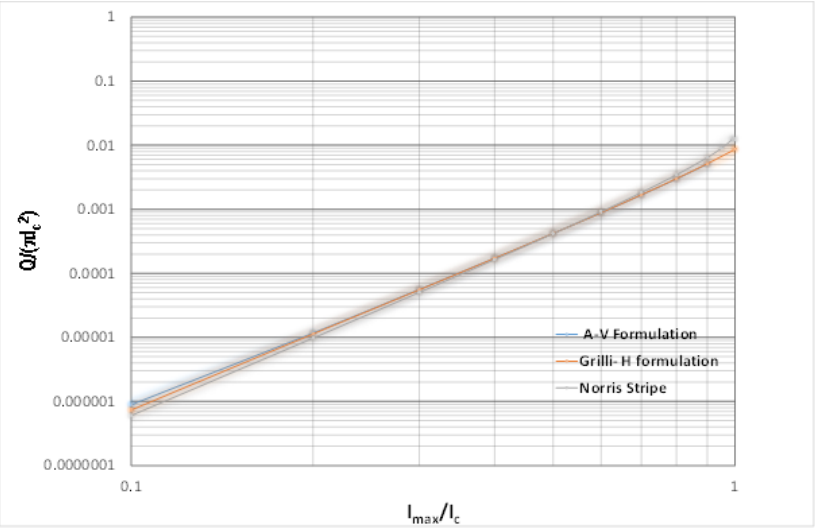
	Serbest üçgen örgü	**Haritalanmış örgü**
Nokta elemanı sayısı	8	8
Sınır elemanı sayısı	17170	11000
Eleman sayısı	159102	30191
Minimum eleman kalitesi	0.4241	0.0334

Şekil 20'de geliştirilen **A**-*V* formülasyonu, Brambilla vd., (2007) tarafından gönderilen **H**-fomülasyonu ve Norris (1970) tarafından geliştirilen analitik ifade kullanılarak elde edilen kayıp eğrilerini uygulanan alanın fonksiyonu olarak gösteriliyor. **A**-*V* formülasyonu için Denklem 2.1'de verilen kısmi diferansiyel denklem sonlu elemanlar kullanılarak çözdürüldü. Akım zamanının fonksiyonu olarak değişmektedir. Alan genlikleri kritik akımın değerinden %10 azaltılarak hesaplamalar yapıldı. Kayıp değerleri ise,

$$Q_T = \int_0^{1/f} \mathrm{d}t \iint \mathbf{J}.\mathbf{E}\mathrm{d}A \tag{3.8}$$

İfadesi kullanılarak çıkartıldı. Akımın 1/4*f*'lik periyodu ile 3/4*f*'lik periyodu dikkate alındı. Tam bir periyodu sağlayabilmek için ifade 2 ile çarpıldı. Hesaplamalar için yukarıda detaylı olarak

verilen hesaplama yolu kullanılmıştır. Zaman integrasyonunu gerçekleştirmek için öncelikle COMSOL yazılımından elde edilen Denklem 3.8'deki **J**.**E** yüzey integrali tüm süperiletken bölge için program tarafından hesaplanmaktır. Daha sonra bu değerler Mathematica ortamına aktarılmakta ve verilen bölge için interpolasyonu yapılarak verilen aralık için sayısal integrali alınmaktadır. Zaman integrasyonu için ise Mathematica programında aşağıdaki gibi basit bir kod yazıldı.



Şekil 20. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak **A**-*V* formülasyonu ve **H**-formülasyonu ile hesaplanan ve Norris (1970) tarafından şerit için hesaplanan kayıp değerlerinin karşılaştırılması.

```
Clear["Global`*"]
Ic = 300; "Kritik Akım"
f = 50; "Frekans"
T = 1/f; "periyot"

Loss = Table[{
      I0 = Ic*j/10,

      a1 = Import["C:\\Users\\fi\\Desktop\\GrilliBencmark\\AVFormulation\\Loss_" <> ToString[j] <> ".txt", "Table"];
      a2 = Table[a1[[i]], {i, 11, Length[a1]}];
      kayip = Interpolation[a2][t];
      2*NIntegrate[kayip, {t, 1/(4*f), 3/(4*f)}]

    }, {j, 1, 9}]
ListLogLogPlot[Loss, Frame → True, PlotMarkers → "⊗", Joined → True, FrameLabel → {"I0/Ic [A]", "P/l[W/m]"}, GridLines → Automatic]
a3 = TableForm[Loss, TableSpacing → {0, 6}]
Export["C:\\Users\\fi\\Desktop\\GrilliBencmark\\AVFormulation\\loss.xls", a3, "XLS"]
```

Şekil 21. Zaman integrasyonu için Mathematica programında yazılan kod.

3.2 Süperiletken Şeritlerde Manyetizasyon Kayıpları

Süperiletken malzemeler teknik uygulamalarda hem transport akıma hem de manyetik alana, bazı durumlarda ise her ikisine birlikte maruz kalmaktadır. Bu yüzden bu tür malzemelerde akı çivilenmesinden kaynaklanan histeresis kayıplarını hesaplamak önemli olmaktadır. Süperiletken şeritler manyetik alana maruz kaldıklarında şeritlerin içerisinde dolanan bir diyamagnetik akım indüklenmektedir. İndüklenen bu akım net akım sıfır olacak şekildedir ve kritik akım değeri civarındadır. Manyetik alan kayıpları süperiletken şeridin geniş yüzeyine dik ve paralel olacak şekilde iki durum için ele alınmıştır (Şekil 22 (b)). Manyetizasyon kayıpları için geliştirilen prosedür ile transport akım uygulanması durumu için geliştirilen prosedürler pek çok bakımdan benzerlik göstermektedir. En önemli farklılık sınır şartlarının girilmesidir. Manyetizasyon kayıpları için sınır şartı olarak

$$H_a(t) = H_0 \sin(2\pi f t) \tag{3.9}$$

ifadesi kullanılmıştır. Dik manyetik alan durumu için bu ifade *y*-ekseni yönünde paralel alanlar durumu için ise x −ekseni yönünde uygulanmaktadır. z −yönündeki bileşen daima sıfırdır. Örgülemede ise yukarıda detaylı anlatılan prosedür uygulanmıştır. Hem **A**-*V* formülasyonu için hem de geliştirilen **H**-formülasyonu için diferansiyel denklemin çözümünde herhangi bir kısıtlama uygulanmasına gerek yoktur. Herhangi bir kısıtlama konulmaması hesaplama hızını artırmaktadır. Transport akım kayıpları için kullanılan benzeşimler ile arasındaki en önemli fark çözümleyici (solver) seçimidir. Kullanılan çözümleyici parametreleri (solver parameters) ise transport akım durumunda kullanılanlar ile aynıdır.

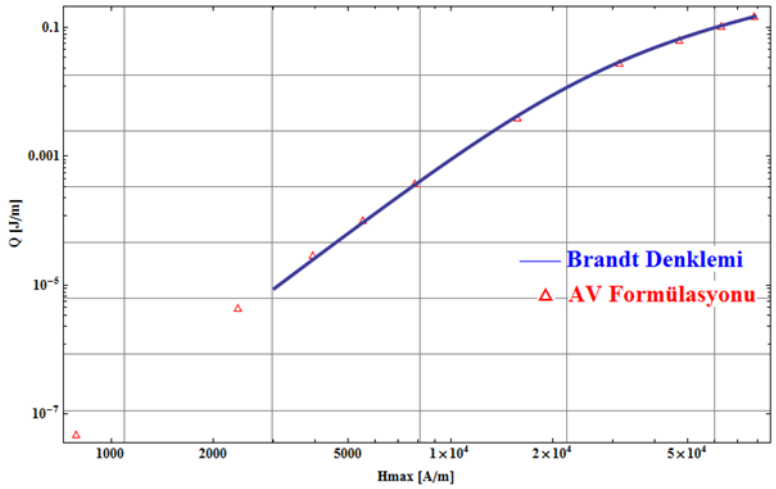
Şekil 22'de sayısal yöntem ve analitik ifade yardımıyla çıkartılan kayıp eğrilerinin karşılaştırılması verilmektedir. İlk durum olarak manyetik alanın kaplı iletkenin geniş eksenine dik olarak uygulandığı durum dikkate alınmıştır. Benzeşimler için kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler Tablo 4'te verilen parametreler ile aynıdır. Tek fark uygulanan alanın genliğinin $I_0 = 0$ alınmasıdır. Manyetik alan değerleri, manyetik alanın süperiletkenin merkezine nüfuz ettiği değer nüfuz alanı (penetraiton field) değerinin alt ve üst katları olarak alınmıştır. Bu nüfuz alanı $H_p = I_c/(2\pi w_{sc})$ ifadesi ile hesaplanabilir. En düşük alan değeri $0.1H_p$ en yüksek alan değeri ise $10H_p$ olarak seçilmiştir. Sayısal yöntem, Denklem 2.1'in sonucundan manyetizasyon değerleri,

$$\boldsymbol{M} = \mu_0 \iint \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{r}\, dA \tag{3.10}$$

denklemi ile hesaplanabilir. Burada μ_0 boşluğun geçirgenliği, $\boldsymbol{J} = J_z\hat{k}$ biçiminde olan akım yoğunluğu ve $\boldsymbol{r} = x\hat{\imath} + y\hat{\jmath}$ konum vektördür. 3.10 denkleminin sonucundan manyetizasyon için $\boldsymbol{M} = M_x\hat{\imath} + M_y\hat{\jmath}$ iki bileşen elde edilmektedir. M_x bileşeninin herhangi bir simetrisi olmadığı için dikkate alınmamaktadır. Manyetizasyon verileri kullanılarak $\boldsymbol{M} - \boldsymbol{H}$ hizteresisleri elde edilir ve bu histeresisin alanından,

$$Q_M = \int M dH_a \tag{3.11}$$

kayıp değerleri çıkartılır.



Şekil 22. Uygulanan alanın fonksiyonu olarak sayısal yöntemle elde edilen ve Brandt (1993) tarafından çıkartılan kayıp ifadesinin karşılaştırılması. Sinüzoidal dış manyetik alan süperiletken şerite dik olarak uygulanmaktadır.

Çıkartılan kayıp değerleri Brandt ve Indenbom (1993) tarafından ortaya konan,

$$P = 4f\mu_0 w_{sc}^2 J_c H_m \left(2H_p/H_0\right)\left\{\ln\left[\cosh\left(H_p/H_0\right)\right] - \tanh\left(2H_p/H_0\right)\right\} \tag{3.12}$$

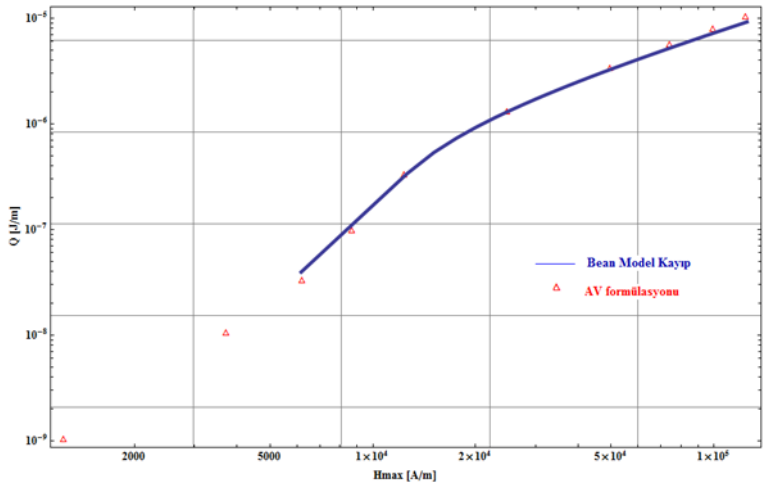
ifadesi ile karşılaştırıldı. Şekilden de görüleceği üzere özellikle $0.5H_p$ değerinden büyük alan genlikleri için analitik ifade ile sayısal ifade mükemmel bir biçimde uyum göstermektedir. Bu, geliştirilen **A**-*V* formülasyonuna dayalı yöntemin manyetizasyon kayıplarını modellemedeki başarısını göstermektedir.

Şekil 23'te alanın süperiletken şeridin geniş yüzeyine paralel uygulandığı durum için geliştirilen sayısal yöntemin sonuçları analitik sonuçlar ile karşılaştırılmaktadır. Aynı şekilde, alan birincil nüfuz alanının katları biçiminde seçilmiştir. Yalnız bu durum için birincil nüfuz alanı $H_p = J_c\, w_{sc}$ ifadesi ile hesaplanabilir. Alanın minimum ve maksimum genliği sırasıyla $0.1H_p$ ve $10H_p$ olarak

seçilmiştir. Bu karşılaştırma için Bean (1962) modeline dayalı kayıp ifadeleri kullanılmıştır. Bu ifadeler aşağıdaki gibidir (Goldfarb, 1991; Clem, 1991):

$$P = \begin{cases} f\dfrac{2\mu_0 H_0^2 w_{sc}}{3} & H_m \le H_p \\ f2\mu_0 H_0^2\left(\dfrac{1}{w_{sc}} - \dfrac{2}{3w_{sc}^2}\right) & H_m > H_p \end{cases} \tag{3.14}$$

Sayısal yöntemde kayıplar yine Denklem 3.10 ile verilen ifade yardımıyla hesaplanmıştır. Şekilden de görüldüğü üzere analitik hesap ile sayısal sonucun ürettiği hesap birbirleri ile iyi uyum göstermektedir. Alanın dik ve paralel uygulandığı durum için aralarında kayıp bakımından 10 kat bir fark vardır. Bu beklenen bir sonuçtur zira alanın dik uygulandığı durumda alanın dik bileşeni şeritlere etki ederken, paralel durumda teğetsel bileşeni etki etmektedir. Bu alanın dik bileşeninin büyük olması alan nüfuzunu, dolayısıyla kaybı artırabilmektedir.

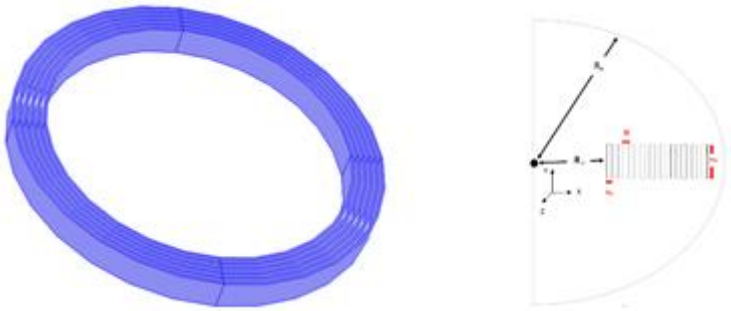


Şekil 23. Uygulanan alanın fonksiyonu olarak süperiletken plaka için çıkartılan analitik ifadeler ile hesaplama sonucunun karşılaştırılması. Alanın kaplı iletkenin yüzeyine paralel uygulandığı durum için hesaplamalar gerçekleştirilmiştir.

3.3 Süperiletken Bobinlerde Alternatif Akım Kayıpları

Projenin bu fazında süperiletken şeritlerin elektromanyetik tepkisinin benzeşimini yapabilecek bir yöntem geliştirmeye geçildi ve AA kayıplarını öngörebilecek yöntem geliştirildi ve AA kayıplarının frekans bağlılığı, altlık manyetizmasının etkisi gibi çeşitli fiziksel durumlar için hesaplamalar gerçekleştirildi. Bu amaçla Şekil 24(a)'daki gibi dairesel bobin göz önüne alındı. Denklem 2.1 ile verilen kısmi diferansiyel Ampere denklemi FEM'e dayalı olarak çözdürülecek yöntem geliştirildi. Bu bölümde geliştirilen yöntemin detayları sunulmaktadır. Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildiği için Şekil 24(b)'deki gibi bobinin yalnızca xy –düzlemindeki kesiti

dikkate alındı. İki boyutta hesaplamalar için hesaplanacak bobinin şekli dairesel ya da yarış pisti (racetrack) olmasının çok önemli çok önemli değildir. Burada önemli olan nokta inceleneek yapının eksenel simetriyi sağlamasıdır. Eksenel simetriden dolayı hesaplamalar koordinatları $\boldsymbol{r} = r\,\hat{r} + \varphi\,\hat{\varphi} + z\,\hat{z}$ biçiminde tanımlanabilen silindirik koordinat siteminde gerçekleştirildi. Bu durumda bobin sargıları r, z eksenlerinde yatmakta akım ise φ ekseni boyunca akmaktadır. Bobinin kesit alanı tek tek şeritlerin yerleştirilmesinden oluşmuştur, Şekil 24. Hesaplamalarda akı sürüklenmesi, akı akışı vb. akı dinamiği etkileri göz ardı edildi. Bu etkileri dikkate almak için yalnızca süperiletken kısmın iletkenlik ifadesindeki J_c parametresini düzenlemek yeterlidir. Geliştirilen yöntem çok farklı akı dinamiği durumları için benzeşim yapabilmektedir.



Şekil 24. (Sol) Hesaplamalarda kullanılan bobinlerin üç boyutlu gerçek görüntüsü ve (sağ) iki boyutlu kesit görüntüsü. Hesaplamaların kolaylığı için iki boyutlu hesaplamalar silindirik koordinatlarda gerçekleştirildi. Bobinler *rz* düzleminde yatmakta, akım φ ekseni boyunca akmaktadır. Hesaplama süresini kısaltmak için bobinlerin yalnızca tek bileşeni dikkate alınmıştır.

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 5'te 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 izalasyon sınır şartının geliştirilen model için bu civarda uygulanabilmesidir.

Bobin hesabında süperiletken bölgenin özellikleri doğrusal olmayan **E**-**J** bağıntısına göre tanınır. Doğrusal olmayan **E**-**J** ifadesi Denklem 3.15 ile verilmektedir. Bu denklem kullanılarak süperiletken bölgenin iletkenliği tanımlanır. Süperiletken bölge için iletkenlik ifadesi:

$$\sigma = J_c \frac{(|E/E_c| + \Delta)^{1/n}}{(E + \Delta)} \tag{3.15}$$

ile verilir.

Tablo 5. 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	$\sim150\times R_{cc}$ w_o
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

Bu ifadede Denklem (2.22) ile verilen ifadeden farklı olarak, süperiletken bobini oluşturan her bir sarım için $\Delta\approx10^{-5}$ civarında bir değer alınabilir. Çok küçük Δ değerleri için sayısal hesap oldukça yavaş yakınsamaktadır. Burada elektrik alan ifadesi,

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \nabla V \tag{3.16}$$

ile verilir. Burada **A** vektör potansiyeli V ise skaler potansiyeldir. Vektör potansiyeli akım yoğunluğu **J** ve elektrik alan **E** ile aynı yönde yani φ yönündedir. Bu durumda $\boldsymbol{A} = A_\varphi \hat{\varphi}$ 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,

$$\iint J_\varphi \, dA - I_a = 0 \tag{3.17}$$

işlemini gerçekleştirerek hesaplanabilir. Bu işlem vasıtasıyla Denklem 3.16 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 vurgulamak 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 alanı 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.

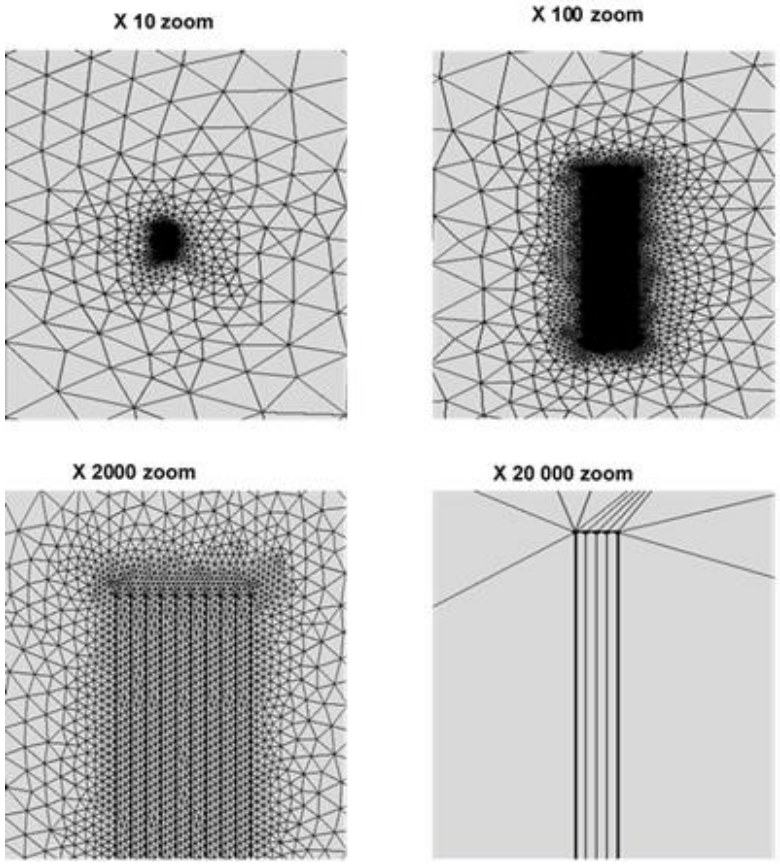
Süperiletken bobinlerin sınır şartı için birkaç farklı yöntem denenmiştir. İlk olarak sınır şartı olarak manyetik dipol tarafından üretilen manyetik alan ifadesi çıkartılmış. Ancak, bu sınır şartı iki boyutta tutarlı sonuçlar vermediği için kullanılmıştır. Hesaplama uzayının dış zarfı için sınır şartı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

$$\hat{\boldsymbol{n}} \times \boldsymbol{A} = 0 \tag{3.18}$$

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 iletkende olduğu gibi haritalanmış örgü tekniği kullanıldı ve süperiletkenin eni 4 parçadan boyu ise 100 parçadan oluşan dörtgensel örgüler oluşturuldu (Şekil 25). Bu değerler bu tür kaplı iletkenler için pek çok demeden sonra 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 değerledir. 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 çiftleştirmektir. Tam eşleşme ayarlarında doğrusal olmayan metodu otomatik (Newton) ve minimum damping çarpanını 10^{-2} ayarlamak gerekir.



Şekil 25. Farklı büyütme ölçeklerinde süperiletken bobinlerin örgülenmesi. Süperiletken bölge haritalanmış örgü tekniği ile dörtgenlere, hesaplama uzayı ise üçgenlere ayrıklaştırıldı.

Çözümleyicide dikkat edilmesi gereken bir diğer önemli husus ise “Global ODE and DAEs” 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 çözülür.

3. 4 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 Denklem 2.9 ile verilen Faraday denklemini zamana bağlı olarak çözmektedir. Bu yöntemde bobinlerin benzeşiminde Şekil 24(b) ile verilen iki boyutlu kesit alanları kullanılmıştır. Hesaplamalar aynı şekilde eksenel simetriden yaralanabilmek için silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiştir. Akımın izotropik olduğu ve φ yönünde aktığı kabul edilmiştir. Akı dinamiği etkileri göz ardı edilmiştir. Bobinler için Tablo 6 ile verilen parametreler kullanılmıştır. **A**-V formülasyonuna dayalı yöntemden bir farkı hesaplama uzayının yarıçapı R_u~5.5×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 2.10 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 gerilim 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 3.17 ile tanımlanan kısıtlamanın uygulanması gerekir. Bu kısıtlamanın uygulanması için geliştirilen prosedür, **A**-V formülasyonu için geliştirilen prosedürden çok farklıdır. Bu kısıtlama için Şekil 25 ile gösterilen süperiletken şeritleri ya da alt bölgeleri gösteren her dikdörtgenin kenarındaki bir nokta için Denklem 3.17’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 3.18 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 $\hat{n} \times \boldsymbol{H}$ 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 elemanından oluşmaktadır.

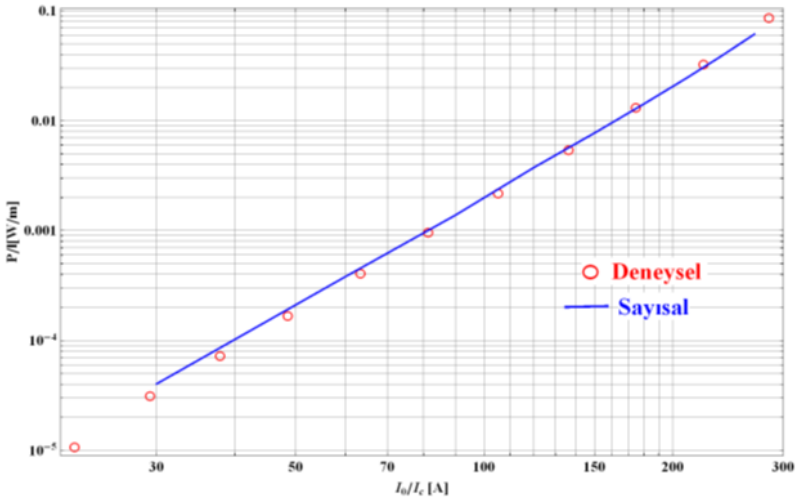
Çözümleyici ayarlarında aynı şekilde "MUMPS Direct" çözücü kullanıldı. Bu çözücü en/boy oranı çok yüksek olan kaplı iletkenler için iyi sonuçlar vermektedir. Bu yöntemde zamana bağlı diferansiyel denklemi çözdürmek için relative tolerance:10^{-5} ve absolute tolerance:10^{-7} olarak almak yeterlidir. Küresel metod (Global method) ve değişkenler metodu (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 aynı fiziksel parametreler, aynı örgüleme ve aynı kısıtlamalar için geliştirilen **A**-V formülasyonuna dayalı yöntem, **H** formülasyonuna dayalı yönteme göre yaklaşık olarak 3 kat daha hızlı olduğu bulunmuştur.

3.4.1 Sonuçların Deneysel Verilerle Karşılaştırılması (Gömöry vd., 2013)

Projenin bu bölümünde sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırıldı. Bu amaçla 12 mm boyunda 1 μm eninde kaplı iletkenlerden 10 sarımlık bobinin deneysel sonuçları geliştirilen **A**-V formülasyonuna dayalı yöntem ile karşılaştırıldı. Modelleme hesabında Tablo 6 ile verilen değerler kullanıldı. Akım $I(t) = I_0 \sin(2\pi f t)$ şeklinde uygulandı. Akım genlikleri kritik akım değerlerinden %10'ar azaltıldı. Akım genliklerine karşı kayıp eğrileri hem deneysel hem de sayısal hesap sonuçları için Şekil 26'da verilmektedir.

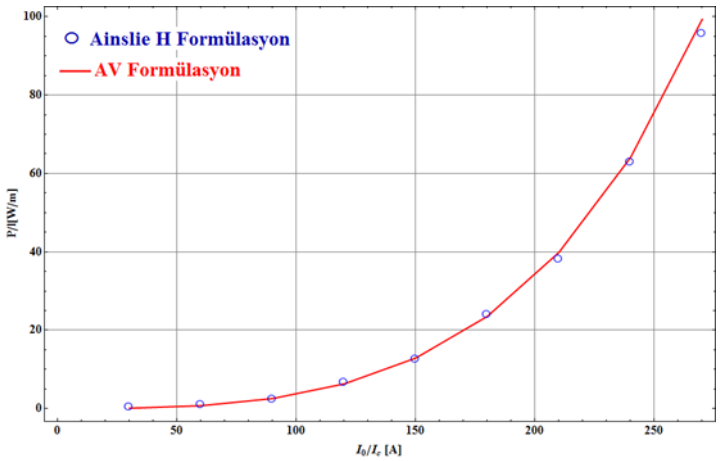
Hesaplamalarda Denklem 2.1 ile verilen Ampere denklemi yukarıda açıklanan prosedür kullanılarak çözdürüldü. Hesaplamalarda kritik akım yoğunluğu alana bağlı olarak seçildi. Grafikten de görüldüğü gibi sonuçlar deneysel verileri çok iyi üretebilmektedir. Yalnızca düşük akım genliklerinde deneysel verilerden %1'den az bir sapma görülmektedir. Bunun nedeni bu formülasyonun düşük genliklerde kısmi diferansiyel denklemin çözümünde zaman adımının çok küçük seçilmesini gerektirmesidir. Hesaplama sonucunda elektrik alan üssü 22 bulundu. Bu, yazarların gerçekleştirdiği nümerik değere ($n = 21$) çok yakındır. İki değerin farklı çıkmasının araştırmacıların kullandığı kritik akım bağlılığından kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 26. Gömöry vd., (2013) tarafından sunulan deneysel veriler ile **A**-*V* formülasyonuna dayalı hesaplama yöntemi kullanılarak elde edilen sayısal sonuçların karşılaştırılması.

3.4.2 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 (Ainslie H-formülasyon, www.htsmodeling.org). 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 2.2 ile verilmektedir. Hesaplamalarda kritik akımın alan bağlılığı ihmal edilmektedir.



Şekil 27. 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.

Tablo 6. 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	$\sim150\times R_{cc}\ w_o$
N	Sarım sayısı	20
f (s^{-1})	Uygulanan akımın frekansı	1, 50, 100, 1000
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alanı	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	25

Şekil 27'de **H**-formülasyonu kullanılarak Ainslie tarafından elde edilen kayıp eğrisi ile bizim geliştirdiğimiz kayıp eğrileri verilmiştir. Ainslie tarafından verilen veriler özel bir program vasıtasıyla çıkartıldı ve grafiği çizdirildi. Hesaplamalarda aynı şekilde akım sinüzoidal olarak uygulanmakta, her bir akım genliğine ait kayıp değerleri Denklem 2.18 kullanılarak hesaplanmaktadır. Denklem 2.1 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.

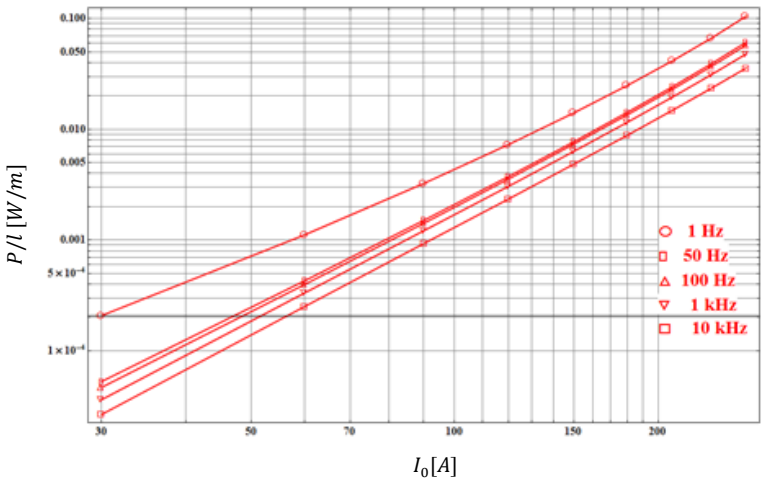
Şekilden de görüleceği üzere geliştirilen yöntem orijinal **H**-formülasyonunun sonucunu yüksek transport akım genlikleri için türetebilmektedir. Düşük akım genliklerinde ise bu şekilde görülmemektedir ama grafik Log-Log ölçeğinde çizdirildiğinde yine sonuçların bir miktar uyumsuz olduğu görülmüştür. Bu zaman ayrıklaştırılmasında adım sayısı artırılarak giderilebilir. Ancak her iki yöntem de çok düşük akım genliklerinde, kritik değerinin %10 civarında, çok tutarlı sonuçlar vermeyebilir.

3.4.3 Uygulanan Akım Frekansının Süperiletken Bobinlerin AA 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 (Wang vd., 2016; Sheikh vd., 2011; Zermeno, 2012; Keysan vd., 2011, 2013). Aynı şekilde indüksiyon ısıtıcıları çok yüksek frekanslarda işlev görmektedir (Choi vd., 2014; Liv d., 2015). Bunun yanında süperiletken kullanılarak tasarlanan kablosuz güç aktarım sistemleri RF bölgesinde işlev görmektedir (Hyoung vd., 2014). Süperiletken bobinlerin AA kayıplarına frekansın etkisi hem teorik hem de deneysel olarak yoğun bir biçimde çalışılmaktadır (Grilli vd., 2014; Sirois ve Grilli, 2015). 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 fresans tepkisine maruz kalan süperiletken bobinlerde kayıpların nasıl ve ne oranda değiştiğini ortaya çıkarmak ve bu kayba neden olan fiziği ortaya koymaktır.

Hesaplamalarda Şekil 24'teki gibi bir bobin yapısı dikkate alındı ve hesaplamalar iki boyutta ve silindirik koordinatlarda gerçekleştirildi. Bobinle *rz*-düzleminde yatmakta ve akım φ-düzlemi boyunca akmaktadır. Süperiletken şeritlerin geniş düzlemi *z*-yönüne paralel şekilde bulunmaktadır. Benzeşimlerde kullanılan parametreler, deneysel sonuçlarla doğrulandığı için Tablo 6'da verilen parametrelerle aynıdır. Aynı şekilde örgüleme, çözümleyici parametreleri için uygulanan prosedürler ve parametreler bir önceki bölümde verilenler ile aynıdır.

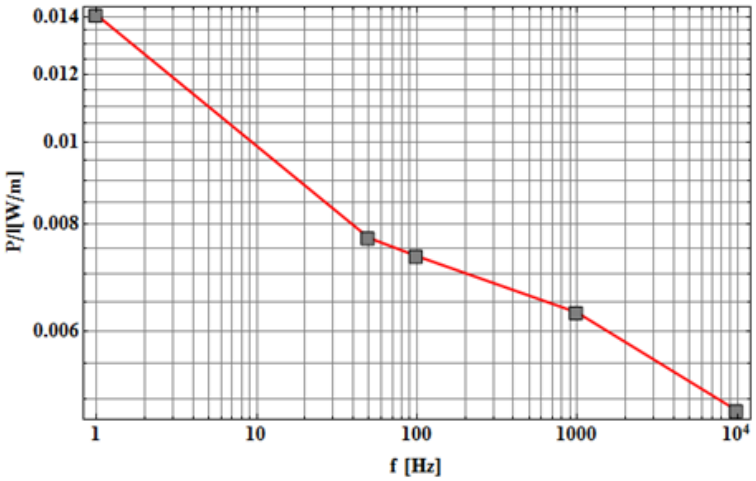


Şekil 28. Farklı frekanslar için **A**-*V* formülasyonuna dayalı yöntem kullanılarak hesaplanan kayıp eğrileri.

Şekil 28'de farklı frekanslar için geliştirilen **A**-*V* formülasyonu kullanılarak elde edilen kayıp eğrileri gösterilmiştir. Kayıp eğrilerini elde etmek için Denklem 2.1 ile verilen Ampere denklemi Denklem 3.18 ile verilen sınır şartı ve Denklem 3.17 ile verilen bobinin her bir sarımından eşit

akım geçmeli sınırlaması kullanılarak çözdürüldü. Çözümler elde edildikten sonra kayıp eğrileri Denklem 3.8 ile verilen kayıp formülü ile hesaplandı.

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 1 kHz dekinden yaklaşık %35 daha fazladır. Düşük akım genliklerinde 1 Hz'deki transport akım kaybı diğerine göre %12 daha fazla çıkmaktadır. Şekil 29'da akımın genliği $I_c/2$'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 kaybın frekans veya zaman üzerinden ortalamasının alınması gerekmektedir.



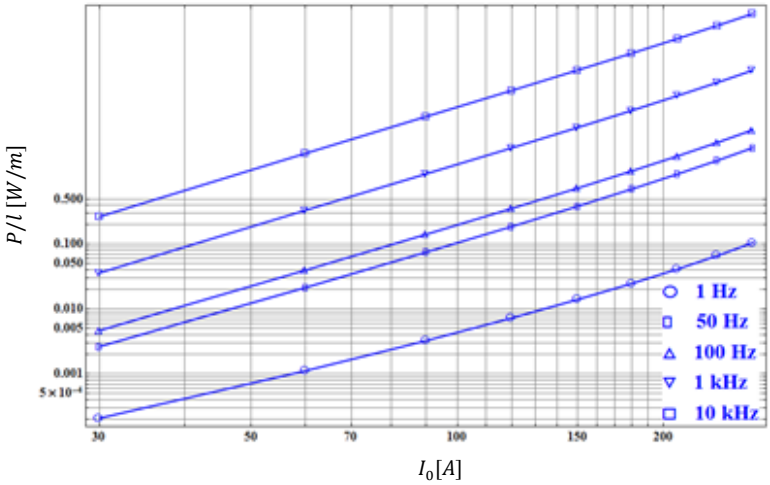
Şekil 29. Frekansa karşı hesaplanan Alternatif akım kayıplarının değişimi.

Şekil 30'da frekans ortalaması alınarak hesaplanan kayıp eğrileri gösterilmiştir. Frekans ortalamaları,

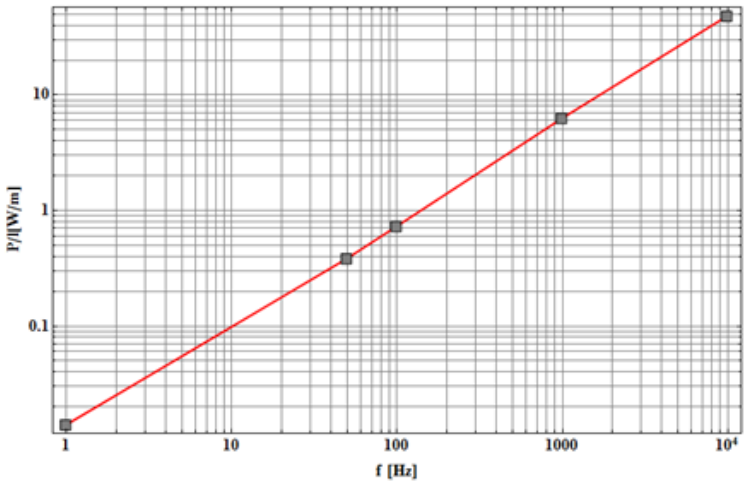
$$P_t = \frac{1}{T}\int_{T/4}^{5/4T} dt \iint (2\pi r) J_\varphi E_\varphi dA \tag{3.19}$$

denklemi kullanılarak hesaplandı. Kayıpları hesaplamak için COMSOL verilerini başlangıç değeri olarak kullanan ve zaman integrasyonu gerçekleştiren bir önceki bölümde verilene benzer bir Mathematica kodu yazıldı. Şekilden de görüldüğü gibi frekans arttıkça kayıp artmaktadır. Kritik akımın yarısında yani $I_0 = I_c/2$ değeri için 1 Hz ile 10 kHz değerini alırsak. Frekans 10000 kat artarken kayıp yalnızca yaklaşık 3500 kat artmaktadır. Bu sonucu daha net

görebilmek için Şekil 31'de kayıp değerleri frekansın fonksiyonu olarak çizdirildi. Çizimler aynı şekilde yalnızca $I_0 = I_c/2$ 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 doğrusal 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, kayıpların aynı frekansta bütün genliklerde hemen hemen aynı oranda değişmesidir. Yani, aynı frekansta düşük ve yüksek genlikteki kayıp hemen hemen aynı oranda değişmektedir. Bunun nedeni, her akım genliği için süperiletken sargılar etrafında oluşan manyetik basıncın hemen hemen aynı olması olabilir.



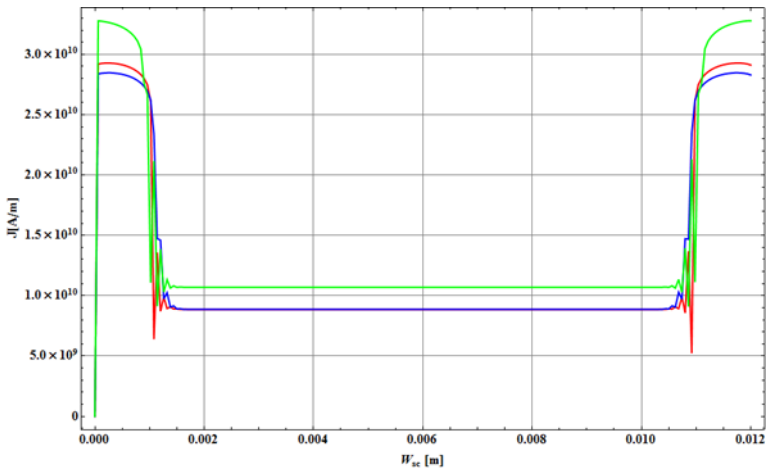
Şekil 30. Farklı frekanslar için uygulanan akımın maksimum genliğine karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp.



Şekil 31. Frekansa karşı zaman ortalaması alınarak hesaplanan kayıp değerleri.

Süperiletken bobinlerin alternatif akım kayıpları üzerine frekansın etkisini nitel olarak açıklamak için Şekil 32 çizdirilmiştir. Burada üç farklı frekans için bobinin ortasındaki (5. tabaka) süperiletken şerit üzerinde indüklenen akım dağılımlarının bir boyutlu çizimini verilmektedir ve akım yoğunluğu φ yönündeki J_φ 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 uçlarından geçen akım miktarı ile daha geniş olan homojen bölgeden geçen akım miktarı toplandığında hemen hemen aynı değerdedir. Şeritlerin uç bölgesinde dar bir bölgede daha çok akım akmaktadır. Bunun nedeni, şeritlerin uçlarının diğer şeritlerden ve bobinin tamamından gelen öz (self) manyetik alana daha fazla maruz kalması ve dolayısıyla daha fazla Eddy akımı indüklenmesidir. Frekans arttıkça ayrıca, hem bölgenin genişliği azalmakta 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 $J_c = I_c/(w_{sc}\, h_{sc}) = 2.5 \times 10^{10}\ \mathrm{A/m^2}$ mertebesindedir. 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 karşılaşılmaktadır (Grilli ve Pardo, 2010). 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.

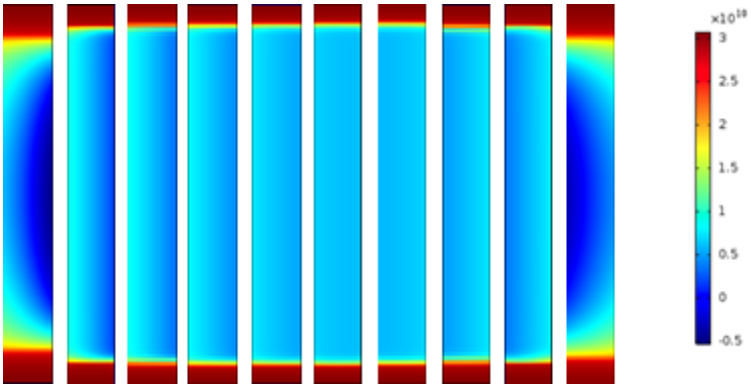


Şekil 32. Farklı frekanslar için süperiletken bobinin merkezindeki sargılarda oluşan akım dağılımı.

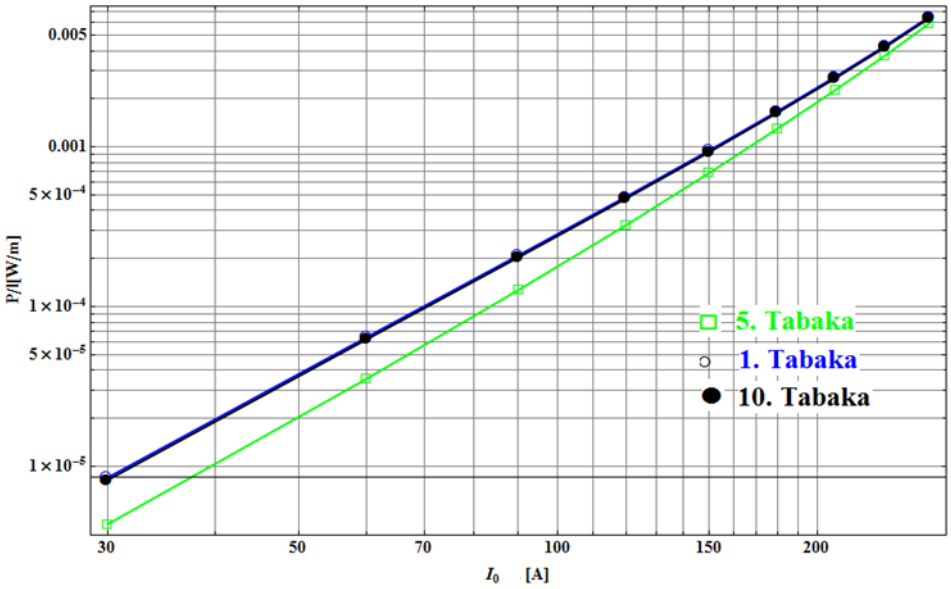
Şekil 32'de dikkat çekilmesi gereken bir diğer nokta ise köşelerdeki akım cephelerinde oluşan keskin dalgalanmalar. Bu dalgalanmalar, tamamen sayısal ayarlamalardan kaynaklanmaktadır. Bu dalgalanmaları giderebilmek için ya iki periyot arasındaki adım sayısını

ya da toleransı çok düşürmek gerekir ki her iki durumda da dalgalanmalar azalmakta, ancak 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 33'te 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 birbirini yok ederken dıştaki şeritlerde yok olmamaktadır. Dolayısıyla akım artışı için zıt eddy akımı indüklenmektedir. Bu sonuç literatürdeki sonuçlar ile uyumludur (Pardo, 2008; Hong vd., 2011). 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 birbirleri 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.

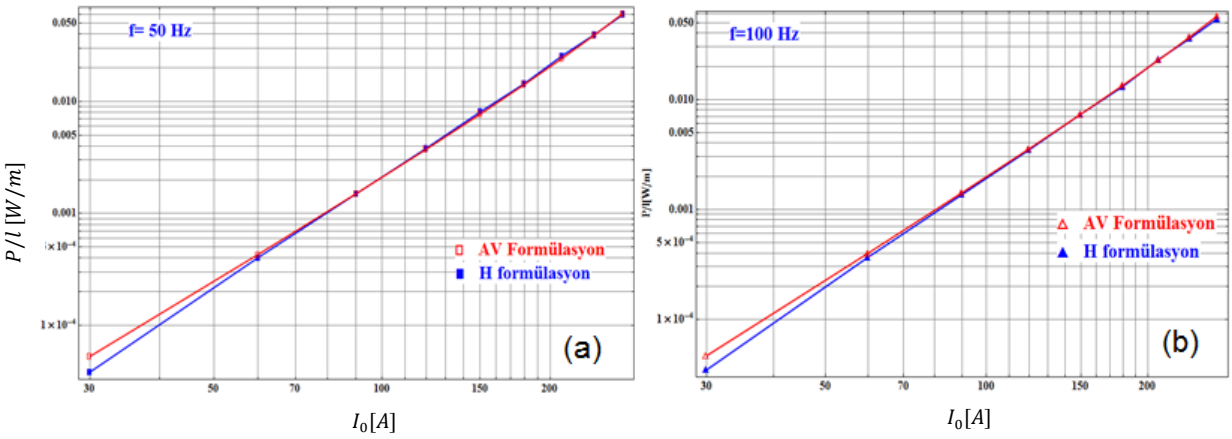


Şekil 33. f= 50 Hz ve I_a=150 A akım maksimum değeri için bobininin sargılarını oluşturan süperiletken şeritlerdeki akım dağılımlarının iki boyutlu çizimi.



Şekil 34. *f*=50 Hz için en dış tabakalar ile ortadaki tabakada oluşan kayıpların uygulanan akım genliğine bağlılığı.

Şekil 34'te tabakalarda oluşan kayıplar uygulanan transport akımın fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Hesaplamalar *f*=50 Hz'de gerçekleştirildi ve daha yalın yorum yapabilmek için yalnızca 1., 5. ve 10. tabakalar dikkate alındı. Şekilden de görüldüğü gibi, en çok kayıp en dış tabakalarda yani 1. ve 10 tabakalarda, en düşük kayıp ise en içteki tabakada meydana gelmektedir. Bunun nedeni, dış tabakaların diğer tabakalardan gelen öz manyetik alana daha fazla maruz kalmasıdır. Bunun sonucu olarak bu tabakalardan akan akımlar süperiletken şeritlerin içerisine daha çok girmektedir (Şekil 33). Bu durum, histeresis kayıplarını artırmaktadır. Grafikten görülen bir diğer ilginç nokta ise düşük akımlarda (yani I_0=30 A için) 1. ve 10. tabaka ile 5. tabakadaki kayba bakıldığında, bu tabakadaki kaybın diğerlerine göre %50 daha düşük olmasıdır. Oysa, yüksek akım genliğinde ise kayıplar hemen hemen eşittir. Bu, yüksek akım genliklerinde uçlarda indüklenen akımın her tabaka için daha homojen olmasından kaynaklanabilir.



Şekil 35. İki farklı frekans için (a) **A**-*V* ve (b) **H**-formülasyonuna dayalı geliştirilen yöntemlerin kayıp eğrilerinin karşılaştırılması.

Şekil 35'te 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.

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

Süperiletkenlerde ana amaç histeresis akım kayıplarının doğru olarak hesaplanması olmasına kaşın, 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 (Stavrev ve Dutoit, 1998; Stavrev vd.,1998). Düşük frekanslarda süperiletkenlerdeki toplam kayba girdap akım kayıplarının etkisi (Stavrev vd.,1998; Paasi vd., 1996) ya da süperiletken bobinlerde bile (Magnusson, 2001) çok düşük olarak bildirilmiş ve pek çok çalışmada bu kayıplar ihmal edilmiştir (Majoros vd., 2007; Duckworth vd., 2005). Bu, hem Ag ile kaplanmış Bi- tabanlı iletkenlerde (Stavrev vd.,1998; Magnusson, 2001) hem de Cu stabilizatörlü YBCO kaplı iletkenlere uygulanabilir (Müller, 1997; Duckworth vd., 2005).

Süperiletken tabakanın kalınlığı 0.6 μm ve bakır stabilizatörün genişliği ise 50 μm olan ve genişliği 1 cm olan bir YBCO şeritte 77 K ve 260 A'de, 60 Hz frekanslı sinüzoidal akımın tepe değerinde histeresis kaybı 380 mW/m'dir. Oysa buna karşılık gelen girdap akım kaybı ise 5 mW/m olarak hesap edilmiştir (Stavrev, 2002). 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}) Tonsho vd., (2004) tarafından hesaplanmıştır ve şöyle bir ifade çıkartılmıştır:

$$P_{eddy} = \frac{\mu_0^2}{\pi}\frac{twf^2}{\rho} I_c^2 h(i) \tag{3.20}$$

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}'tir. Detaylar için Tonsho (2004)'e bakılabilir. Bu formülden stabilizatördeki girdap akım kayıplarının frekansın karesi ile doğru, normal metalin direnci ile ters orantı olduğu sonucu çıkarılabilir. Ayrıca, çok büyük oranda uygulanan akımın genliğine bağlıdır.

Analiz biraz daha derinleştirilirse, gerçekçi operasyonel kritik akımın oldukça altında olan değerlerde girdap akım kayıpları histeresis akım kayıpları mertebesindedir. Bi-tabanlı Ag kaplı şeritlerde girdap akım kayıpları, 77 K sıcaklığında ve 60 Hz akım frekansında akım $0.1I_c$ iken toplam kaybın %30'unu teşkil ederken, $0.8I_c$ değerinde bu oran %1'lere kadar inmektedir. Buna ek olarak, düşük akımlarda flamanların sipral biçimde sarılması, girdap akım kayıplarına katkıyı toplam kaybın %5 ile %30 arasında değiştirmektedir. Bir matristeki girdap akım kayıpları asla sıfırlanmayacağını unutmamak gerekir, hatta pek çok durumda frekansa bağlı olarak toplam kayba belli oranda katkı sağlayabilir (Friend vd., 1999).

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

$$P_{top} = P_{dir} + P_{his} + P_{eddy} \tag{3.21}$$

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:

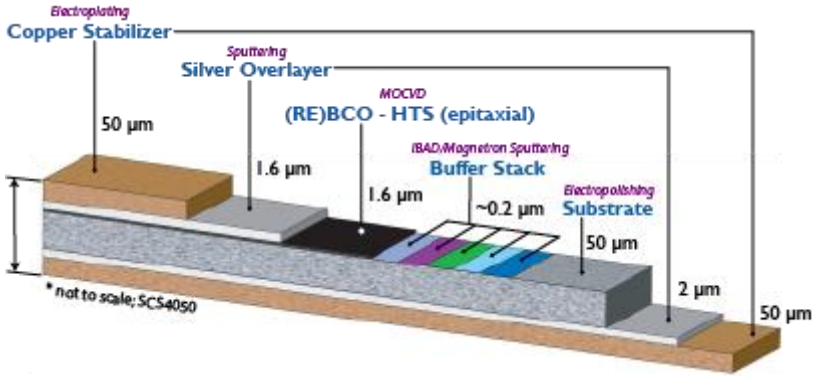
$$Q(f) = Q_{his} + \frac{P_{dir}}{f} + C_{eddy} f \tag{3.22}$$

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, süperiletken bölgelerde Ag gibi yüksek iletkenliğe sahip malzemeler kullanılmak zorundadır. Bu durumda, bu malzemelerdeki girdap akım kayıplarını önlemek gerçekten zor olmaktadır. Friend vd. (1999) tarafından yapılan çalışmada yazarlar

tek bir flamandan 55 flamana kadar Bi-2223/Ag şeritlerde kayıp ölçümleri gerçekleştirmiş ve Denklem 3.22'de verilen C_{eddy} çarpanını bulmuşlardır. Onların incelediği frekans bölgesi 59-2500 Hz arasında idi. Bununla birlikte, gümüş matriste kayıpları öngörebilmek için FEM hesabı da gerçekleştirmişlerdir. Modelle hesabı Denklem 3.20 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 36'da 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, kırılgan olan süperiletken tabakanın mekanik dayanımı artırır ve aynı zamanda ani bir sıcaklık yükselmesinde veya "quenching" durumunda süperiletken akımın taşınmasına neden olabilir.

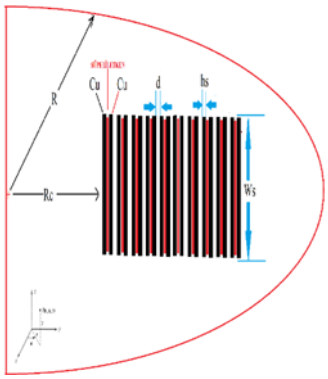


Şekil 36. Superpower firması tarafından üretilen bakır stabilizör ile güçlendirilmiş süperiletken şeritler.

Bu bölümün amacı, geliştirilen hesaplama yöntemi kullanarak alternatif akım uygulanan süperiletken bobinlerde şeritlerdeki bakır tabakada oluşan kayıpların bobinlerin kaybına ne oranda etki 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 hesaplamanın kolay bir yolu yoktur. Bu bölgede kaynaklanan kayıpları doğru olarak ön görebilmek şüphesiz şeritlerin dış stabilizörleri için uygun malzeme seçiminde yol gösterici olabilir.

Önceki bölümlerde anlatıldığı gibi silindirik koordinatlarda gerçekleştirilen hesaplamalarda kullanılan bobin kesit alanı Şekil 37'de gösteriliyor. Bobinler *rz* düzleminde yatmakta ve akım φ ekseni boyunca yalnızca süperiletken tabakada akmaktadır. Cu stabilizör 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 fark yoktur. Az sarımlı bobinlerde etkileşimleri görmek daha kolaydır. Benzeşimler için fiziksel ve geometrik parametreler Tablo 7'de verilmektedir.



Şekil 37. Bakır stabilizatörlü kaplı iletkenlerden tasarlanan süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model.

Tablo 7. Bakır stabilizörde 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	$\sim150\times R_{cc}\ w_o$
N	Sarım sayısı	10
f (s^{-1})	Uygulanan akımın frekansı	1, 50, 100, 1000
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alanı	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. Üretilen akı dolayısıyla, elektromanyetik alan indükleyecektir. Alandan dolayı kaplı iletkenlerin dışında sarılı bakır iletken üzerinde akım

indüklenecektir ve akım, bobin çıkışına bir katkıda bulunmayıp ısı olarak açığa çıkacaktır. Bu tip enerji kaybına eddy akım kayıpları denir ve 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 oluştuğu ön görüldü.

Genellikle literatürde girdap akımlarından dolayı bakır tabakalarda oluşan kayıplar ihmal edilmektedir. Ancak, 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,

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\, \mu_r\, f}} \tag{3.23}$$

şeklinde değişmektedir. Burada σ iletkenlik, μ_r boşluğun geçirgenliği ile çarpılan nispi geçirgenlik ve f uygulanan alanın veya akımın frekansıdır.

Hesaplamalarda bobin sargılarının süperiletken kısımlarının özellikleri Denklem 3.15 ve 3.16 ile tanımlandı. Her tabakada geçen akımı eşitlemek için Denklem 3.16'daki potansiyel hız değişkeni durum değişkeni olarak tanımlandı. Bakır stabilizatörün fiziksel özellikleri için sıcaklığa bağlı doğrusal iletkenlik şu şekilde tanımlandı:

$$\sigma(T) = \frac{1}{\rho_0\big(1 + \alpha(T - T_0)\big)} \tag{3.24}$$

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 8'de verilmektedir.

Tablo 8. Bakır için kullanılan parametreler.

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

Şekil 38'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 ve oluşan kayıplar ayrı ayrı hesaplandı. Süperiletken kısımda oluşan kayıp için anlık kayıplar dikkate alınırken, kaybın zaman ortalaması dikkate alınmadı. Cu stabilizatördeki kayıplar şu formülle hesaplandı (COMSOL):

$$P_{cu} = \frac{1}{S}\iint \frac{J^2}{2\sigma}\, dS \tag{3.25}$$

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

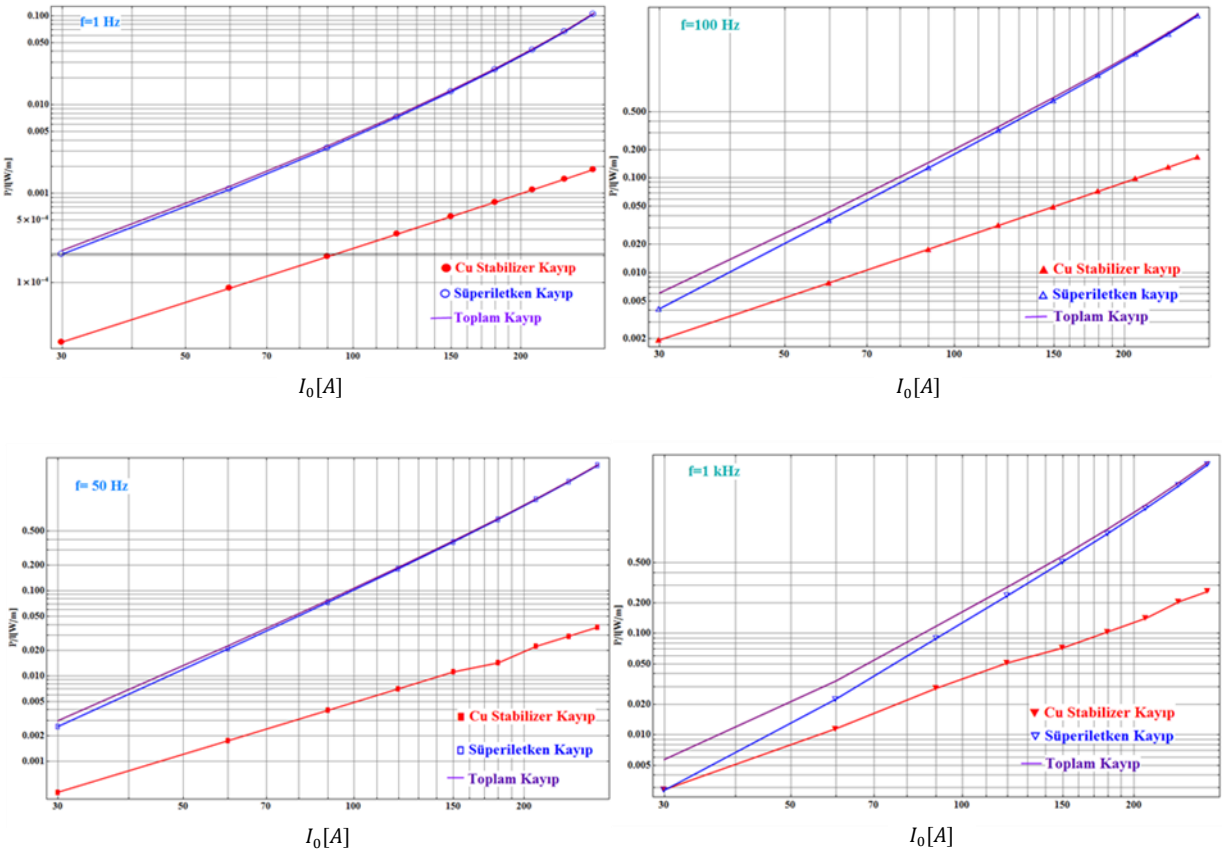
$$P_g = \sum_{i=1}^{2N} (P_{cu})_i \tag{3.26}$$

ifadesi ile bulunabilir. Toplam üst sınırı 2*N* iletkene iki Cu stabilizatör olmasından gelmektedir.

Şekil 38'de görüleceği üzere frekansın değişimi hem süperiletken kısımda hem de Cu stabilizatör kısımlardaki AA kayıplarını değiştirmiştir. Düşük frekanslarda stabilizatörlerdeki kayıplar çok düşük iken yüksek frekanslarda son derece yükselmektedir. Bu, frekans arttıkça süperiletken kısımda indüklenen akımın oluşturduğu akının zamana göre değişimi olan elektromotor kuvvetin artmasından kaynaklanmaktadır. Uygulanan akımın frekansı *f*=50 Hz olduğu durum dikkate alınırsa, 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 $I_0 \approx 0.8 I_c$ civarındaki durum oldukça faklıdır. Bu durumda $P_{SC}/P_{Cu} \approx 33$ 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 gerekmektedir. Oysa, yüksek akım altında işlev görülen durumlarda ise kayıplar daha ziyade süperiletken kısımdan gelmektedir. Bu durum özelikle 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. $I_0 \approx 0.1 I_c$ olduğu durumlarda $P_{SC}/P_{Cu} \approx 710$ kat daha fazla iken $I_0 \approx 0.8 I_c$olduğu durumlarda $P_{SC}/P_{Cu} \approx 40$ kat daha fazla olmaktadır. Bu, sargıların içerisinde yan yana düşen iki bakır stabilizatörde indüklenen akımların birbirine uygulayacakları öz alanların düşük akım genliklerinde birbirlerini yok etmeyip yüksek akım genliklerinde azaltıcı etki göstermesinden kaynaklanabilir. Bu teknik

açıdan önemli bir sonuçtur. Zira, yüksek frekanslarda çalışan indüksiyon ocakları, süperiletken bobinler kullanılarak tasarlanabilir. Yüksek akım genliklerinde süperiletken tabakada oluşan kayıplar ile bakır stabilizatörden gelen katkılar birbirlerini dengelemektedir.



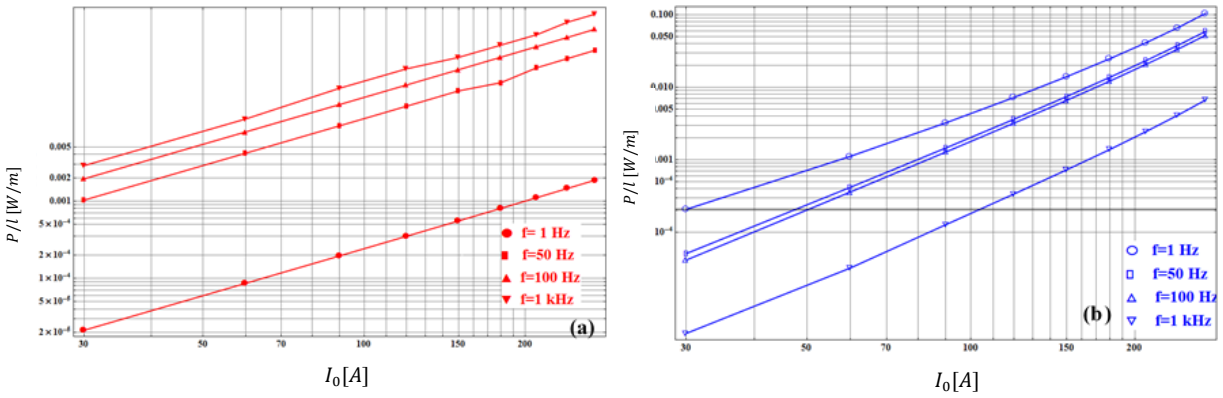
Şekil 38. Uygulanan akımın farklı frekansları için Cu stabilizatörlü YBCO kaplı iletkenlerinden sarılmış bobinlerde oluşan akım kayıplarının karşılaştırılması. Düşük frekanslarda Cu stabilizatörlerdeki girdap akım kayıpları süperiletkendeki kayıplara göre çok düşük iken, yüksek frekanslarda çok daha yüksek olmaktadır.

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 karşılaştığından Ohmik ısınma meydana gelmektedir. Düşük ve yüksek akım genliklerinde kayıpların faklı oluşunun bir nedeni bu olabilir.

Şekil 39'da süperiletken bölgelerde oluşan transport AA kayıpları ile bakır sargılarda meydana gelen girdap akımı kayıplarının frekansa göre karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 39(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 olabilir. Azalma daha ziyade doğrusal olarak gerçekleşmektedir. Bu değerleri uygulanan akımın frekansı ile çarpmak gerektiğinden, aslında bir artış olacaktır.

Şekil 39(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 kayıpların çok hızlı artmasıdır. Bunun nedeni, Denklem 3.20'ye bakılarak anlaşılabilir: Frekans arttıkça indüklenen akımın nüfuzu azalmakta, akımın girme derinliği azaldığı ve çok dar bölgede yüksek miktarlardaki akım dolaşmaya zorlandığı için karşılaşacağı dirençten dolayı kayıplar artmaktadır. Ayrıca, kayıp düşük frekanslarda çok düşük, yüksek frekanslarda ise oldukça yüksektir. Bunun nedeni, kaybın uygulanan frekansın kare köküyle 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.



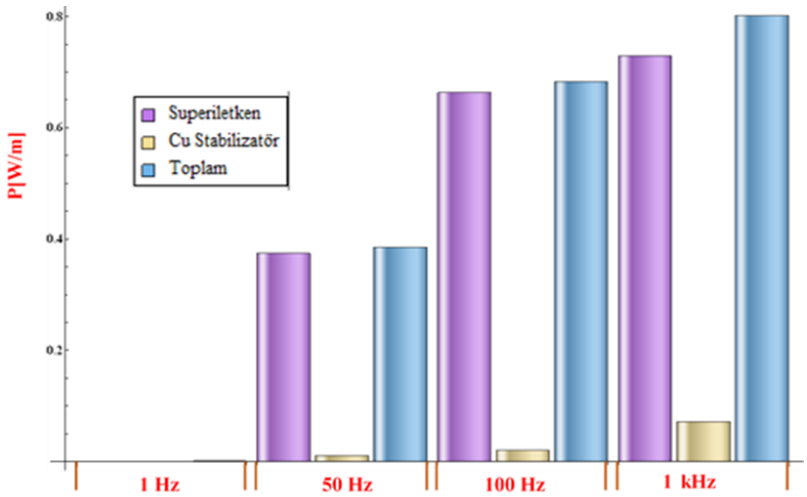
Şekil 39. Farklı frekanslar için (a) Cu stabilizatörlerde meydana gelen akım kayıpları ve (b) süperiletken tabakalarda meydana gelen toplam akım kayıpları.

Şekil 40'ta uygulanan akımın genliği I_0=150 A seçilerek f=50 Hz için süperiletken (P_{sc}), Cu stabilizatör (P_{cu}) ve toplam (P_{top}) akım kayıplarının birbirine göre karşılaştırılması verilmektedir. Burada toplam kayıplar:

$$P_{top} = P_{sc} + P_{Cu} \tag{3.27}$$

denklemi ile hesaplanmıştır. Şekilden görüleceği üzere, süperiletken bölgedeki kayıplar doğrusal olarak değişirken Cu stabilizatör üzerindeki kayıplar parabolik 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 40. *f*=50 Hz için süperiletken bobinlerde süperiletken bölgedeki, Cu stabilizatör bölgedeki ve toplam kayıpların karşılaştırılması.

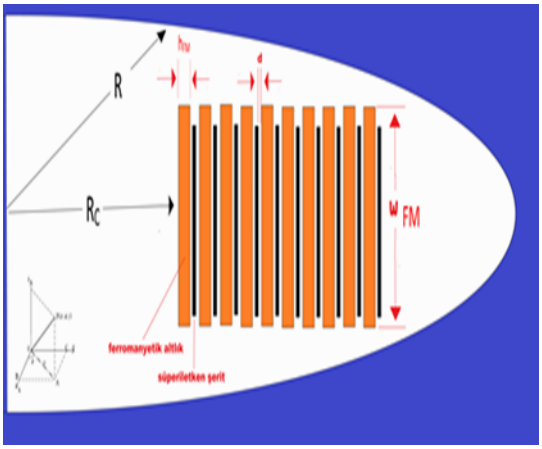
3.4.5 Süperiletken Bobin Sarımlarında Kullanılan Şeritlerdeki Manyetik Altlığın Alternatif Akım Kayıplarına Etkisi

Bu bölümde AA kayıpları üzerine transport altlığın etkisi detaylı araştırıldı. Şekil 41'de gösterilen birbirleriyle elektriksel olarak etkileşmeyen toplam 10 tane şeritten oluşan bobin yapısı incelenmiştir. 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, zayıf manyetik 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 arasından karşılaştırma yapabilmek ve hesaplamaları basitleştirmek için sabit J_c yaklaşımı yapılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan geometrik ve fiziksel parametreler Tablo 9'da verilmiştir.

RABITS YBCO kaplı iletkenin Ni-W ferromanyetik altlığın nispi manyetik geçirgenliğinin alan bağlılığını hesaba katmak için, Ainslie (2010) tarafından sunulan ve Miyagi vd., (2008) tarafından verilen deneysel sonuçlara dayanan fit fonksiyonu kullanıldı. Nispi manyetik geçirgenliğin alan bağlılığı şu şekilde verilir (Ainslie, 2010):

$$\mu_r(B) = 1 + 30600\left(1 - \exp\left[-\left(\frac{B}{295\,\mu_0}\right)^{2.5}\right]\right)\left(\frac{B}{\mu_0}\right)^{-0.81} + 45\left(\exp\left[-\left(\frac{B}{120\,\mu_0}\right)^{2.5}\right]\right) \quad (3.28)$$

Burada μ_0=4π×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.



Şekil 41. Ferromanyetik altlıklı, kaplı-iletkenlerden tasarlanan süperiletken bobinlerin elektromanyetik hesaplamaları için kullanılan model.

Tablo 9. 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	~150×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

Süperiletken bölgedeki histeresis kayıp (P_{SC}) akım yoğunluğu dağılımı (J) ile elektrik alan dağılımı E'nin çarpımın YBCO tabakanın kesit alanı üzerinden integrali alınarak hesaplanabilir. Ferromanyetik altlık için ilave bir kayıp (P_{FM}) ortaya çıkarmaktadır. Bu kayıp Nguyen vd. (2010) tarafından verilen fit fonksiyonu kullanılarak hesaplanabilir. Aynı şekilde kayıpları hesaplamada kullanılan fit fonksiyonu da Miyagi vd. (2008) tarafından verilen deneysel sonuçlara dayanır. Ferromanyetik kayıp altlık üzerindeki manyetik akı yoğunluğunun maksimum değeri (B_m) kullanılarak şu şekilde hesaplanabilir (Nguyen vd., 2010):

$$P_{FM}(B_m) = \begin{cases} 4611.4B_m^{1.884} & , \quad B_m \leq 0.164 \\ 210(1-\exp(-1.65B_m)^4), & B_m > 0.164 \end{cases} \tag{3.29}$$

Fit fonksiyonu, manyetik alanın çok küçük ya da çok büyük olduğu nispi geçirgenlikler için makul sonuçlar türetecek şekilde seçilmiştir. Güçlü manyetik altlık için, oda sıcaklığında ve 77 K'de nispi geçirgenlik arasında önemli fark yoktur. Güçlü nispi geçirgenliğin alan bağlığı için,

$$\mu_r(B) = 1 + 120\,000\left(1-\exp\left[-\left(\frac{B}{70\,\mu_0}\right)^{2.5}\right]\right)\left(\frac{B}{\mu_0}\right)^{-0.99} \tag{3.30}$$

ifadesi kullanılabilir.

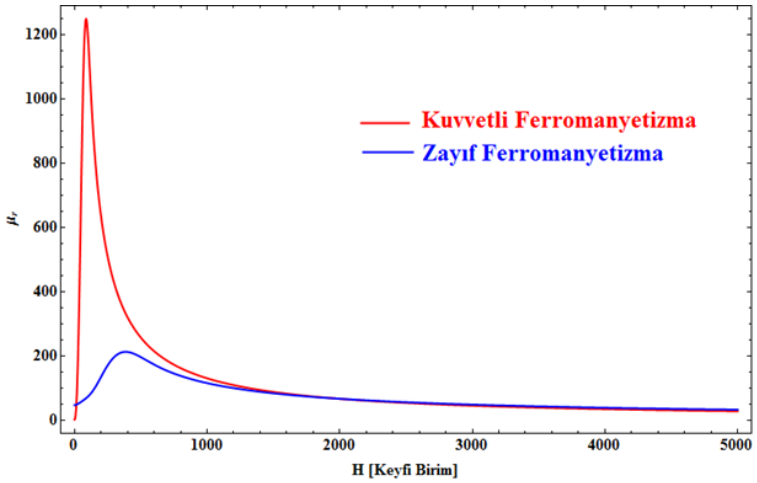
Kuvvetli ferromanyetik altlıklı malzemeler $B_m \cong 1.7\ T$ ve zayıf manyetik altlıklı malzemeler ise $B_m \cong 0.25\ T$'da doyuma gelmektedir. Şekil 42'de manyetik alanın fonksiyonu olarak zayıf ve güçlü nispi geçirgenliğin karşılaştırılması görülmektedir. Özellikle düşük alan genliklerinde nispi geçirgenlik çok artmış, yüksek alan genliklerinde önemli ölçüde zayıflamıştır. Güçlü manyetik altlık için ilave ferromanyetik kayıp aynı şekilde Miyagi vd. (2008) tarafından yayınlanan deneysel verilere dayalı aşağıdaki fit fonksiyonu kullanılarak hesaplanabilir:

$$P_{FM}(B_m) = \begin{cases} 171.2B_m^{1.884} & , \quad 0.1 \leq B_m \leq 1.53 \\ 375(1-\exp\left[-\left(\frac{B_m}{1.407}\right)^{6.787}\right]), & B_m > 1.53 \end{cases} \tag{3.31}$$

Aynı şekilde, ferromanyetik altlığın maruz kaldığı manyetik akı yoğunluğunun maksimum değerleri COMSOL Multiphysics ortamında her altlık için hesaplatıldı ve sonuçlar kullanılarak Mathematica ortamında kayıpları hesaplayan kod 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 oranda iletkenlik tanımlanmıştır.

Hem süperiletken tabaka hem de ferromanyetik altlığın bulunduğu bölgeler elle örgülenmiştir. Haritalandırılmış örgü tekniği kullanılmıştır. Süperiletken bölgeler yatayda 120, düşeyde 4 dilime, ferromanyetik bölgeler ise yatayda 120, düşeyde 8 dilime ayrılmıştır. Diğer tüm bölgeler serbest üçgensel örgülenmiştir. Toplam örgü sayısı 43792 olarak tespit edilmiştir.



Şekil 42. Denklem 3.28 ve 3.30 ile verilen zayıf ve kuvvetli ferromanyetik altlıklar için nispi geçirgenliğin (μ_r) manyetik alan şiddeti ile değişimi.

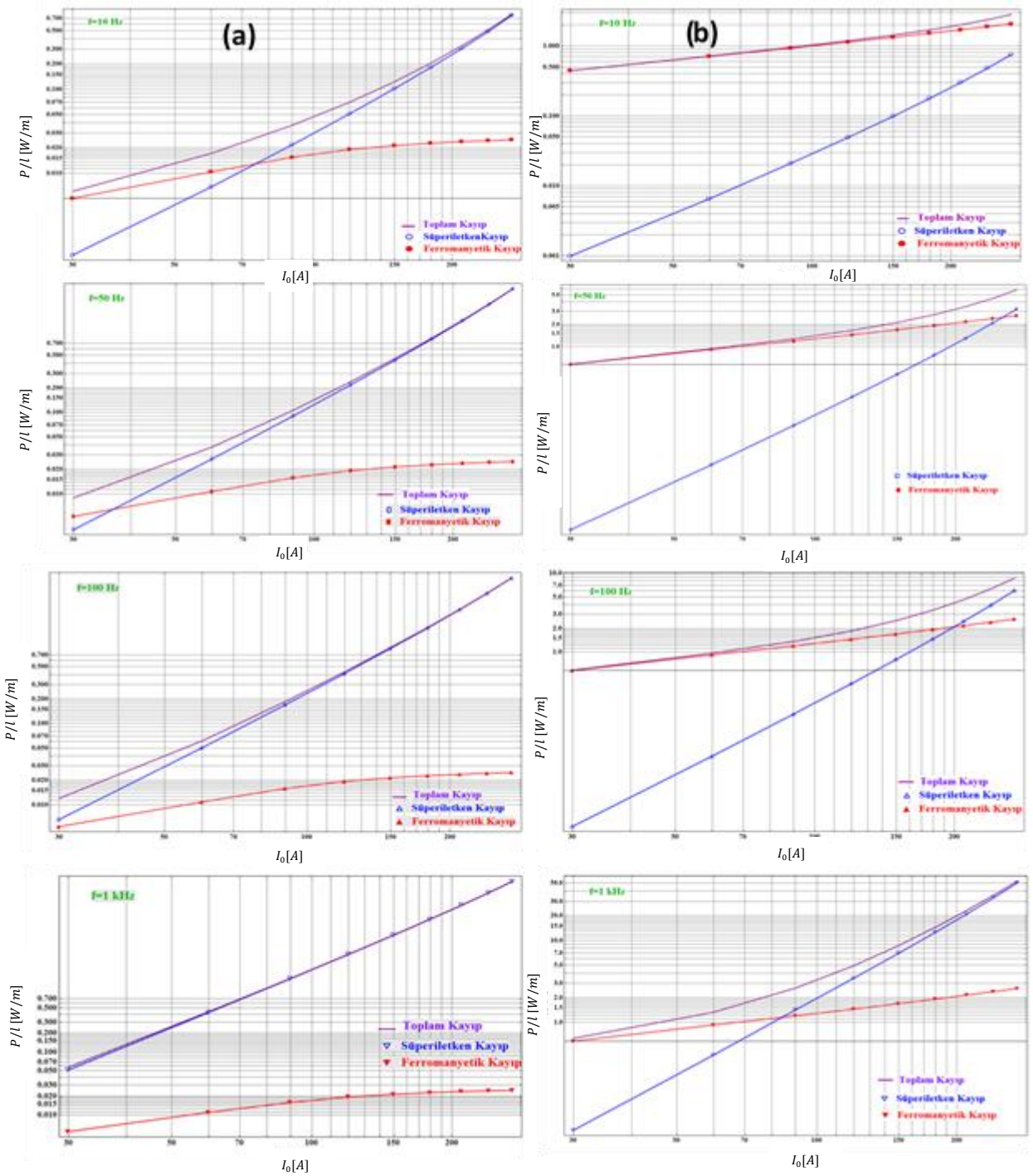
Ferromanyetik bölgelerin Denklem 3.29 ve 3.30 ile verilen nispi geçirgenlikleri doğrudan programa girme olanağı olmadığı için, COMSOL paketinde analitik fonksiyon olarak tanımlanmışlardır. Burada dikkat edilmesi gereken hususlar: $i)$ μ_r fonksiyonu tanımlanmasında *H* manyetik alan şiddeti yerine, manyetik akı yoğunluğu *B* kullanılmalı, $ii)$ üstel ve kesir ifadelerinde ortaya çıkan ıraksamalar için $\Delta B \sim 10^{-3}$ 'ten az olmamak kaydıyla, ilave bir küçük sabit eklenmelidir. Bir diğer önemli nokta ise akım uygulanması durumu için bir eğim fonksiyonu ile çarpılmalıdır. Bu durumda, uygulanan akım $I_a = \mathrm{ramp}(t).I_0 \sin(2\pi f t)$ 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 cephelerinde gözlenen dalgalanmaları da ortadan kaldıracaktır.

Hesaplamalarda dikkat edilmesi gereken bir önemli nokta ise çözümleyicide bağıl (relative) ve mutlak (absolute) tolerans değerlerinin ayarlanmasıdır. Bu değerler manyetik altlık kullanılmayan durum için ayarlanan 10^{-12} değerinden en az 10^{-2} kat daha düşük olmalıdır. Doğrudan çözümleyici (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 gerekir. Süpeiletken bobinlerin dışında kalan bölge yani, boşluğun geçirgenliği $\sigma \approx 10^3 - 10^5\ [S/m]$ arasında bir değer seçilebilir. Bu civarda bir değer süperiletken AA kayıplarında $\%1 - 2$ civarında bir değişime neden olmaktadır. Ancak, hesaplama süresi oldukça kısalmaktadır. 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 sonuçlar bir önceki bölümde sunulan manyetik altlıksız durum için ayrıca karşılaştırıldı. Transport akım tek bir şeridin kritik akım yoğunluğunun %10'u ile %90'ı arasında değişen oranlarda uygulandı. Şekil 34'te 10 sarımlık şeritten oluşan süperiletken bobin için farklı frekanslar için süperiletken, ferromanyetik malzeme ve toplam kayıpları karşılaştırılmaktadır. Hem süperiletken hem de ferromanyetik kayıplar için zaman ortalaması alınmıştır. Genellikle yüksek akım genliklerinde süperiletken tabakalardaki histeresis kayıpları daha baskın olma eğilimindedir. Ancak, histeresis kayıpları hem kullanılan altlığın tipine hem de uygulanan akımın frekansına bağlı olarak değişiklik göstermektedir. Manyetik altlığın bobinlere manyetik alan nüfuzunu artırdığı için kaybı da artırdığının altını çizmek gerekir. Manyetik altlık akım nüfuzunu artırmanın yanında, nüfuz ettiği bölgelerde manyetik akı yoğunluğunu da artırmaktadır. İlk bakışta şu göze çarpmaktadır: kullanılan altlık manyetizması ne kadar yüksek ise, bobinlerdeki alternatif akım kayıpları da o kadar yüksektir.

Şekil 43(a)'da zayıf ferromanyetik altlıklı şeritlerden sarılan bobinlerde oluşan kayıplar 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. Burada bir diğer nokta, düşük frekans ve akım genliklerinde ferromanyetik kaybın süperiletkende kayba göre daha baskın, yüksek akım genliklerinde ise süperiletken kayıplarının çok daha yüksek olmasıdır. Düşük akım genliklerinde kullanılan altlığın manyetik geçirgenliği çok yüksek değerlerde iken, daha yüksek akım genliklerinde ise manyetik geçirgenlik azalarak sabit bir değere doğru doyuma gitmektedir (Şekil 42). 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 ve kaybı artırmaktadır.



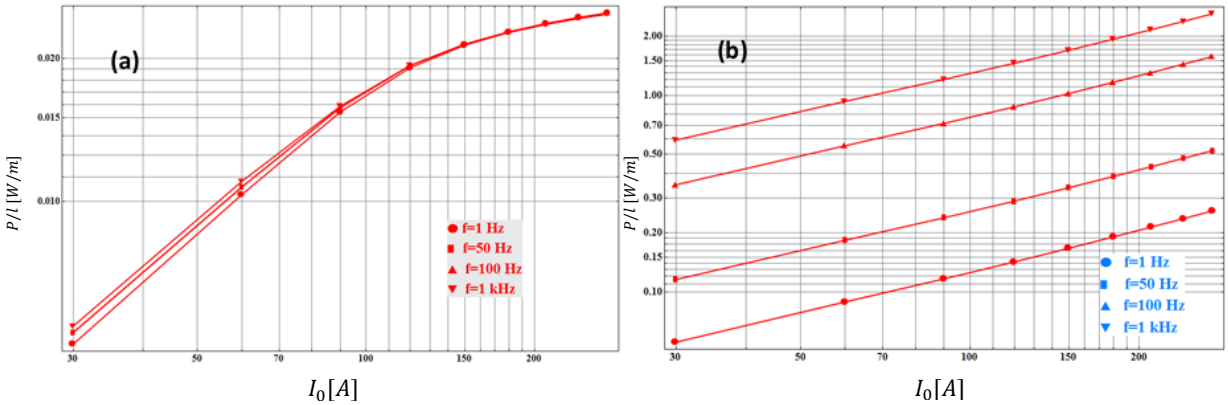
Şekil 43. (a) Zayıf ve (b) kuvvetli ferromanyetik altlık kullanılan durumlar için süperiletken, ferromanyetik malzeme ve toplam kayıplarının farklı frekanslar için karşılaştırılması.

Şekil 43(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 histeresis 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 histeresis kayıpları özellikle düşük frekans bölgesinde doğrusal bir biçimde artmaktadır. Düşük frekanslar için Denklem 3.25 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, $I_0 = 0.9I_c$ değerleri civarında, %80 daha fazla çıkmasıdır. Bunun nedeni, düşük frekanslarda hem süperiletken kayıplarının çok düşük olması, hem de ferromanyetik bölgedeki maksimum manyetik alan çok derinlere nüfuz etmesidir. Manyetik alanın altlığın daha içlerine doğru nüfuzu ferromanyetik kısımdaki kayıpları artırmaktadır.

Toplam kayıplar ele alındığında zayıf ferromanyetik altlık için düşük frekanslarda toplam kayıpların önemli kısmı düşük akım genliklerinde ferromanyetik kısımdan, yüksek akım genliklerinde ise süperiletken kısımdan gelmektedir. Yüksek frekanslarda ferromanyetik kayıplarının etkisi ihmal edilebilir düzeydedir. Toplam kayıpların pek çoğu süperiletken kısımdan gelmektedir. Fakat kuvvetli ferromanyetik altlık kullanıldığında durum farklıdır. Hem düşük hem de yüksek frekanslarda ferromanyetik kayıplar toplam kayıpları artırmaktadır. Çok yüksek frekanslarda altlığın doyuma ulaşmasından dolayı kayıplara etkisi sınırlı kalsa da yine de önemlidir. Bu, süperiletken bobinlerin kullanıldığı aygıtlar için çok önemlidir.

Şekil 44'te zayıf ve kuvvetli manyetik altlıklar için ferromanyetik kayıpların karşılaştırılması verilmektedir. Zayıf manyetik altlık kullanılan durumda frekans ile ferromanyetik kayıplar düşük alan genliklerinde çok az değişirken, yüksek akım 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 etkilenmemesinin nedeni altlığın nispi geçirgenliğinin sabit bir değere yakınsaması olabilir. Kuvvetli altlık durumunda (Şekil 44 (b)) frekansla ferromanyetik kayıplar doğrusal olarak artmaktadır. Bu, nispi geçirgenlik çok büyük olduğu için altlığın üzerinde toplayacağı alanın o ölçüde büyük olurken, histeresis alanının frekansla artmasından kaynaklanabilir.



Şekil 44. (a) Zayıf ve (b) Kuvvetli ferromanyetik altlık durumu için altlıklarda oluşan kayıpların (P_{FM}) uygulanan akımın fonksiyonu olarak frekansla değişimi.

3.4.6 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 (Maslouh vd.,1997; Prigozhin, 1996). Akım dağılımının temel özelliği yalnızca ilk çevrimden sonra periyodik olmasıdır. Bu özelliğin manyetizasyon üzerinde bir etkisi vardır (Badía ve López, 2007). Eğer malzeme başlangıçta manyetize olmuşsa, dönen manyetik alan birkaç çevrim sonra numuneyi kısmen demanyetize edecektir (Badía ve López, 2007; Vanderbemden vd., 2007).

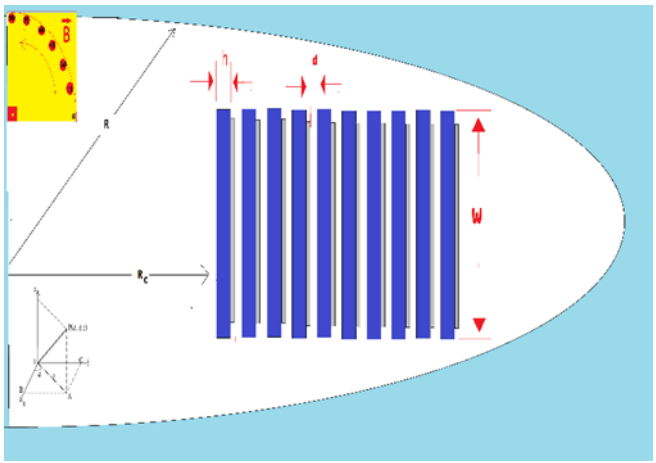
Eğer manyetik alan AA çevrimin bir kısmında akım yoğunluğuna dik düşmüyorsa, bu durumda girdapların çivilenmeden kurtulmasının yanı sıra akı kesilmesi (flux-cutting) mekanizması da devreye girecektir. Bu daha da karmaşık bir durumdur. Bu durum, birisi akının çivilenmeden kurtulmasına yol açan diğerinin ise akı kesilmesinden sorumlu olduğu iki karakteristik kritik akımın aktığı ikili kritik hal modeli (double-critical state) ile açıklanabilir (Clem, 1982). Bu model, dönel manyetik alan içerisine konulmuş bir plakanın AA kayıplar dahil bütün elektromanyetik prosesinin analitik olarak çözülmesine olanak sağlar (Clem ve Perez-Gonzalez, 1984). Bu modelin genişletilmiş hali, akım yoğunluğuna göre elektrik alanının yöneliminin fonksiyonu olarak kritik akım yoğunluğunun sürekli varyasyonunu hesaba katar (Badía ve López, 2007; Clem ve Perez-Gonzalez, 1984). Bu model ayrıca, akım yoğunluğunu çözmek için sayısal yöntemlere ihtiyaç duyar (Badía ve López, 2007; Clem ve Perez-Gonzalez, 1984; Ruiz ve Badía-Majós, 2010). Deneysel olarak elektrik alanı ile akım yoğunluğu arasında eliptik bir ilişkinin olduğu ortaya konulmuştur (Clem vd., 2011).

Projenin bu kısmında manyetik alan uygulanan süperiletken bobinlerde oluşan kayıplar incelenmiştir. Bobinler güç üretim ve dağıtımında kullanılan aygıtların aktif bileşenlerini teşkil etmektedir ve özellikle güç üretiminde, 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 bobinler üzerinde indüklenen akımların oluşturacağı ısınma jeneratörün performansını bir miktar düşürecektir. Bu yüzden bu ısınmayı doğru hesaplayabilmek, jeneratör tasarımında önemli olmaktadır. Dolayısıyla süperiletken bobinlerde oluşan manyetizasyon kayıplarının fiziğini anlamak ve aynı zamanda doğru hesaplamak önemlidir. Projenin bu kısmında geliştirilen hesaplama yöntemini süperiletken sargıların kayıp hesaplarına uygulamak ve kayıp mekanizmasının daha iyi anlaşılması amaçlandı.

Hesaplamalarda Şekil 45'te verilen bobin kesiti dikkate alındı. Süperiletken sargılara dışarıdan herhangi bir akım uygulanmamaktadır ve yalnızca değişken manyetik alanın indüklediği akım geçmektedir ve simetri kolaylığından dolayı (r,z,φ) silindirik koordinatlar kullanılmıştır. Alan rz −yönünde belli açılarda değiştirilerek uygulanmış iken, indüklenen net manyetizasyon akımı ise φ-yönünde akmaktadır. Manyetik alan şiddeti zamanın fonksiyonu olarak $H_a(t) = H_0 \sin(2\pi f t)\cos(\theta)\,\hat{r} + H_0 \sin(2\pi f t)\sin(\theta)\,\hat{z}$ biçiminde değişmektedir. Manyetik alan yönü θ açısı ile belirlenmektedir. Manyetik alan şiddeti tek bir şeridin birincil nüfuz alanını veren,

$$H_p = \frac{J_c}{2\pi w_{sc} h_{sc}} \tag{3.32}$$

ifadesindeki gibi as ve üst katları olacak şekilde alınmıştır. Kullanılan parametreler Tablo 10'da verilmektedir. Bobinlerin yalnızca bileşenlerinin süperiletken kısımları kolaylık için dikkate alınmakta, Cu stabilizör ve altlık kısımları hesaba katılmamaktadır.



Şekil 45. Hesaplama yapılacak bobinin kesit alanı. Manyetik alan z eksenine göre değişik açılardan uygulanmakta, akım φ yönünde akmaktadır.

Benzeşimlerde hesaplama yönteminin dayandığı **A**-*V* formülasyonu için kullanılan Denklem 2.1 ile verilen Ampere denklemi çözdürüldü. Süperiletken kısmın fiziksel özellikleri doğrusal olmayan iletkenlik ifadesi,

$$\sigma = J_c \frac{\left(\left|-\frac{\partial A/\partial t}{E_c}\right| + \Delta\right)^{\frac{1}{n}}}{(|-\partial A/\partial t| + \Delta)} \tag{3.33}$$

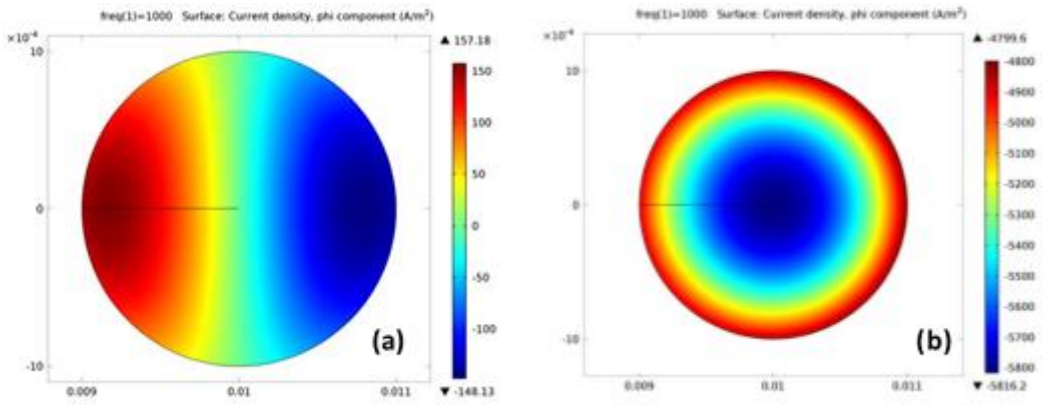
ile girildi. Burada Δ değeri, daha önce açıklandığı gibi, tekillikten kaçınmak için kullanılmıştır. Transport akım durumundan farklı olarak, Δ sabitini ~10^{-12} civarında seçmek hem hesaplamaların kararlılığı hem de doğruluğu açısından önemlidir. Sınır şartı için Şekil 45'in dış zarfı için $H_a(t)$ 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 seçmek de hesaplamaların doğruluğunu, yakınsamasını ve süresini çokaz değiştirmektedir. Bu yüzden benzeşimlerde oldukça büyük bir hesaplama uzayı kullanılmıştır.

Tablo 10. 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	~5×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 zorluklardan bir diğeri ise çözümleyici ayarlarıdır. Çözümleyici ayarları transport akım benzeşimlerinde kullanılan değerlerden çok farklıdır. En önemli farklardan bir tanesi kesinlikle tam çiftlenimli (fully-coupled) çözümleyici gerekmemesidir. Ayrıca, bağıl ve mutlak tolerans sırasıyla 10^{-6} ve 10^{-8} olarak seçilmelidir. Dikkat edilirse, tolerans değerleri transport akım durumundaki değerlerden oldukça düşüktür. Bu, hesaplama süresini önemli oranda kısaltmaktadır. Aynı şekilde, doğrudan (direct) çözücülerden herhangi birisi kullanılabilir.

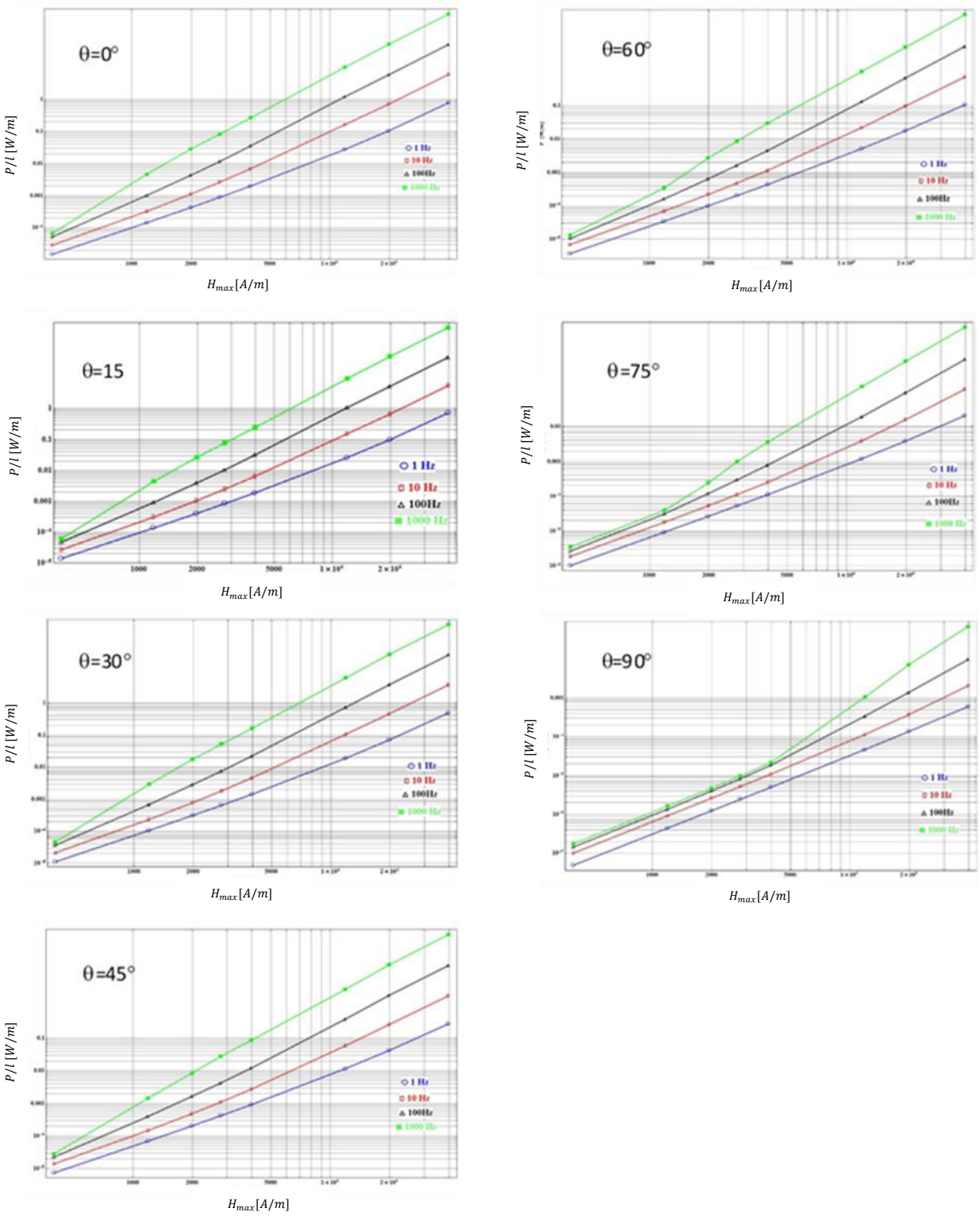
Değişken manyetik alana maruz kalan bobinlerin elektromanyetik analizlerinde açık ve kapalı devre diye tanımlanan iki durum vardır. Açık devre durumunda, bobinlerin uçları sargı yapıldıktan sonra açık bırakılır ve bobinlerden geçen net akım sıfırdır. Aynı anda bobinin bir kısmından $+\varphi$ yönünde akım akıyorken, diğer kısmında $-\varphi$ yönünde akım akmakta dolayısıyla ortalama sıfır olmaktadır. Kapalı devrede ise, uçlara bir yük bağlanarak üzerinden net bir akım geçişi sağlanmaktadır. Şekil 46'da tek bir sargıdan oluşan bobinlerde açık ve kapalı devre durumu için bobin kesitinde indüklenen akım yoğunluğu grafiği verilmektedir. Açık devre durumu daha çok enerji depolama sistemleri (SMES) için geçerliyken, kapalı devre durumu jeneratörler, transformatörler, hatalı akım sınırlayıcılar gibi sistemlerde sargıların benzeşiminde kullanılabilir.



Şekil 46. (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.

Açık ve kapalı devre durumları için geliştirilen yöntemde açık devre için bobin çıkış akımı I_a=0 olarak uygulanır ve hesaplamalarda bobin uçlarındaki gerilim kullanılır. Kapalı devre durumunda ise bobin çıkış gerilimi V=0 olarak seçilerek uygulanmalıdır. Geliştirilen yöntem her iki durumun benzeşimini de yapabilmektedir ancak, projenin bundan sonraki kısmı açısından

kapalı devre durumu dikkate alınmıştır ve diferansiyel denklemin çözümünde *V*=0 durumu kısıtlama olarak uygulanmaktadır.



Şekil 47. Farklı frekans (*f*) ve uygulama açısı (θ) için uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak süperiletken bobinlerde oluşan alternatif akım kayıplarının hesabı.

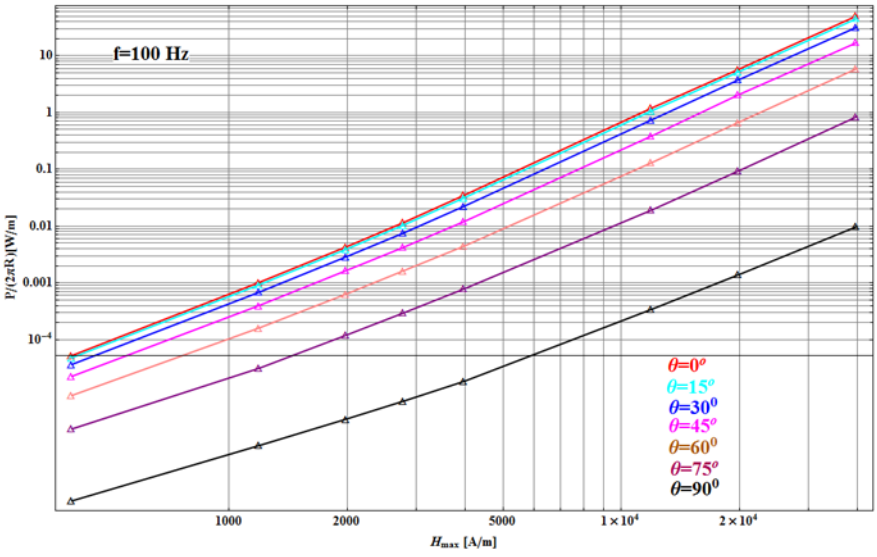
Hesaplamalarda, uygulanan manyetik alanın genliği için Denklem 3.27 ile verilen ilk nüfuz alanı kullanıldı. H_{max}=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 4.0 ve 10.0H_p genlik değerleri için hesaplama yapılmıştır. İşlemlerin alansız soğutma yapılarak gerçekleştirildiği yani, ilk olarak sıfır alanda süperiletken bobinlerin soğutulduğu, sonra da 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,

$$P=\frac{2}{T}\int_{T/4}^{3T/4} dt \iint 2\pi r J_\varphi E_\varphi dA \tag{3.34}$$

denklemi ile hesaplandı. Her bir zaman aralığındaki kayıplar için Mathematica kodu yazıldı.

Şekil 47 '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 100 Hz gibi onun katları biçimde artan değerlerler seçilmiştir. Şekilde frekans arttıkça süperiletken kısımda oluşan histeretik kayıpların arttığı görülmektedir. Bu, daha önce de açıklandığı gibi frekansın artmasıyla şeritlere alanın nüfuzunun artmasından kaynaklanabilir.

Kayıp hesaplarında ayrıca, yüksek manyetik alan genliklerinde $H_0 \geq H_p$ için histeretik kayıpların frekansla doğrusal arttığı, düşük alan genliklerinde özellikle 1 kHz'te doğrusallığın ortadan kalktığı dikkat çekmektedir. Düşük genliklerde hem frekans arttığı için hem de genliği çok zayıfladığından manyetik alan nüfuzunun azalması sonucu kayıplar düşmektedir.

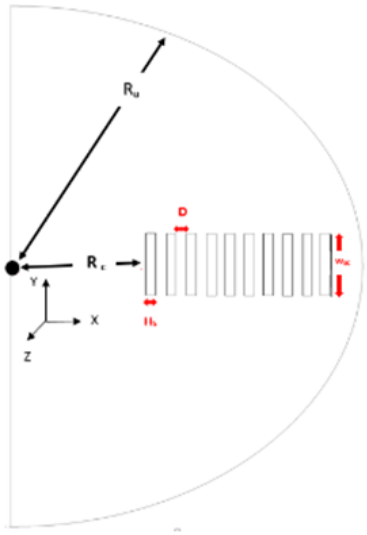


Şekil 48. z-eksenine göre farklı yönelim açıları (θ) için uygulanan manyetik alana karşı hesaplanan kayıp eğrileri. Frekans f=100 Hz alınmıştır.

Şekillerde dikkat çeken bir diğer nokta ise θ artıkça kayıpların başlangıçta çok değişmemesi, özellikle θ=45°'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 radyal eksene doğru kaydıkça manyetik alanın dik bileşeni azalmakta, paralel bileşeni artmaktadır. Bu durum süperiletken bobinlere manyetik akı nüfuzunu azaltmaktadır. Bunu daha iyi görebilmek için *f*=100 Hz seçilerek farklı uygulama açıları için hesaplanan kayıp eğrileri verilmiştir, Şekil 48. Şekilden de görüldüğü gibi uygulama açısı arttıkça histeretik kayıplar parabolik olarak azalmaktadır.

3.5 Süperiletken Bobinlerin Isıl Analizleri

Projenin bu bölümünde süperiletken bobinlerin ısıl 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 49. Benzeşimlerde kullanılan hesaplama uzayı.

Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildiği için Şekil 49'daki 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 11'de verilmiştir.

Şeritlere $I(t) = I_0 \sin(2\pi f t)$ 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 11. 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	~25×w_{sc} w_o
f (s^{-1})	Uygulanan akımın frekansı	50
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alanı	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı için üs	21

Bobinlerin elektromanyetik analizleri için **A**-*V* formülasyonu kullanıldı. Burada süperiletken bölge için,

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\mu_0}\nabla \times \boldsymbol{A}\right] + \sigma\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} = \boldsymbol{J}, \tag{3.35}$$

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}, \tag{3.36}$$

Ampere denklemi çözüldü. Burada $\boldsymbol{A}$ vektör potansiyeli, σ iletkenlik, μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliği ve $\boldsymbol{B}$ manyetik indüksiyondur. Bir önceki bölümde açıklandığı gibi dış zarf için $\boldsymbol{A} = A_\varphi \hat{\varphi}$ manyetik izolasyon sınır şartı kullanıldı. Bobin hesabında süperiletken bölgenin özellikleri doğrusal olmayan **E**-**J** bağıntısı ile verilebilir. Süperiletken bölgede iletkenlik,

$$\sigma = J_{c0}\frac{(|E/E_c|)^{1/n}}{(E)} \tag{3.37}$$

ile verilir. Burada E elektrik alanı, E_c elektrik alanı için eşik değeri ($1\times10^{-4}\, V/m$), J akım yoğunluğu, J_{c0} kritik akım yoğunluğu ve n ise bir sabittir. Burada elektrik alanı ifadesi,

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \nabla V \tag{3.38}$$

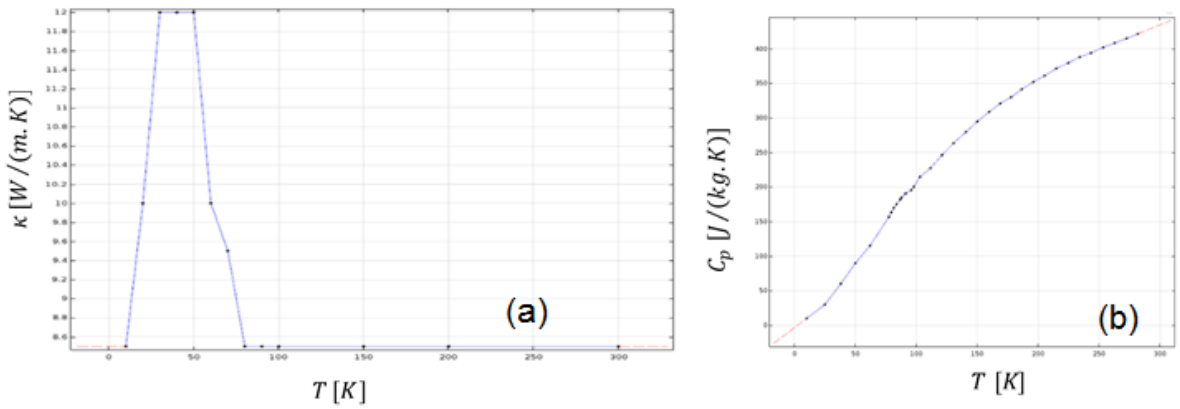
ile verilir. Burada ***A*** vektör potansiyeli V ise skaler potansiyeldir. Vektör potansiyeli akım yoğunluğu ***J*** ve elektrik alan ***E*** ile aynı, yani φ-yönündedir. Bobinin ısıl analizi için,

$$\rho C_p \frac{\partial \boldsymbol{T}}{\partial t} = \nabla \cdot (-\kappa \nabla \boldsymbol{T}) + Q \tag{3.39}$$

diferansiyel denklemi kullanıldı. Burada ρ süperiletken tabakanın yoğunluğu, C_p süperiletkenin sabit basınçtaki öz ısısı ve κ ısıl iletkenlik katsayısı, Q ise akım uygulandığında ısıya dönüşen enerjidir. Isıl iletkenlik için sınır şartı,

$$\boldsymbol{n} \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \tag{3.40}$$

kullanıldı. Hesaplamalarda YBCO 'nun yoğunluğu $\rho = 6.3 \times 10^3\ \mathrm{kg/m^3}$ alındı. κ ve C_p için Lacroix ve Sirois (2014) tarafından verilen değerler kullanıldı. Sıcaklığa bağlı bu parametrelerin sıcaklıkla değişim grafikleri Şekil 50'de verilmektedir. Hesaplamalarda 3.35 ve 3.39 diferansiyel denklemleri verilen sınır şartları ve 3.37 denklemi ile verilen materyal parametresi için öz uyumlu olarak çözüldü. Sıvı azotun ısıl parametreleri Tablo 12'de verilmektedir.



Şekil 50. Hesaplamalarda kullanılan YBCO şerilerin(a) κ ve (b) κ değerlerinin sıcaklıkla değişimi.

Tablo 12. Sıvı azotun ısıl parametreleri.

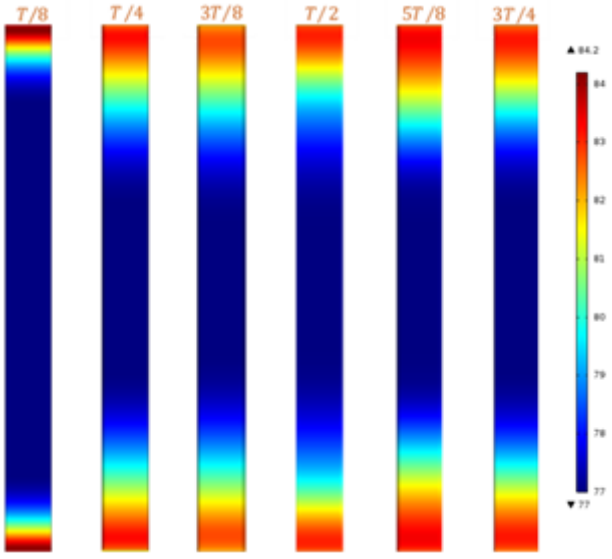
Nicelik (Birim)	**Tanım**	**Değer**
ρ (kg/m^3)	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
κ (W/m.K)	Sıvı azotun ısıl iletkenlik katsayısı	0.02583
C_p (J/kg.K)	Sıvı azotun sabit basınçta öz ısısı	1040

Bir diğer önemli nokta ise Denklem 3.39 ile verilen Q ısısının hesaplanmasıdır. Bunun için Denklem 3.35'in sonucunda elde edilen ısı ya da ısıya dönüşen enerji,

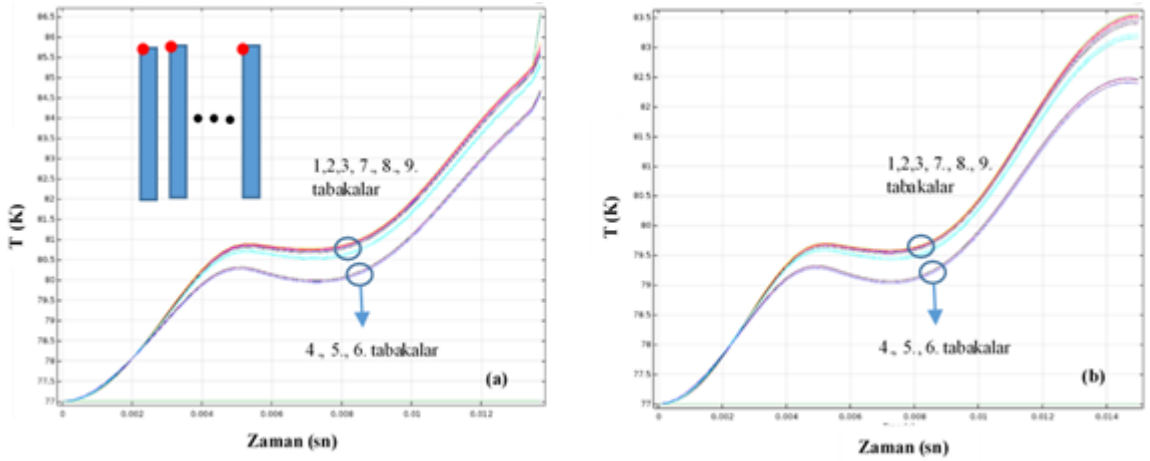
$$Q = \iint (2\pi r) J_\varphi E_\varphi \, dA \tag{3.41}$$

integrali ile hesaplanmıştır.

Şekil 51'de farklı zaman aralıkları için süperiletken şeritlerde oluşan sıcaklık dağılımı gösterilmektedir. Uygulanan akımın miktarı 240 A olarak seçilmiş ve sinüzoidal olarak $t = 0$ ile $t = 3T/4$ aralığında küçük adımlarla değiştirilmiştir. Şekilde $T/8$ adımlarla değişimi gösterilmektedir. Özellikle süperiletken şerilerin alt ve üst uçlarında sıcaklık artmış ve akım değiştikçe sıcaklık değişimi daha iç bölgelere nüfuz etmiştir. Bunun nedeni, bu bölgelerde akımın daha yoğun akmasıdır (Şekil 33). Süperiletkenin uçlarında sıcaklık artarken, merkezinde sıcaklık artışı meydana gelmemekte, sıvı azot sıcaklığında kalmaktadır. Sıcaklıktaki artış seçilen değerler için yaklaşık 7 K civarındadır. Hesaplamada yalnızca en içteki 1. şeritteki sıcaklık dağılımı dikkate alındı, diğer şeritlerde de benzer durum gözlemlendiği için sonuçlar verilmemiştir.



Şekil 51. Akım aktivasyonu süresince süperiletken bobinin en içteki şeridinde meydana gelen sıcaklık değişimi.

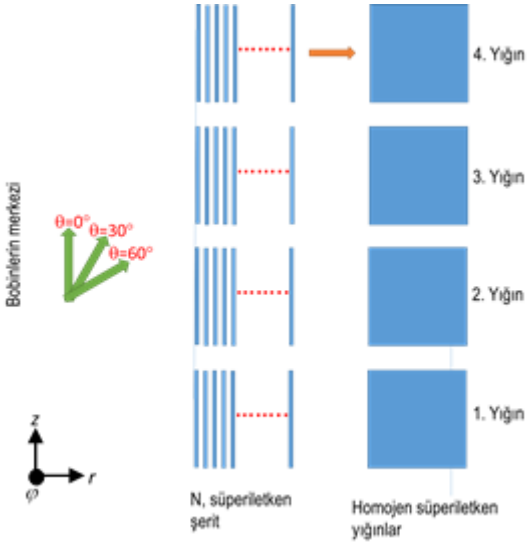


Şekil 52. Süperiletken bobin şeritlerinde I_{max}= (a) 270 A ve (b) 240 A için (a)'nın içerisinde kırmızı benekler ile gösterilen yerlerde hesaplanan sıcaklığın zamanla değişimi.

Şekil 52 'de şeritlerin bize göre sağ uç kısmında seçilen bir noktada oluşan ısının zamanla değişimi verilmektedir. Akım genliği değiştikçe, oluşan sıcaklık da artmakta ve özellikle *t*=*T*/4 civarında maksimum göstermektedir. Ancak, bu değerden sonra çok küçük bir düşüş sergilemektedir. Bunun nedeni akımın azaltılması durumunda indüklenen negatif akımdan kaynaklanabilir. Şekil 52(a)'da I_{max}=270 A genlik için hesaplamalarda $t = 5T/8$'de sıcaklık, kritik sıcaklığın üzerine çıkmakta ve "quenching" gerçekleşmektedir. Bu durumda, süperiletkenler normal duruma geçmekte ve hesaplamalar sonlanmaktadır. Dış tabakalarda iç tabakalara göre yaklaşık 0.5 K sıcaklık artışı meydana gelmektedir. Bunun nedeni iç tabakaların daha az öz alana maruz kalmasıdır.

3.6 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 bağlılığı, 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 parabolik artmaktadır (Thakur vd., 2009). Hem AA kayıp hesabının hassasiyetini azaltmamak hem de serbestlik derecesini düşürmek için birtakım yaklaşımlar geliştirilmiştir (Ainslie vd., 2012; Zermeno vd., 2013; de Bruyn vd., 2016). Serbestlik derecesini düşürmek için geliştirilen yöntemlerden biri N (> 50) sargıdan oluşan bobini tek bir sargı olarak ele alıp gerekli örgüleme sayını azaltmaktır. Bu yönteme homojenleştirme yöntemi denir. Hesaplamalarda bu yaklaşım benimsenmiştir (Şekil 53).



Şekil 53. Manyetik alan kayıpları hesaplamalarında kullanılan homojenize bobin yapısının iki boyutlu şematik gösterimi.

Süperiletken bobin yığınlarına dışarıdan akım uygulanmamakta, yalnızca değişken manyetik alanın indüklediği akım geçmektedir. Simetri kolaylığı için (r, φ, z) silindirik koordinatlar kullanılmıştır. Alan rz −yönünde belli açılarda değiştirilerek uygulanmış, indüklenen net manyetizasyon akımı ise φ-yönünde akmaktadır. Manyetik alan şiddeti zamanın fonksiyonu olarak $H_a(t) = H_0 \sin(2\pi f t)\cos(\theta)\,\hat{r} + H_0 \sin(2\pi f t)\sin(\theta)\,\hat{z}$ biçiminde değişmektedir ve alan yönü θ'dır. Manyetik alan şiddetinin genliği tek bir şeridin birincil nüfuz alanını veren,

$$H_p = \frac{J_{c0}}{2\pi N w_{sc} h_{sc}} \tag{3.42}$$

ifadesi ile verilen biçimde as ve üst katları olacak şeklinde alınmıştır. Burada J_{c0} kritik akım yoğunluğu, *N* bobinlerin sarım sayısı, w_{SC} ve h_{SC} süperiletken şeridin eni ve yüksekliğidir. Hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 13'te verilmektedir. Benzeşimlerde süperiletken bobinlerin kolaylık sağlaması için yalnızca bobin bileşenlerinin süperiletken kısımları dikkate alınmakta, Cu- stabilizör ve altlık kısımları hesaba katılmamaktadır.

Tablo 13. Benzeşimlerde kullanılan fiziksel ve geometrik parametreler.

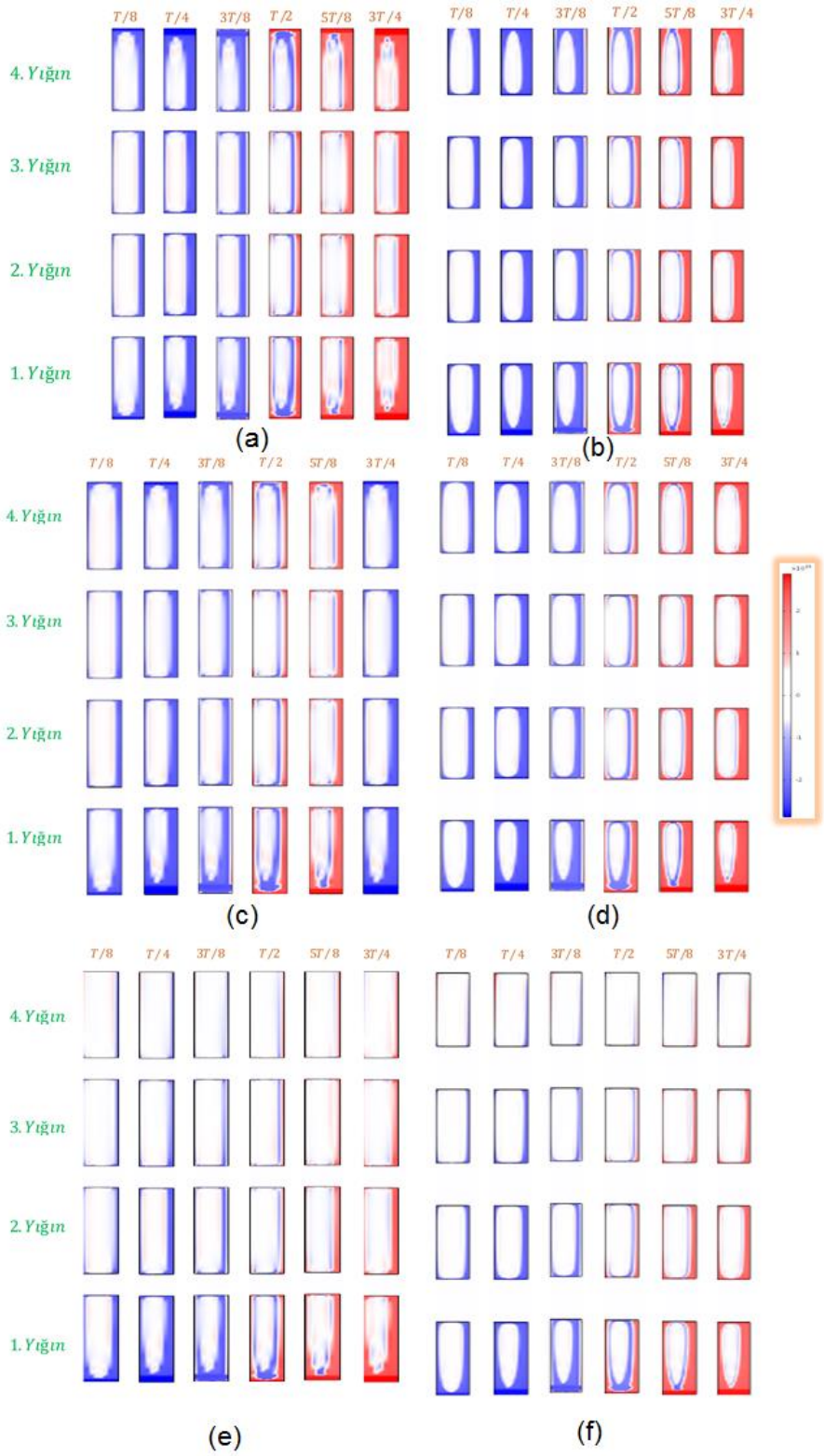
Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
I_C (A)	Süperiletken şeridin kritik akımı	300
w_{SC} (mm)	İletkenin genişliği	12
h_{sc} (μm)	İletkenin yüksekliği	1
R_c (mm)	Bobinin Yarıçapı	60
D (mm)	Sargılar arasındaki mesafe	0.4
s (mm)	Bobinler arasındaki mesafe	1, 3, 5, 7
J_{c0} (A/m^2)	Şeridin 0 K'deki kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{SC}h_{SC})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	~25×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 Ampére denklemi çözdürüldü. Süperiletken kısmının fiziksel özellikleri doğrusal olmayan iletkenlik ifadesi,

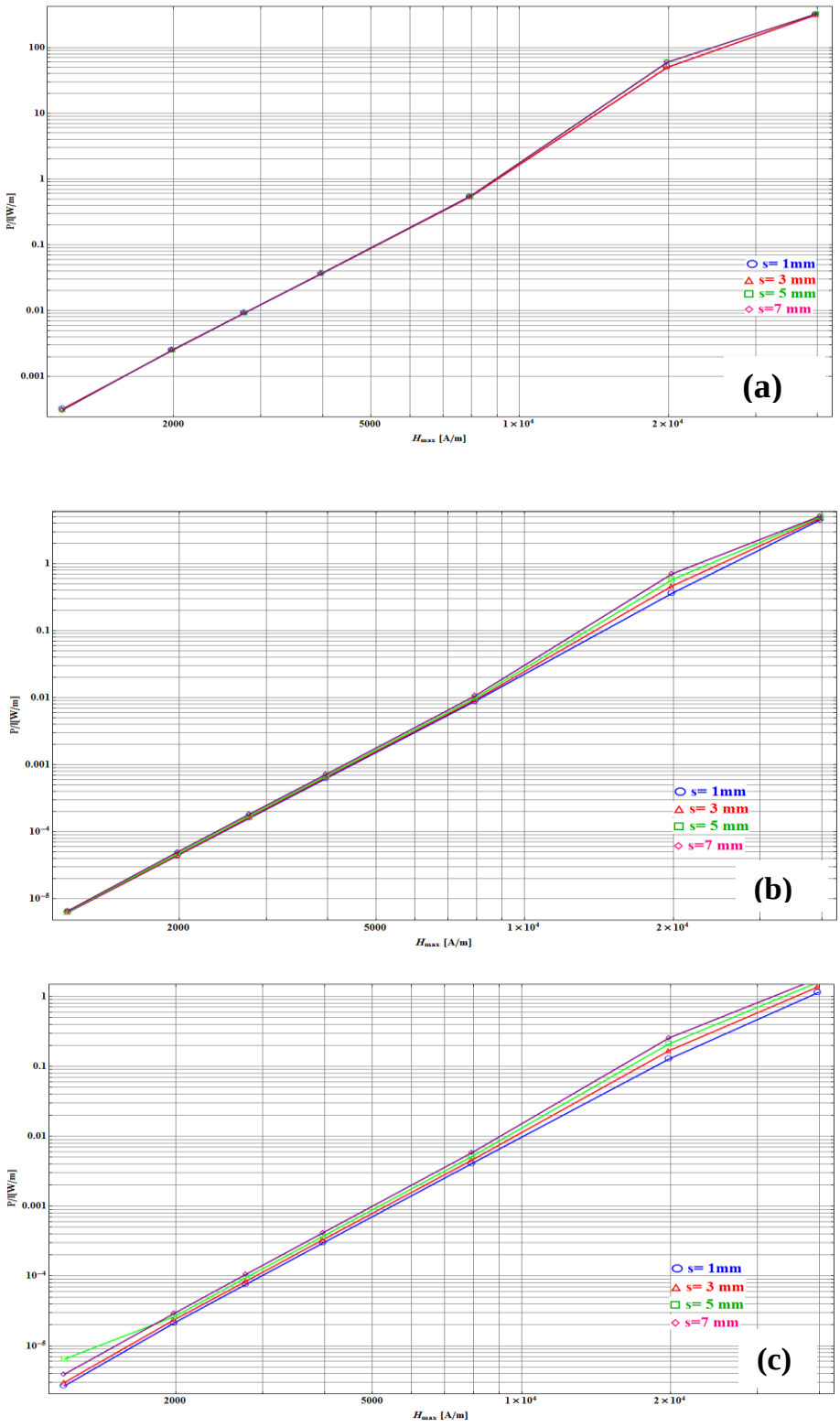
$$\sigma = J_c \frac{\left(\left|-\frac{\partial A/\partial t}{E_c}\right| + \Delta\right)^{\frac{1}{n}}}{(|-\partial A/\partial t| + \Delta)} \tag{3.43}$$

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 $H_a(t)$ 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 54'te komşu bobinler arasındaki $s = 3$ mm ve $s = 7$ mm gibi iki farklı mesafe için manyetik alanın uygulama (mıknatısın doğrultu) açısı $\theta = 0°, 30°$ ve $60°$ olarak alınıp yığınlar içerisinde hesaplanan akım dağılımları gösterilmiştir. Şekil 55'te $s = 1, 3, 5, 7$ mm için hesaplanan kayıp eğrilerinin manyetik alan genliğine bağlı grafikleri mıknatısın üç farklı yönü için gösterilmiştir.



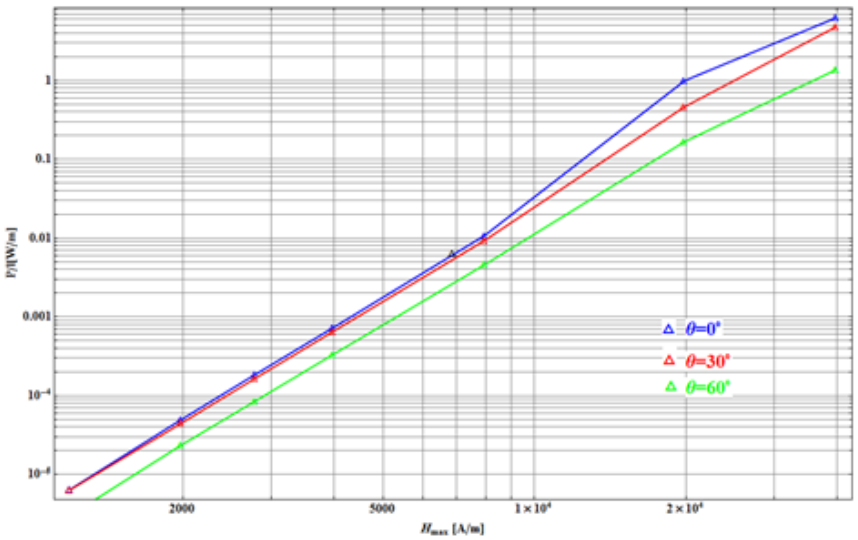
Şekil 54. Dört yığınlı bobin yığın yapısında *s*=3 mm (sağ) ve 7 mm (sol) olmak üzere dış manyetik alanın $\theta = 0°, 30°$ ve $60°$ değerleri için bobin yığınlarında indüklenen akım yoğunluklarının dağılımları. Akım dağılımları $T/8$ adımlarla verilmektedir.



Şekil 55. (a) θ=0° (b) θ=30° ve (c) θ=60° ve yığınlar arası mesafenin farklı değerleri için uygulanan alan genliğinin fonksiyonu olarak elde edilen kayıp eğrileri.

Şekil 54(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 55'te 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 perdelemesidir. Manyetik alanın bu yönü için yığında meydana gelen toplam kayıp, Şekil 55'te görüldüğü gibi, bobinler arasındaki s uzaklığından görece çok az etkilenmektedir. Bunun nedeni, manyetik akının yaklaşık düzgün olması sonucu uzaklıktan etkilenmemesidir.

Yığın eksenine paralel olmayan manyetik alan için mıknatısa en yakın konumda olan 1 nolu bobinden geçen manyetik akı tüm bobinler arasında en yüksek olduğundan, bu bobinden geçen toplam akımın daha yüksek olduğu Şekil 54(c), (d), (e), (f)'de görülmektedir.

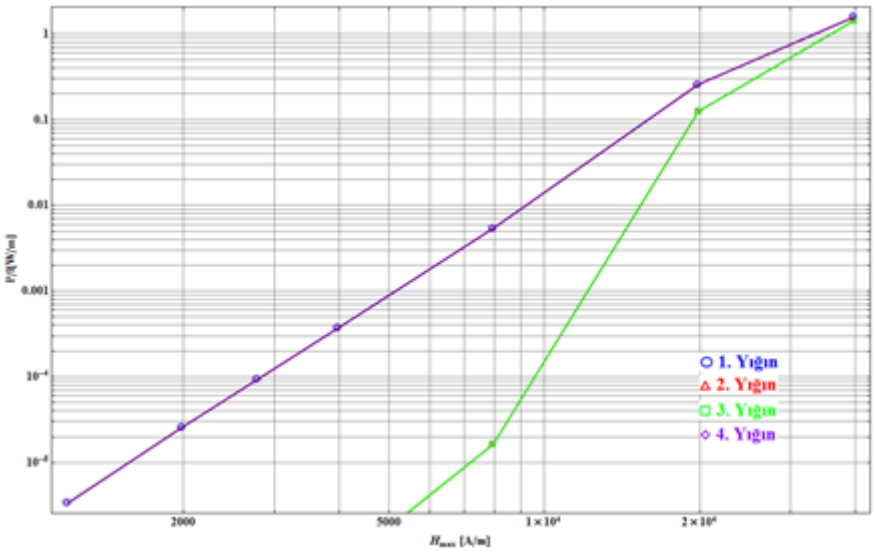


Şekil 56. *s*=3 mm seçilerek $\theta = 0°, 30°$ ve $60°$ için uygulanan manyetik alanın genliğine karşı bobin yığınlarında meydana gelen kayıpların karşılaştırması.

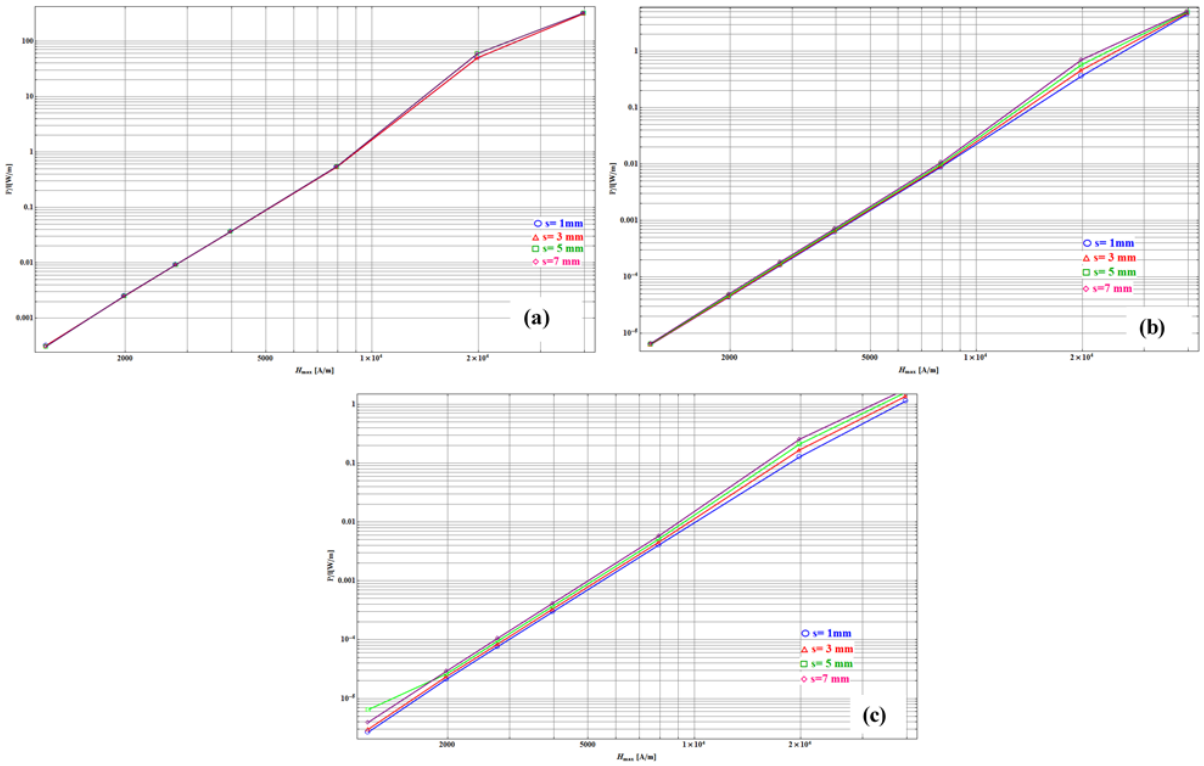
Şekil 56 'da $s = 3\,mm$ ve mıknatısın üç farklı yönü için yığınlarda gerçekleşen toplam kayıpların manyetik alan genliğine göre nasıl değiştiğinin bir karşılaştırması sunulmaktadır. Tüm θ ve *s* değerleri için, manyetik alan ve elektrik akımından birinin en yüksek olduğu anda diğerinin sıfır olması 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 orantılıdır. Mıknatısın yığınların eksenine paralel olmadığı durumlarda, s mesafesinin artışı, yığınlara manyetik akı girişini ve buna bağlı olarak yığınlardaki toplam akımı artırmaktadır. Şekil 54(e) ve (f)'de mıknatısın $\theta = 60°$'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 57'de görüldüğü gibi, mıknatısın bu yönünde s'in artırılması, giren manyetik akıyı ve geçen akım miktarını, dolayısıyla kaybı artırmaktadır.

Şekil 54(c) ve (d)'de manyetik alanın $\theta = 30°$'lik yönü için akım dağılımları görülmektedir. Şekil 54(d)'de görülen kayıp miktarı (c)'de görülenden daha yüksektir. Bobinler arası uzaklık artırıldıkça, bu açı değerindeki kaybın daha yüksek olduğu Şekil 58'den görülmektedir. Aralığın genişlemesi ile manyetik perdeleme azalmış, bobinlere giren manyetik akıda artış meydana gelmiş ve bu durum daha yüksek kayba neden olmuştur.



Şekil 57. s=3 mm ve θ=0° seçilerek yığınlar arasındaki kayıpların uygulanan manyetik alanın genliğine göre değişimleri.



Şekil 58. (a) θ=0° (b) θ=30° ve (c) θ=60° için yığınlar arası mesafenin farklı değerleri için uygulanan alan genliğinin fonksiyonu olarak elde edilen kayıp eğrileri.

3.7 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. (r, φ, z) silindirik koordinatlarda gerçekleştirilen hesaplamalarda Şekil 53'te iki boyutta kesit alanı gösterilen yapı kullanılmıştır. Akım $I_a(t) = I_0 \sin(\varphi t)$ biçiminde φ ekseni boyunca uygulanmıştır. Yığınların ve şeritlerin geometrik ve süperiletkenlik özellikleri Tablo 14'te verilmiştir. Bobin yığınları, kritik akım değeri 300 A olan 12 mm en ve 1 μm kalınlıkta Superpower SCS12050-AP REBCO süperiletken şeritlerden sarılmışlardır. Hesaplamalarda yalnızca kaplı iletkenin süperiletken kısmı dikkate alınmıştır. Her bir bobin yığınını oluşturan sargılar yerine hepsinin tek bir süperiletken tabakadan oluştuğu homojenize yaklaşım kullanılmıştır. Düşük frekanslarda çalışıldığı için metal stabilizörün 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,

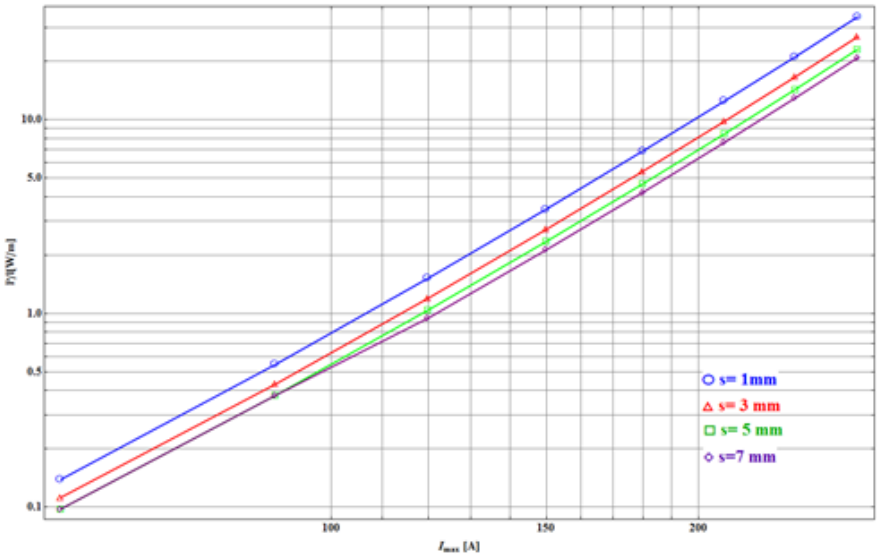
$$\hat{n} \times \vec{A} = 0 \tag{3.44}$$

kullanılmıştır. Bu sınır şartı için bütün manyetik vektör potansiyeli A_φ'nin simetrik olduğu kabul edildi ve basit (elemental) kısıtlama seçildi. Önceki bölümlerde detayları sunulan geliştirilmiş yöntemde sınır şartını uygulayabilmek için, yukarıda da bahsedildiği gibi hesaplama uzayının yarıçapı bobin yarıçapından çok çok büyük seçilmiştir. Bobin 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,

$$I_a(t) = \iint J_\varphi(t)dA \tag{3.45}$$

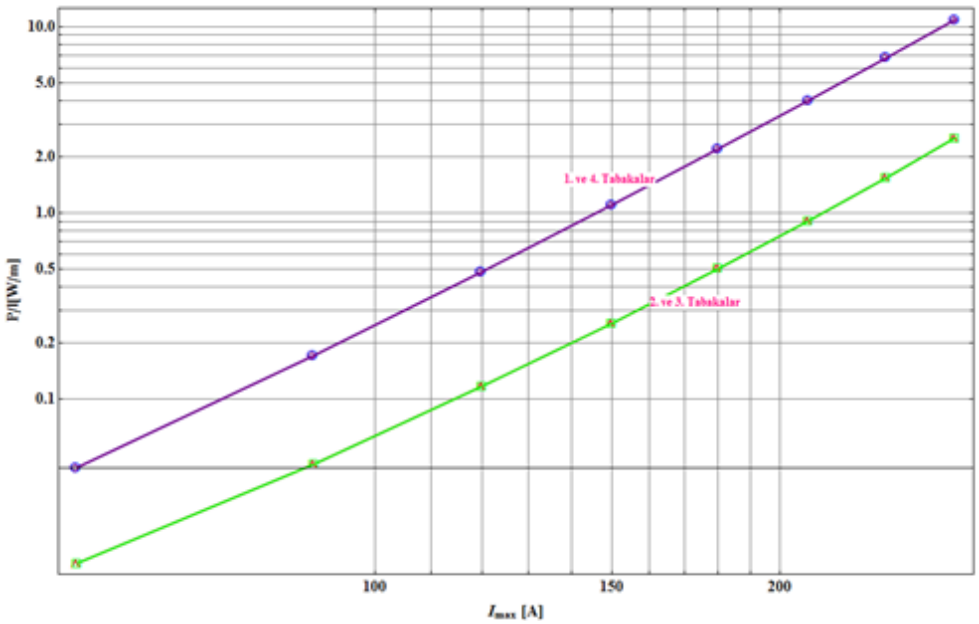
olarak ayarlanmıştır.

Şekil 59'da 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 değerinden düşük 270 A ile 30 A arasında %10 azaltılarak uygulanmaktadır. Şekilde *s* parametresi arttıkça kaybın azaldığı görülmektedir. %90I_C'ye tekabül eden 270 A için oluşan kayıp dikkate alındığında, azalma doğrusal olmaktan uzaklaşıp, *s* parametresindeki artışa göre paraboliktir. Bu durum, kritik akımın %30'una karşılık gelen 90 A değerine kadar devam etmektedir. Toplam akımın %10 ve %20'sine karşılık gelen düşük 30 A ve 60 A değerleri için kayıp 1, 3 ve 5 mm aralıklar için azalmakta, 7 mm için artmaktadır. 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.



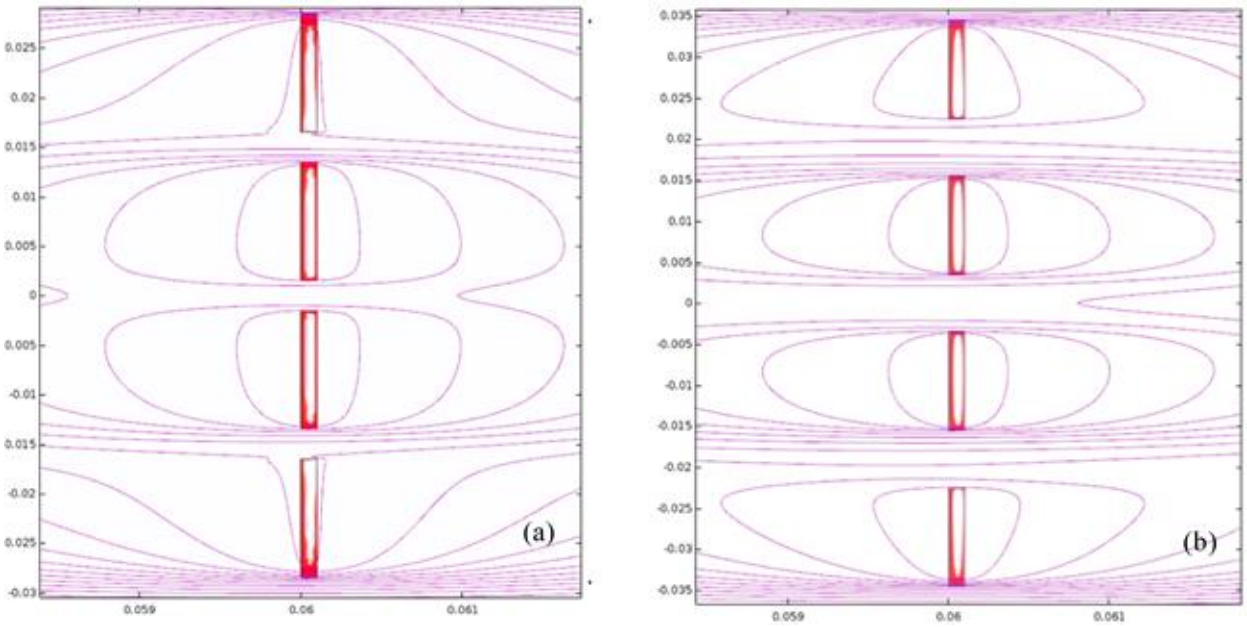
Şekil 59. Uygulanan akımın genliğinin fonksiyonu olarak bobin yığınları arasındaki faklı mesafeler için transport akım kayıpların karşılaştırması.

Şekil 60'ta *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 tamamiyle dıştaki bobin yığınlarının oluşturduğu manyetik alan tarafından azaltılmaktadır. Bu basitçe sağ el kuralı ile anlaşılabilir.



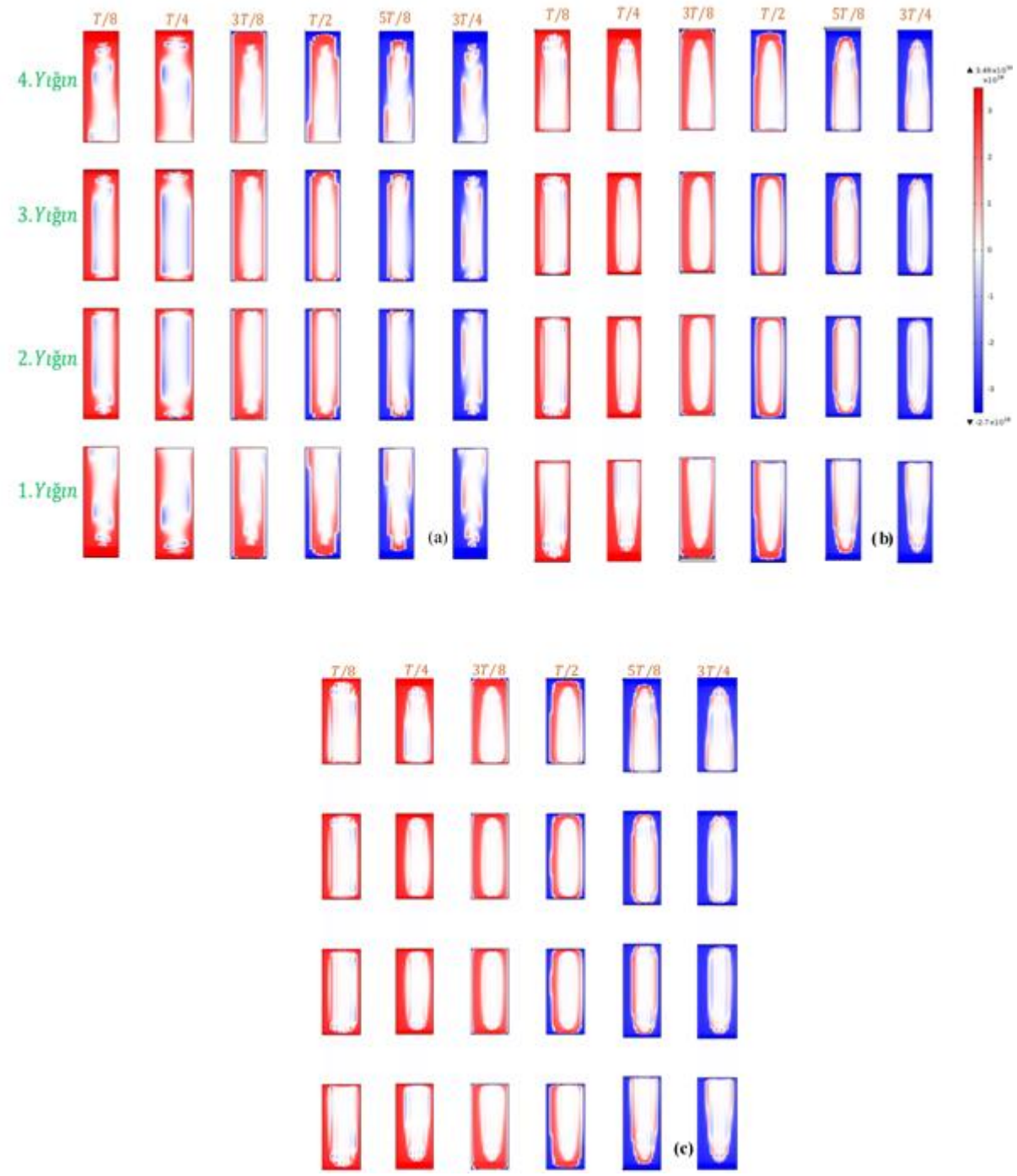
Şekil 60. Bobin yığınları arasındaki mesafe *s*=5 mm seçilerek elde edilen, yığınlarda oluşan transport akım kayıplarının karşılaştırması.

Şekil 61'de farklı iki *s* değeri için bobin yığınları etrafında oluşan vektör potansiyeli dağılım kontörleri verilmiştir. Şekilden 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 durum da akım nüfuzunu ve dolayısıyla kaybı o nispette artırmaktadır.



Şekil 61. $t = T/4$, $I_{max} = 150$ A için (a) *s*=3 mm ve (b) *s*=5 mm olan bobin yığınları etrafındaki manyetik alan dağılımını temsil eden manyetik vektör dağılımı.

Şekil 62'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. 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 bileşeninin daha fazla olması, dolayısıyla manyetik basıncın ($B^2/2\mu_0$) artmasıdır (Şekil 61). Akım daha çok yan kenarlardan bobinlere nüfuz etmekte ve bobinin iç kenarında dış kenarına göre daha fazla akım akmaktadır. Bu, iç kısmında oluşan akımın diğer tarafca çekilmesi dolayısıyla akımın yoğunlaşmasından kaynaklanabilir. Ayrıca, $t = T/2$ için bobinlerin içteki ve dıştaki sargılarında toplam akım sıfır olacak şekilde zıt yönlü akım akmaktadır. Akım azaltılırken akı nüfuzu dıştan itibaren başlamakta, dolayısıyla zıt akım indüklenmekte ancak içteki bobinlerde kalıcı akım içerisinde akmaktadır.

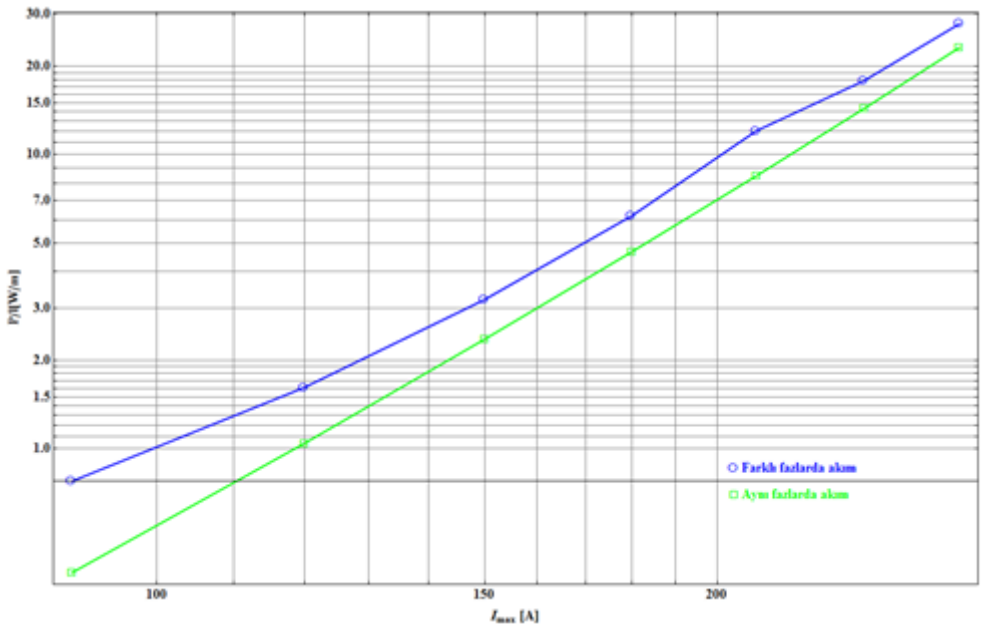


Şekil 62. (a) s=3 mm, (b) 5 mm ve (c) 7 mm iken $I_{max} = 150$ A için uygulanan farklı alanlar için süperiletken bobin yığınları içerisindeki akım dağılımları.

Şekil 63'te tüm bobin yığınlarına aynı fazda akım verildiği (bir önceki bölümdeki durum) ve farklı fazlarda akım verildiği durumlar için kayıplar karşılaştırılmaktadır. Farklı fazlar için akım,

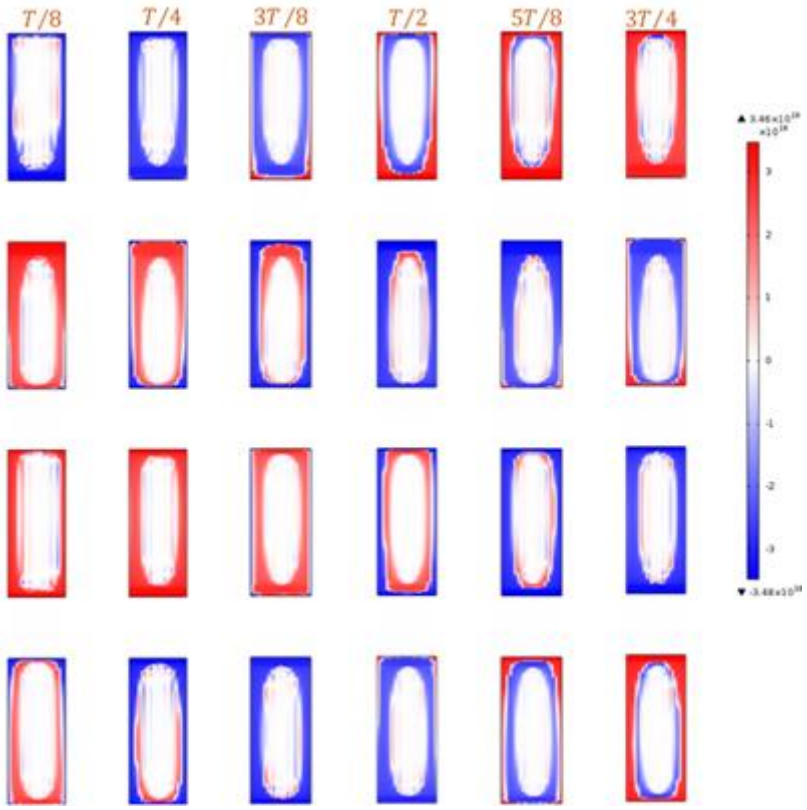
$$I_{a1}(t) = I_{max}\sin(2\pi ft + \varphi_1)$$
$$I_{a2}(t) = I_{max}\sin(2\pi ft + \varphi_2) \quad (3.46)$$
$$I_{a3}(t) = I_{max}\sin(2\pi ft + \varphi_3)$$
$$I_{a4}(t) = I_{max}\sin(2\pi ft + \varphi_4)$$

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



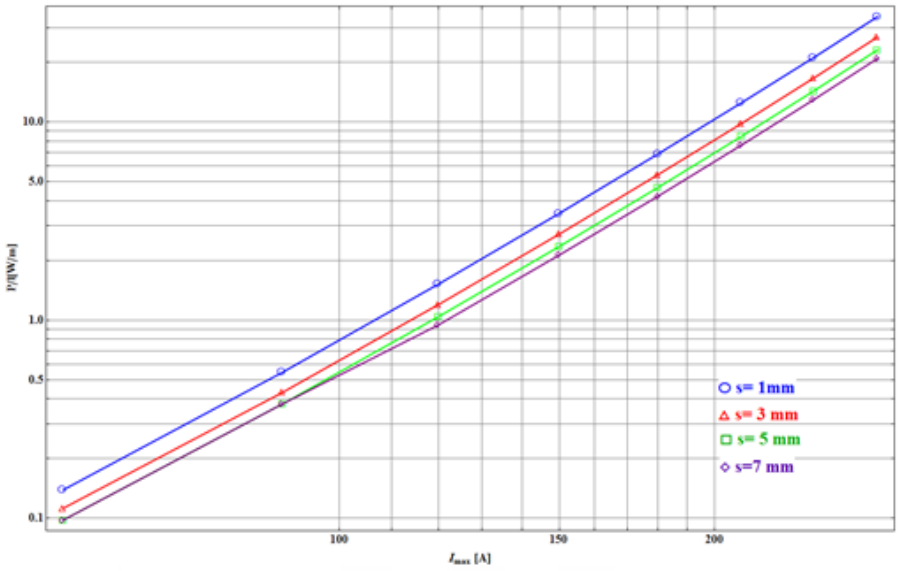
Şekil 63. Yığınlar arasındaki mesafe *s*=5 mm için akımın aynı ve farklı fazlarda uygulanmasıyla oluşan toplam akım kayıplarının karşılaştırması.

Bunun nedeni Şekil 64'te 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.

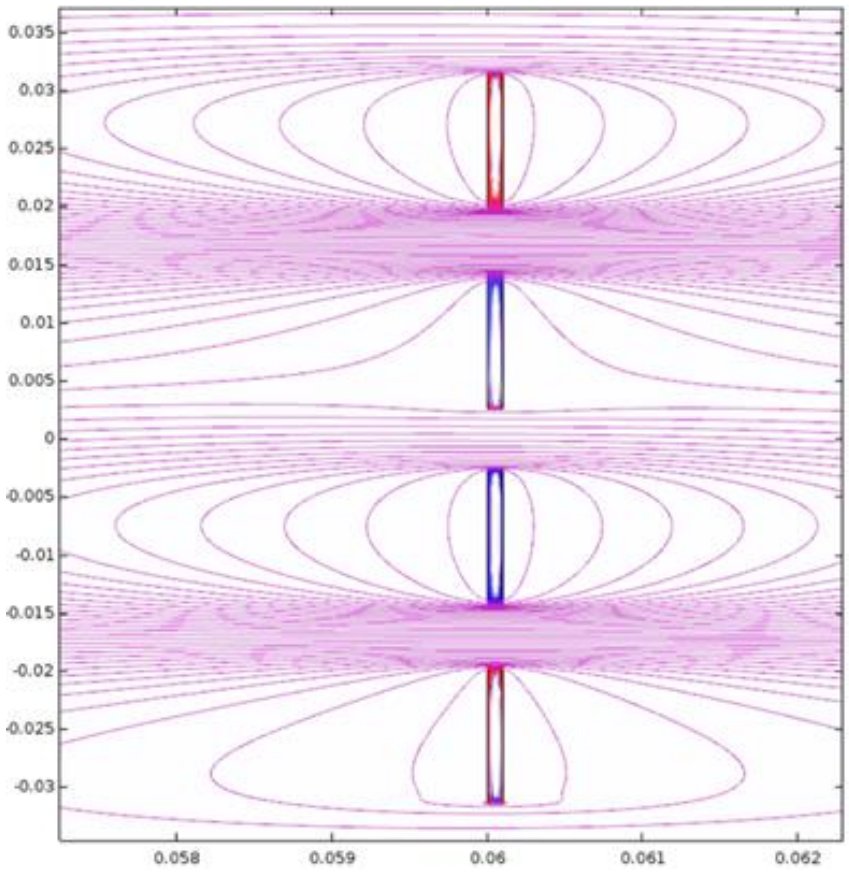


Şekil 64. Akımın farklı fazlarda ugulandığı durumda seçilen zaman dilimleri için $I_{max} = 150\ \mathrm{A}$ ve $d = 5\ \mathrm{mm}$ seçildiğinde süperiletken yığınlarda J_{φ} akım yoğunluğu dağılımları.

Şekil 65'te 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 ısıl kayıplar oluşmaktadır. Bunun en önemli nedeni içteki bobinlerin öz alanının farklı fazından dolayı birbirleri üzerine bindirme yapmasıdr. Bu durum kaybı artırabilmektedir. Şekil 66'da verilen manyetik vektör potansiyel dağılımı bu yorumu desteklemektedir. Zira, içteki bobinlerin maruz kaldığı manyetik alan yoğunluğu dıştaki bobinlere göre daha fazla olmaktadır.



Şekil 65. Farklı fazlarda akım uygulandığında bobin yığınlarında oluşan kayıpların karşılaştırması.

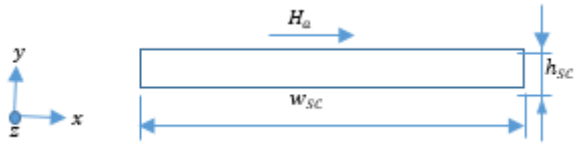


Şekil 66. Farklı uygulanan akım değerleri için süperiletken bobin yığınlarının etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli A_φ dağılımı.

3.8 Süperiletken Bobin Yığınlarında Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Etkisi

3.8.1 Modelin Doğruluğu

Süperiletken bobin yığınlarında yanal ve dikey kuvvetlerin oluşturduğu manyetik gerilmenin hesabına geçmeden önce kurulan modelin doğruluğu basit analitik hesaplar ile test edildi. İlk olarak w_{sc} genişliğinde ve h_{SC} kalınlığında ($w_{SC} << h_{SC}$), Ha dış manyetik alana maruz bırakılmış süperiletken dörtgen için hesaplamalar yapıldı. Süperiletken dörtgen z- düzlemi boyunca uzanmaktadır ve manyetik alan x- ekseni boyunca uygulanmaktadır (Şekil 67). Dörtgen "plaka" üzerinde xy-düzleminde manyetik alan nüfuz ederken, akım z-ekseni boyunca akmaktadır.



Şekil 67. Benzeşimlerde göz önüne alınan geometri.

Süperiletkene *f* frekanslı manyetik alan $H_a(t) = H_{max}\sin(2\pi ft)$ biçiminde uygulanmaktadır. 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 uygulanmıştır.

Süperiletken malzemenin elektromanyetik analizi için Ampere denklemi,

$$-\nabla^2 \boldsymbol{A} + S\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} = \mu_0 \boldsymbol{J} \tag{3.47}$$

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

$$S = \frac{J_c}{E_c}\left(\frac{|E_z|}{E_c}\right)^{1/(n-1)} \tag{3.48}$$

kullanılmıştır. Denklem 3.48'de kullanılan süperiletkenlik parametreleri ve tanımları Tablo 14'te verilmiştir. Manyetik alana maruz bırakılan süperiletken plaka için elektrik alanın *z* bileşeni E_z,

$$E_z = -\frac{\partial A_z}{\partial t} \tag{3.49}$$

ile hesaplanabilir. Elektromanyetik analiz için sınır şartı olarak Dirichlet sınır şartı ($\hat{n} \times \boldsymbol{A} = 0$) kullanılmış, vektör potansiyelinin teğetsel bileşeni sürekli kabul edilmiştir.

Süperiletken kısmın mekanik analizi için,

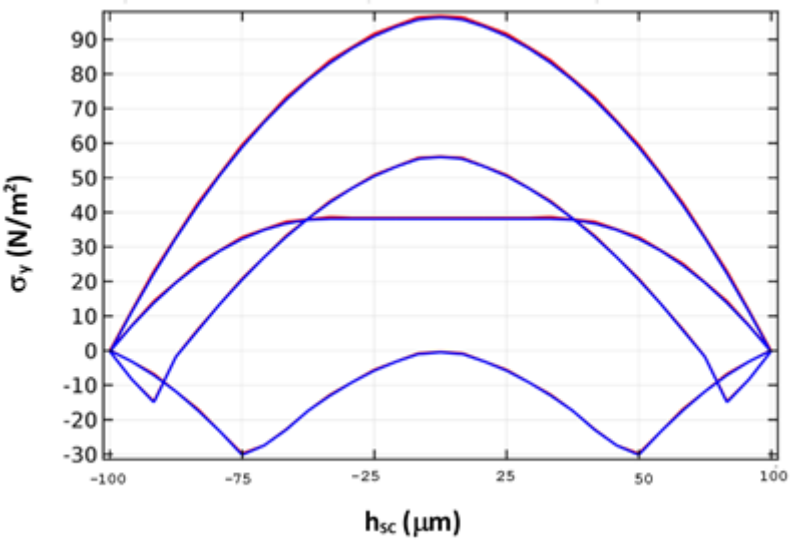
$$\rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{f_L} = 0 \tag{3.50}$$

diferansiyel denklemi kullanılarak benzeşim yapılmıştır. Burada ρ süperiletkenin yoğunluğu, u yer değiştirme alanı (strain), σ indüklenen gerilme ve $\boldsymbol{f_L} = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$ Lorentz kuvvetidir. Mekanik kısmın analizi için sınır şartı olarak,

$$\begin{aligned} \sigma(\pm h_{SC}) &= 0 \\ \sigma(\pm w_{SC}) &= 0 \end{aligned} \tag{3.51}$$

kullanılmıştır. Hesaplamalarda Denklem 3.47 ve 3.50, verilen sınır şartları için öz uyumlu olarak FEM kullanılarak çözülmüştür.

Şekil 68'de manyetik alanın $t = T/10, T/4, 3T/4 \, ve \, T/2$ olan farklı zaman aralıkları için yukarıda verilen nümerik yöntemle, analitik yöntem kullanılarak hesaplanan gerilme dağılımının karşılaştırması verilmektedir. Akı çivilenmesi sonucu indüklenen gerilme 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 gerilme oluşturuyorken alan arttıkça bombeli bir gerilme 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 gerilme şekilden de görüleceği üzere sayısal ve analitik hesap mükemmel bir şekilde uyuşmaktadır.



Şekil 68. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken plakada *y* yönündeki sayısal ve analitik yöntemle hesaplanan gerilme dağılımının karşılaştırması.

Süperiletken malzemede oluşan manyetik gerilmenin analitik hesabı için Johansen vd. (2000) ile Johansen (2000) tarafından verilen yaklaşım uygulanmıştır. Bu yaklaşıma göre gerilme,

$$\sigma(y) = \int_{y}^{h_{SC}} f \, dy \tag{3.52}$$

$$\boldsymbol{f_L} = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$$
$$f = J_z B_y \tag{3.53}$$

$$\sigma(y) = \int_{x}^{h_{SC}} \frac{\partial B_y^2}{\partial y} \, dy \tag{3.54}$$

ve gerilmenin analitik formülü için,

$$\sigma(y) = -\frac{B_{y-}^2 B_a^2}{2} \tag{3.55}$$

elde edilir. Burada B_y, manyetik alanın *y* bileşenidir.

İkinci örnek olarak Şekil 67'de verilen durumun dış manyetik alan yokken yalnızca z-yönünde $I_a(t) = I_{max}\sin(2\pi f t)$ akım geçirilen süperiletken dilimde (strip) oluşan gerilme nümerik ve analitik olarak hesaplandı. Sayısal yöntem için Denklem takımı 3.47-3.51 FEM ile öz uyumlu

olarak çözdürüldü. Analitik yöntem için akım geçirilen dilimde Brandt ve Indembom (1993) tarafından çıkartılan denklem kullanıldı. Akım geçirilen dilim içerisinde artan akım durumu için oluşan manyetik alan ve akım dağılımları sırasıyla,

$$\mathrm{B_x} = \frac{-\mu_0\, \mathrm{J_c}\, h_{SC}}{\pi} \tanh^{-1}\left(\frac{\sqrt{x^2-b^2}}{\sqrt{a^2-b^2}}\right) \quad (3.56)$$

,

$$\mathrm{J_z} = \frac{2\,\mathrm{J_c}}{\pi} tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{a^2-b^2}{b^2-x^2}}\right) \quad (3.57)$$

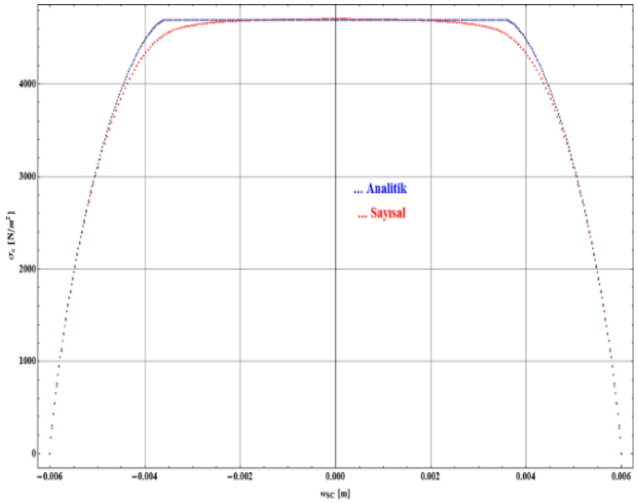
,

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 gerilme ise $\int_x^{w_{SC}/2} f_L dx$ integrali nümerik olarak bulunabilir.

Şekil 69'da, transport akım geçirilen bir süperiletken dilimde analitik ve nümerik yöntemle hesaplanan gerilme dağılımlarının x bileşenleri verilmiştir. Hesaplamalarda uygulanan akımın maksimum değeri $I_{max} = 125$ A olarak alınmıştır. Süperiletken dilim süperiletkenlik ve mekanik parametreleri için yine Tablo 15'te verilen değerler kullanılmıştır. Hesaplamalarda uygulanan akımın frekansı *f*=1 Hz olarak seçilmiştir. Akım I_a'dan maksimum değerine kadar artırılmış ve I_a=I_{max}'ta oluşan gerilme dağılımı verilmiştir. Tıpkı manyetik alanda oluşan gerilme gibi süperiletken dilim sağından ve solundan içeri doğru bir basınç oluşmakta ve şekilden de görüleceği üzere, nümerik yöntemle analitik yöntem iyi bir uyum sergilemektedir.

Tablo 14. Süperiletken dilim için süperiletkenlik ve mekanik hesaplama 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)	Şeridin 0 K'de kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{SC}h_{SC})$	2.5×10^{10}
S_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim15\times w_{sc}$
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 69. Akım geçirilen süperiletken dilimde sayısal ve analitik yöntem kullanılarak elde edilen gerilmelerin karşılaştırması.

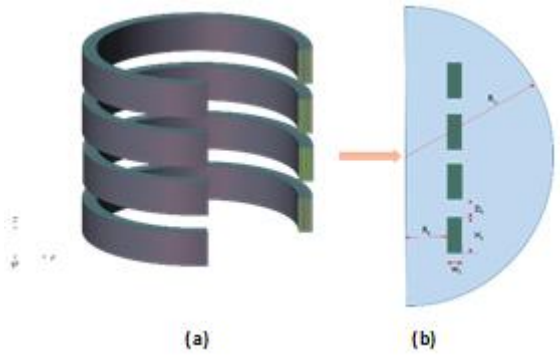
Sayısal ve analitik yöntemler arasında oluşan küçük farklılık, analitik yöntemde kullanılan B_x ve J_z değerlerinin akım değişiminin çok küçük zaman aralığında değiştiği, yani frekansın hemen hemen sıfıra gittiği durumda elde edilmesinden dolayıdır. Oysa bizim yöntemimizde frekans 1 Hz alınmıştır. Diğer bir farklılık ise, dilimin kalınlığının çok küçük alınmasıdır. Nümerik hesaplamalarda dilim kalınlığı, gerçek süperiletken şeridin kalınlığına eşit ($\sim 100\ \mu\mathrm{m}$) alındı.

Tablo 15. Hesaplamalarda kullanılan süperiletken şeridin mekanik özellikleri (Wang vd., 2000).

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

3.8.2 Akım Akışından Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarda Oluşan Gerilme

Projenin bu safhasında akım geçirilen süperiletken bobin yığınlarında geçen akım ve indüklenen manyetik alandan dolayı oluşan gerilme analizine geçildi. Bunun için, Şekil 70 ile verilen süperiletken bobin yığınları dikkate alınmıştır.



Şekil 70. (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 (Zermeno vd., 2013). Akım $I_a(t) = I_{max}\sin(2\pi ft)$ şeklinde φ yönünde değişmekte ve manyetik alan bobinlere rz düzleminde nüfuz etmektedir. Bobinlerin elektro-mekanik analizleri için 3.47-3.51 denklemleri COMSOL Multiphysics programında öz uyumlu olarak çözdürülmüştür. Denklem 3.47 ile verilen Ampere denkleminin sonucundan Lorentz kuvveti hesaplatılmış bu kuvvet Denklem 3.50 için başlangıç değeri olarak kullanılarak ve Denklem 3.51 ile verilen sınır şartı yardımıyla süperiletken bobinlerdeki iç gerilme bileşenleri çıkartılmıştır. Burada kullanılan yapısal kuvvetler şu şekildedir:

$$f_r = J_\varphi B_z \tag{3.58}$$

$$f_z = -J_\varphi B_r \tag{3.59}$$

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 alanı için akım ile elektrik alan yanı yönlü ve ifadesi,

$$\boldsymbol{E}_\varphi = -\frac{\partial \boldsymbol{A}_\varphi}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla} V \tag{3.60}$$

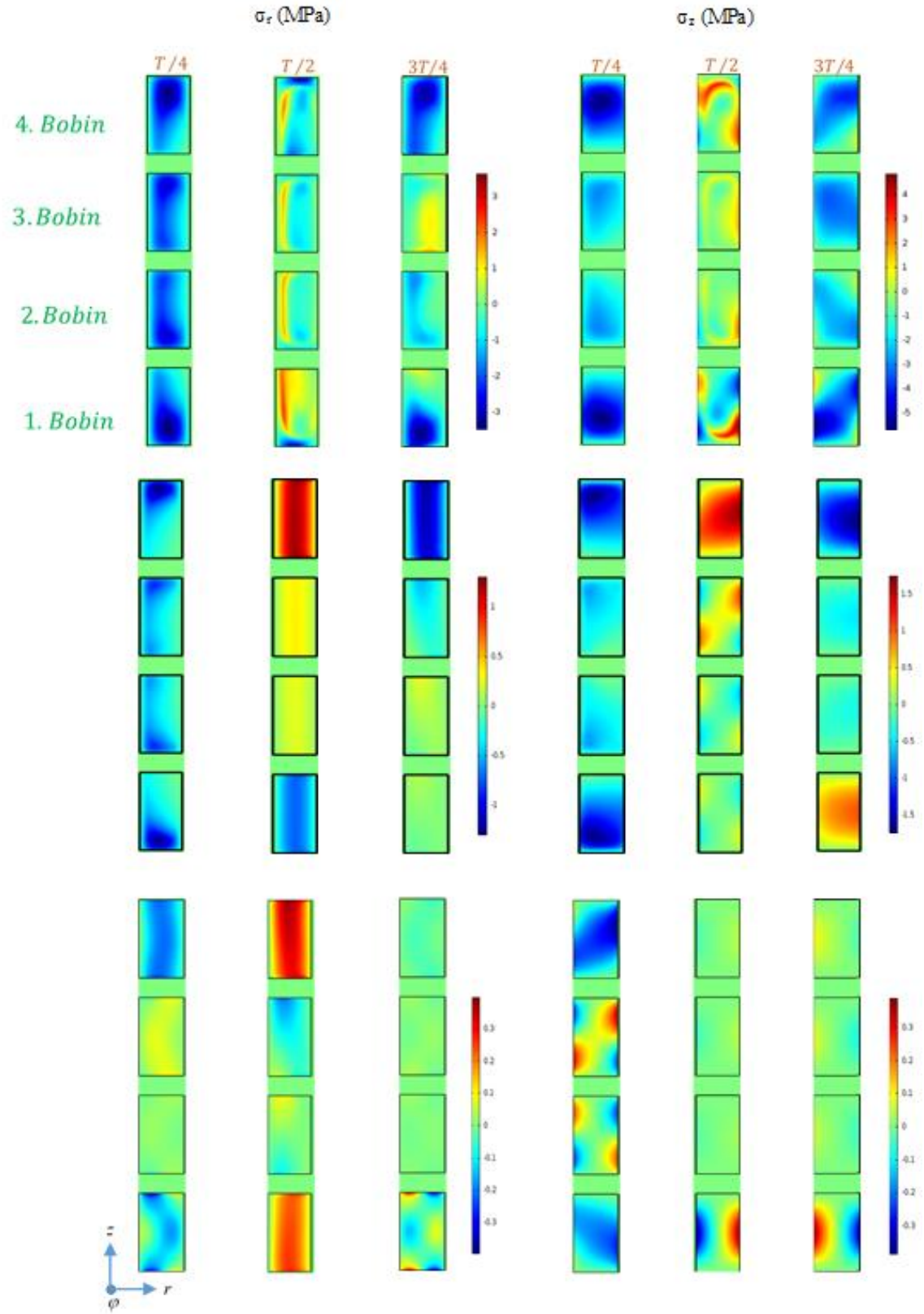
ile tanımlanmaktadır. Burada $\boldsymbol{\nabla} V$ potansiyel gradyentini her bobinde geçen akım miktarını eşitlemek için ayarlanmakta ve her bobinin kesit alanı için sabit bir değer almaktadır. Süperiletken bobinlerin parametreleri Tablo 16'da verilmektedir.

Tablo 16. 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)	Şeridin 0 K'deki kritik akım yoğunluğu	2.5×10^{10}
S_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	$\sim10\times R_c$
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
υ	Süperiletken şeridin Poisson Oranı	0.367
ρ (kg/m^3)	YBCO yoğunluğu	6390

Hesaplamaların bir diğer önemli noktası örgülemedir (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 degress of freedom) için çözüm elde edilmiştir. Daha iyi örgüleme hiç şüphesiz serbestlik derecesini artırmakta dolayısıyla çözüm süresini artırmaktadır. Çözümleyici olarak zaman bağlı doğrudan MUMPS çözücü kullanılmış, bağıl ve mutlak tolerans sırasıyla 10^{-10} ve 10^{-12} alınmıştır. Tamamen çiftlenmiş çözücü (fully-coupled solver) çözümü kullanılmıştır.

Şekil 71, seçilen $I_{max} = 90, 150\ ve\ 270$ A üç faklı akım genlikleri için Lorentz kuvvetlerinden dolayı oluşan gerilme dağılımları iki boyutta gösterilmektedir. Hesaplamalarda $t = T/4,\ T/2\ ve\ -3T/4,$ gibi üç farklı zaman alınmıştır. Bu değerler akımın maksimum, sıfır ve minimum değerlerine karşılık gelmektedir.

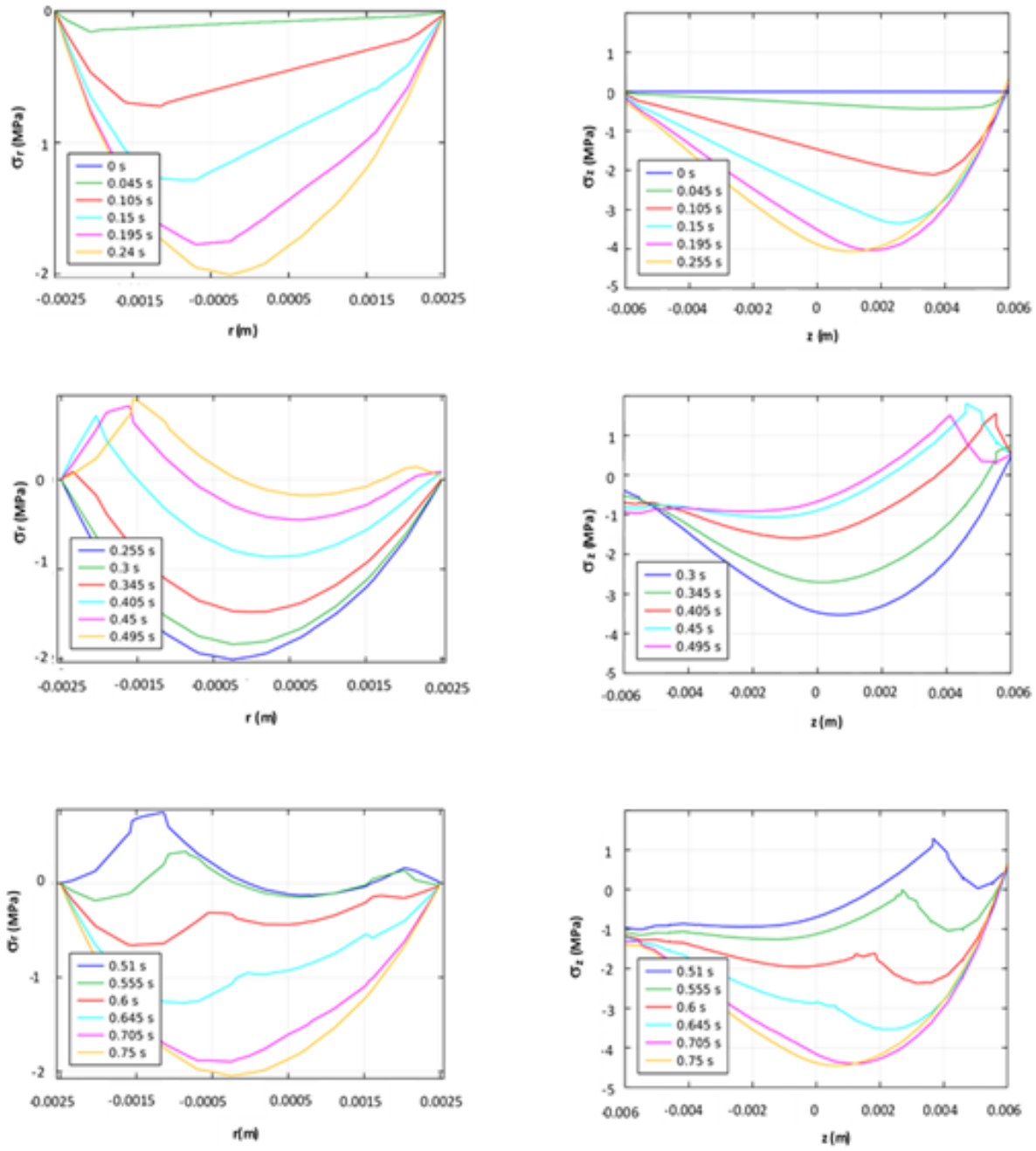


Şekil 71. Farklı zaman aralıkları için süperiletken yığınlarda indüklenen gerilmenin *r* ve *z* bileşenleri. Maksimum değerleri yukarıdan aşağıya 270 A, 150 A ve 90 A seçildi.

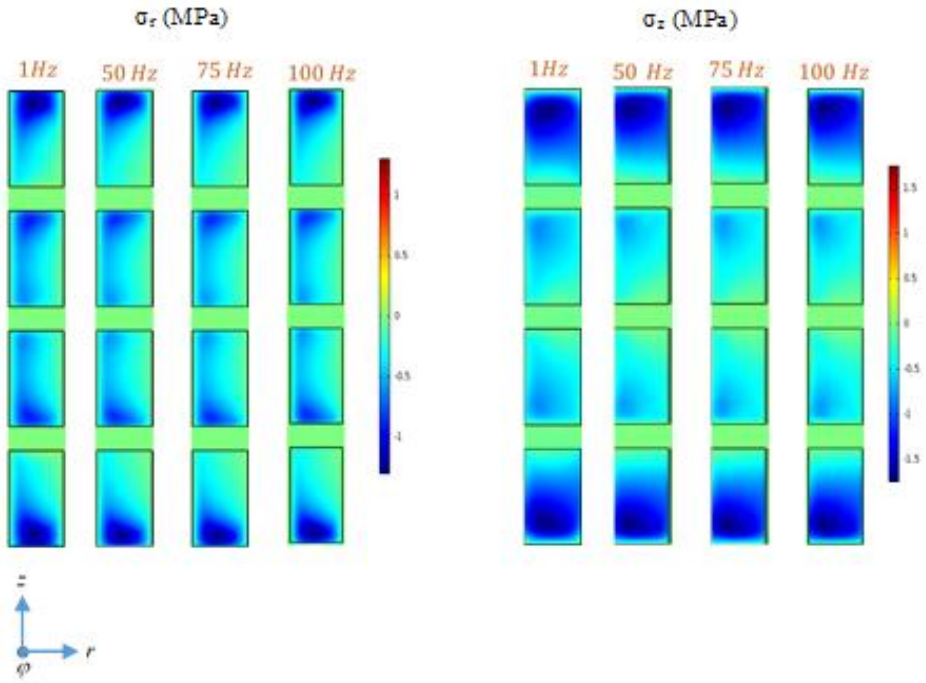
Şekilde en dikkat çekici nokta, yığını oluşturan en dıştaki, yani 1. ve 4. bobinlerde oluşan radyal (σ_r) ve eksenel (σ_z) gerilme bileşenlerinin içteki bobinlere göre çok daha yüksek olmasıdır. Bunun nedeni, dış bobinlerin maruz kaldığı indüklenen manyetik alan miktarının içteki bobinlere göre oldukça yüksek olmasıdır. Bunun neticesinde dıştaki bobinlerde çok daha fazla yapısal kuvvet oluşmakta, bu da 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. Burada dikkat edilmesi gereken diğer bir nokta ise, akımın genliği azaldıkça oluşan gerilme dağılımlarının daha homojen olmasıdır. Bunun nedeni, akım genliği düştükçe bobinlerin etrafındaki diğer bobinlerden dolayı oluşan öz alanın etkisinin zayıflaması ve manyetik alan dağılımlarının homojenleşmesidir.

Şekil 72'de akım artıkça oluşan gerilme dağılımlarının bir boyutlu değişimleri çizdirildi. Gerilmenin 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 gerilme maksimum olmaktadır. Fakat akım artıkça bu maksimum bobinin merkezine doğru kaymaktadır. Alan azaldıkça, önce gerilme azalmakta ve öncelikle bobinlerin kenarındaki sıkıştırıcı gerilme yön değiştirerek genleştirici gerilmeye dönmektedir. Bu, oluşan manyetik akının süperiletken içerisinde yön değiştirmesi ve bunun neticesinde Lorentz kuvvetinin yön değiştirmesi ile açıklanabilir (Yong ve Zhoua, 2011). Burada dikkat çekilmesi gereken bir diğer önemli nokta ise radyal yönde oluşan gerilmenin (σ_r) z yönünde oluşan gerilmeden (σ_z) yaklaşık 1.5 kat daha düşük olmasıdır. Radyal yönde bobinler daha fazla manyetik akıya maruz kalmakta, bu da z ekseni boyunca daha çok Lorentz kuvveti oluşmasına neden olmakta ve bu yöndeki gerilmeyi artırabilmektedir. Bir diğer dikkat çekici husus ise σ_z gerilmesinin bobinlerin alt ve uç noktalarında tam olarak sıfır olmamasıdır. Bu, bobinlerin birbirlerini destekleyerek dengelemeye çalışmalarından kaynaklanmaktadır.

Benzeşimin bir sonraki aşamasında frekansın süperiletken bobin yığınında oluşan gerilme dağılımına etkisi incelendi (Şekil 73). 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 derinliğinin çok fazla değişmemesidir.



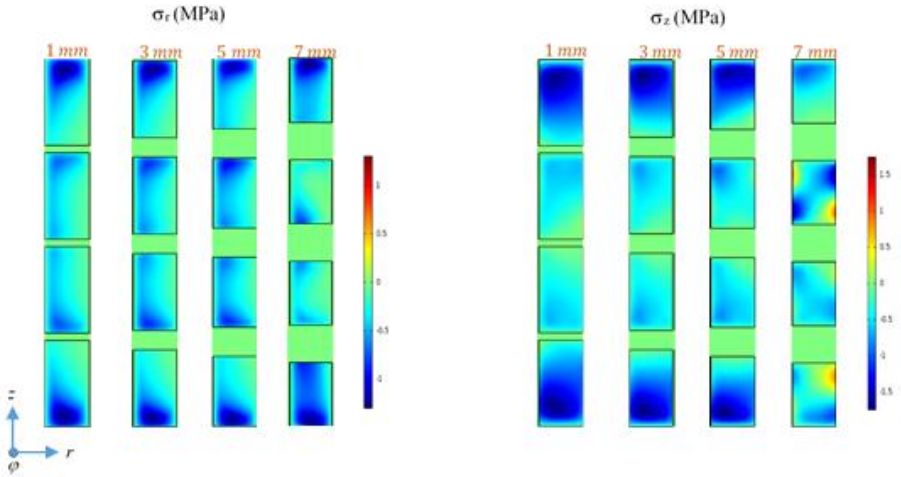
Şekil 72. Uygulanan akımın genliği I_{max}=150 A, bobinler arasındaki mesafe D_c=3 mm ve akım frekansı f=1 Hz seçildiğinde, en üstteki 4. Bobinin yatay ve düşey eksenlerinin tam ortası boyunca indüklenen gerilmenin 1 boyutta dağılımı.



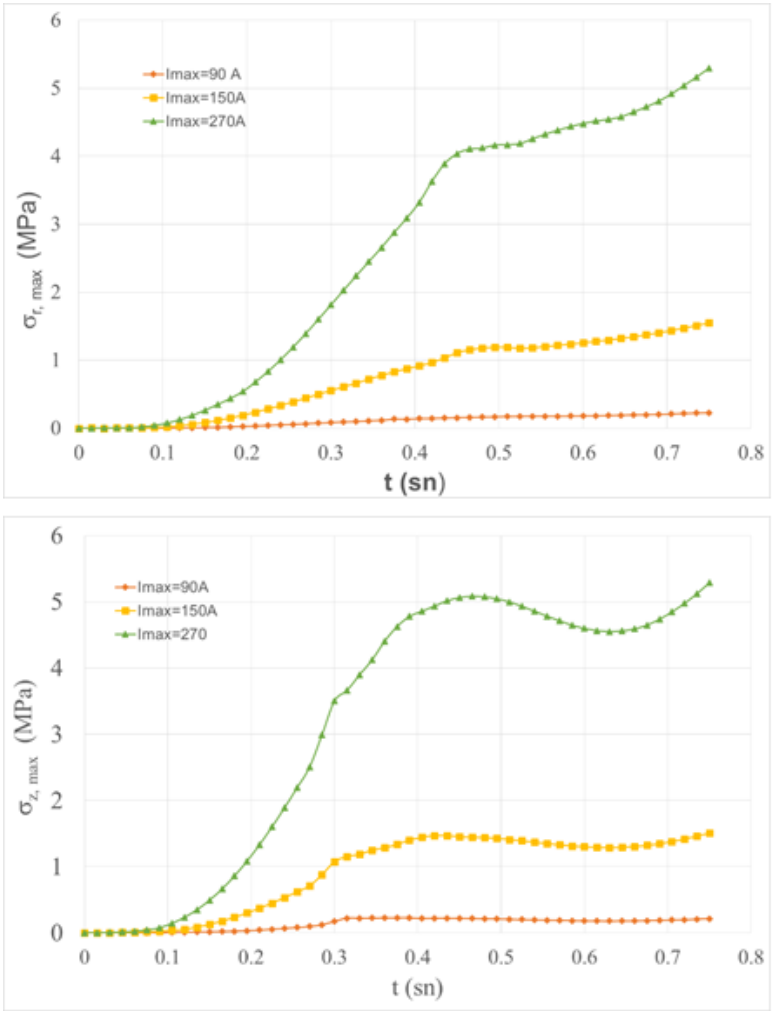
Şekil 73. I_{max}=150 A ve D_c=3 mm seçilen YBCO kaplı iletkenlerden sarılan bobin yığınlarında oluşan gerilmenin farklı frekans değerleri için *r* ve *z* bileşenleri.

Bobinler arasındaki mesafenin yığında oluşan gerilmeye etkisi Şekil 74'te gösterilmektedir. Uygulanan akımın genliği $I_{max} = \mathrm{I}_c/2$ yani 150 A ve frekansı ise 1 Hz olarak seçildi. Bobinler arasındaki mesafe 1 mm'den başlayarak 2 mm adımlarla artırılarak, $t = T/4$'teki değeri için oluşan gerilme dağılımlarının benzeşimi yapıldı. Şekilden de görüldüğü gibi hem radyal hem de eksenel yöndeki gerilme mesafe artıkça azalmaktadır. Bunun nedeni, bobinler arasındaki mesafe artıkça her bir bobinin üzerinde diğer bobinlerden kaynaklanan öz manyetik alan etkisinin zayıflaması, dolayısıyla maruz kaldığı yapısal kuvvetlerin azalmasıdır.

Süperiletken bobinlerde üç farklı genlik için uygulanan akımın aktivasyon zamanının fonksiyonu olarak maksimum gerilmenin değişimi Şekil 75'te verilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere, akım artıkça radyal (σ_r) maksimum gerilme üstel olarak artmaktadır. Ancak, eksenel gerilme (σ_z) önce parabolik artmakta daha sonra sinüzoidal olarak değişmektedir. Öte yandan, maksimum gerilmeler hemen hemen birbirine eşittir. Diğer bir önemli nokta ise akımın maksimum değeri üç kat artırıldığında, maksimum gerilmenin 25 kat artmasıdır. Yine de maksimum gerilme izin verilen değerin çok çok altındadır (http://haynesintl.com).



Şekil 74. Bobinler arasındaki mesafenin D_c=1, 3, 5, ve 7 mm değerleri için bobin yığında oluşan gerilmenin *r* ve *z* bileşenlerinin iki boyutta dağılımı. I_{max}=150 A ve *f*=1 Hz alınmıştır.



Şekil 75. Tüm akım aktivasyonu süresince (*t*=0 ve 3*T*/4; *T*, periyot) seçilen üç akım genliği için en üstteki bobinde oluşan maksimum (a) radyal ve (b) eksenel gerilme. Uygulanan akımın frekansı *f*=1 Hz ve bobinler arasındaki mesafe D_c=3 mm alınmıştır.

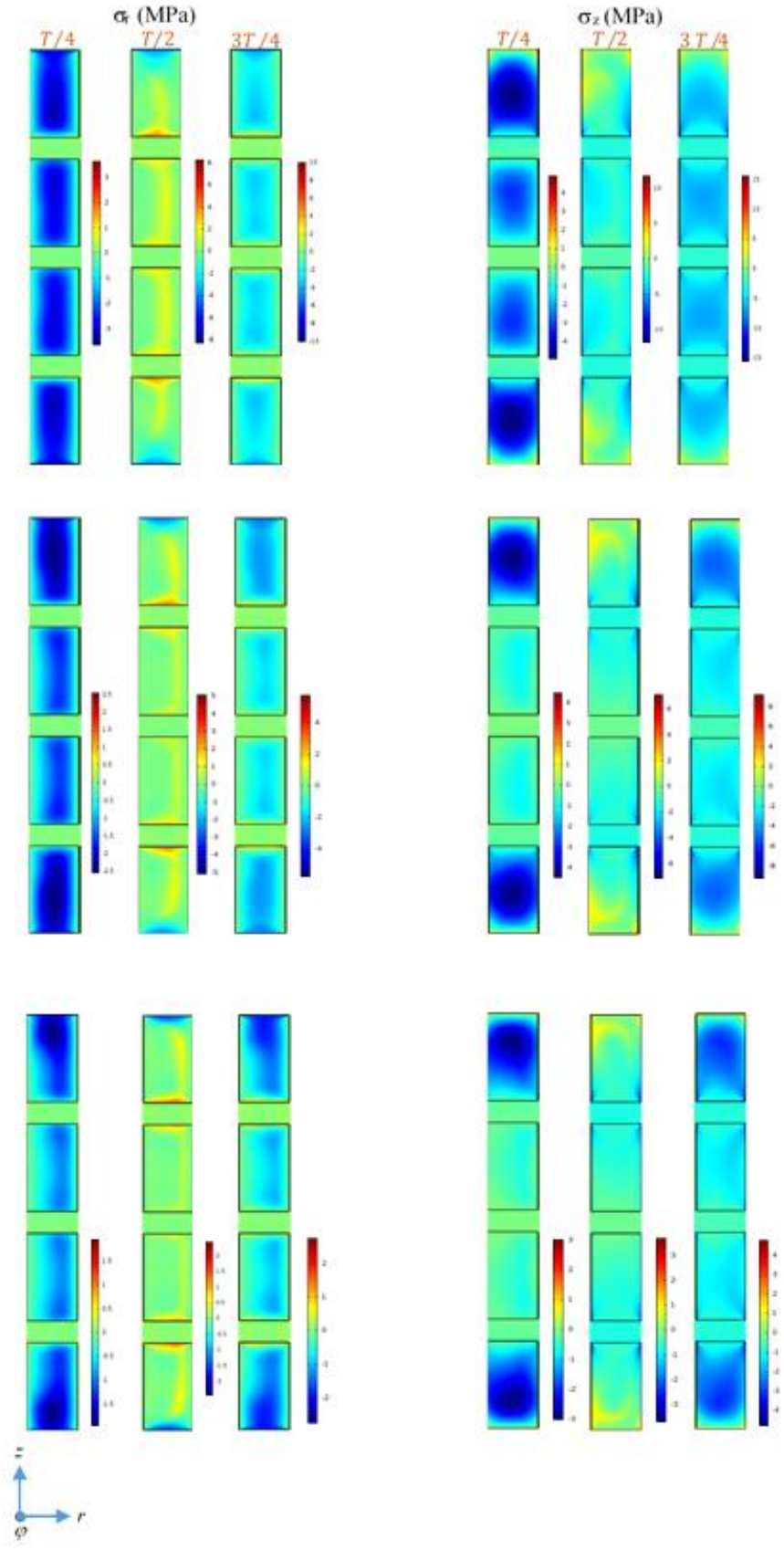
3.8.3 Dış Manyetik Alan Değişiminden Dolayı Süperiletken Bobin Yığınlarında Oluşan Gerilme

Projenin bu bölümünde değişken manyetik alana maruz kalan süperiletken bobin yığınlarında oluşan gerilme dağılımı silindirik koordinat siteminde hesaplandı. Manyetik alan z-doğrulduğunda uygulandı ve bobinlerin kapalı devre oluşturduğu kabul edildi. Akım φ-yönünde indüklenmektedir. Bobinlerin geometrik, süperiletkenlik ve mekanik parametreleri Tablo 16'da verilmektedir. Dirichlet sınır şartı kullanıldı ve hesaplama uzayının dış zarfında manyetik alan teğetsel bileşeni sürekli kabul edildi.

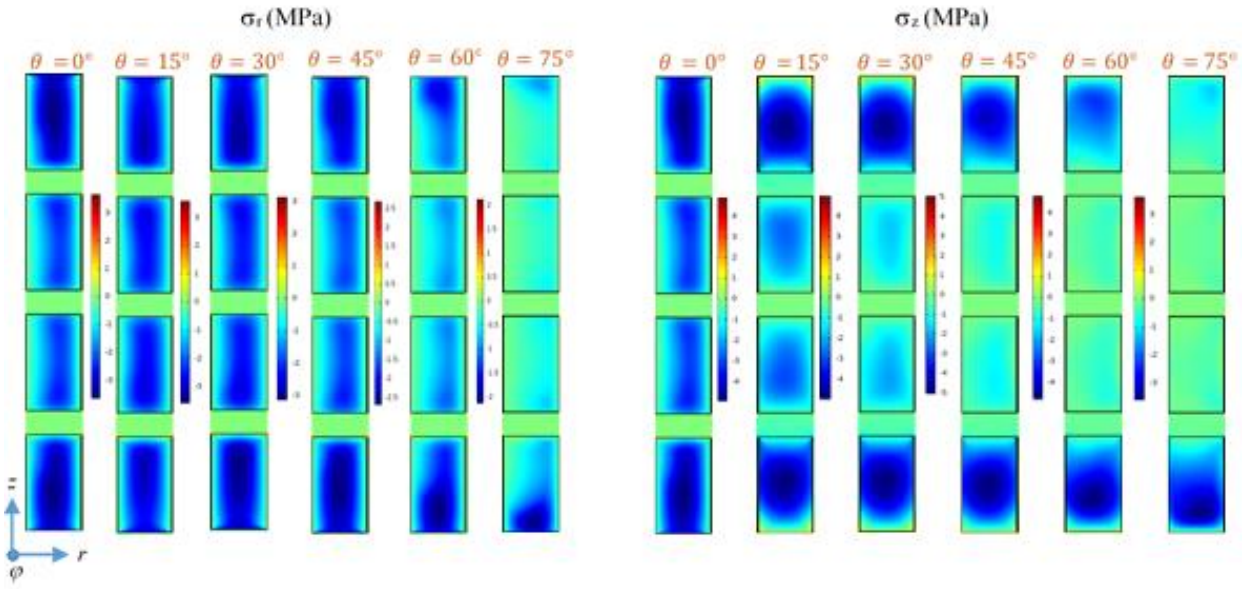
Şekil 76'da z yönünde, $H_a(t) = H_{max}\sin(2\pi ft)$ biçiminde değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında üç farklı zaman dilimi için indüklenen gerilme dağılımlarının σ_r ve σ_z bileşenleri verilmektedir. Uygulanan alanın genliği H_{max}, alanın bobinin merkezine ulaşma değeri $H_p = J_{c0}H_c/2$ ifadesine göre $1.2H_p$, $0.7H_p$ ve $0.5H_p$ olarak alındı.

Gerilme $t = T/4$ anında en yüksek olmaktadır. 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 bileşeninin Lorentz kuvvetinin z bileşenini artırmasıdır. $t = T/2$ anında manyetik alanın sıfır olduğu değerde süperiletkende bir miktar genleştirici gerilme oluşmaktadır. Bunun nedeni, yine bobinlerden akının uzaklaşmaması ve dolayısıyla zıt yönde yapısal kuvvet indüklemesi olabilir. Diğer bir ilginç nokta, manyetik alanın genliği azaldıkça transport akım uygulanmasından farklı olarak, hem σ_r hem de σ_z bileşenlerinin türdeşliğini giderek kaybetmesidir. Bu, manyetik alanın azalması ile bobinlerin içerisindeki akı dağılımının homojen dağılmamasından kaynaklanabilir (Pardo vd., 2015).

Şekil 77'de alanın z eksenine göre farklı açılarda uygulanmasıyla oluşan gerilme 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 ve manyetik alan $t = 0$'dan $t = 3T/4$'e kadar tekrar uygulandı ve bu şekilde devam etti. Toplam altı değer için gerilme dağılımı hesaplandı. Gerilmenin z bileşeni r bileşenenine göre uygulanan alanın yönelimine daha fazla bağlıdır. Bunun nedeni, θ artıkça manyetik alanın B_r bileşeninin artması ve dik yöndeki Lorentz kuvvetini artırmasıdır. Bununla birlikte, θ arttıkça özellikle içteki bobinlerde σ_z azalmaktadır. Bu, aynı açı arttıkça içteki bobinlere uygulanan alanın perdelenmesinden kaynaklanabilir.

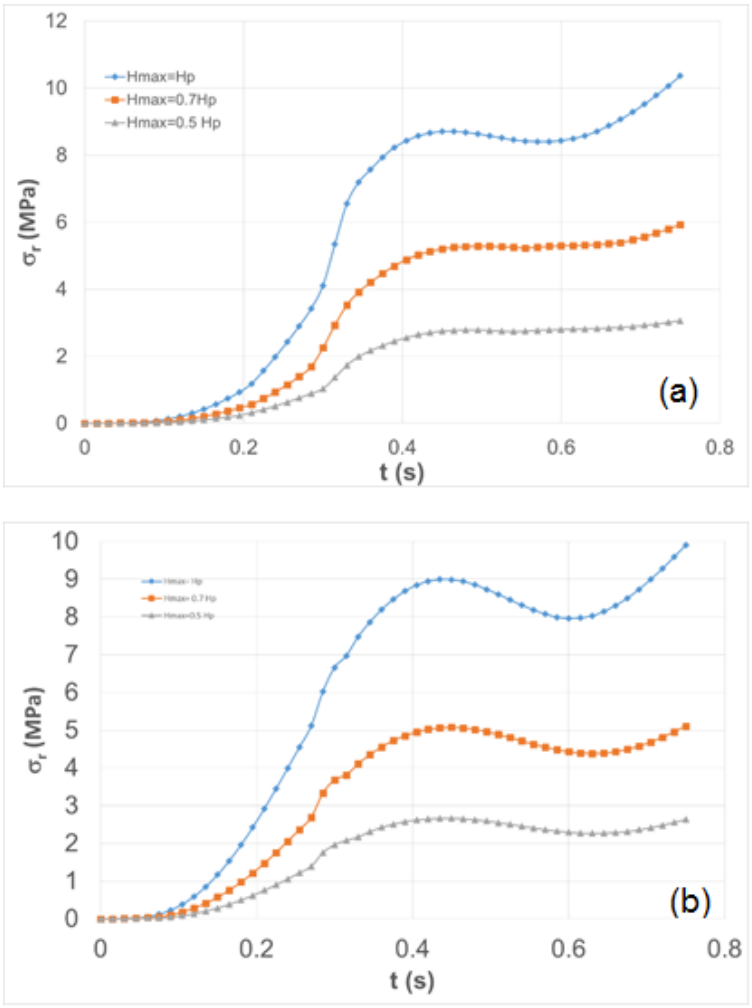


Şekil 76. Değişken manyetik alana maruz bırakılan süperiletken bobin yığınlarında radyal ve eksenel gerilme bileşenlerinin dağılımı. Alan genlikleri 1.25 T, 0.7 T ve 0.5 T alınmıştır.



Şekil 77. $H_{max} = 0.7$ T, $f = 1$ Hz, $D_c = 3$ mm, $t = T/4$ seçilerek uygulanan alanın z eksenine göre $15°$ dönmesiyle süperiletken bobin yığında oluşan gerilmenin r ve z bileşenleri.

Şekil 78'de farklı alan genlikleri için süperiletken bobinlerde oluşan σ_r ve σ_z bileşenlerinin zamana göre maksimum gerilme dağılımları verilmektedir. Alan genliği arttıkça bobinlerde hem radyal hem de eksenel yöndeki gerilme artmaktadır. Ancak, gerilmenin her iki bileşeninin skalası hemen hemen aynıdır. İlk alan aktivasyonu süresince gerilme parabolik olarak artmaktadır. Alan değeri %60 artırıldığında gerek σ_r gerekse σ_z maksimum değerleri yaklaşık iki kat artmıştır. Bu, maksimum gerilmenin alanın genliğine yakından bağlı olduğunu ve dikkatli bir biçimde incelenmesi gerektiğini akla getirmektedir. Ayrıca, alan aktivasyonunda ortaya çıkan gerilme akım aktivasyonunda ortaya çıkan gerilmeye (Şekil 75) göre yaklaşık iki kat daha yüksektir. Bu, aynı şekilde alan aktivasyonunda gerilmenin çok dikkatli bir biçimde ele alınması gerektiğini göstermektedir. Gerilmenin maksimum değeri ~ 10 MPa civarındadır. Bu süperiletken şeritler için izin verilen değerden çok düşüktür.



Şekil 78. Seçilen üç farklı alan genliği için alan aktivasyon zamanına karşı süperiletken bobin yığınında oluşan maksimum gerilme. Uygulanan alanın frekansı $f = 1\ \mathrm{Hz}$ ve bobinler arasındaki mesafe $D_c = 3\ \mathrm{mm}$ olarak benimsendi.

3.9 Süperiletken Bobin Yığınlarının Isıl Analizi

Projenin bu bölümünde akım geçirilen dört tane bobinden oluşan bobin yığınında, direnç kayıplarından oluşan sıcaklık artışı, Ampere ve ısı transfer denklemleri birlikte çözülerek hesaplandı. İki boyutlu hesaplamalarda yine Şekil 70'deki bobin yığın yapısı kullanıldı. Transport akım bobinlerden φ-yönünde geçirildi ve sıcaklık dağılımları hesaplandı. Bobin sisteminin elektromanyetik analizi için Denklem 3.47, $\hat{n} \times \boldsymbol{A} = 0$ sınır şartı ile birlikte kullanıldı. Transport akım durumu için süperiletken bobinlerin yüzeyinde oluşan elektrik alanının hesabı için Denklem 3.60 kullanıldı. Bobinlerin ısıl analizleri için,

$$\rho C_p \frac{\partial \boldsymbol{T}}{\partial t} + \nabla \cdot (\kappa \nabla \boldsymbol{T}) = Q \tag{3.61}$$

zamana bağlı diferansiyel denklemi çözdürüldü. Burada C_p sabit basınçtaki süperiletkenin öz ısısı, ρ süperiletken tabakanın yoğunluğu ve κ ısıl iletkenlik katsayısı, Q ise akım uygulandığında ısıya dönüşen enerji miktarıdır. Isıl iletkenlik için sınır şartı olarak,

$$\boldsymbol{n} \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \tag{3.62}$$

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

$$Q = \iint (2\pi r) J_\varphi E_\varphi \, dA \tag{3.63}$$

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

$$J_c(T,B) = J_{c0} \frac{\left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right)^\alpha}{\left(1 + \frac{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{B_0}\right)^\gamma} \tag{3.64}$$

ifadesi kullanıldı. Burada J_{c0} 0 K'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 bağlılıkları göz ardı edildi. Kullanılan parametreler Tablo 17'de verilmiştir.

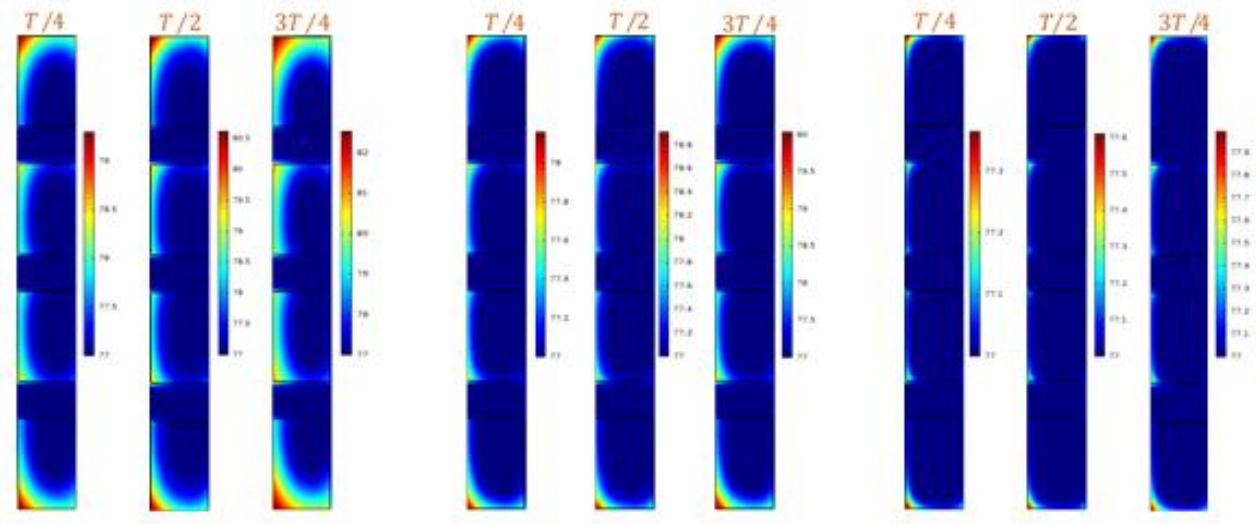
FEM 'e dayalı hesaplamaların doğruluğunu etkileyen bir diğer etmen örgüleme ve tolerans ayarlamalarıdır. Örgüleme için hem bobinlerin hem de boşluğun örgülemesi için serbest üçgensel örgüleme tipi kullanıldı. Bu seçim, serbestlik derecesini önemli ölçüde düşürmektedir. Toplam 44671 üçgensel eleman kullanılmıştır. Doğrudan MUMPS çözücü kullanılırken, bağıl ve mutlak tolerans sırasıyla 10^{-10} ve 10^{-12} alındı.

Şekil 79'da seçilen üç farklı akım genliği için akım aktivasyonunun farklı durumlarında süperiletken yığını oluşturan bobinlerdeki ısıl dağılım gösterilmiştir. $I_a(t) = I_{max}\sin(2\pi f t)$ biçiminde verilen akım, $t_i = 0$ ile $t_f = 3T/4$ aralığında $\Delta t = T/100$ adımlarla uygulanmıştır. Şekilde en fazla ısı artışının ve ısı nüfuzunun en dıştaki bobinlerin iç yüzeylerinde meydana geldiği görülmektedir. 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 azaldığı için sıcaklık artışı daha azdır. Bunun yanında, beklenildiği gibi transport akımın genliği arttıkça sıcaklık artışı daha fazla olmaktadır.

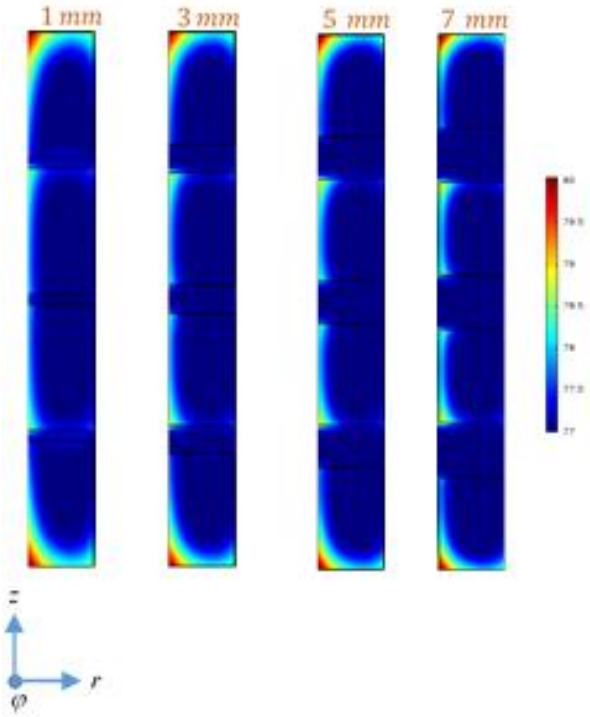
Tablo 17. Süperiletken bobin yığını için kullanılan parametreler.

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 $I_c/(w_{SC}h_{sc})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun iletkenliği	1
R_u (cm)	Hesaplama uzayının yarıçapı	~10×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 bağlılığı için parametre	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
T_0 (K)	Süperiletken bobin yığınlarının işlem	77
ρ (kg/m^3)	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
κ (W/m.K)	Sıvı azotun ısıl iletkenlik katsayısı	0.02583
C_p (J/kg.K)	Sabit basınçta sıvı azotun öz ısı	1040

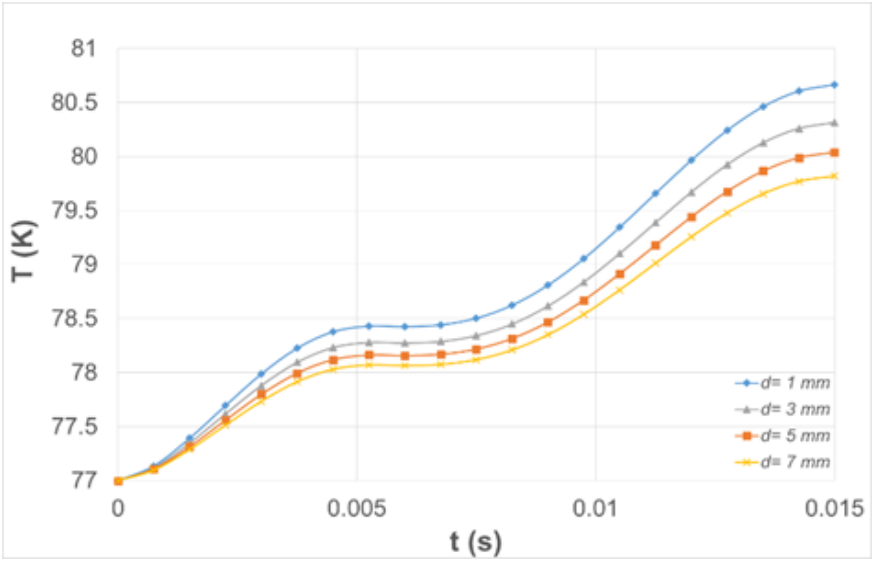


Şekil 79. I_{max}=270 A (0.9I_c), 150 A (0.5I_c) ve 90 A (0.3I_c) alınarak süperiletken yığını oluşturan bobinlerin her birindeki 2 boyutta sıcaklık dağılımı. Uygulanan akımın frekansı, f= 50 Hz ve bobinler arasındaki mesafe D_c=5 mm alınmıştır.

Şekil 80, bobin yığınlar arasındaki mesafenin bobin yığınlarındaki sıcaklık dağılımına etkisini göstermektedir. Bobinler arasındaki mesafe D_c=2 mm artırılarak $I_a = I_{max}$ için sıcaklık dağılımı hesaplanmıştır. Şekil 81'de ise bobinler arasındaki mesafenin etkisini daha açık gösterebilmek için sağ en üst noktadaki sıcaklık değişimi tüm akım aktivasyonu boyunca hesaplandı. İki şekilde de bobinler arasındaki uzaklık artıkça 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. Ayrıca, bobinler arasındaki mesafenin artışı özellikle içteki bobinlerde çok az ısı artışına yol açmıştır. Bu, mesafe arttıkça içteki bobinlerin kendi öz alanların etkisinin artmasından kaynaklanabilir.

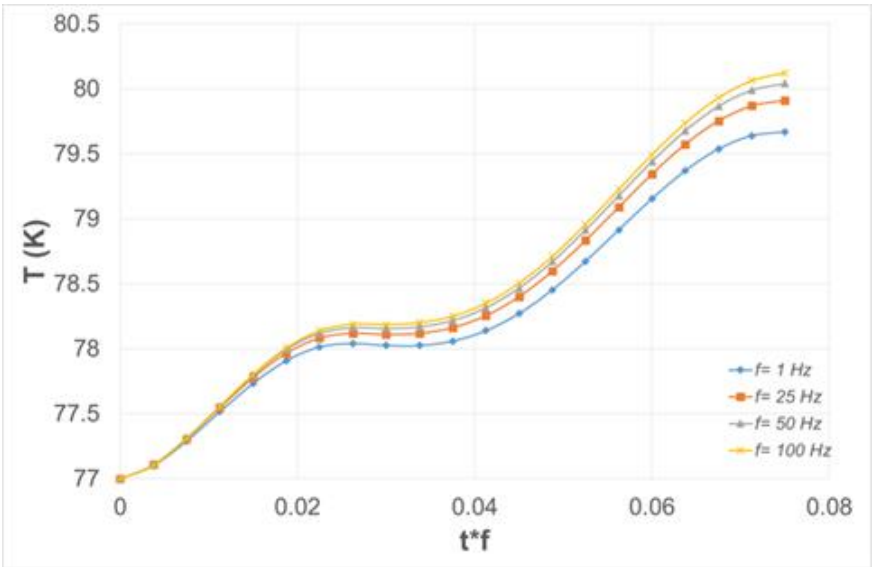


Şekil 80. Bobinler arasındaki mesafe 2 mm artırılarak bobin yığınında oluşan iki boyutta sıcaklık dağılımları.



Şekil 81. Bobinler arasındaki mesafe değiştirilerek tüm akım aktivasyonu süresince bobin yığının sağ üst kısmında zamanın fonksiyonu olarak hesaplanan sıcaklık.

Şekil 82'de uygulanan akımın süresinin fonksiyonu olarak bobin yığınının en çok ısınan bölgesinde oluşan sıcaklık farklı frekanslar için verilmiştir. Özellikle süperiletken aygıtların çalışma frekansı olan $f = 1$ Hz ile 100 Hz arasındaki çeşitli değerler alınmıştır. Uygulanan akım genliği $I_{max} = 150$ A $= I_c/2$ alındı. Şekilde, frekans artıkça oluşan ısının hızla arttığı göülmektedir. Akım frekansı artıkça, akımın nüfuz ettiği bölge daralmakta ve akım dar bir bölgede akmaya zorlanmaktadır. Sonuç olarak, kayıp ve dolayısıyla sıcaklık artmaktadır.

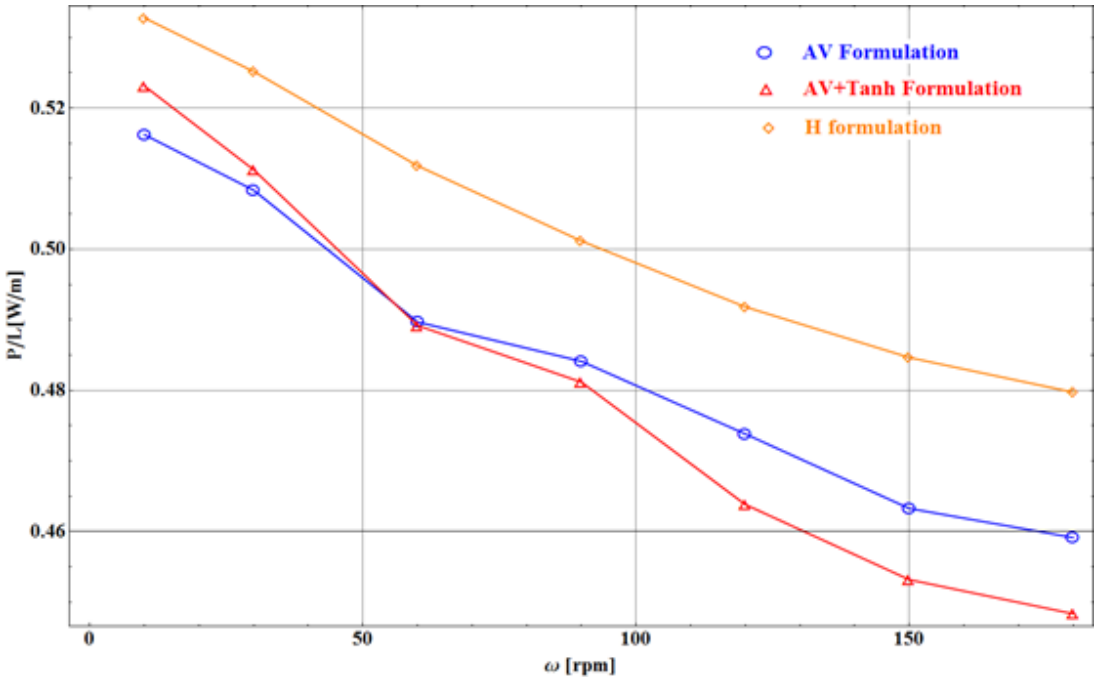


Şekil 82. Farklı frekanslar için akımın 0<*t*<3*T*/4 zaman aralığında bobinin sağ üst kısmında sıcaklık değişimi.

3.10 Süperiletken Jeneratörlerin Elektromanyetik Analizleri

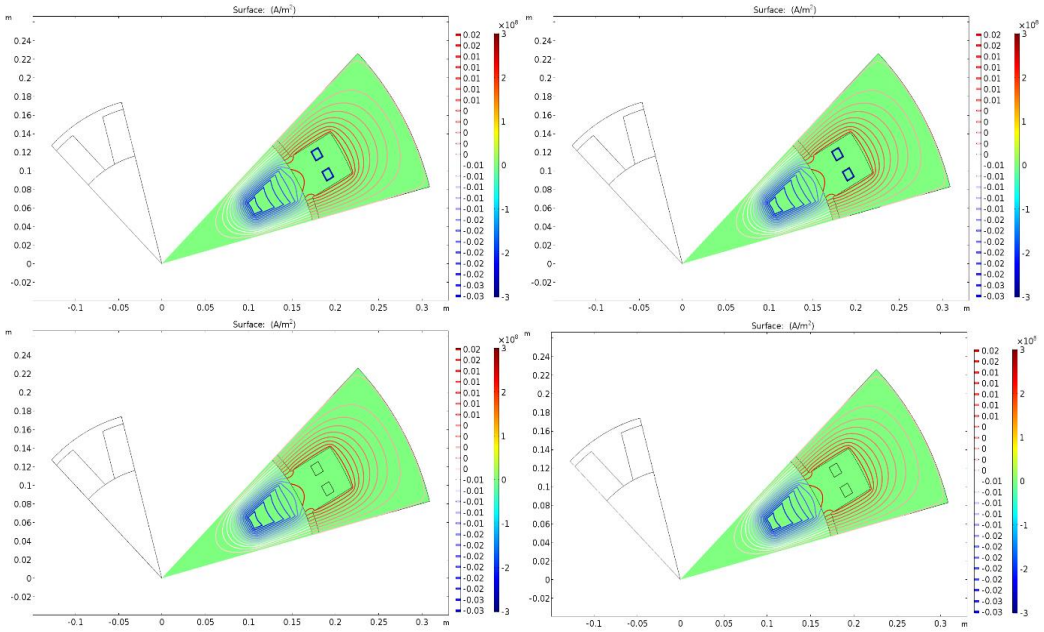
Projenin son kısmında süperiletken jeneratörlerin elektromanyetik analizleri için yeni iki boyutlu hesaplama yöntemleri geliştirildi ve model jeneratör tasarlandı, Şekil 83. Göz önüne alınan model tasarım, 12 kutbu ve 12 slotu bulunan rotoru kalıcı mıknatıslardan, stator sargıları ise süperiletken bobinlerden yapılmış üç fazlı senkron jeneratördür. Süperiletken bobinler 2*N* kaplı iletkenler ile sarılmış ve kritik akım şiddeti *T*=77 K'de 300 A civarındadır. Rotor mıknatısları *xy*-düzleminde manyetik alan üretmekte ve YSS bobinlerden yanlızca *z*-yönünde akım indüklenmektedir. Model jeneratörler için kullanılan parametreler Tablo 18'de verilmiştir. Geliştirilen yöntemin detayları Bölüm 2.5'de detaylı bir biçimde anlatılmıştır.

Şekil 83'te farklı jeneratör hızları için her üç yöntem kullanılarak hesaplanan AA kayıplar gösterilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere, AA kayıplar açısal hız artıkça hemen hemen doğrusal olarak azalmaktadır. Bunun nedeni Şekil 84'e bakılarak kolayca anlaşılabilir, zira dönme hızı artıkça nüfuz eden indüklenen akımın girme derinliği azalmaktadır. Bu yüzden, kayıplar bununla orantılı olarak azalmaktadır. Bu değerler anlık kayıpları göstermektedir, gerçek kayıp değerleri için bu değeler hıza karşılık gelen frekansla çarpılmalıdır.



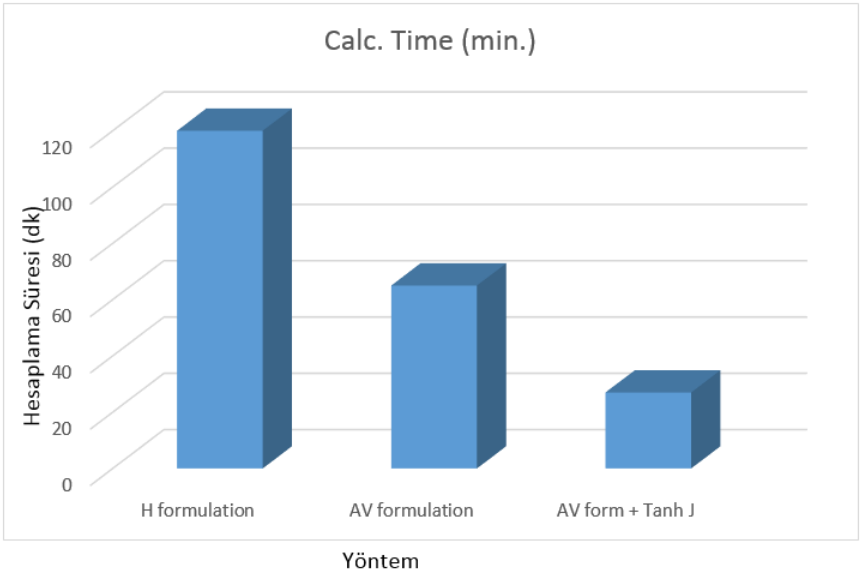
Şekil 83. Geliştirilen üç yöntem ile hesaplanan AA kayıplarının jeneratörün dönme hızının fonksiyonu olarak değişimi.

Diğer bir önemli nokta, saf **A**-*V* formülasyonu (Denklem 2.22) ve **A**-*V*+tanh(*J*) (Denklem 2.25) ormülasyonu ile hesaplanan kayıplar arasındaki fark %1 civarındadır. Bu beklenen bir sonuçtur, zira hem dönme frekansı hem de indüklenen alanın genliği 180 rpm için *f*=3Hz ve akımın genliği 60 A/şerit oldukça düşüktür. Her ikisi de kritik hali sağlamaktadır. **H**-formülasyonu ile fark yine %0.3 kadardır ve oldukça makul düzeydedir. Bu fark sayısal hatalardan kaynaklanabilir. **A**-*V* yöntemlerinde dikkate değer bir nokta ise kayıp eğrilerinde ortaya çıkan dalgalanmalardır. Bunun nedeni, her bir açısal hız değerinde aynı örgülemenin kullanılmasından kaynaklanmaktadır. Daha iyi hesaplama için her bir açısal hız değerinde örgülemeyi yeniden ayarlamak gerektiği ortaya çıkmaktadır. Fakat, burada dikkat edilmesi gereken en önemli nokta hesaplama süresidir. Intel Xenon CPU E5-2596 @2.3 GHz 7 core ve 16 GB RAM kullanılarak yapılan hesaplama sürelerinin karşılaştırılması Şekil 85'te verimiştir.



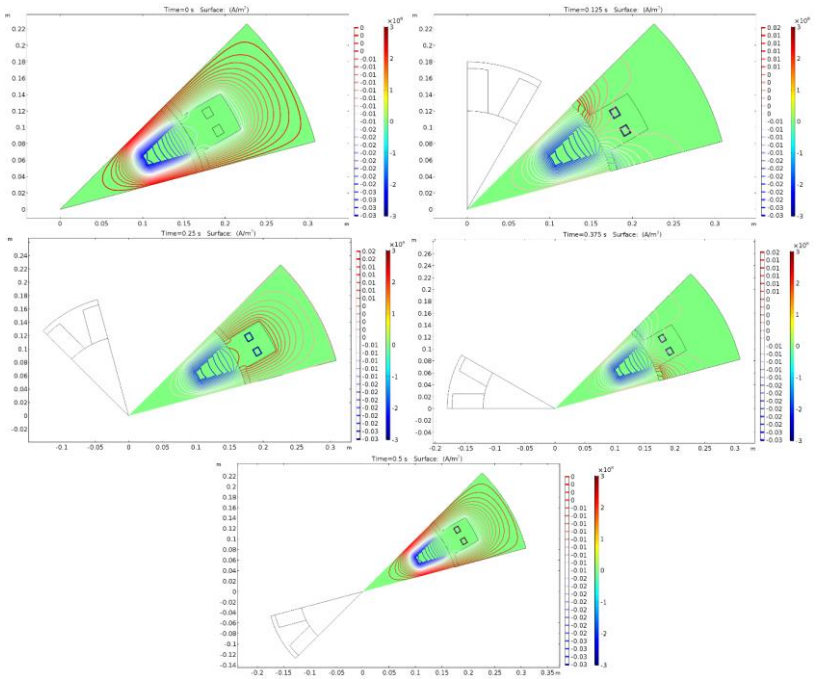
Şekil 84. $\omega = 10, 30, 150 \text{ ve } 180 \text{ rpm}$ hızları için rotor çeyrek tur döndüğü zaman süperiletken bobinlerde indüklenen akım ve etrafında oluşan manyetik alan (kontörler) dağılımları.

H-formülasyonu çerçevesinde hesaplama süresi diğerlerine göre oldukça fazladır, Şekil 85. Saf **A**-*V* ve **A**-*V*+tanh(*J*) formülasyonları kullanılarak yapılan hesaplamalar makul sürelerdedir. Herhangi bir makine optimizasyonu probleminde bu her iki yöntemi de ön plana çıkarmaktadır. Fakat, bu yöntemlerin bir dezavantajı her fiziksel parametre değiştirildiğinde örgüleme parametrelerinin daha yoğun veya seyrek olacak biçimde, ya da örgüleme tipi değişikliklerinin ve aynı zamanda çözümleyici parametrelerinin iyi ayarlanması gerekliliğidir. Özellikle bağıl ve mutlak tolerans değerlerini sırasıyla $10^{-10}, 10^{-12}$ mertebelerinde ayarlamak gerekmektedir.



Şekil 85. Her üç yöntem kullanılarak AA kayıpların hesaplanma sürelerinin karşılaştırması.

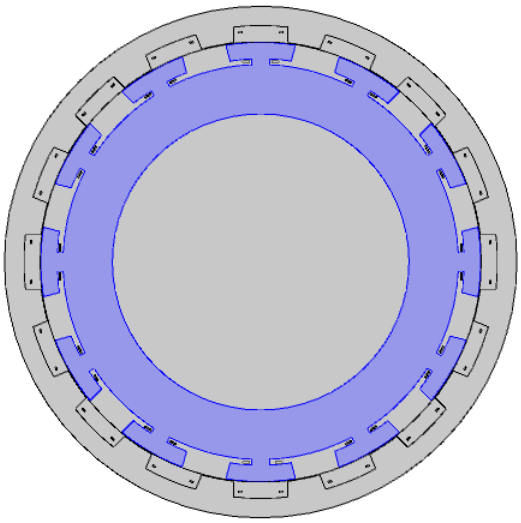
Şekil 86'da farlı rotor pozisyonları için oluşan manyetik alan dağılımları verilmektedir. Şekilde, statorda ve rotorda çok iyi manyetik çiftlenim gerçekleştiği görülmektedir. Manyetik alan daha ziyade stator demirinin bobinlere bakan kısmında birikmektedir. Bu istenilen bir durumdur, zira sızıntıyı (leakage) artırıp indüklenen emk'yı yükseltmektedir.



Şekil 86. $\omega = 60$ rpm için $t = 0, 0.125, 0.250, 0.375, 0.500$ s anlarında model jeneratörün stator ve rotorunda oluşan manyetik alan dağılımları.

3.11 Tüm Süperiletken Jeneratörlerin Modellenmesi

Projenin bu kısmında hem statoru hem de rotoru süperiletken bobinlerden sarılmış jeneratörlerin elektromanyetik analizleri yapılmıştır. Tam süperiletken jeneratörler ağırlık, boyut ve soğutmada sağladıkları avantajlardan dolayı tercih edilmektedir. Bu jeneratörlerin kavramsal tasarımında rotor bobinlerinin süperiletken kaplı iletkenlerden sarılmış bobinlerden yapıldığı dikkate alınmaktadır. Bu, hem uygulanan manyetik alanın ayarlanmasını hem de daha güçlü manyetik alan sağlamaktadır. Şekil 87 'de tamamıyla süperiletken jeneratörün iki boyutta kesit görüntüsü verilmektedir. Rotor bobinleri *xy*-düzleminde yatmakta ve *z*-doğrultusunda sabit DA akım geçirilmektedir. Aynı şekilde stator bobinleri *xy*- düzleminde iken, *z*-yönünde bir AA akım indüklenmektedir.



Şekil 87. Hem statoru hem de rotoru süperiletken bobinlerden tasarlanan model jeneratör.

Jeneratörün hem statorunda hem de rotorunda manyetik devre oluşturabilmek için Şekil 18'de gösterilen $B(H)$ eğrisine sahip ferromanyetik demir kullanılmaktadır ve malzemenin iletkenliği sıfır alınmıştır. Jeneratörün göbeğini oluşturan kısmın ise alüminyumdan yapıldığı düşünülmüştür. Jeneratörün geometrik ve fiziksel parametreleri Tablo 18'de verilmektedir. Hesaplamalarda kolaylık sağlamak için bir önceki bölümde olduğu gibi bobinlerin sarılan şeritlerden dolayı ayrık yapısı ihmal edilmiştir. Bununla birlikte, kolaylık için jeneratörün periyodik yapısını yansıtacak şekilde 1/4'lük kısmı hesaba katılmıştır. Ferromanyetik kısımdaki ve süper akımdaki doğrusal olmayan etki dikkate alınmıştır. İndüklenen akımın alan ve açı bağlılığı için Denklem 2.30 ve 2.31 ile verilen ifadeler kullanılmıştır. YSS bobinlerin eni yaklaşık

$4\ \mathrm{mm}$ olarak alınmıştır ve kritik akım şiddeti ise $100\ \mathrm{A}$'dir. Bu tür ticari süperiletken şeritlerde kullanılan manyetik altlık göz önüne alınmamıştır. Rotor bobinlerinin sarım sayısı daha güçlü manyetik alan üretebilmesi için stator bobinlerinin iki katı olarak alınmıştır. Rotor demir dişlileri manyetik devreyi tamamlayabilmeleri için stator bobinlerinin yerleştirildiği bölgenin genişliği ile uyumlu olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu şekilde rotor bobinleri için daha iyi bir soğutma sistemi tasarımı yapılabilecektir. Sınır şartı olarak Denklem 2.20 ve 2.21 ile verilen ifadeler kullanılmıştır. Farklı bir örgüleme tekniği ile, hem rotor hem de stator için serbest dörtgensel (free quad) örgü kullanılmış, hesaplama sektöründe 72548 eleman için hesaplama yapılmıştır.

Tablo 18. Tamamıyla süperiletken jeneratörün parametreleri.

Parametre (Birim)	**Tanım**	**Değer**
R_{so} (mm)	Statorun dış yarıçapı	71.1
R_{si} (mm)	Statorun iç yarıçapı	61.3
R_{ro} (mm)	Rotorun dış yarıçapı	60.9
R_{ri} (mm)	Rotorun iç yarıçapı	56.4
D_{gap} (mm)	Hava boşluğu mesafesi	0.6
N_r	Rotor bobinlerin sarım sayısı	200
N_s	Stator bobinlerin sarım sayısı	100
ω (rpm)	Rotorun açısal hızı	90
n_p	Kutup sayısı	12
n_s	Slot sayısı	16
I_c (A)	SC şeritlerin kritik akım şiddeti	100
w_{SC} (mm)	Şeritlerin genişliği	4
h_{SC} (μm)	Şeritlerin kalınlığı	1
n	Elektrik alan üstü	25
E_c (V/m)	Elektrik alan kriteri	1×10^{-4}

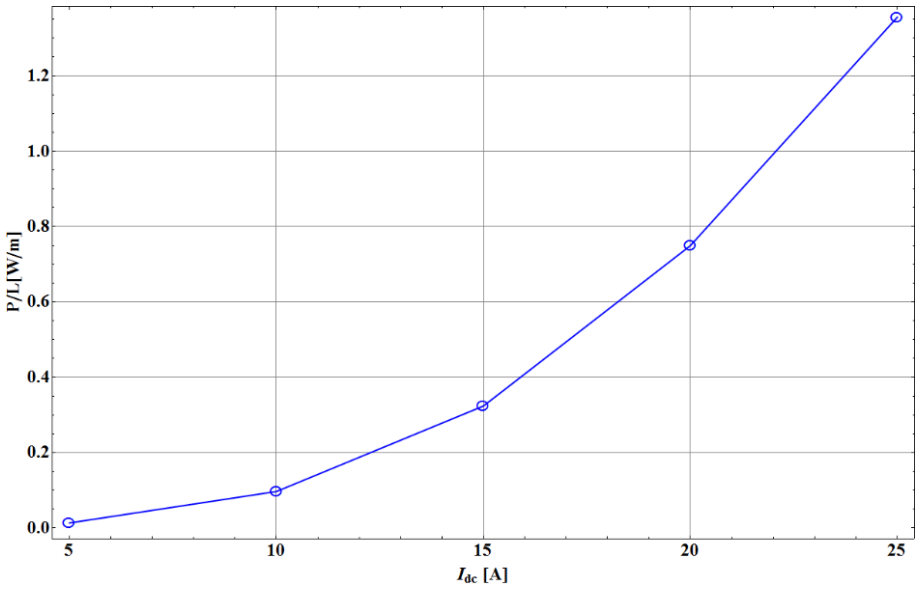
Şekil 88'de rotor bobinlerine uygulanan DA'a karşı stator bobinlerinde oluşan alternatif akım kayıpları gösterilmektedir. Hesaplamalarda Denklem 2.16 ile verilen Ampere denklemi, Denklem 2.22 ile verilen doğrusal olmayan iletkenlik bağıntısı kullanılarak çözülmüştür. Alternatif akım kayıpları tüm bobin kesit alanı üzerinden,

$$P = \frac{1}{T}\int_{T}^{2T} dt \iint JE\, dS \tag{3.65}$$

İfadesi ile hesaplanmıştır. Burada T bir çevrim için geçen periyodu ve dS yüzey elemanını temsil etmektedir.

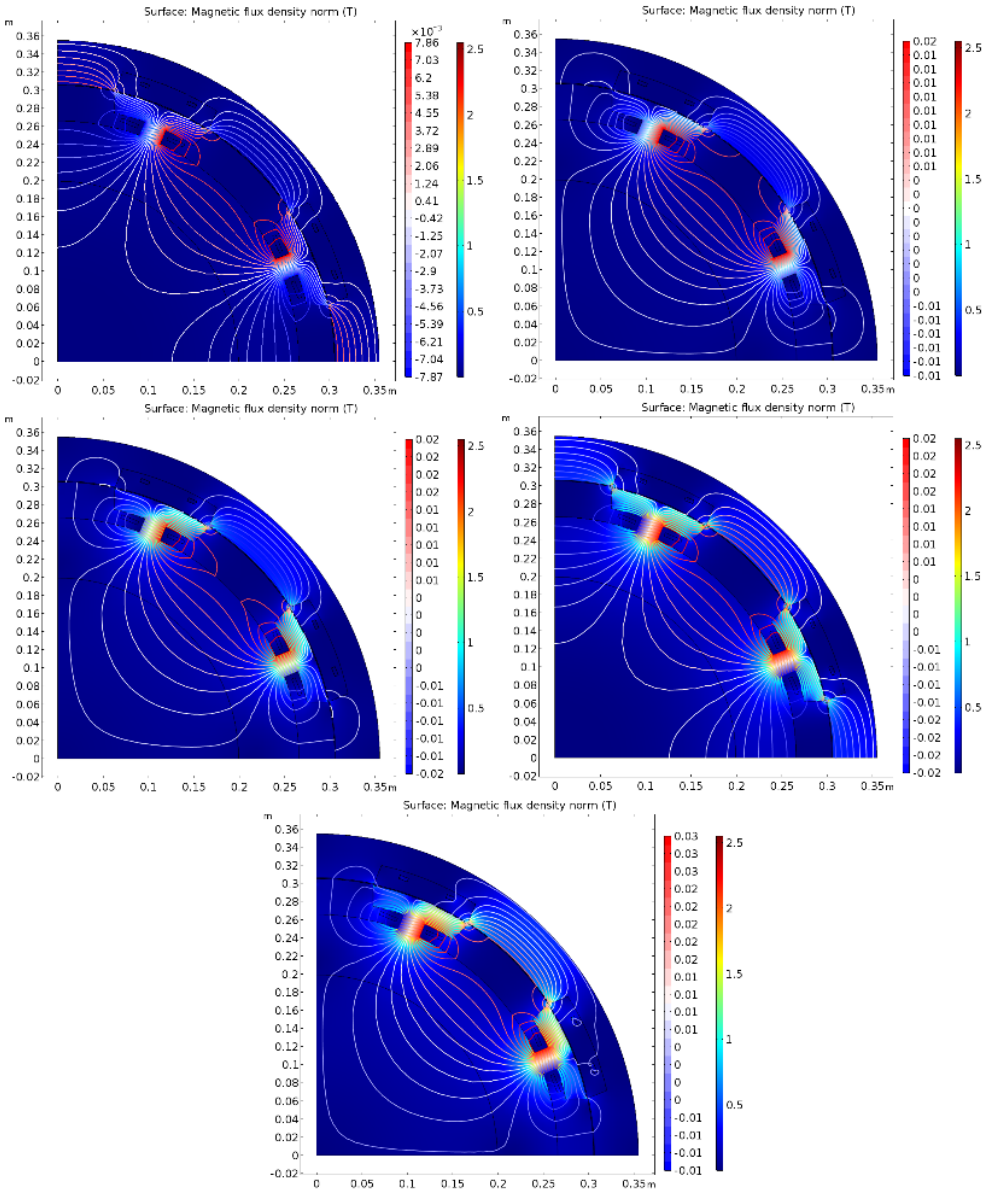
Şekil 88'de AA kayıp, akımın fonksiyonu olarak ikinci dereceden bir bağlılıkla artmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur. Akım artışı süperiletken bobinlerin daha fazla manyetik alana maruz kalmasını sağlar ve stator bobinlerine daha çok akım girer. Kısaca indüklenen akım hava

aralığında (air-gap) oluşan manyetik alan $\propto B_r^2$'nin bir sonucudur. Burada rotordaki DA'ın ilk uygulanması ortaya çıkan kayıplar göz ardı edilmektedir.



Şekil 88. Jeneratörde uygulanan doğru akımın (DA) fonksiyonu olarak hesaplanan kayıp.

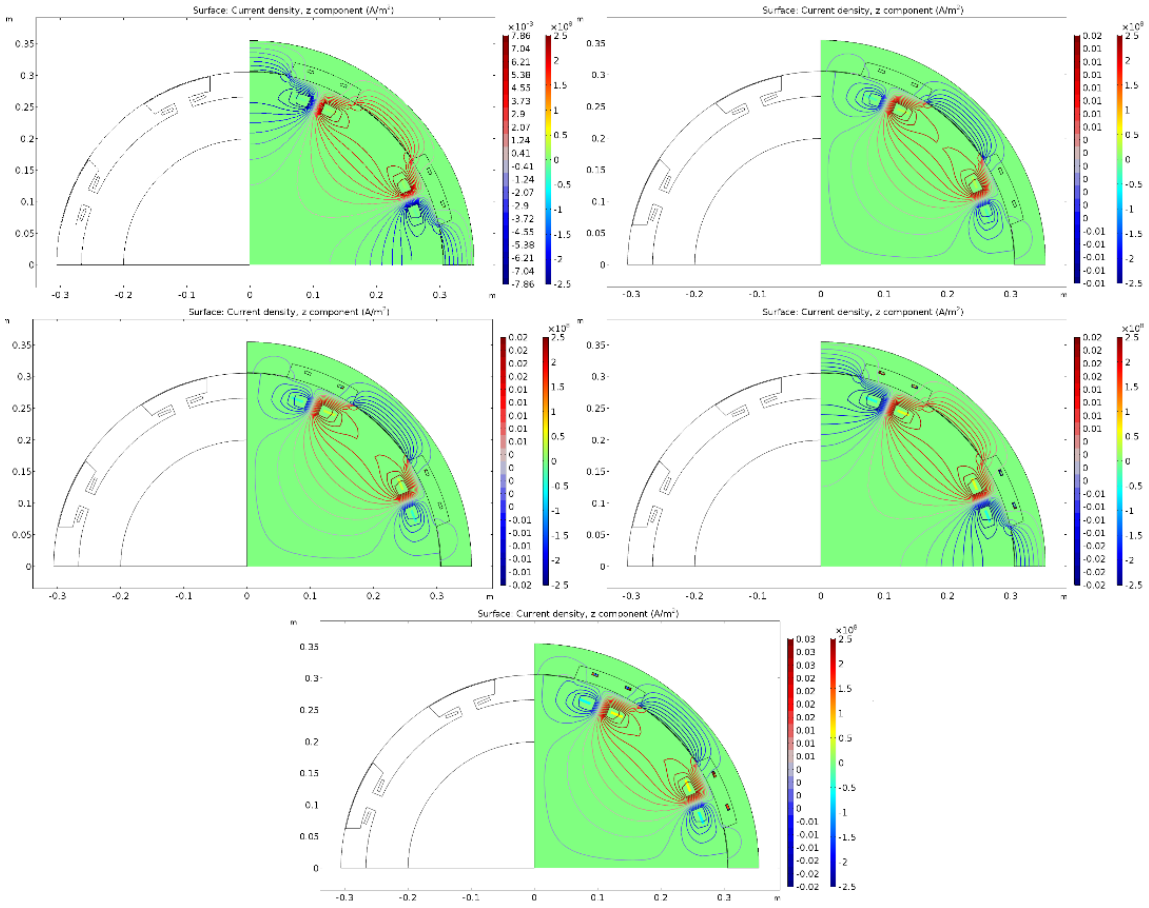
Daha iyi analiz için jeneratör üzerindeki manyetik alan dağılımlarını incelemek gerekmektedir. Şekil 89, iki boyutta süperiletken jeneratörde oluşan manyetik alan dağılımlarını göstermektedir. Şekilde, rotor ve statorda oluşan manyetik alanlar mükemmel bir şekilde manyetik devre oluşturmaktadır. Örneğin, $I_{dc} = 25\ \mathrm{A}$ için bobinlerin üzerindeki bir noktada maksimum manyetik alan değeri 0.38 T, rotor ve stator dişlisinin kesiştiği bir noktadaki maksimum manyetik alan değeri 1.1 T civarında olmaktadır. Jeneratörün rotor ve stator malzemelerinde önemli oranda eddy akımlarının indükleneceği ve ilave kayıplara neden olacağı görülmektedir. Ayrıca, bu kadar yüksek alan stator ve rotor demirlerini manyetik doyuma uğratabilir. Bu durumda, tamamiyle süperiletken jeneratörün yüksek DA için rotorda ve statorda demir kullanmak gerekmeyebilir. Ancak dış zarfa yaklaştıkça manyetik alan değeri 0.11 T'ya kadar düşmektedir. Dış stator demiri üzerinde manyetik alan homojen dağılım göstermektedir. $I_{dc} = 5\ \mathrm{A}$ için bakıldığında süperiletken bobinin herhangi bir ucundaki manyetik alan değeri 0.17 T ve rotor ve stator arasındaki bölgedeki değeri ise 0.54 T civarında olmaktadır. Bu, kayıpların neden ikinci dereceden bir bağlılıkla arttığını açıklamaktadır.



Şekil 89. $\omega = 90$ rpm hızında stator bobinlerine uygulanan $I_{dc} = 5, 10, 15, 20, 25$ A için $t = T/4$ anında jeneratör üzerindeki manyetik alan dağılımı.

Şekil 90'da seçilen DA değerleri için stator bobinlerinde oluşan akım dağılımları gösterilmektedir. Akım dağılımları Li vd. (2017) tarafından verilen dağılımlar ile uyumludur. Şekilde, stator bobinlerinde akım daha ziyade rotor elektromıknatıslarına göre sağ ve sol kenarlarda daha fazla nüfuz etmektedir. $I_{dc} = 25$ A için sağ ve sol dış kenarlarda akım nüfuzu bobinlerin birbirine bakan kenarlarına göre yaklaşık üç kat daha fazladır. Bu bölgelerde kaybın diğerlerine göre daha yüksek olacağı anlamına gelmektedir. Bu yüzden, bu bölgelerde akıtılacak soğutucu sıvının daha yüksek hız alanına sahip olması gerekmektedir. Bunun

yanında, rotor bobinlerinde akan akımın şiddeti arttırıldıkça statorda indüklenen akımın nüfuzu da artmaktadır. Dolayısıyla bu kaybı artıran önemli bir faktördür.



Şekil 90. $\omega = 90\,rpm$ için stator bobinlerine uygulanan $I_{dc} = 5, 10, 15, 20, 25$ A için $t = T/4$ anında jeneratör üzerindeki manyetik alan ve akım dağılımları.

3.12 78 Slotlu ve 72 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün AA kayıplarının Analizi

Projenin bu kısmında daha geniş ebatlara sahip süperiletken jeneratörün elektromanyetik analizleri gerçekleştirildi. Jeneratörün rotoru, toplamda içeri ve dışarı yönde manyetik alan üretecek şekilde yerleştirilmiş kalıcı mıknatıslardan oluşmaktadır. Stator ise 72 slot bulunan ve kaplı iletkenlerden sarılmış 36 pancake biçiminde bobinlerden oluşmaktadır. Jeneratör yaklaşık 3 MW güç üretecek şekilde planlanmıştır. Rotor ve stator arasında geniş bir hava boşluğu bulunmaktadır. Stator ve rotor ferromanyetik demir ile desteklenmiştir. Jeneratörün fiziksel ve geometrik parametreleri Tablo 19'da verilmektedir. Rotor ve stator kısmında oluşan ferromanyetik ve eddy akım kayıpları ihmal edilmektedir. Hesaplamalar 2 boyutta gerçekleştirilmiş, jeneratörün kesit alanı xy- düzlemine yerleştirilmiş ve YSS pancake

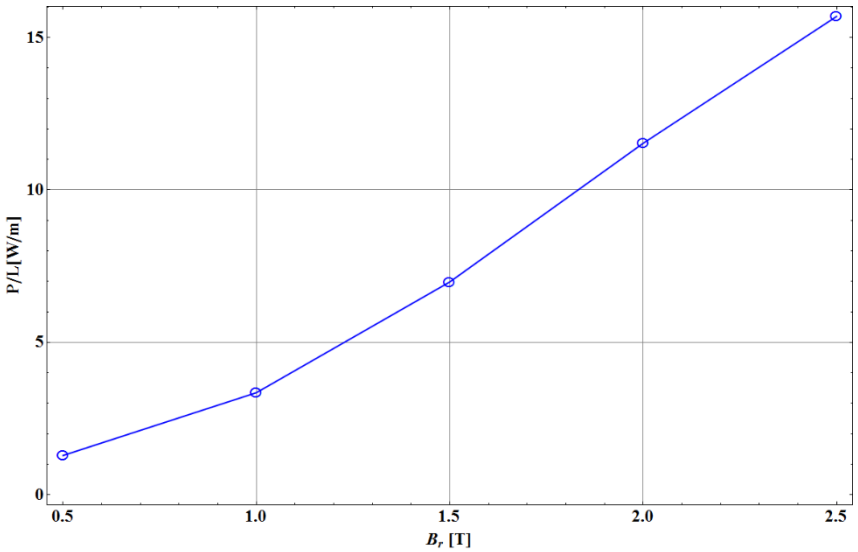
bobinlerinde *z*- yönünde akım indüklenmektedir. Süperiletken kısmın elektromanyetik analizi için Denklem 2.16 ve Denklem 2.22 çözdürülmüştür. Aynı şekilde, hesaplama süresini kısaltmak için bobinlerin ayrık yapısı göz ardı edilmiş ve simetrik yapısından dolayı $2\pi/2p$ parçası kullanılmıştır. Sınır şartı olarak, Denklem 2.20 ve 2.21 ile verilen ifadeler kullanılmıştır. Örüleme için sektörün sağ ve sol uçlarında kenar (edge) yöntemi kullanılmış, hareketti örgüleme tekniğine göre kaynak (source) ve hedef (destination) belirlenmiştir. Süperiletken bölgede serbest üçgensel örgü kullanılmıştır. Rotor ve stator arası özellikle çok yoğun bir biçimde örgülenmiştir. Toplamda 53752 örügleme elemanı kullanılmıştır. Doğrudan MUMPS çözümleyici kullanılmış, bağıl ve mutlak tolerans sırasıyla 10^{-10} ve 10^{-12} alınmıştır. **A**-*V* formülasyonuna dayalı yöntem için bu değerden düşük toleransların süperiletken bölgedeki karakteristiğini iyi yansıtamadığını belirtmek gerekir. Ek olarak, süperiletken şeritlerin manyetik alan ve açı bağımlığı Denklem 2.30 ve 2.31 kullanılarak hesaplamalara katılmıştır. Burada kullanılan parametreler SuperOX firması tarafından sağlanmıştır olup, $k = 0.8$, $B_0 = 1.4$ ve $\alpha = 0.9$ olarak belirlenmiştir (SuperOx). Bu şeritlerin manyetik alanın yönelim açısına bağlılıkları nispeten düşüktür. Ferromanyetik kısımda yine kayıpsız çelik için Şekil 18'de verilen bağımlılık dikkate alınmıştır. Şeritlerin yapısındaki ferromanyetik kısım ve Cu stabilizör ihmal edilmiştir.

Tablo 19. Hesaplamalarda kullanılan jeneratör modelinin parametreleri.

Parametre (Birim)	**Tanım**	**Değer**
R_{so} (mm)	Statorun Dış Yarıçapı	1080
R_{si} (mm)	Statorun İç Yarıçapı	920
R_{ro} (mm)	Rotorun Dış Yarıçapı	872
R_{ri} (mm)	Rotorun İç Yarıçapı	792
D_{ag} (mm)	Hava Boşluğu	48
L (mm)	Jeneratörün Boyu	500
p	Jeneratörün Kutup Sayısı	78
s	Jeneratörün Slot Sayısı	72
B_r (T)	Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı	0.5, 1, …,3
ω (rpm)	Jeneratörün Açısal Hızı	16
I_c (A)	Şeridin Kritik Akım yoğunluğu	300
w_{sc} (mm)	Şeridin Genişliği	12
h_{sc} (μm)	Şeridin Kalınlığı	100
E_c (V/m)	Kritik Elektrik Alan	1×10^{-4}
n	Üs parametresi	21
N_s	Stator Bobinlerinin Sarım Sayısı	100

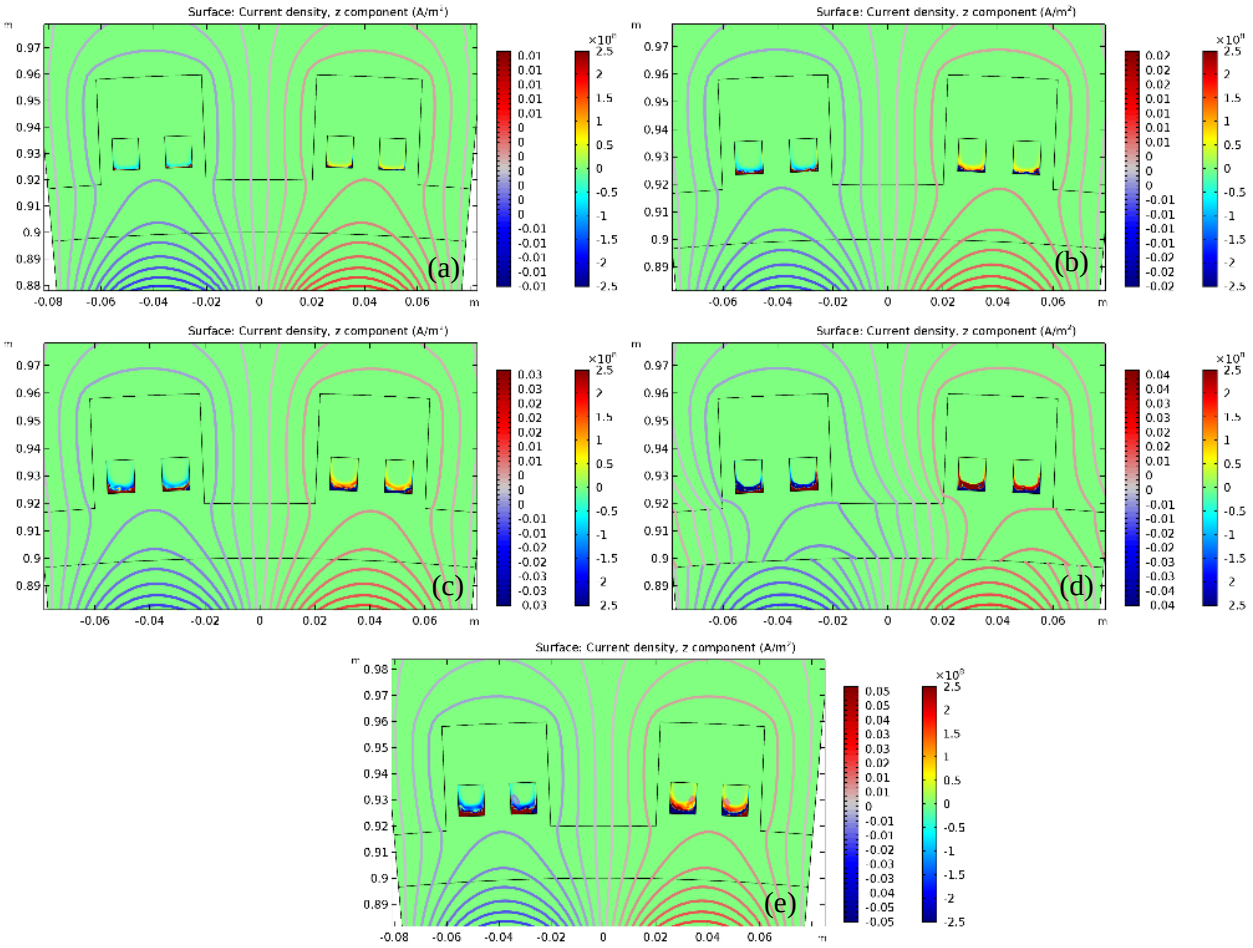
Şekil 91'de sabit rotor hızı için farkı şiddetteki rotor mıknatıslarının fonksiyonu olarak hesaplanan kayıplar verilmektedir. AA kayıplar Denklem 3.65 kullanılarak bobinlerin kesit alanı üzerinden hesaplanmıştır. Beklenildiği gibi kayıplar mıknatısın şiddeti ile doğrusal olarak artmaktadır. Rotor mıknatısındaki manyetik alanın artması rotor ve stator arasındaki aralık

bölgedeki manyetik alanın şiddetini artırmakta, bu da indüklenen akımın şeritlerin alt ve üst kısımlarında daha daha derinlere girmesine neden olmakta, dolayısıyla kaybı artırmaktadır.



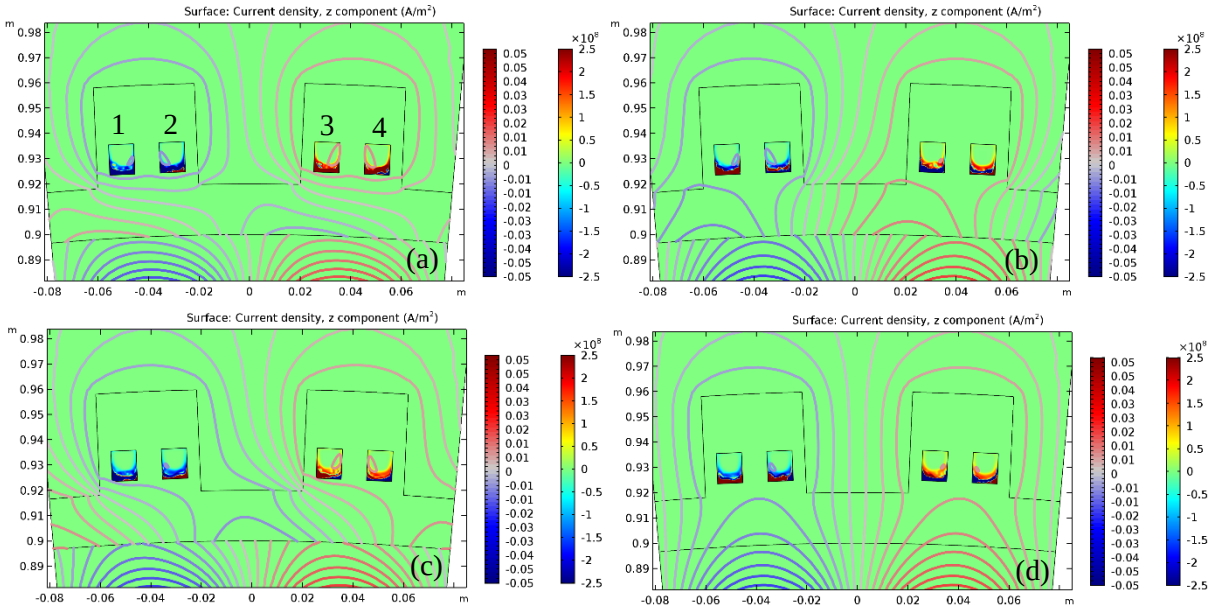
Şekil 91. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alanının farklı değerleri için YSS stator bobinlerinde hesaplanan kayıplar ($\omega = 16\ \mathrm{rpm}$ olarak kabul edildi).

Şekil 92'de farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde indüklenen akım ve jeneratör kesit alanı üzerinde manyetik alan dağılımı görülmektedir. Burada mıknatısın manyetik alanı arttıkça indüklenen akımın miktarı ve girme derinliği artmakta, dolayısıyla kayıplar da artmaktadır. Ayrıca, akım bobinlerin kesit alanı üzerinde homojen dağılmayıp daha ziyade mıknatıslara yakın noktada birikmektedir. Bu bobinlerin yüzeyine gelen manyetik alanın radyal bileşeninin (B_r) teğetsel bileşene (B_t) göre daha yüksek olmasından kaynaklanabilir. Bu önemli bir sonuçtur, zira statorda bulunan ferromanyetik kısım manyetik devre görevini görmekte fakat manyetik alanın radyal bileşenini azaltarak bobinlerin üst kısmında akım indüklenmesine yol açmamaktadır.



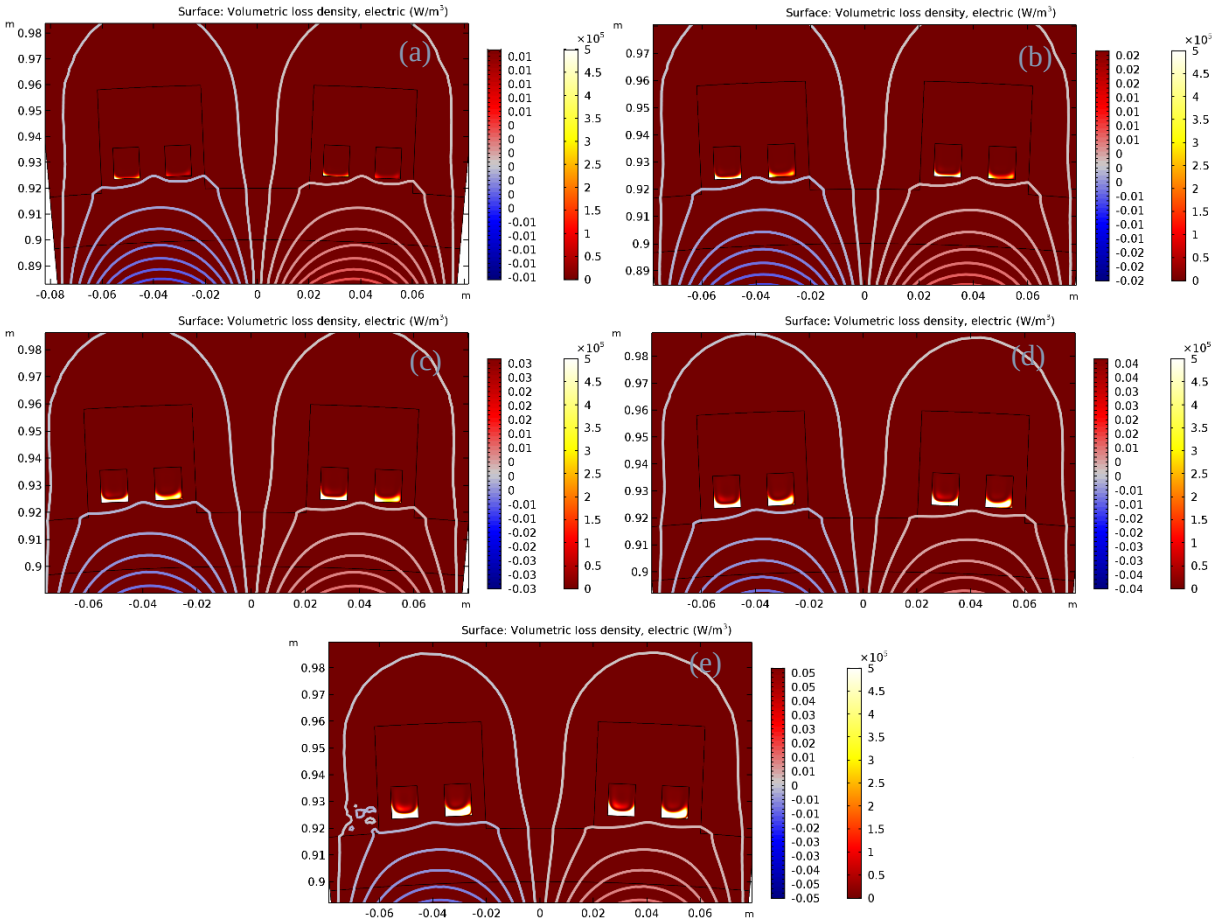
Şekil 92. $\omega = 16\ \mathrm{rpm}$ için çeyrek periyotluk bir dönmede $B_r = (a)\ 0.5\ \mathrm{T}, (b)\ 1.0\ \mathrm{T}, (c)\ 1.5\ \mathrm{T}, (d)\ 2.0\ \mathrm{T}$ ve $(e) 2.5\ \mathrm{T}$ mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde indüklenen akım. Kontörler manyetik alanı temsil eden manyetik vektör potansiyel çizimleridir.

Şekil 93'te mıknatısın manyetik alanı sabit seçilerek farklı zamanlar için stator bobinlerinde indüklenen akım ve manyetik alan dağılımları verilmektedir. Şekilden de görüldüğü üzere bobinlerde akım dağılımları son derece karmaşıktır. Bu, hem dönme hareketinden hem de ferromanyetik kısımdaki akım dağılımını karmaşıklığından kaynaklanmaktadır. Şekilden çıkartılabilecek bir diğer sonuç; 1 ile 3, 2 ile 4 nolu bobinlerin çiftlenim yaptığıdır. Yani akım 4 nolu bobinde indüklenip 2 nolu bobin kesiti üzerinden devresini tamamlamaktadır. Burada bir diğer önemli nokta, bobinlerde indüklenen süper akımların rotor mıknatısları tarafından üretilen manyetik alanı bastırmaya çalışmasıdır. Bu durum yüzünden akım daha ziyade bobinin mıknatısa radyal olarak daha yakın kısımlarında akmayı tercih etmektedir.



Şekil 93. $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ ve $B_r = 2.5\,\mathrm{T}$ için (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında stator bobinlerinde indüklenen akım ve etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli dağılımları. Burada T, rotorunun bir tam turu için geçen süredir.

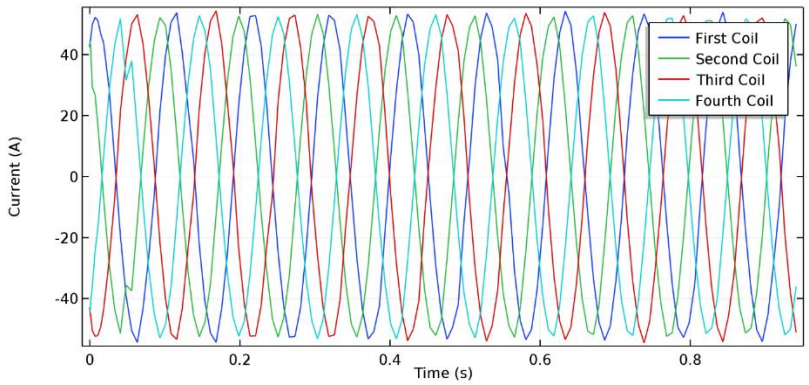
Şekil 94 'te $t = T/2$ anında, yani jeneratör yarım tur attığında farklı manyetik alan genlikleri için stator bobinlerinde oluşan kaybın iki boyutlu görüntüsü verilmektedir. Burada amaç, kayıpların bobinlerin en çok hangi bölgesinde oluştuğunu göstermektir. Şekilde, beklenildiği gibi mıknatıs tarafından oluşturulan manyetik alan arttıkça indüklenen akım ve akımın nüfuz edeceği bölge, dolayısıyla kayıp artmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur. Bir diğer önemli bulgu ise kayıpların daha ziyade stator bobinlerinin rotora doğrudan bakan kısımlarında oluşmasıdır. Radyal olarak içe bakan kısımdaki kayıp dışarıya bakan kısımda oluşan kayba göre ortalama olarak 1500 kat daha fazladır. Bunun nedeni, akımın daha ziyade bu bölgede indüklenmesi ve bu bölgede akmasıdır. Şekil 94'te ayrıca, kaybın çok fazla olduğu radyal iç bölgede manyetik alanın normal bileşeninin teğetsel bileşene göre çok daha fazla olduğu görülmektedir. Bu, oluşan kayıpları artırıcı bir faktör olarak devreye girmektedir. Burada teknik anlamda iki önemli sonuç çıkmaktadır. İlk olarak, statoru süperiletken bobinlerden yapılan jeneratörün soğutma kısmında özellikle ferromanyetik altlığın olmadığı kısım daha iyi soğutulmalıdır, yani soğutma tasarımında özellikle statorun rotora bakan kısmı sıvı azot ile doldurulmalıdır.



Şekil 94. $\omega = 16\ \mathrm{rpm}$ için yarım periyotluk bir dönmede $B_r = (a)\ 0.5\ \mathrm{T}, (b)\ 1.0\ \mathrm{T}, (c)\ 1.5\ \mathrm{T}, (d)\ 2.0\ T$ ve $(e)\ 2.5\ \mathrm{T}$ farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde oluşan ve $Q = \int JE\ dS\ [\mathrm{W/m^3}]$ integrali ile hesaplanan anlık kayıplar.

Bir diğer sonuç ise, manyetik devre için tercih edilen ferromanyetik malzemenin çok dikkatli seçilmesi gerektiğidir. Zira, bu malzemelerin akım indüklenmesine doğrudan katkısı olmazken oluşturacakları eddy akım kayıpları neticesinde kayba ilave katkıları olabilir.

Şekil 95'te stator bobinlerini oluşturan şeritlerin her birinde indüklenen akımlar gösterilmektedir. Akımlar harmoniklerine ayrılmaksızın sinüzoidal bir biçimde değişmektedir ve her birinde $I_a = 40\ \mathrm{A}$ genliğinde bir akım indüklenmektedir. Bobinlerde indüklenen toplam akım için sarım sayısı ile çarpmak gerekir. Şekilde görülen tasarlanan jeneratör üç fazlıdır.



Şekil 95. Stator bobinlerini oluşturan her bir şeritte indüklenen akımlar.

3.13 78 Slotlu ve 72 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Isıl Analizi

Projenin bu kısmında tasarlanan jeneratörün ısıl analizleri gerçekleştirildi. Bu amaçla bir önceki bölümdeki sonuçlar kullanıldı. Ancak, bu bölümde farklı olarak stator bobinlerinin etrafından $77\ \mathrm{K}$'de sıvı azotun bulunduğu ve hareket etmeyip hız alanının sıfır olduğu kabul edildi. Süperiletken jeneratörün ısıl analizleri için ısı iletim denklemi ve Ampere denklemi süperiletken kısmın doğrusal olmayan iletkenlik terimini içerecek şekilde çözdürüldü. Aynı şekilde hesaplama kolaylığı için bobinlerin sürekliliği kabul edildi ve yalnızca jeneratörün $2\pi/2p$ kısmı dikkate alındı. Hesaplamalarda ısıl iletim zamana bağlı kısmi diferansiyel denklemi,

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \tag{3.66}$$

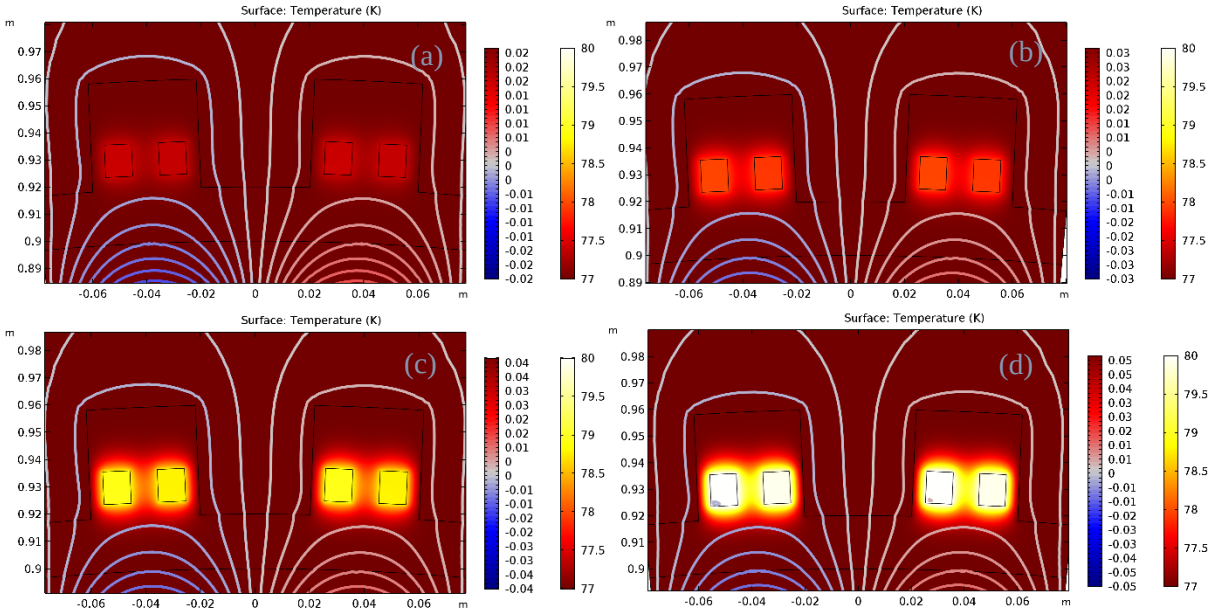
kullanıldı. Burada κ malzemenin ısıl iletkenlik katsayısı, ρ yoğunluğu, C sabit basınç altında öz ısısı ve Q ise hesaplanan kayıptır. Kayıp hesabında 2.16–2.25 Denklemleri ve $Q = \int JE\ dS\ [\mathrm{W/m^3}]$ denklemi kullanılmıştır. Jeneratörde kullanılan ferromanyetik, mıknatıs ve sıvı azot gibi malzemelerin $\kappa, \rho\ ve\ C$ değerleri Tablo 20'de verilmektedir.

Tablo 20. Isıl analizde kullanılan parametreler.

Parametre/Birim	Sıvı Azot	Demir	Mıknatıs
$\kappa\ (\mathrm{W/m.K})$	0.02583	50.2	50.2
$\rho\ (\mathrm{kg/m^3})$	1.25	7840	7840
$C_p\ (\mathrm{J/kg.K})$	1040	502.414	502.414

Süperiletken bobinleri teşkil eden kaplı iletkenlerin ısıl parametreleri için sabit bir değer alınamayıp Bölüm 2'de sunulan değerler kullanılmıştır.

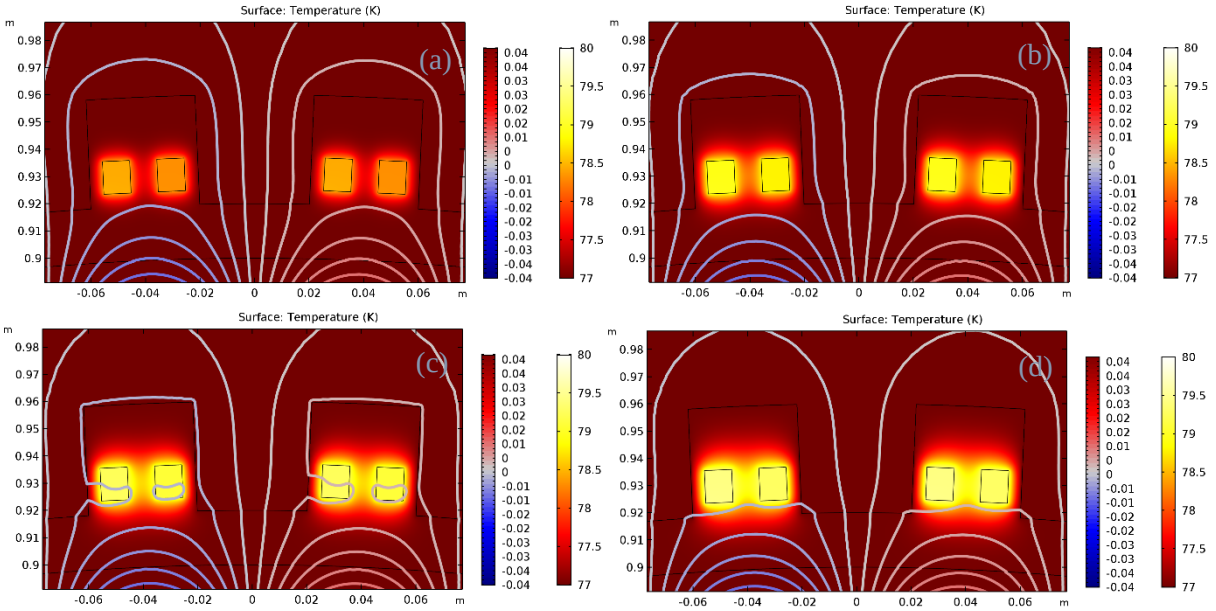
Şekil 96'da mıknatısların farklı manyetik alan durumlarına göre hesaplanan iki boyutlu sıcaklık dağılımları görülmektedir. Burada mıknatıs tarafından üretilen manyetik alan arttıkça bobinlerde oluşan sıcaklıklar da artmaktadır. Hem bobinlerin hem de etraflarında bulunan sıvı azotun sıcaklığı mıknatısta üretilen manyetik alanın şiddetine oldukça bağlıdır. Burada ayrıca sıcaklık bobinler üzerinde homojen bir biçimde yayılmıştır. Bu, sistemin kararlılığı için önemlidir. Sıvı azotun dolandığı bölge ile diğer kısımların arasının mükemmel bir biçimde yalıtıldığı kabul edilmiş olup, bölgeler arasında ısı transferi söz konusu değildir. Şekil 96'da sıcaklık değişimlerinin en çok bobinlerin etrafında meydana geldiği görülmektedir. Dolayısıyla, bobinlerin etrafında dolanan sıvı azotun hız alanını artırmak teknik açıdan önemli olabilir. Seçilen parametreler bakımından sıcaklık ortalama olarak 0.5 K artış göstermektedir.



Şekil 96. $\omega = 16\ \mathrm{rpm}$ seçilerek, yarım periyot anında $B_r = (a)\ 0.5\ \mathrm{T}, (b)\ 1.0\ \mathrm{T}, (c)\ 1.5\ \mathrm{T}$ ve $(d)\ 2.0\ \mathrm{T}$ mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde hesaplanan anlık kayıplar.

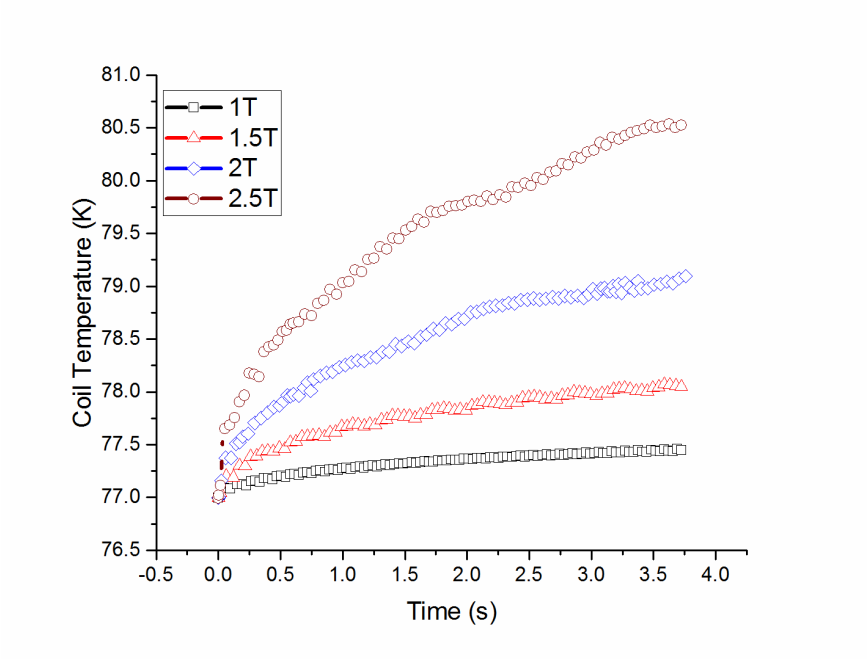
Şekil 97'de $B_r = 2.0\ \mathrm{T}$ seçilerek farklı zaman aralıkları için bobinlerde ve sıvı azotta oluşan sıcaklıkların iki boyutlu görüntüsü verilmektedir. Zaman arttıkça sıcaklık da buna paralel olarak artmaktadır. Bobinlerin sıcaklıkları aynı şekilde homojen olarak dağılmış her bir *T/4*'lük sürede önce hızlı artarken, daha sonra yavaş yavaş kararlı duruma gelmektedir. $t \geq T/2$'den sonra pancake bobinlerin arasındaki sıcaklık ile bobinlerin kesit alanı üzerindeki sıcaklık hemen hemen eşit olmaktadır. Bu durum için bobinler arasındaki bölgenin sıcaklığının düşürülmesi için bu bölgedeki sıvı azotun doğru biçimde sürdürülmesi gerektiği sonucuna ulaşılabilir.

Jeneratör döndükçe sıcaklık yavaş yavaş hava aralığı bölgesine doğru nüfuz etmekte ve bu bölgedeki sıcaklığı artırmaktadır.



Şekil 97. $B_r = 2.0\,\mathrm{T}$ seçilerek (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında hesaplanan süperiletken bobin kesiti üzerinde sıcaklık dağılımları.

Şekil 98'de seçilen model jeneratörün stator bobinlerinin üzerindeki herhangi bir noktada oluşan sıcaklık değişimleri farklı mıknatıs alanları için zamanın fonksiyonu olarak verilmiştir. Burada bobinler üzerindeki sıcaklık üstel artmakta ve belli bir değere doğru kararlı olmaktadır. Jeneratörün ilk dönmeye başladığı durumda sıcaklık çok hızlı bir biçimde artış göstermektedir. Bunun nedeni, ilk dönme durumunda jeneratördeki manyetik kararsızlıklar olabilir.



Şekil 98. $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ için tasarlanan model jeneratörün farklı rotor mıknatısları için stator bobinlerinde oluşan sıcaklığın zamanla değişimi.

3.14 78 Slotlu ve 72 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Magneto-Mekanik Analizi

Süperiletken jeneratörler, yüksek manyetik alana maruz kaldıklarından ve stator bobinlerinde yüksek akımlar taşıyabildiklerinden dolayı jeneratörü oluşturan bobinlerde ve gövdesinde muazzam miktarlarda yapısal kuvvetler oluşmaktadır. Bu kuvvetler özellikle jeneratörün bobinlerinde deformasyona neden olabilirler. Bu yüzden, yapısal kuvvetlerin dikkatli biçimde hesaplanması gerekmektedir. Projenin bu kısmında, jeneratörlerde oluşan yapısal gerilme incelendi. Bu amaçla projenin önceki bölümlerinde bobin yığını (stack) yapılarında oluşan gerilmeyi incelemek için geliştirilen yöntem yarı süperiletken jeneratörlere uygulandı.

Modellemenin alt yapısında öncelikle önceki bölümde verilen model jeneratör topolojisi kullanıldı. Bu topolojide jeneratörün tamamını hesaplamak yerine yalnızca belli bir kesiti iki boyut olarak hesaplanıyor. Aynı şekilde, süperiletken pancake bobinler jeneratörün stator kısmına yerleştirilmiş ve dönen rotor vasıtasıyla statorda süper akım indüklenmektedir. Magneto-mekanik analiz için öncelikle Ampere denklemini doğru biçimde çözümlerini elde etmek gerekmektedir. Dolayısıyla, 2.16-2.25 Denklemleri mekanik denge denklemi ile birlikte öz-uyumlu olarak çözülmelidir. Geliştirilen yöntemin ana hatları bir önceki bölümde bulunabilir. Ancak, burada hesaplamanın kararlı çalışabilmesi ve doğru sonuçlar verebilmesi için bir takım ip uçlarının verilmesi gerekmektedir. Öncelikle elektromanyetik kısmı çözdürürken sınır şartları, örgüleme ve çözümleyici ayarları hemen hemen korunmaktadır. Ancak, mekanik kısmı çözdürürken öncelikle doğru sınır şartlarının girilmesi çok önemlidir. İkinci aşamada ise

örgüleme parametrelerinin hem süperiletken bobinler hem de sırt demiri (back iron) için oldukça yoğun örgüleme gerekir. Ayrıca, dönen rotor ve durağan stator arasındaki kayma ekseninin örgülenmesi için birtakım taktikler geliştirilmiştir. Birinci taktik, rotor ve statorun bulunduğu sınır noktasında minimum element uzunluğunun (minimum element size) rotor ve stator için sırasıyla rotor dış yarıçapı/2000 ve stator için stator yarıçapı/20000 gibi bir değerde seçilmesidir. Aksi takdirde, yapısal kuvvetler bir noktadan diğerine taşınamamaktadır. Ayrıca, stator bobinlerinin minimum element uzunluğunun $\sim 10^{-5}$ mertebelerinde olması gerektiği, yani çok yoğun örgüleme gerektiği görülmüştür. Bu değerler seçilen geometriye göre değişebilmektedir. Çözümleyici ayarlarında doğrudan çözümleyicilerin iyi sonuç vermediği, bu yüzden iteratif çözümleyici kullanılması gerektiği sonucuna varılmıştır. Bütün bunlar hesaplama sürelerini önemli noktada artırmaktadır.

Jeneratörlerin elektro-mekanik analizi için Ampere ve mekanik denge denklemlerinin birlikte çözülmesi gerekir. Bu amaçla mekanik denge kısmi diferansiyel denklemi,

$$\rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\xi} = F_L \tag{3.67}$$

ile hesaplanabilir. Burada ρ malzemenin yoğunluğu, $\boldsymbol{u}$ yer değiştirme alanı, ξ indüklenen gerilme ve F_L Lorentz kuvvetidir. Burada Lorentz kuvveti Ampere denklemi vasıtasıyla hesaplanmakta ve girdi parametresi olarak kullanılmaktadır. Jeneratörün kesit alanı içerisinde akım z-doğrultusunda akmakta ve dolayısıyla $\boldsymbol{F_L} = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$ Lorentz kuvveti xy-düzelminde oluşmaktadır. Stator bobinlerinde oluşan kuvvetleri hesaplamak nispeten kolaydır:

$$\begin{aligned} F_x &= J_z B_y \\ F_y &= -J_z B_x \end{aligned} \tag{3.68}$$

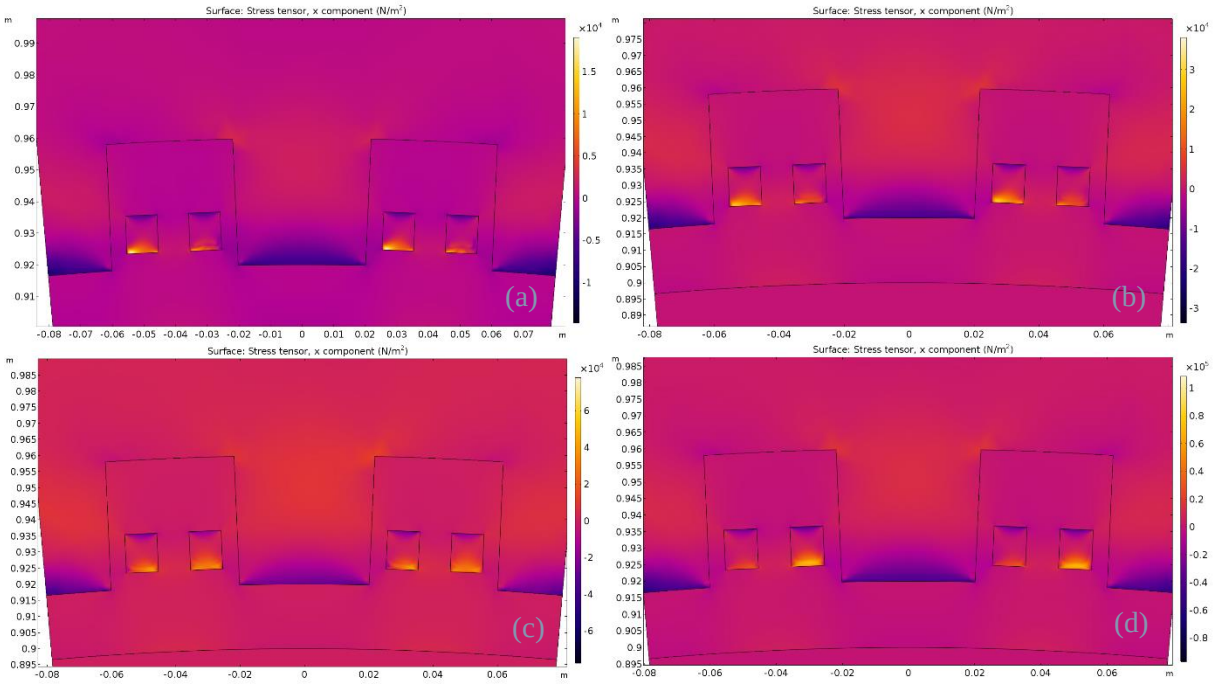
Ancak, sırt demirini oluşturan ferromanyetik kısım için bu Lorentz denklemi $\boldsymbol{F_L} = \boldsymbol{M} \nabla H$ ile hesaplanabilir. Bu denklem açıldığında (Oldenburg vd., 2000),

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{\chi}{\mu_0 \mu_r^2} \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial y} \right), \\ F_y &= \frac{\chi}{\mu_0 \mu_r^2} \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \tag{3.69}$$

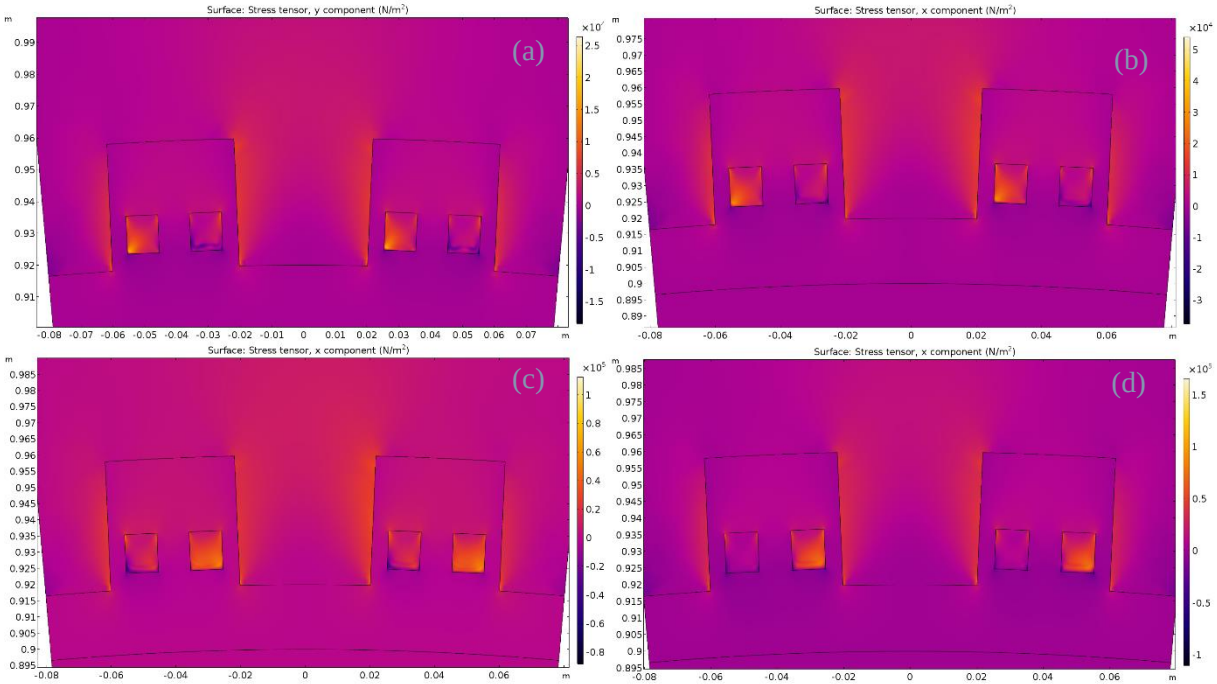
bulunur. Burada χ manyetik alınganlık, μ_0 boşluğun geçirgenliği ve μ_r nisbi manyetik geçirgenliktir. χ ve μ_r için Şekil 18'den elde edilen değerler kullanılmıştır.

Şekil 99 ve 100'de sırasıyla farklı manyetik alan genlikleri için jeneratörün stator bobinlerinde ve sırt demirinde oluşan manyetik gerilmenin x ve y bileşenlerini temsil eden ξ_x ve ξ_y dağılımları gösterilmektedir. Şekiller jeneratör çeyrek tur çevrildiği duruma karşılık gelen $t =$

$T/2$ anında çizdirilmiştir. Şekilden ilk bakışta çıkartılacak sonuç, manyetik alan şiddeti arttıkça oluşan gerilmenin x ve y bileşenleri onun karesi ile orantılı olarak artmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur, zira $\xi_x \propto B_x^2$ ve $\xi_y \propto B_y^2$'dir (Erdoğan vd., 2016). Rotor tarafından uygulanan dönel manyetik alan stator bobinlerinde akım indüklemekte ve bu akım iç gerilmeye neden olmaktadır. Şekilde görüldüğü üzere, gerilmenin x- bileşeni özellikle akımın indüklendiği bölgede daha yüksektir (Şekil 99). Bir diğer önemli nokta, bobinlerin radyal olarak iç yüzeylerinde bobinleri dışa doğru geren bir gerilme (an expansive stress) ve radyal olarak iç yüzeylerinde ise büzücü bir gerilme (a compressive stress) oluşmasıdır (Şekil 99). Bu gerilmeler, öncelikle bobinlerin içe ve dışa doğru hareket etmesine neden olabilir. Bu yüzden, bu bölgelerin gerilmelere karşı koyabilecek bir destekle desteklenmesi gerekmektedir. Şekil 100'e bakıldığında ise bu gerilmelerin yanal yönlerde oluştuğu görülmektedir.

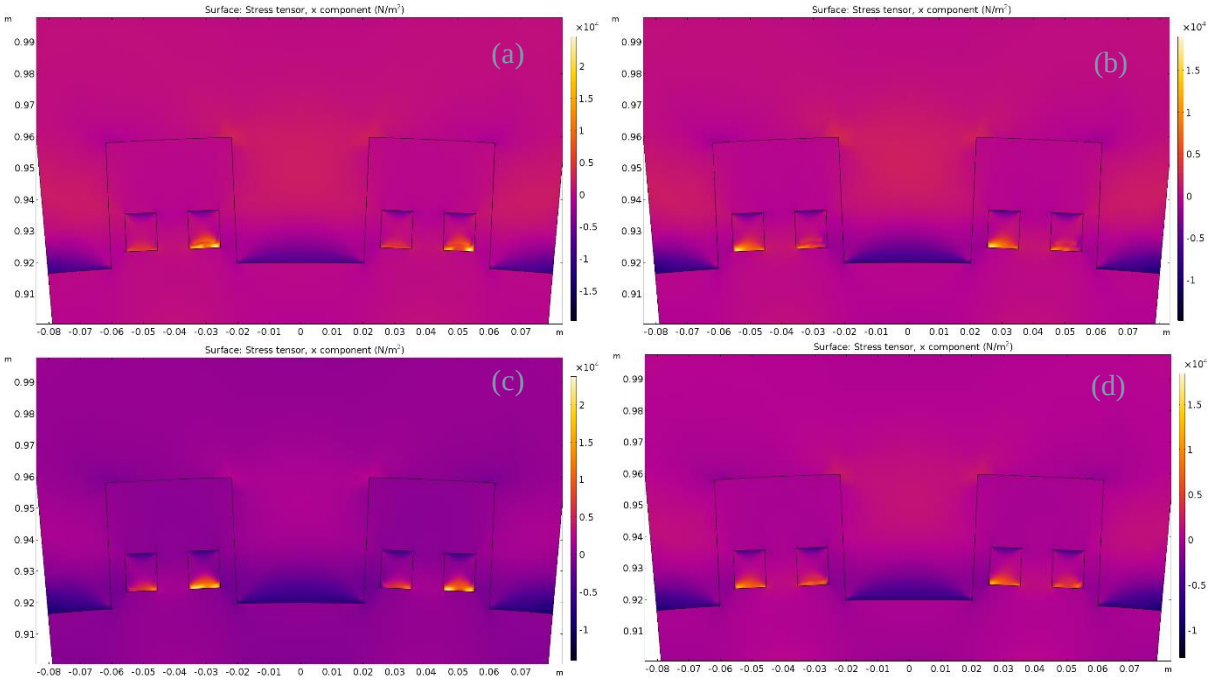


Şekil 99. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alan (a) $B_r = 0.5$ T, (b) $B_r = 1.0$ T, (c) $B_r = 1.5$ T, (d) $B_r = 2.0$ T için hesaplanan manyetik gerilmenin x bileşeni (ξ_x).



Şekil 100. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alan (a) $B_r = 0.5$ T, (b) $B_r = 1.0$ T, (c) $B_r = 1.5$ T ve (d) $B_r = 2.0\ T$ için hesaplanan manyetik gerilmenin y bileşeni (ξ_y).

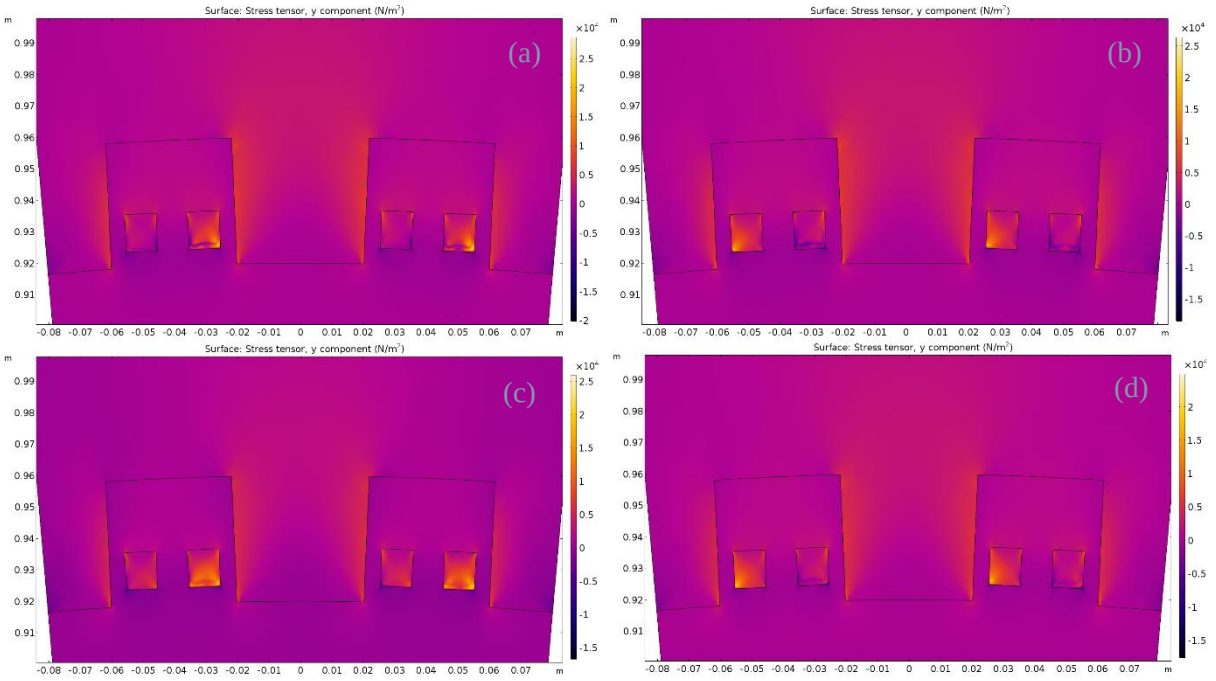
Şekil 101 ve 102'de açısal hız $\omega = 16$ rpm ve rotorun manyetik alanı $B_r = 1.0$ T'da sabit tutularak farklı zamanlarda oluşan gerilmenin sırasıyla x ve y bileşenleri iki boyutlu olarak verilmiştir. Şekillerden açıkça görüldüğü üzere 1 ve 3 numaralı bobinlerden aynı miktarda ve zıt yönlerde akımlar aktığı için, bu bobin çiftinde oluşan gerilme aynı miktardadır. Aynı durum 2-4 nolu bobin çiftleri için de geçerlidir. Ancak, 1-3 ve 2-4 arasında indüklenen akımlar arasındaki faz farkından dolayı bu iki bobin çiftindeki gerilme birbirinden farklı olmaktadır. Rotor döndükçe bobinlerde oluşan gerilme artıp azalmaktadır. Ancak, hiçbir şekilde yön değiştirmemektedir. Bu hesaplama yapılan model jeneratörün kutup sayısının oldukça fazla olmasından kaynaklanmaktadır. Kutup sayısı fazla olduğu için jeneratörün maruz kaldığı manyetik alanın senkron frekansı $f = \omega p/60$ ifadesine göre 20 Hz civarında olmaktadır. Bu durumda bobinlere nüfuz eden manyetik alan oldukça hızlı bir biçimde değişmektedir. Bu değişim sonucunda gerilmenin x bileşeninde (ξ_x) kayda değer bir değişim olmaktadır. Ancak, gerilmenin y bileşeninde durum oldukça farklıdır.



Şekil 101. $B_r = 1.0\,\mathrm{T}$ ve $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan gerilme dağılımlarının (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında hesaplanan x- bileşeni.

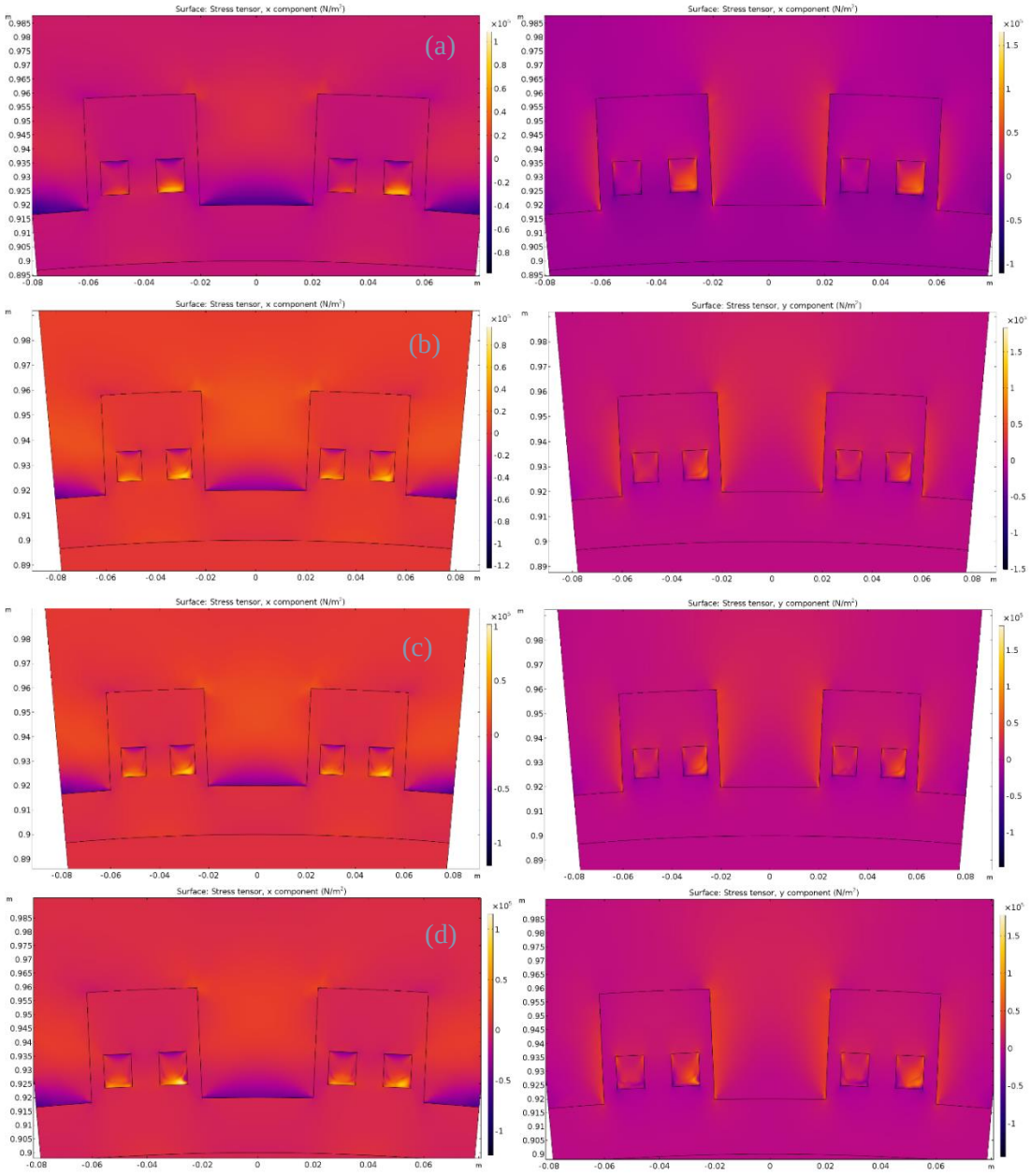
Rotor döndükçe manyetik alan yön değiştirmekte ve gerilmenin de buna paralel olarak hem değeri, hem de yönü değişmektedir (Şekil 102). Bu aslında tasarlanan jeneratörün rotorunda üretilen manyetik alanın radyal bileşeninin teğetsel bileşeninine göre daha yüksek olmasından kaynaklanabilir. Boşuk alanının (B_{gap}) radyal bileşeni teğetsel bileşeninine göre oldukça yüksek olduğu için ξ_y, ξ_x'ten %20 daha yüksektir. Bu dikkate değer bir sonuçtur. Hesaplamaların sonucunda çıkan bir diğer önemli nokta ise hem ξ_x hem de ξ_y'nin bobin yüzeyleri boyunca homojen olarak dağılmamasıdır. Bu durum herşeyden önce gerilme analizini güçleştirmektedir. Ancak, burada dikkat çekmek gereken bir nokta vardır: Gerilmenin homojen dağılmaması bobinler içerisinde çok ciddi geri dönülemez deformasyona neden olabilir. Bunun analizi için süperiletken şeritlerin izin verilen maksimum gerilme değerleri hesaplanan gerilmenin değerlerinden altındadır (Zhang, 2014a; Zhang vd., 2015). Ancak, burada iki boyutlu analiz yapıldığı için bobinlerin sarılmasından oluşan makanik gerilmenin ve bobinlerin soğutulmasında ortaya çıkan ısıl gerilmenin hesaba katılmadığına dikkat çekmek gerekir. Bu gerilme ilave edildiğinde bobinler üzerinde oluşan gerilme kalıcı deformasyona yol açabilir. Ancak, burada unutmamak gerekir ki, manyetik alana maruz bırakılan bobinler için elektro-mekanik gerilme ısıl ve mekanik gerilmeye göre oldukça fazladır. Fakat, bu elektro-

mekanik gerilme kritik akım yoğunluğunda bir azalmaya yol açabilir. Bu noktada literatürde yapılan çalışma olmadığı için bu konuya bakılmamıştır ve açık bir problem olarak durmaktadır.



Şekil 102. $B_r = 1.0\,\mathrm{T}$ ve $\omega = 16\,\mathrm{rpm}$ için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan gerilme dağılımlarının (a) $t = T/4$, (b) $t = T/2$, (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında hesaplanan y- bileşeni.

Sırt demirinde oluşan gerilmeye bakıldığında, yapısal kuvvetler Denklem 3.69'dan hesaplanmıştır. Oluşan gerilme ise aynı şekilde Ampere-mekanik denge denkleminin çözümü ile elde edilmiştir. Şekilden görüleceği üzere, özellikle sırt demirinde oluşan gerilme beklenildiği gibi radyal olarak iç kısımlarda genleştirici bir gerilmeye neden olmaktadır. Bu kolayca açıklanabilir, zira demir mıknatıs tarafından çekilmektedir. Burada ilginç olan, özellikle bobinlerin yerleştirildiği slotların keskin kenarlarında oluşan sıkıştırıcı gerilmenin kaynağıdır. Bu durum özellikle sırt demirinde oluşan eddy akımlarının manyetik alanla etkileşmesinden doğan bir gerilmenin olabileceğini düşündürmektedir. Ancak, bu gerilmenin değeri oldukça düşüktür ve kayda değer değildir. Ferromanyetik bölgede oluşan gerilme genellikle dairesel yapısından dolayı Hoop gerilme olmaktadır ve yok edilmesi daha kolaydır. Bu gerilmelerle başa çıkmak için daha kalın sırt demiri kullanmak yeterli olacaktır. Ancak, bu gerilmeler demir için izin verilen limitlerin çok altında olduğu için ilave bir önlem almaya gerek yoktur.



Şekil 103. $B_r = 1.0\,\mathrm{T}$ ve $t = T/4$ seçilerek $\omega =$ (a) $16\,\mathrm{rpm}$, (b) $32\,\mathrm{rpm}$, (c) $48\,\mathrm{rpm}$ ve (d) $64\,\mathrm{rpm}$ rotor dönme hızları için indüklenen iç gerilmenin x (sol) ve y (sağ) bileşenleri.

Şekil 103'te farklı rotor hızları için süperiletken jeneratör üzerinde oluşan gerilmenin x ve y – bileşenleri verilmektedir. Burada rotorun açısal hızı 16 rpm'den başlayarak ikişer kat artırılarak benzeşim yapıldı. Şekilde dikkat çeken önemli nokta, düşük açısal hızlardan yüksek hızlara çıkıldıkça gerilmenin x bileşeninde önce bir artış olmakta fakat ξ_y'de kayda değer bir değişiklik olmamaktadır. Bunun nedeni, aynı şekilde manyetik alanın teğetsel bileşeninin düşük hızlarda daha baskın olması olabilir. Her bir durum için gerilmelerin gelişimi ve maksimum gerilmenin ortaya çıktığı noktalar hemen hemen aynıdır.

3.15 Süperiletken Tellerin 3D Modellenmesi

Projenin bu kısmında **A**-*V* formülasyonu kullanılarak süperiletken malzemelerin üç boyutlu analizleri gerçekleştirildi. Bu amaçla $L = 5\ \mathrm{cm}$ uzunluğunda, yarıçapı $r_{SC} = 1\ \mathrm{mm}$ ve kritik akım yoğunluğu $I_c = 300\ \mathrm{A}$ olan süperiletken tel göz önüne alındı. Tel xy- düzleminde yatmakta ve z-ekseni boyunca,

$$I_a(t) = I_{max}\, sin(2\pi f t) \tag{3.70}$$

biçiminde sinüzoidal akım akmaktadır. Burada I_{max} alternatif akımın genliği ve f frekansıdır. Zamanla değişen alternatif akımın oluşturduğu transport kayıplarını hesaplamak için **A**-*V* formülasyonuna dayalı yeni bir yöntem geliştirildi. Bu amaçla Ampere-Maxwell denklemi **A**-*V* formülasyonunda şu şekilde ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} &\sigma \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J}, \\ &\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}, \\ &\boldsymbol{B} = \mu \mathbf{H}, \\ &\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla} V \end{aligned} \tag{3.71}$$

Burada σ iletkenliki $\mathbf{A}$ vektör potansiyeli, $\mathbf{B}$ manyetik alan, μ bağıl manyetik geçirgenlik, $\mathbf{E}$ elektrik alanı ve V potansiyel gradyentidir. Süperiletken malzemenin elektromanyetik tepkisi için doğrusal olmayan iletkenlik yerine, süperiletkenden akım üzerine üç boyutta şu kısıtlama yapılmıştır (Gömöry, 2009; Yildiz vd.,2017):

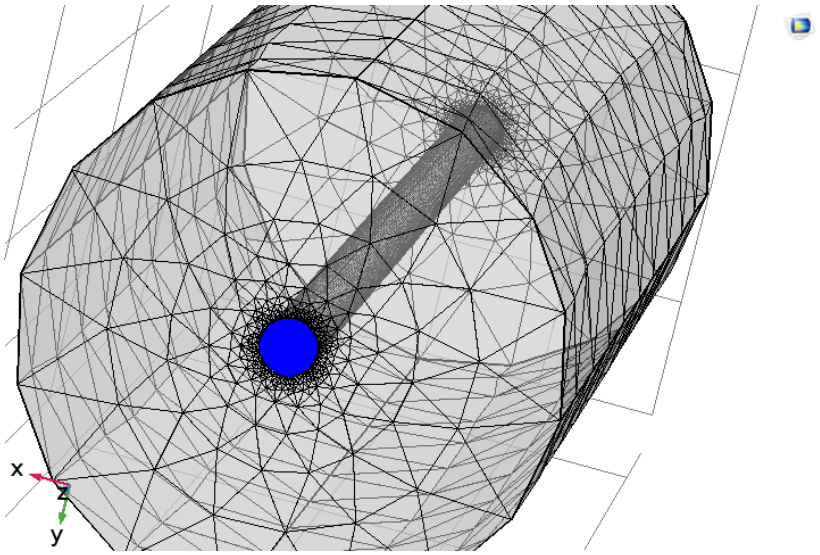
$$\begin{aligned} J_x &= J_c(B,T)\tanh\left(\frac{-\frac{\partial A_x}{\partial t}}{E_c}\right), \\ J_y &= J_c(B,T)\tanh\left(\frac{-\frac{\partial A_y}{\partial t}}{E_c}\right), \\ J_z &= J_c(B,T)\tanh\left(\frac{-\frac{\partial A_z}{\partial t}}{E_c}\right). \end{aligned} \tag{3.72}$$

Burada J_c uygulanan dış manyetik alana ve sıcaklığa bağlı kritik akım yoğunluğu olup, $E_c = 10^{-4}\ \mathrm{V/m}$ elektrik alan kriteridir.

Sınır şartı olarak süperiletken telin etrafında $R = 10\, r_{sc}$yarıçapında silindir biçiminde bir hesaplama uzayı yerleştirildi. Hesaplama uzayında Dirichlet sınır şartı uygulandı ve her noktada manyetik alanın değerinin bilindiği kabul edildi, hesaplama uzayı dış yüzeyindeki manyetik alan değerleri aşağıdaki ifadelere göre tanımlandı,

$$H_x = \frac{I_a(t)}{2\pi\sqrt{x^2+y^2}}\frac{-y}{\sqrt{x^2+y^2}}$$
$$H_y = \frac{I_a(t)}{2\pi\sqrt{x^2+y^2}}\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}} \quad (3.73)$$
$$H_z = \frac{I_a(t)}{2\pi\sqrt{x^2+y^2}}\frac{z}{\sqrt{x^2+y^2}}$$

Süperiletken telin ve dış uzayın örgülemesinde süperiletken bölgenin çok yoğun örgülenmesi gerekmektedir. Bu amaçla, süperiletken telin içerisi serbest üçgensel, yüzeyi "swept" ve hesaplama yüzeyi ise serbest dört yüzlü (free-tedrahedral) ile örgülendi (Şekil 104). 8404 sınır elemanı ve toplam 118264 eleman kullanılmıştır. Üç boyutlu hesaplamalarda örgüleme elemanının seçimi ve eleman sayısı sonuçları oldukça değiştirmektedir. Bu yüzden, yoğun bir örgüleme yapılması tercih edilmelidir. Minimum toplam eleman sayısı böyle bir sistem için 50000'den az olmamalıdır.

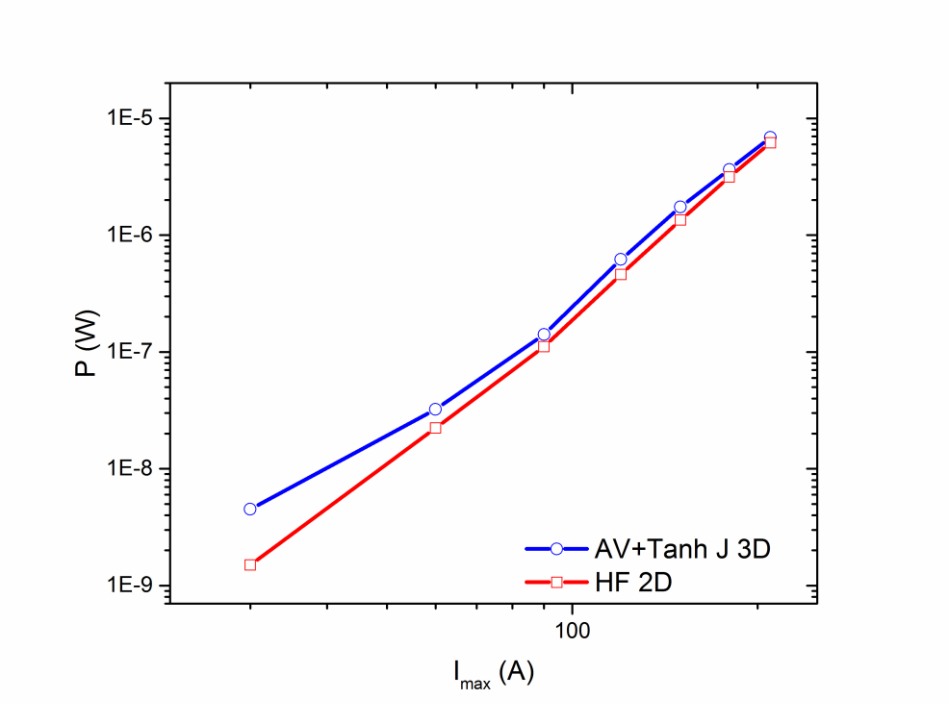


Şekil 104. Süperiletken bir telin üç boyutlu hesabında kullanılan örgüleme.

Modelin geçerliğini göstermek için geliştirilen üç boyutlu yöntem ile **H**-formülasyonun sonuçları karşılaştırıldı. Bu amaçla süperiletken model telden akım geçirildi ve akımın genliğine karşı oluşan kayıpların benzeşimi yapıldı. Bu amaçla süperiletken telde oluşan kayıplar,

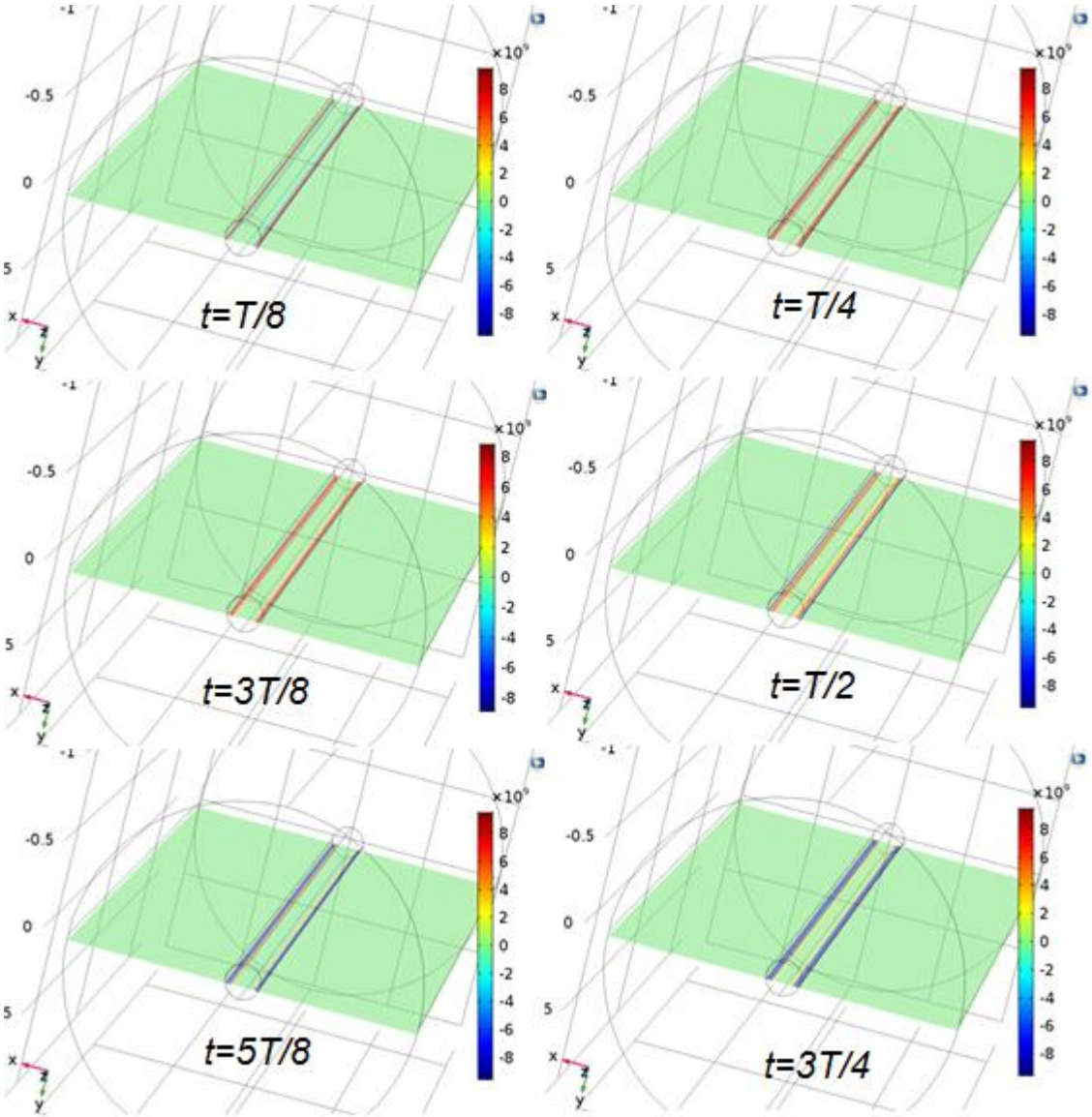
$$P = 2 \int_{1/(4f)}^{3/(4f)} dt \iiint \boldsymbol{JE}\, dV \tag{3.74}$$

ifadesi ile hesaplandı. Burada 2 çarpanı bir tam periyot üzerinden hesaplanan kayıp için kullanılmıştır. Benzeşimlerde **H**-formülasyonu için yüzey üzerinden $I_a = \int J\, dS$ biçiminde bir kısıtlama (constraint) uygulanmıştır. Ancak, geliştirilen yöntemde akım ve potansiyel farkı üzerinde ayrıca bir kısıtlamaya gerek olmamaktadır. Şekil 105'te her iki yöntemin karşılaştırması verilmektedir. Akımın genliği $I_{max} = 0.9I_c$'den başlayarak $I_{max}/10$'ar adımlarla azaltılmıştır. Şekilden de görüleceği üzere yüksek akım genliklerinde $(I_a \geq I_c/2)$ aralarındaki fark %1 civarındadır. Ancak, düşük akım genliklerinde iki boyutlu **H**-formülasyonu ve geliştirilen üç boyutlu yöntem ile hesaplanan kayıp değerleri arasında önemli farklılıkların olduğu ortaya çıkmaktadır. Bunun en önemli nedeni, düşük akım genlikleri ile çalışırken **A**-V formülasyonunun daha yoğun örgüleme gerektirmesidir. Bunu düzeltmenin iki yöntemi gevşek örgüleme yapma ya da hem bağıl hem de mutlak toleransı 10^{-10}~10^{-12} seviyelerine düşürmedir. Her iki yaklaşım da hesaplama zamanını uzatmaktadır. Burada önemli bir nokta, geliştirilen üç boyutlu yöntemin iki boyutlu **H**-formülasyonu ile yapılan hesaba göre yaklaşık 3 kat daha hızlı olmasıdır. Bu, yöntemin en önemli başarısı olarak görülebilir.



Şekil 105. Uygulanan akımın genliğine karşı geliştirilen üç boyutlu yöntem ve iki boyutta **H**-formülasyonu kullanılarak hesaplanan kayıpların karşılaştırması.

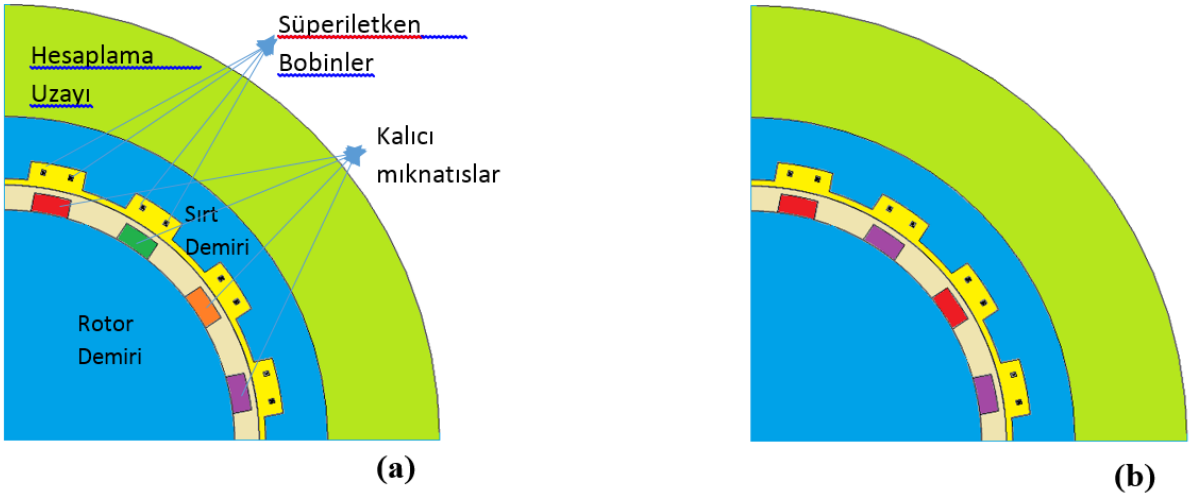
Şekil 106'da çeşitli zamanlar için süperiletken telde oluşan akım dağılımları gösterilmektedir. Şekilde, dış akım arttıkça süperiletken telin yüzeylerine yakın bölgelerde süper akımların indüklenip, telin içerisinde akım akmayan bir bölge oluşması görülmektedir. Akım maksimum değerinden azalmaya başlandığında, aynı şekilde telin dış yüzeylerinde zıt yönde akım indüklenmektedir. Akımın azalması durumunda da akımın akmadığı bir bölge korunmaktadır. Bu durum tipik bir süperiletken malzemenin transport akıma karşı verdiği tepkidir. Akımın dış yüzeylerden akması kaybın artmasına neden olmaktadır. Bu, soğutma sistemi tasarımında göz önüne alınması gereken bir durum olarak görülmelidir.



Şekil 106. $I_{max} = 150\,\mathrm{A}$ ve $f = 50\,\mathrm{Hz}$ seçilerek, uygulanan akımın $T/8$ ile $3T/4$ aralığında süperiletken tel içerisinde hesaplanan akım dağılımları.

3.16 Hibrit-Süperiletken Jeneratörlerde Mıknatıs Yerleşiminin AA Kayıplara Etkisi ve Eddy Akım Kayıplarının İncelenmesi

Projenin bu kısmında mıknatıs rotor mıknatıs yerleşiminin süperiletken jeneratörlerdeki histeresis kaybına etkisi incelendi. Bu amaçla, öncelikle rotoru kalıcı mıknatısların ve statorunda ise süperiletken pancake bobinlerin yerleştirildiği hibrit süperiletken mıknatıs tasarlandı. Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildi ve hesaplama süresini kısaltmak için yalnızca jeneratörün $1/4$'lük sektörü dikkate alındı. Hesaplamalarda statordaki süperiletken bobinler xy –düzleminde yatmakta ve rotor mıknatısları da xy –düzleminde manyetik alan üretmekte, dolayısıyla akımın yalnızca z-ekseni boyunca aktığı kabul edilmektedir. Hesaplamalarda kullanılan rotor tipi Şekil 107'de verilmektedir. Birinci rotor tipinde mıknatıs dizilimi standart Yukarı-Aşağı (N-S) gelecek şekilde, ikincisinde ise Halbach mıknatıs dizilimi göz önüne alındı. Halbach mıknatıs diziliminde mıknatıslar Yukarı-Sağa-Sola-Aşağı şeklinde manyetik alan üretecek şekilde tasarlanan dizilimdir. Rotor ω açısal hızı ile döndürülmekte ve statorda gerilim düşmesi sağlanarak akım indüklenmektedir.



Şekil 107. (a) Halbach ve (b) N-S Rotor mıknatıs dizilimli, statoru süperiletken bobinlerden oluşan jeneratörler.

Tasarlanan jeneratörlerin geometrik parametreleri Tablo 21'de sunulmuştur. Süperiletken bobinler 12 mm eninde, 100 μm kalınlığında ve $I_c(T = 77K) = 300$ A kritik akım şiddetine sahiptir. Jeneratörün rotor demiri ve sırt demiri manyetik malzeme olup kayıpsız olduğu kabul edilmiştir. Jeneratörlerin elektromanyetik analizleri için Denklem 2.16 ve 2.25 kullanılmıştır. Sınır şartı için jeneratör kesitinin dış zarfı için Denklem 2.20 ile verilen periyodik sınır şartı kullanılmıştır. Rotor ve stator arasındaki kaymanın olduğu sınır için Denklem 2.21 ile verilen manyetik alanın teğetsel bileşenin sürekliliği sınır şartı uygulanmıştır. Aynı şekilde süperiletken

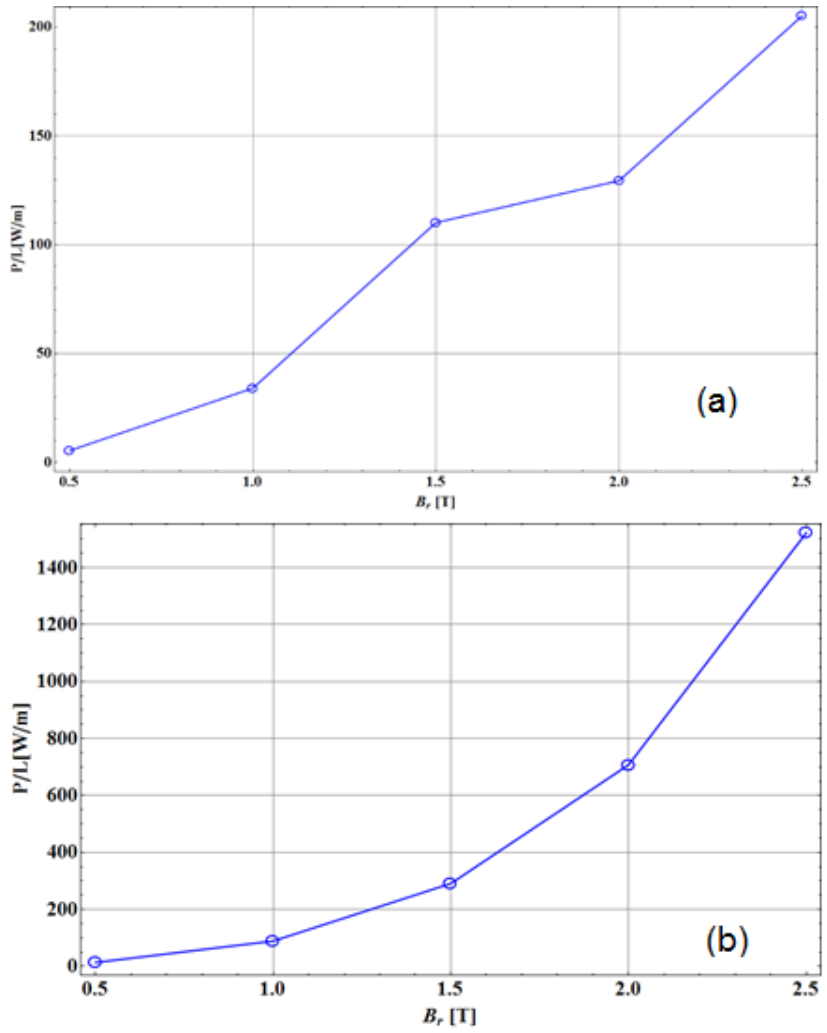
bobinler hem açıya göre değişen manyetik alana bağlı olduğu için $J_c(B,\theta)$, kritik akım yoğunluğunun alan ve açı bağlılığı için Denklem 2.30 ve 2.31 kullanılmıştır. Statorda bulunan süperiletken bobinlerin sıvı azot sıcaklığında tutulduğu ve ancak hesaplamaların karmaşıklığını önlemek için kritik akım yoğunluğunun sıcaklık bağlılığı dikkate alınmamıştır. Süperiletken bobinlerin sarım sayısı 50'den büyük oluğu için homojenlik yaklaşımı benimsenmiştir. Yani süperiletken bobinler üzerinde indüklenen akım için bir kısıtlama konulmuştur. Örgüleme için süperiletken bobinler için maksimum eleman büyüklüğü 2 mm olacak şekilde üçgensel örgüleme tekniği kullanılmış ve jeneratör için toplam 92059 örgü elemanı oluşturulmuştur. Burada farklı olarak, çözümlerde bir başlangıç değeri oluşturmak için çözümleyici durağan (stationary) formda çalıştırılıp $J_c = J_c(B,\theta)\tanh(-A_z/E_c)$ alınarak $t = 0$ için bir başlangıç değeri oluşturulmuştur. Bu, hesaplamaların stabil çalışması için yapılmalıdır.

Tablo 21. N-S ve Halbach mıknatıs dizilimlerinin kullanıldığı jeneratörün parametreleri.

Parametre (Birim)	**Tanım**	**Değer**
R_{so} (mm)	Statorun Dış Yarıçapı	675
R_{si} (mm)	Statorun İç Yarıçapı	630
R_{ro} (mm)	Rotorun Dış Yarıçapı	600
R_{ri} (mm)	Rotorun İç Yarıçapı	550
D_{ag} (mm)	Hava Boşluğu	75
L (mm)	Jeneratörün Boyu	700
p	Jeneratörün Kutup Sayısı	16
s	Jeneratörün Slot Sayısı	16
B_r (T)	Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı	0.5, 1, …,2.5
ω (rpm)	Jeneratörün Açısal Hızı	16
I_c (A)	Şeridin Kritik Akım yoğunluğu	300
w_{sc} (mm)	Şeridin Genişliği	12
h_{sc} (μm)	Şeridin Kalınlığı	100
E_c (V/m)	Kritik Elektrik Alan	1×10^{-4}
N_s	Stator Bobinlerinin Sarım Sayısı	100

Şekil 108'de farklı B_r alan şiddetlerindeki rotor mıknatıslarının N-S ve Halbach biçiminde yerleştirilmesi için hesaplanan kayıp eğrileri verilmektedir. Hesaplamalara geçilmeden önce rotor mıknatıs bobininin en ve boyu, stator mıknatısının genişliği ve yüksekliği, bobinlerin konumu, jeneratörde üretilen gerilim tam sinüs üretecek şekilde optimize edilmiştir. Üretilen gerilim genliği 3 kV civarındadır. Kayıp hesaplamalarında jeneratör rotorunun $1/2$ tur döndürülmesi benzeştirilmiş ve hesaplanan anlık kayıplar için Denklem 3.65 ile verilen zaman

integrasyonu $T/4$ ile $T/2$ arasında hesaplanmış, sonuç tam periyot için 4 ile ayrıca tam jeneratör kesiti için de ayrıca 4 ile çarpılmıştır. Şekilden de görüldüğü üzere N-S yerleşiminde kayıplar B_r^2 ile orantılı artarken, Halbach yerleşiminde bu durum söz konusu değildir. Bu dizilimde kayıpların manyetik alanın fonksiyonu olarak doğrusal biçimde arttığı kabul edilebilir. Bunun nedeni, Halbach yerleşiminde manyetik alanın tüm rotasyon boyunca homojen olarak dağılmaması olabilir.

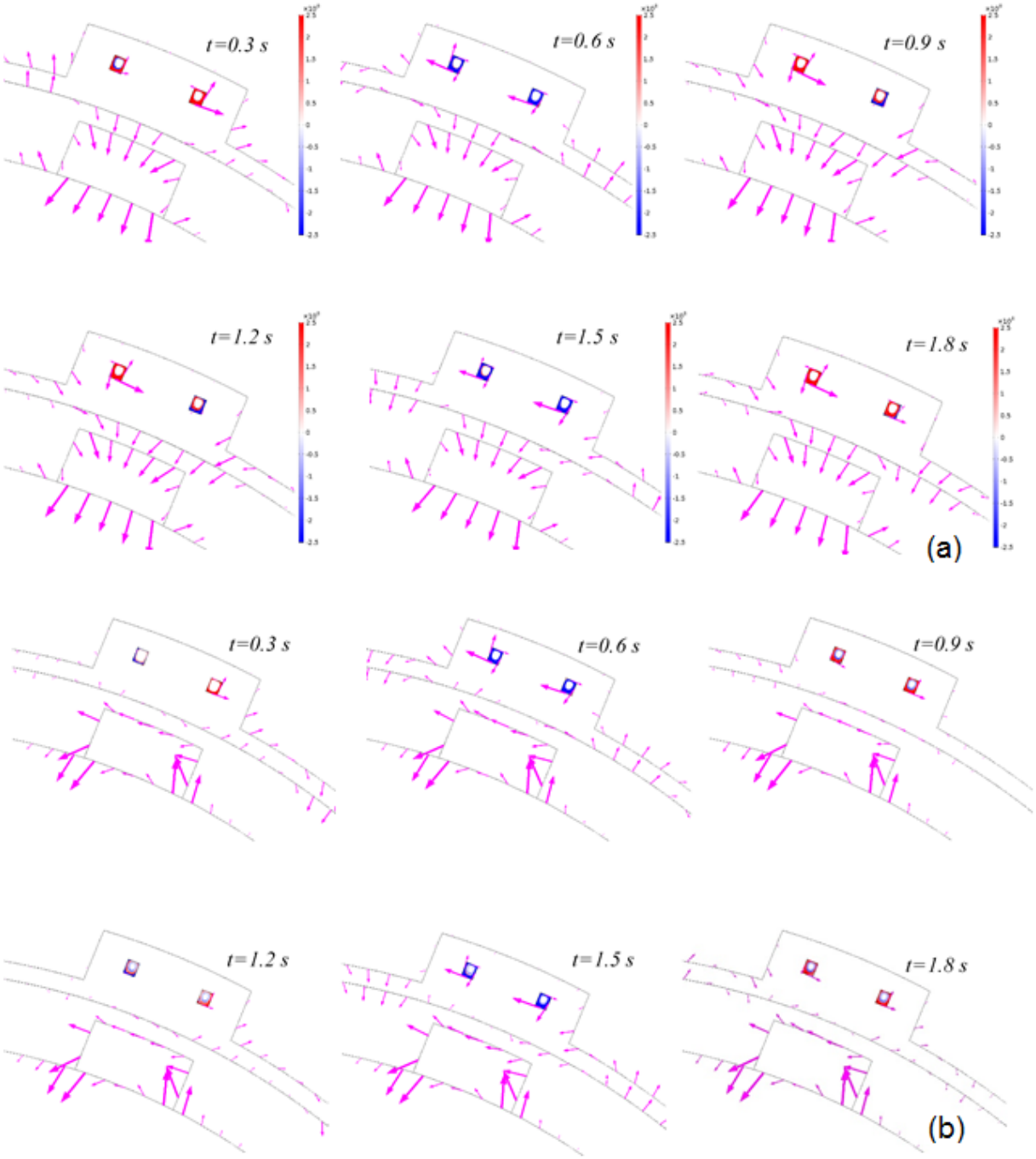


Şekil 108. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alanın fonksiyonu olarak (a) Halbach (b) N-S mıknatıs dizilimleri için hesaplanan AA kayıpları.

Halbach diziliminde rotor mıknatıslarının ürettiği manyetik alanın büyük çoğunluğu rotor ve sırt demiri tarafından soğurulmakta ve süperiletken bobinler çok az manyetik alana maruz kalabilmektedir. Halbach dizilimde kayıplar N-S dizilimindeki kayıplara göre oldukça düşüktür. Ancak, Halbach diziliminde tasarlanan jeneratörün çıkış gücü de o oranda düşük çıkmaktadır. N-S mıknatıs dizilimine sahip jeneratörün çıkış gücü, 16 rpm açısal hız ve 2.5 T rotor mıknatısı

için yaklaşık $250\ kW/m$ mertebesindedir. Ancak, bu değerde süperiletken bobinlerde oluşan histeresis kayıpları ise $1.4\ kW/m$ civarında oluşmaktadır. Yani histeresis kayıpları yaklaşık $\sim\%0.56$ civarındadır. Bu değer, bakır sargılara göre beş kat daha düşük bir orandır. Bu çalışmalardan her iki mıknatıs dizilimi içinde optimum mıknatısın üreteceği manyetik alanın 1.5 T olması gerektiği sonucuna varılabilir. Bu değerin üzerinde kayıplar çok hızlı artmaktadır.

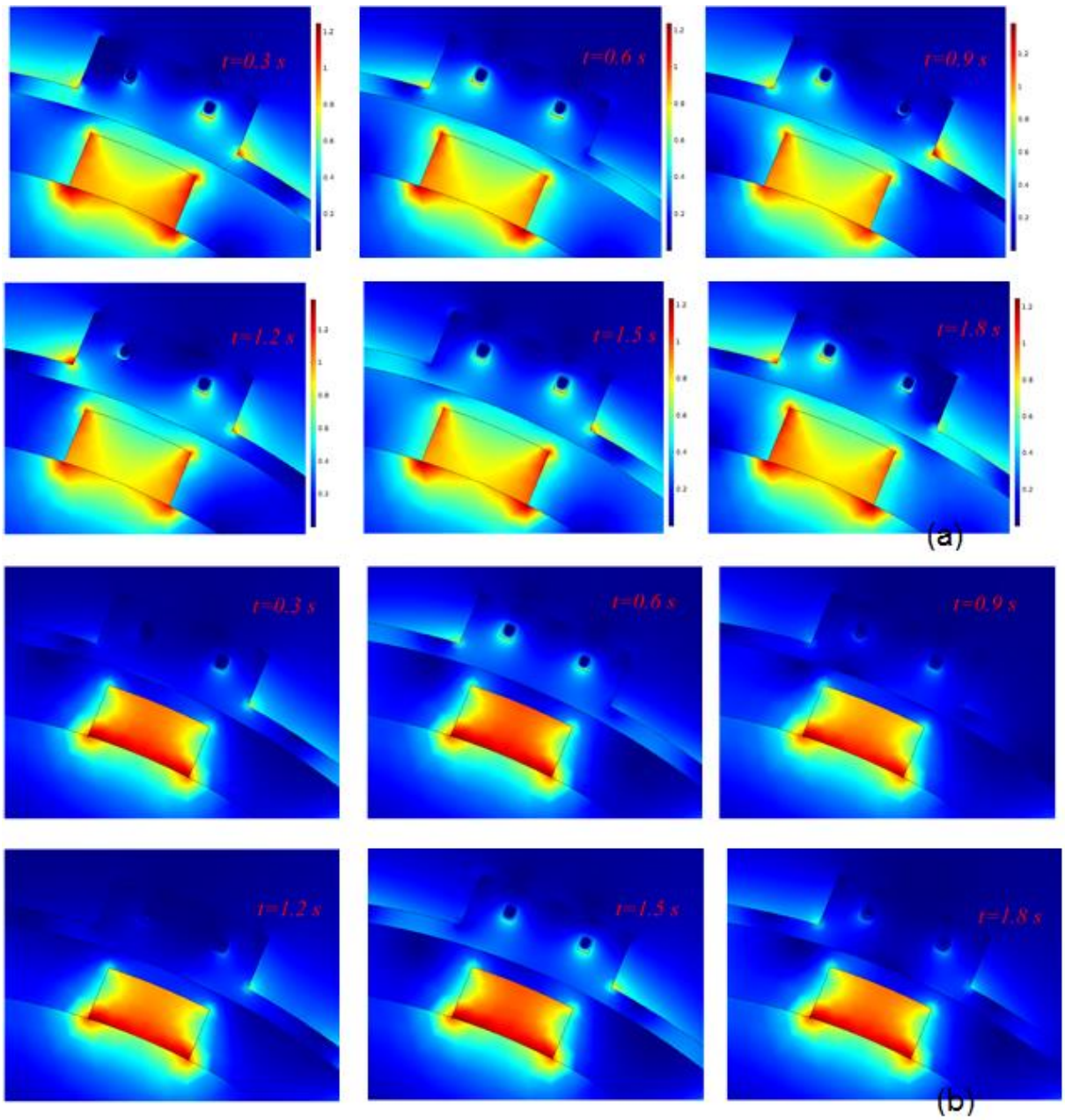
Her iki mıknatıs diziliminde kayıp mekanizmasının nasıl oluştuğunu daha iyi anlamak için bobinlerde indüklenen akımlar ve manyetik alanın değişimi farklı zamanlar için elde edildi (Şekil 109). Benzeşimler bobinlerin açık devre olduğu durum için dikkate alınmıştır. Şekillerde en dikkat çekici durum rotor saat yönünün tersine döndükçe akımın radyal olarak rotor mıknatısına yakın olan kısmından itibaren indüklenmeye başladığı ve bu durumda manyetik alanın teğetsel bileşeninin azaldığıdır. Manyetik alanın teğetsel bileşenin azalması ve normal bileşenin artması kaybı arttıran faktörlerden birisidir. Bir diğer önemli nokta ise akımın dış şeritlerde tüm şerit boyunca akması, fakat iç şeritlerde şeritlerin uçlarından akmasıdır. Dikkat edilirse, iç bobinlerin iç kısmında akımın akmadığı şeritler bulunmaktadır. Bu durum kaybı düşürmek için farklı bobin dizilimleri denmesi gerektiğini göstermektedir. Şekillerden çıkartılan bir diğer önemli sonuç ise akımın hemen hemen kritik akım yoğunluğu ile aynı seviyede olduğu, dolayısıyla kritik akım yoğunluğunun manyetik alan ve açı bağımlığının değeri kayda değer ölçüde düşürmediği görülmektedir. Bu aslında beklenen bir sonuçtur seçilen şeritlerin kritik akım yoğunluğu alan parametreleri çok düşüktür, yani alan bağlılığı zayıf şeritler kullanılmıştır.



Şekil 109. Jeneratör rotorunda (a) N-S ve (b) Halbach mıknatıs dizilimi için $\delta t = 0.3\ s$ adımlarla stator bobinlerinde indüklenen akımlar. $B_r = 1.5\ \mathrm{T}$ ve $\omega = 16\ \mathrm{rpm}$ alınmıştır.

Şekil 110'da her iki mıknatıs dizilimi için seçilen jeneratör topolojisinde oluşan iki boyutlu manyetik alan dağılımları verilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere "leakage" manyetik alan genellikle süperiletken bobinlerin radyal olarak iç kısımlarında ve bobinlerin sarıldığı sırt demirinin iç kısımlarında oluşmaktadır. Bu alanlar bu bölgelerde ters elektromotor kuvveti oluşturmaktadır. Bu indüklenen akımın bobin kesiti üzerinde homojen olarak dağılmadığını

daha açık izah etmektedir. Bobinin alt kısmı ile üs kısmı arasındaki alan değişim hızı beş katına kadar çıkmaktadır. Bu durumunda bobinlerin iki şekilde optimizasyonu yapılabilir. İlk olarak ya bobinlerin radyal iç tarafa bakan kısmı ferromanyetik malzeme ile kapatılmalıdır ya da bobinler daha dışa taşınmalıdır. Bu durumda elde edilecek gerilim eğrisinin harmoniklerinin sinüsü vermesi problemi ile karşılaşılabilir. Buradaki bir diğer nokta, sırt demirinde oldukça yüksek oranda manyetik alan birikmesi gerçekleşmesidir. İç gerilme gibi başka problemlere yol açabilir. Hava aralığında 0.6 T civarında bir manyetik alan oluşmaktadır.



Şekil 110. Jeneratör rotorunda (a) N-S ve (b) Halbach mıknatıs dizilimi için $\delta t = 0.3\ s$ adımlarla jeneratör kesitinde manyetik alan dağılımı. $B_r = 1.5\ \mathrm{T}$ ve $\omega = 16\ \mathrm{rpm}$ alınmıştır.

Bir jeneratörde toplam kayıp,

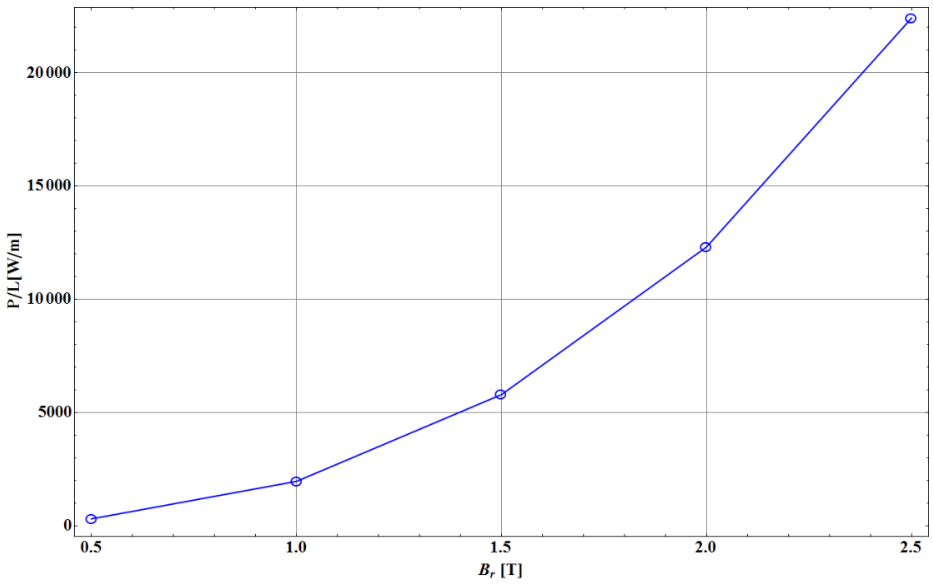
$$P = P_h + P_e + P_{mc} + P_m \tag{3.75}$$

şeklinde yazılabilir. Burada P_h süperiletken bobinde oluşan histeresis kayıplarınıı, P_e rotor ve sırt demirinde oluşan histeresis kaybını, P_{mc} mekanik kayıpları ve P_m ise rotor ve sırt demirindeki manyetizasyon kayıpları temsil etmektedir. Şimdiye kadar histeresis kayıpları detaylı bir biçimde incelendi. Kısa olarak rotor ve sırt demirinde oluşan kayıplara bakılacaktır. Bundan önceki hesaplarda jeneratörün gövdesinde kullanılan ferromanyetik demirin iletkenliği sıfır kabul edildi ve dolayısıyla oluşan eddy akım kayıpları ihmal edildi. Eğer kullanılan ferromanyetik kısmın iletkenliği dikkate alınırsa edyy akım kayıpları,

$$P_e = \iint \rho J^2 \, dS \tag{3.76}$$

ile hesaplanabilir. Burada ρ demirin öz direnci ve J sırt demirinde indüklenen eddy akım yoğunluğudur. Bu anlık kayıpları vermektedir. Ortalama kayıpları bulmak için zaman üzerinde integralini alıp tam periyoda bölmek gerekir.

Şekil 111'de farklı manyetik alan genlikleri için hesaplanan eddy akım kayıpları verilmektedir. Burada sırt demirinin öz direnci $\rho = 8.3 \times 10^{-6}\ \Omega.m$ olarak alınmıştır. Şekilden de görüleceği üzere ferromanyetik kısımda oluşan kayıplar histeresis kayıplarından yaklaşık 15 kat daha büyüktür. Bu muazzam bir değerdir. Bu, özellikle sırt demirinde indüklenen akımların hem rotor mıknatıslarından hem de statordaki indüklenen süper akımlardan kaynaklanmasından oluşmaktadır. Bu kaybı azaltmak için sırt demiri olarak kullanılan malzemenin iletkenliği son derece düşük olmalıdır ya da hiç demir kullanılmamalıdır.



Şekil 111. Farklı manyetik alan genlikleri için hesaplanan eddy akım kayıpları.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu projede, bir süperiletken şeridin, bu süperiletken şeritten sarılmış bobinlerin, bu bobinlerden oluşan yığınların ve son olarak tam süperiletken jeneratör tasarımlarının elektromanyetik analizlerini yapabilecek **A**-*V* formülasyonuna dayalı yeni benzeşim yöntemleri geliştirilmiştir. Yöntemlerin 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, bobin yığını ve tam bir jeneratör tasarımı için elektromekanik ve ısıl analizleri yapabilecek yine **A**-*V* formülasyonuna dayalı yeni bir benzeşim yöntemi önerilmiştir. Proje kapsamında olmamakla birlikte, bu proje ile elde edilen deneyimler ışığında üç boyutlu geometriler için benzeşim yöntemleri denenmiş ve üç boyutlu süperiletken tel yapısı için bulgular da sunulmuştur.

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 bağlılıkları 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^o ile 90^o arasında değiştirilmiş ve en düşük kayıp 90^o için, en yüksek kayıp ise 0^o için ortaya çıkmıştır.

5. Süperiletken bobinlerde değişik akım değerleri için yapılan ısıl analizlerde daha dıştaki şeritlerde ısınmanın daha çok olduğu gözlenmiştir.

6. Bobin yığınlarında değişik yığınlar arası mesafe ve dış manyetik alanın açı bağlılığı 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 faklı 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.

11. Projenin son kısmında iki boyutta tasarlanan model süperiletken jeneratör için elektromanyetik analizlerini yapabilecek üç yeni benzeşim yöntemleri gerçekleştirilmiştir: **A**-*V* formülasyonuna dayalı yöntem, **A**-*V*+**H**-formülasyonlarının birlikte kullanıldığı hibrit yöntem ve **A**-*V* formülasyonu üzerine tanh(*J*) biçiminde kısıtlamanın uygulandığı yöntem. Değişik dönüş hızları için indüklenen akımlar, manyetik alan dağılımları ve kayıplar bu üç yöntemle ayrı ayrı hesaplanmıştır. **A**-*V* ve **H**-formülasyonun birlikte kullanıldığı hibrit yöntemin sonucun daha güvenilir olduğu, fakat **A**-V+tanh(*J*) yönteminin hem çok hızlı hem de (yaşlaşık hibrit yönteme göre üçte bir sürede) sonuçlarının güvenilir limitlerde olduğu görülmüştür. Değişik jeneratör tasarımları için sabit bir dönme hızı altında farklı manyetik alan değerleri için AA kayıplarının

analizi yapılmıştır. Farklı manyetik alan değerleri için jeneratör yapısındaki her bir süperiletken bobin üzerindeki AA kayıp dağılımları hesaplanmıştır. Radyal olarak içe bakan kısımda oluşan kayıpların dışarıya bakan kısımda oluşan kayba göre ortalama olarak 1500 kat daha fazla olduğu ve bunun nedeninin de akımın daha ziyade bu bölgede indüklenmesi ve bu bölgede akması olduğu sonucuna varılmıştır.

12. İki boyutta tasarlanan model ile süperiletken jeneratörün ısıl analizleri de gerçekleştirilmiştir. Sabit dönme hızı altında farklı mıknatıs şiddetleri için jeneratör yapısındaki her bir süperiletken bobinde anlık kayıp dağılımları hesaplanmış ve artan alan ile sıcakta artış tespit edilmiştir. Jeneratör yapısındaki süperiletken bobinler üzerindeki sıcaklığın üstel olarak arttığı ve belli bir değerden sonra plato oluşturma eğilimine girdiği gözlenmiştir.

13. İki boyutta model süperiletken jeneratörlerde oluşan yapısal gerilme de incelenmiştir. Rotor mıknatısınca üretilen farklı manyetik alan değerleri için manyetik gerilmenin x ve y bileşenlerinin dağılımları gösterilmiştir. Sırt demirinde oluşan gerilmenin beklenildiği gibi radyal olarak iç kısımlarda genleştirici olduğu, bunun da demir sırtın mıknatıs tarafından çekilmesinden kaynaklanacağı ön görülmüştür. Özellikle bobinlerin yerleştirildiği slotların keskin kenarlarında oluşan sıkıştırıcı gerilmenin sırt demirinde oluşan eddy akımlarının manyetik alanla etkileşmesinden doğan bir gerilmenin olabileceği düşünülmektedir.

14. Projede elde edilen deneyimden yola çıkarak üç boyutlu analizler de yapılmıştır. Sonuç olarak, yeni geliştirilen **A**-V+tanh(J) formülasyonu için elde edilen sonuçlar **H**-formülasyonu ile uyum içerisindedir. Fakat hesaplama zamanında oldukça büyük ilerlemeler kaydedilmiştir.

Elde edilen bilgiler ışığında özellikle tam bir süperiletken jeneratör tasarımının başarılması bu alanda ülkemizde yaşanacak gelişmelere ışık tutacak niteliktedir. Her türlü jeneratör yapısının tasarlanması, elektromanyetik, elektromekanik ve ısıl analizlerinin rahatlıkla yapılabiliyor olması ve bunu mevcut yöntemlere nazaran oldukça düşük zamanlarda başarabilen bir yöntemin geliştirilmiş olması süperiletken jeneratör tasarımı için gerekli soğutma düzenlemeleri, gerilme dengeleyicilerin önerilmesi daha muntazam bir çalışma randımanının elde edilmesi adına büyük öneme sahiptir. Sunulan bu proje ile şu temel tavsiyeler yapılabilir:

i) bir jeneratör yapısında statorda sarılmış bir süperiletken bobinin radyal olarak içe bakan kısımda oluşan kayıpların radyal olarak dışarıya bakan kısımlarda oluşan kayba göre ortalama olarak 1500 kat daha fazla olması ve akımın daha ziyade bu bölgede indüklenmesi bu bölgenin daha etkin bir şekilde soğutulmasını gerektirmektedir. Teknik olarak statorun rotora bakan kısmı sıvı azot ile doldurulmalıdır.

ii) Benzer olarak, statorda sarılmış bir süperiletken bobinin radyal olarak içe bakan kısımda oluşan gerilmeye bakıldığında, tellerin kararlılığını sağlayacak slot tasarımları yapılmalıdır. Bu

slotların ucunda olabilecek T şeklinde bir çıkıntı olabilir ki bu tam süperiletken jeneratör tasarımının rotor kısmında kullanılmıştır.

KAYNAKLAR LİSTESİ

Abrikosov, A. A. 1957. “On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group”, Sov. Phys. JEPT, 5, 1174-1182.

Ainslie, M. D. H-formulation, www.htsmodeling.org

Ainslie, M. 2010. “Transport AC loss in high temperature superconducting coils” Ph.D. dissertation, Cambridge University,Cambridge, England.

Ainslie, M. D., Rodriguez-Zermeno V. M., Hong Z., Yuan W., Flack T. J., and Coombs T. A. 2011. “An improved FEM model for computing transport AC loss in coils made of RABiTS YBCO coated conductors for electric machines”, Supercond. Sci. Technol., 24 (4), 045005.

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.

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.

Allen, N. C., Chiesa L., and Takayasu M. 2016. “Structural modeling of HTS tapes and cables”, Cryogenics, 80, 405–418.

Amemiya, N., Miyamoto K, S -i Murasawa, Mukai H, Ohmatsu K. 1998. “Finite element analysis of AC loss in non-twisted Bi-2223 tape carrying AC transport current and/or exposed to DC or AC external magnetic field”, Phys C: Supercond., 310 (1-4), 30–35.

Amemiya, N., Murasawa S., Banno N. and Miyamoto K. 1998. "Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations," Physica C: Superconductivity, 310 (1-4), 16-29.

Amemiya, N., Sato S., and Ito T. 2006. “Magnetic flux penetration into twisted multifilamentary coated superconductors subjected to AC transverse magnetic fields,” J. Appl. Phys., 100 (12), 123907-1-7.

Amemiya, N., Tsukamoto T, Nii M, Komeda T, Nakamura T and Jiang Z 2014 Supercond. Sci. Technol. 27 035007

Anderson, P. W. 1962. “Theory of flux creep in hard superconductors”, Phys. Rev. Lett., 9 (7), 309–311.

Aschermann, G., Freiderich E., Justi E.and Kramer J. 1941. “Supraleitfähige Verbindenungen mit extrem hohen Sprungtemperaturen (NbH und NbN)”, Physik. Zeit., 42, 349-360.

Badia, A. and López C. 2002. “Vector magnetic hysteresis of hard superconductors”, Phys. Rev. B, 65 (10), 104514-1-12.

Badía-Majós, A. and López C. 2007. “Critical-state analysis of orthogonal flux interactions in pinned superconductors”, Phys. Rev. B, 76 (5), 054504-1–8.

Badía-Majós, A., López C., and Ruiz H. S. 2009. “General critical states in type-II superconductors,” Phys. Rev. B, 80. (14), 144509-1–21.

Bansal, G, Yanagi N, Hemmi T, Takahata K, Mito T and Sagara A. 2008. “High-temperature superconducting coil option for the LHD-type fusion energy reactor”, FFHR Plasma Fusion Res. 3 1049.

Bardeen, J., Cooper L. N. ve Schrieffer, J. R. 1957. “Microscopic Theory of Superconductivity”, Phys. Rev., 106, 162-164.

Barnes, G., McCulloch M., and Dew-Hughes D. 1999. “Computer modelling of type II superconductors in applications,” Supercond. Sci. Technol., 12 (8), 518–522.

Bascuñán, J, Hahn S, Kim Y, Song J and Iwasa Y. 2014. “Design and double-Pancake coil fabrication”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 24, 4300904.

Bean, C.P. 1964. “Magnetization of high-field superconductors”, Rev. Mod. Phys. 36(1),31-39.

Bean, C.P. 1962. “Magnetization of hard superconductors”,” Phys. Rev. Lett., 8, 250.

Bednorz, J. G, Müller K. A. 1986. “Possible high Tc superconductivity in the balacuo system”, Zeitschrift fr Physik B Condensed Matter, 64.

Biddlecombe, C. S., Heighway E. A., Simkin J., and Trowbridge C. W. 1982. “Methods for eddy current computation in three dimensions”, IEEE Trans. Magn., MAG-18 (2), 492–497.

Bonura, M. and Senatore C. 2015b. “Transverse thermal conductivity of REBCO coated conductors”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 25 (3), 6601304-1-4.

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.

Bonura, M. and Senatore C. 2015a. “High-field thermal transport properties of REBCO coated conductors”, Supercond. Sci. Technol., 28 (2), 025001.

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.

Bossavit, A. and Vérité J. C. 1982. “A mixed FEM-BIEM method to solve 3-D eddy-current problems”, IEEE Trans. Magn., MAG-18 (2), 431–435.

Bossavit, A. 1994. “Numerical modelling of superconductors in three dimensions: A model and a finite element method”, IEEE Trans. Magn., 30 (5), 3363–3366.

Brambilla, R., Grilli F., and Martini L. 2007. “Development of an edge-element model for AC loss computation of high-temperature superconductors”, Supercond. Sci. Technol., 20 (1), 16–24.

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.

Brambilla, R., Grilli F., Martini L. and Sirois F. 2008. "Integral equations for the current density in thin conductors and their solution by the finite-element method", Supercond. Sci. Technol., 21, 105008.

Brandt, E. H. and Indenbom M., 1993. “Type-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field”, Phys. Rev. B, 48 (17), 12893–12906.

Brandt ,E. H. 1998. “Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves”, Phys. Rev. B, 58 (10), 6506–6522.

Brandt, E. H. 1996. “Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strip and slabs”, Phys. Rev. B, 54 (6), 4246–4264.

Brandt, E. H. 1994. “Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field: General formulation and strip geometry”, Phys. Rev. B, 49 (13), 9024–9040.

Bruzzone, P. 2011. “Review of design aspects for high current Nb3Sn conductors”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 21, 2036–2041.

Campbell, A. M. and Evetts J. E. 1972. “Flux vortices and transport currents in type II superconductors”, Adv. Phys., 21 (90), 199–428.

Campbell, A. M. 2009. “A direct method for obtaining the critical state in two and three dimensions”, Supercond. Sci. Technol., 22 (3), 034005.

Campbell, A. M., 2007. “A new method of determining the critical state in superconductors”, Supercond. Sci. Technol., 20 (3), 292–295.

Carpenter, C. J. 1977. “Comparison of alternative formulations of 3-dimensional magnetic-field and eddy-current problems at power frequencies”, Proc. Inst. Elect. Eng., 124 (11), 1026–1034.

Chan, W. K. and Schwartz J. 2012. IEEE Trans. Appl. Supercond., 22, 4706010.

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.

Chan, W.K., Masson, P.J., Luongo, C.A., Schwartz, J. 2009. “Influence of inter-layer contact resistances on quench propagation in coated conductors”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 19 (1), 2490–2495.

Chen, S.D , Yu Y.T., Huang Z.W., et al. 2013. “Design of a HTS magnet for application to resonant X-ray scattering”, IEEE Trans. Appl. Supercond.; 21 (3), 1661-1664.

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.

Clem, J R, Claassen J H and Mawatari Y. 2007. Supercond. Sci. Technol., 20, 1130–9.

Clem, J. R. and Malozemoff A. P. 2010. “Theory of AC loss in power transmission cables with second generation high temperature superconductor wires”, Supercond. Sci. Technol., 23 (3), 034014.

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.

Clem, J. R., 1982. “Flux-line-cutting losses in type-II superconductors,” Phys. Rev. B, vol. 26, no. 5, pp. 2463–2473.

Clem, J. R., 1991. “Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems”, R. A. Hein, Ed. New York, NY, USA: Plenum, p. 177.

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.

COMSOL, Finite-Element Software Package COMSOL Multiphysics. [Online]. Available: http://www.COMSOL.com

Coombs, TA, Campbell AM, Murphy A, Emmens M. 2001. “A fast algorithm for calculating the critical state in superconductors”, Int J Comput Math Electr Electron Eng., 20 (1), 240–252.

de Bruyn, B. J. H., Jansen J. W., ve Lomonova E. A. 2016. “Finite Element Model Simplification Methods for Stacks of Superconducting Tapes”, IEEE Trans. Magn., 52 (7), 9000104.

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.

Ekin, J. W. 1995. “II-4: stress/strain effects on critical current”, Cryogenics, 35, 25–28.

Elliott, C. M. and Kashima Y. 2007. “A finite-element analysis of criticalstate models for type-II superconductivity in 3D”, IMAJ. Numer. Anal., 27 (2), 293–331.

Enomoto, N. and Amemiya N. 2004. “Electromagnetic field analysis of rectangular high Tc superconductor with large aspect ratio”, Phys. C, Supercond., 412–414, 1050–1055.

Erdogan, M, Yildiz, S, Cicek, A, Inanir, F. 2016. "Two-Dimensional Finite-Element Analysis of Pinning-Induced Stress in HTS Power Transmission Cables Made of 2G Superconducting Tapes With and Without Magnetic Substrate", IEEE Trans. Appl. Supercond., 26 (6), 8402407.

Erdogan, M., Tunc, S., and Inanir, F., 2017a “AC loss analysis of HTS pancake coil of coated superconductors with ferromagnetic substrate”, J. Supercond. Novel Magn. 30 (7), 1993-1999.

Erdogan, M., Tunc, S.,, Yildiz S. and Inanir, F., 2017b “A Comparative Study of AC Transport and Eddy Current Losses for Coil Made of HTS Tapes Coated with Copper Stabilizer”, J. Supercond. Novel Magn. 30 (11), 3277-3283.

First International Workshop on Modelling of HTS http://supra.epfl.ch/modellinggroup/Workshop.asp

FLUX, Electromagnetic and Thermal Finite Element Analysis Software Flux. [Online]. Available: http://www.cedrat.com

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.

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.

Gamble, B., Snitcher G., and MacDonald T. 2011. “Full power test of a 36.5 MW HTS propulsion motor”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 21 (3), 1083–1088.

Genenko, Y. A., Snezhko A., and Freyhardt H. C. 2000. “Overcritical states of a superconductor strip in a magnetic environment”, Phys. Rev. B,62 (5), 3453–3472.

Gilchrist, J. 1997. "Flux diffusion and the porous medium equation", Physica C: Superconductivity, 291 (1-2), 132-142.

Ginzburg, V. L. ve Landau L. D., 1950. On the theory of superconductivity. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 20, 1064.

Goldfarb, R. B., Lelental M., and Thompson C., 1991. Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, R. A. Hein, Ed. NewYork, NY, USA: Plenum, p. 49.

Gömöry, F. et al., 2013. “AC loss in pancake coil made from 12 mm wide REBCO tape”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 23 (3), 5900406.

Gömöry, F., Šouc J., Vojenèiak M., Seiler E., Klinèok B., Ceballos J. M., Pardo E., Sanchez A., Navau C., Farinon S., and Fabbricatore P., 2006. “Predicting AC loss in practical superconductors”, Supercond. Sci. Technol., 19 (3), S60–S66.

Gömöry, F., Vojenèiak M., Pardo E., and Šouc J. 2009. “Magnetic flux penetration and AC loss in a composite superconducting wire with ferromagnetic parts”, Supercond. Sci. Technol., 22 (3), 034017.

Gömöry, F., Šouc J., Vojenèiak M., and Klinèok B. 2007. “Phenomenological description of flux pinning in non-uniform high-temperature superconductors in magnetic fields lower than the self-field”, Superconductor Science and Technology, 20 (9), S271–S277.

Gömöry, F., Vojenèiak M., Pardo E., Solovyov M., and Šouc J. 2010. “AC losses in coated conductors”, Supercond. Sci. Technol., 23 (3), 034012.

Gömöry, F. and Inanir F., “AC losses in coil wound from round wire coated by a superconducting layer,” IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 22, no. 3, p. 4704704, Jun. 2012.

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.

Gouge, M., Lindsay D., Demko J., Duckworth R., Ellis A., Fisher P., James D., Lue J., Roden M., Sauers I., Tolbert J., Traeholt C., and Willen D. 2005. “Tests of tri-axial HTS cables”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 15 (2), 1827–1830.

Grilli, F. Pardo E. Stenvall A. et al. 2014. “Computation of Losses in HTS Under the Action of Varying Magnetic Fields and Currents”, IEEE Transc. Appl Supercond., 24 (1), 8200433.

Grilli, F., 2016. “Numerical modeling of HTS applications”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 26 (3), 0500408.

Grilli, F., Brambilla R., and Martini L., 2007. “Modeling high-temperature superconducting tapes by means of edge finite elements”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 17 (2), 3155–3158.

Grilli, F., Brambilla R., Sirois F., Stenvall A., and Memiaghe S. 2013. “Development of a three-dimensional finite-element model for hightemperature superconductors based on the H-formulation”, Cryogenics, 53, 142–147.

Grilli, F., Stavrev S., Le Floch Y., Costa-Bouzo M., Vinot E., Klutsch I., Meunier G., Tixador P., and Dutoit B., 2005. “Finite-element method modeling of superconducors: From 2-D to 3-D”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 15 (1), 17–25

Grilli, F.and Pardo E. 2010. “Simulation of AC loss in Roebel coated conductor cables”, Supercond. Sci. Technol., 23 (11), 115018.

Grilli, F., Sirois, F., Zermeno, V.M., Vojenciak, M. 2014. “Self-consistent modeling of the HTS devices: how accurate do models really need to be”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 24 (6), 1–8.

Hauser, A. O. 1997. “Calculation of superconducting magnetic bearings using a commercial FE-program (ANSYS)”, IEEE Trans. Magn., 33 (2), 1572–1575.

Hong, Z, Campbell AM, Coombs TA. 2007. “Computer modeling of magnetisation in high temperature bulk superconductors”, IEEE Trans Appl Supercond., 17 (2), 3761–3764.

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.

Hong, Z., Campbell, A.M., Coombs, T.A., “Numerical solution of critical state in superconductivity by finite element software,” Supercond. Sci. Technol., vol. 19, no. 12, pp. 1246–1252, Dec. 2006.

Hrennikoff, A. ve Courant R., 1953. “Methods of mathematical physics”, Interscience Publishers, New York and London.

http://haynesintl.com/docs/default-source/pdfs/new-alloy-brochures/corrosion-resistant-alloys/c-276.pdf?sfvrsn=6.

http://www.superox.ru/en/products/974-vtspprovod/

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.

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.

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.

Inanir F., Yildiz S., and Keysan O., “Extending A-V Formulation to AC loss Calculation of Superconducting Coil made of 2G Tapes”, Submitted to: Supercond. Sci. Technol.

Iwasa, Y. 2009. “Case Studies in Superconducting Magnets”, 2nd ed., New York, NY, USA: Springer-Verlag.

Jewell, M C et al 2010. “World-wide benchmarking of ITER Nb3Sn strand test facilities”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 20, 1500–3.

Johansen, T. H., 2000. “Flux-pinning induced stress and magnetostriction in bulk superconductor”, Superconductor Science and Technology, 13, R121- R137.

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.

Kajikawa, K., T. Hayashi, R. Yoshida, M. Iwakuma, and K. Funaki, 2003. “Numerical evaluation of AC loss in HTS wires with 2D FEM formulated by self magnetic field”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 13 (2), 3630–3633.

Kameari, A., 1990. “Calculation of transient 3D eddy current using edge elements”, IEEE Trans. Magn., 26 (2), 466–469.

Karmaker, H et al 2012. “Stator design concepts for an 8 MW direct drive superconducting wind generator”, Int. Conf. On Electrical Machines.

Karmaker, H et al 2015. “Comparison between different design topologies for multi-megawatt direct drive wind generators using improved second generation high temperature superconductors”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 25, 5201605.

Karmaker, H et al 2015. “Design concepts for a direct drive wind generator using new superconductors”, IEEE EPEC, 22–5.

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.

Keim, T A. 1985. “Design and Manufacture of 20 MVA superconducting generator”, IEEE Trans. Power Appar., Sys. PAS-104, 1475–83.

Kettunen, L.and L. R. Turner, 1992. “A volume integral formulation for nonlinear magnetostatics and eddy currents using edge elements”, IEEE Trans. Magn., 28 (2), 1639–1642.

Keysan, O., Mueller, M. A. 2011. “A Homopolar HTSG Topology for Large Direct-Drive Wind Turbines”, IEEE Transc.-Appl. Supercond., 21 (5), 3523-3531.

Keysan, O., Olczak, D., Mueller, M. A. 2013. “A Modular Superconducting Generator for Offshore Wind Turbines”, J. Supercond. Nov. Magn., 26, 2103–2108.

Kim, Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. 1963. “Magnetization and critical supercurrents”, Phys Rev., 129 (2), 528–535.

Kim, Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. 1962. “Critical persistent currents in hard superconductors”, Phys Rev Lett., 9 (7), 306–309.

Kiyoshi, T, Choi S, Matsumoto S, Zaitsu K, Hase T, Miyazaki T, Hamada M, Hosono M and Maeda H. 2011. “Bi- 2223 innermost coil for 1.03 GHz NMR magnet”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 21, 2110–3.

Koch, C. C. and Easton D. S. 1977. “A review of mechanical behaviour and stress effects in hard superconductors”, Cryogenics, 17, 391–413.

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.

Lari, R. J. and Turner L. R. 1983. “Survey of eddy current programs,” IEEE Trans. Magn., MAG-19 (6), 2474–2477.

Lewis, C et al 2007. “A direct drive wind turbine HTS generator”, IEEE Power Engineering Society General Meeting.

Li, Y., Feng F, Li Y, Song P, Zou S, Wu M, Gu C, Zeng P, and Qu T. 2017. "Numerical Study on AC Loss Characteristics of REBCO Armature Windings in a 15-kW Class Fully HTS Generator”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 27 (4), 5200206.

Li, Z. Y., Wang, Y., Xu, J. et al. 2015. “Design and test performance of 2G pancake poils for HTS DC induction heater prototype”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 25 (3), 4601205.

Liu, B, Wu Y and Bruzzone P. 2011, “The results of the second Chinese TF conductor sample” Fusion Eng. Des., 86, 369–72.

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.

London, H., 1963. “Alternating current losses in superconductors of the second kind”, Phys. Lett., 6 (2), 162–165.

London, F. ve London, H., 1935. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. Proceedings of the Royal Society A, 149 (866), 71–88.

Lousberg, G. P., Ausloos M., Geuzaine C., Dular P., Vanderbemden P., and Vanderheyden B. 2009. “Numerical simulation of the magnetization of high-temperature superconductors: A 3D finite element method using a single time-step iteration”, Supercond. Sci. Technol., 22 (5), 055005.

Maeda, H, Tanaka Y, Fukutomi M, Asano T. 1988. “A new high-Tc oxide superconductor without a rare earth element”, Jpn. J. Appl. Phys., 27(Part 2, No. 2):L209–L210.

Maeda, H. and Yanagisawa Y. 2014. “Recent developments in high-temperature superconducting magnet technology (review)”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 24 (3), 4602412.

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.

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.

Majoros M., Ye L., Velichko A. V., Coombs T. A., Sumption M. D., and Colling E. W. 2007. “Transport AC losses in YBCO coated conductors”, Supercond. Sci. Technol. 20 (9), S299–S304.

Marchevsky, M., 2015. “Quench detection and protection for HTS accelerator magnets”, presented at the 3rd Workshop Accelerator Magnets HTS, Lyon, France, 2015. https://indico.cern.ch/event/396905/session/5/contribution/15/attachments/1152844/1655698/MM_WAMHTS3.pdf

Maslouh, M., Bouillault F., Bossavit A., and Vérité 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.

Masson, P.J., Soban D.S., Upton E., Pienkos J.E., Luongo C.A. 2005. “HTS motors in aircraft propulsion: design considerations”, IEEE Trans. Appl. Supercond.;15 (2), 2218-2221.

Matthias, B.T., Geballe T.H., Geller S., Corenzwit E. 1954. “Superconductivity of Nb3Sn”, Phys Rev., 95 (6), 1435.

Mawatari, Y.1996. "Critical state of periodically arranged superconducting-strip lines in perpendicular fields", Physical Review B, 54 (18), 13215.

Mawatari, Y. 2011. “Superconducting tubular wires in transverse magnetic fields”, Phys. Rev. B, 83, 134512.

Meissner, W. ve Ochsenfeld, R., 1933. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. Naturwissenschaften, 21 (44), 787–788.

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.

Miyagi, D., Y. Amadutsumi, N. Takahashi, and O. Tsukamoto, 2007. “FEM analysis of effect of magnetism of substrate on AC transport current loss of HTS conductor with ferromagnetic substrate”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 17 (2), 3167–3170.

Miyagi, D., Yunoki Y., Umabachi M., Takahashi N., and Tsukamoto O., 2008. “Measurement of magnetic properties of Ni-alloy substrate of HTS coated conductor in LN2”, Physica C, 468 (15–20), 1743–1746.

Morandi, A., Gholizad B. ve Fabbri, 2016. “Design and Performance of a 1.5MW-5s High Temperature Superconductor Magnetic Storage System”, Supercond. Sci. Technol., 29, 015014.

Müller, K.-H., 1997. “AC power losses in flexible thick-film superconducting tapes”, Phys. C, Supercond., 281 (1), 1–10.

Mur, G. 1994. “Edge elements, their advantages and their disadvantages”, IEEE Transactions on Magnetics, 30, 3552–3557.

Nagamatsu, J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y, Akimitsu J. 2001. “Superconductivity at 39 K in Magnesium diboride”, Nature, 410 (6824), 63–64.

Navau, C., Sanchez A., Del-Valle N., and Chen D. X., 2008. “Alternating current susceptibility calculations for thin-film superconductors with regions of different critical-current densities”, J. Appl. Phys., 103 (11), 113907-1-8.

Nedelec, J. C. 1978. “Computation of eddy currents on a surface in R3 by finite element methods”, SIAM J. Numer. Anal., 15 (3), 580–594.

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.

Nguyen, D. N., Coulter J. Y., Willis J. O., Ashworth S. P., Kraemer H. P., Schmidt W., Carter B., and Otto A. 2011. “AC loss and critical current characterization of a noninductive coil of two-in-hand RABiTS YBCO tape for fault current limiter applications”, Supercond. Sci. Technol., 24 (3), 035017.

Nguyen, D. N., Ashworth S. P., and Willis J. O., 2009. “Experimental and finite-element method studies of the effects of ferromagnetic substrate on the total AC loss in a rolling-assisted biaxially textured substrate YBa2Cu3O7 tape exposed to a parallel AC magnetic field”, J. Appl. Phys., 106 (9), 093913-1–7.

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 (2), 025001.

Nguyen, D.A., Ashworth S.P., Duckworth R., Carter W., and Fleshler S. 2011. “Measurement of AC Losses and Current Distribution in Superconduct- ing Cables”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 21 (3), 996-1000.

Nick, W. Grundmann J and Frauenhofer J. 2012. “Test results from Siemens low speed, high-torque HTS machine and description of further steps towards commercialisation of HTS machines”, Phys C, 482, 105–115.

Nii, M., Amemiya N., and Nakamura T., 2012. “Three-dimensional model for numerical electromagnetic field analyses of coated superconductors and its application to Roebel cables”, Supercond. Sci. Technol., 25 (9), 095011.

Nitta, T. 2002. Cryogenics, 42, 151.

Noe, M, ve Steurer M. 2007. “High-temperature superconductor fault current limiters: concepts, applications, and development status”, Supercond Sci Technol., 20 (3), R15.

Norris, W. T. 1970. “Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: Isolated conductors and edges of thin sheets”, J Phys. D Appl. Phys., 3 (4), 489–507.

Obradors, X and Puig T. 2014. “Coated conductors for power applications: materials challenges”, Supercond. Sci. Technol., 27, 044003.

Oldenburg, C.M., Borglin S.E., and Moridis G.J. 2000. “Numerical Simulation of Ferrofluid Flow for Subsurface Environmental Engineering Applications”, Transport in Porous Media, 38, 319–344.

Onnes, H. Kamerlingh, 1913. “Further experiments with liquid helium. H. On the electrical resistance of pure metals etc. (continued). VIII. The sudden disappearance of the ordinary resistance of tin, and the super-conductive state of lead”, Comm. Physical Lab. Leiden, 133d, 51.

Onnes, K. H., 1911. “Further Experiments with Liquid Helium. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metal at Very Low Temperature”, Leiden Comm., 122b, 13-15.

Oomen, M., Herkert, W., Bayer, D., Kummeth, P., Nick, W., Arndt, T. 2012. “Manufacturing and test of 2g-HTS coils for rotating machines: challenges, conductor requirements, realization”, Physica C: Supercond. and Appl., 482, 111–118.

OPERA, Electromagnetic Design Software Opera 2D and Opera 3D. [Online]. Available: http://www.cobham.com

Ozawa, TC, Kauzlarich SM. 2008. “Chemistry of layered d-metal pnictide oxides and their potential as candidates for new superconductors”, Sci Technol Adv Mater., 9 (3), 033003.

Queval L., Zermeno V.M.R., Grilli F., 2016 “Numerical models for ac loss calculation in large-scale applications of HTS coated conductors”, Superconductor Science and Tehnolgy, 29 (2), 0244007.

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.

Pardo, E., 2008. Modeling of coated conductor pancake coils with a large number of turns, Supercond. Sci. Technol., 21(6), p. 065014.

Pardo, E., Gömöry F., Šouc J., and Ceballos J. M. 2007. “Current distribution and AC loss for a superconducting rectangular strip with in-phase alternating current and applied field”, Supercond. Sci. Technol., 20 (4), 351–364.

Pardo, E. , Šouc, J.,Frolek, L. 2015b. "Electromagnetic modelling of superconductors with a smooth current–voltage relation: variational principle and coils from a few turns to large magnets", Superconductor Science and Technology, 28, 044003.

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.

Pardo, E. 2013. "Calculation of AC loss in coated conductor coils with a large number of turns", Superconductor Science and Technology, 26, 105017.

Pardo, E. 2014. "Modeling of ac loss in coils made of thin tapes under dc bias current", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 24, 4700105.

Pardo, E. 2016. "Modeling of screening currents in coated conductor magnets containing up to 40000 turns", Superconductor Science and Technology, 29, 085004.

Pardo, E., Šouc, J.,Frolek, L. 2015c. "Electromagnetic modelling of superconductors with a smooth current–voltage relation: variational principle and coils from a few turns to large magnets", Superconductor Science and Technology, 28, 044003.

Pardo, E., Staines, M., Jiang, Z.N., Glasson, N. 2015b. “AC loss modelling and measurement of superconducting transformers with coated conductor Roebel-cable in low-voltage winding.” Supercond. Sci. Technol. 28 (11), 114008.

Preis, K., Bardi I., Biro O., Magele C., Vrisk G., and Richter K. R., 1992. “Different finite element formulations of 3D magnetostatic fields”, IEEE Trans. Magn., 28 (2), 1056–1059.

Preston, T. W. and Reece A. B. J. 1982. “Solution of 3-dimensional eddy current problems: The T − Ω method”, IEEE Trans. Magn., MAG-18 (2), 486–491.

Prigozhin, L and Sokolovsky V. 2011. “Computing AC losses in stacks of high-temperature superconducting tapes.” Supercond. Sci. Technol. 24 075012.

Prigozhin, L. 1997. “Analysis of critical-state problems in type-II superconductivity”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 7 (4), 3866–3873.

Prigozhin, L. 1998. “Solution of thin film magnetization problems in type-II superconductivity”, J. Comput. Phys., 144 (1), 180–193.

Prigozhin, L. 1996. “The Bean model in superconductivity: Variational formulation and numerical solution”, J. Comput. Phys., 129 (1), 190–200.

Rhyner, J. 1993. “Magnetic properties and AC-losses of superconductors with power law current–voltage characteristics.” Phys C: Supercond 212(3-4):292–300.

Rhyner, J. 1998. “Calculation of AC losses in HTSC wires with arbitrary current voltage characteristics”, Phys. C, Supercond., 310 (1–4), 42–47.

Rogalla, H and Kes P K (ed) 2011. “100 years of Superconductivity” (Boca Ration, FL: CRC)

Romero-Salazar, C.and Pérez-Rodríguez F. 2003. “Elliptic fluxline-cutting critical-state model”, Appl. Phys. Lett., 83 (25), 5256–5258.

Ruiz, H. and Badía-Majós A. 2010. “Smooth double critical state theory for type-II Superconductors”, Supercond. Sci. Technol., 23 (10), 105007.

Salon, S. J. and Schneider J. M. 1982. “A hybrid finite element-boundary integral formulation of the eddy current problem”, IEEE Trans. Magn., MAG-18 (2), 461–466.

Sanchez, A.and Navau C. 2001. “Magnetic properties of finite superconducting cylinders. I. Uniform applied field”, Phys. Rev. B, 64 (21), 214506-1-10.

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.

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.

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 Ox superconductor tapes”, Appl. Phys. Lett., 106, 032601.

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.

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.

Sirois, F., Grilli F. 2015. “Potential and limits of numerical modelling for supporting the development of HTS devices”, Supercond. Sci. Technol., 28 (4), 043002.

Sirois, F., Roy, F., Dutoit, B. 2009. “Assessment of the computational performances of the semi-analytical method (SAM) for computing 2-D current distributions in superconductors”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 19 (1), 3600–3604.

Snitchler, G et al 2011. “10 MW class superconductor wind turbine generators”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 21, 1089.

Šouc, J., Pardo E., Vojenèiak M., and Gömöry F. 2009. “Theoretical and experimental study of AC loss in high temperature superconductor single pancake coils”, Supercond. Sci. Technol., 22 (1) 015006.

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.

Stavrev ,S., 2002. “Modelling of high temperature superconductors for AC power applications,” Ph.D. dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland,

Stavrev, S., B. Dutoit, and N. Nibbio, 2002. “Geometry considerations for use of Bi-2223/Ag tapes and wires with different models of Jc(B)”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 12 (3), 1857–1865.

Stavrev, S., Dutoit B., Nibbio N., and Le Lay L. 1998. “Eddy current self-field loss in Bi-2223 tapes with A.C. transport current,” Phys. C, Supercond., 307 (1/2), 105–116.

Stenvall, A. and Tarhasaari T. 2010a. “An eddy current vector potential formulation for estimating hysteresis losses of superconductors with FEM”, Supercond. Sci. Technol., 23 (12), 125013.

Stenvall, A.and Tarhasaari T. 2010b. “Programming finite element method based hysteresis loss computation software using non-linear superconductor resistivity and T−φ formulation”, Supercond. Sci. Technol., 23 (7), 075010.

Takács, S. 1997. “AC losses in superconducting cables and their expected values in magnetic systems”, Supercond. Sci. Technol., 10 (10), 733–748.

Takeda, N., Uesaka M., and Miya K., 1994. “Computation and experiments on the static and dynamic characteristics of high Tc superconducting levitation”, Cryogenics, 34 (9), 745–752.

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.

Tarhasaari, T., Koski A., Forsman K., and Kettunen L., 1998. “Hybrid formulations for eddy current problem with moving objects”, IEEE Trans. Magn., 34 (5), 2660–2663.

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.

Tonsho, H., Fukui S., Sato T., Yamaguchi M., Torii S., Takao T., and Ueda K. 2003. “Theoretical and experimental study on AC loss in HTS tape in AC magnetic field carrying AC transport current”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 13 (2), 2368–2371.

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.

Uglietti, D., Kitaguchi H., Choi S. Kiyosi T. 2009. “Angular Dependence of Critical current density in Coated Conductors at 4.2 K and Magnet Design”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 19 (3), 2909-2912.

Vanderbemden, P, Dorbolo S, Hari-Babu N, Ntatsis A, Cardwell DA, Campbell A.M. 2003. “Behavior of bulk melt-textured YBCO single domains subjected to crossed magnetic fields”, IEEE Trans Appl Supercond., 13 (2), 3746–3749.

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

Vanderbemden, Ph, Hong Z, Coombs TA, Denis S, Ausloos M, Schwartz J, Rutel IB, Hari Babu N, Cardwell DA, Campbell AM. 2007. “Behavior of bulk high-temperature superconductors of finite thickness subjected to crossed magnetic fields: experiment and model.” Phys Rev B 75(17):174515.

Vargas-Llanos, C. R. , Zermeño, V. M. , Sanz, S. , Trillaud, F.,Grilli, F. 2016. "Estimation of hysteretic losses for MgB2 tapes under the operating conditions of a generator", Superconductor Science and Technology, 29, 034008.

Vellego, G. and Metra P. 1995. “An analysis of the transport losses measured on HTSC single-phase conductor prototypes”, Supercond. Sci. Technol., 8 (6), 476–483.

Vérité, J. C. 1979. “Computation of eddy currents on the alternator output conductors by a finite element method”, Int. J. Elect. Power Energy Syst., 1 (3), 193–198.

Wang, J, et al, 2016. “Design of a Superconducting Synchronous Generator With LTS Field Windings for 12 MW Offshore Direct-Drive Wind Turbines”, IEEE Trans. Ind. Elect., 36 (3), 1618-1628.

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.

Wang, X., Tsuji, Y., Ishiyama. A., Yamakawa, H., Watanabe, T., and Nagaya S., 2000. “Experimental and numerical analysis on the YOROI structure for high-strength REBCO coil”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 26, 4600804.

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.

Westinghouse Electric Corporation 1977. “Westinghouse superconducting generator design EPRI Final Report EL- 577”, Project RP429 Electric Power Research Institute.

Wilson, M. N. 2008 “NbTi superconductors with low AC loss: A review,” Cryogenics, 48 (7/8), 381–395.

Woodson, H H, Stekly Z J J and Halas E. 1966. “A study of alternators with superconducting field windings: I. Analysis”, IEEE Trans. Power Appar. Syst., 85, 264–74.

Wu, G, Xie YL, Chen H, Zhong M, Liu RH, Shi BC, Li QJ, Wang XF, Wu T, Yan YJ, Ying JJ, Chen XH. 2009. “Superconductivity at 56 K in Samarium-doped SrFeAsF”, Condens Matt., 21, 142203.

Wu, MK, Ashburn JR, Torng CJ, Hor PH, Meng RL, Gao L, Huang ZJ, Wang YQ, Chu CW. 1987. “Superconductivity at 93 k in a new mixed-phase y-ba-cu-o compound system atambient pressure”, Phys Rev Lett., 58 (9), 908–910.

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.

Yazawa, T., Rabbers J. J., ten Haken B., ten Kate H. H. J., and Yamada Y. 1998. “Numerical calculation of current density distributions in high temperature superconducting tapes with finite thickness in self field and external field”, Phys. C, Supercond., 310 (1–4), 36–41.

Yildiz S., Inanir F., Cicek A., Gomory F. 2017. “Numerical study of AC loss of two-layer HTS power transmission cables composed of coated conductors with a ferromagnetic substrate”, Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences, 25 (5), 3528-3539.

Yong, H., Zhoua, Y., 2011. “Stress distribution in a flat superconducting strip with transport current”, Journal of Applied Physics, 109, 073902.

Yoon, S., Kim J., Lee H., Hahn S., and Moon S.-H. 2016. “26 T 35 mm all GdBa2Cu3O7–x multi-width no-insulation superconducting magnet”, Supercond. Sci. Technol., 29, 04LT04.

Yuan, W, Campbell A M and Coombs T A. 2009. Supercond. Sci. Technol., 22, 075028.

Yuan, W, Xian W, Ainslie MD, Hong Z, Yan Y, Pei R, Jiang Y, Coombs TA. 2010. “Design and test of a superconducting magnetic energy storage (SMES) coil”, IEEE Trans Appl Supercond., 20 (3),1379–1382.

Zehetmayer, M., Eisterer M., and Weber H. W. 2006. “Simulation of the current dynamics in a superconductor induced by a small permanent magnet: Application to the magnetoscan technique”, Supercond. Sci. Technol., 19 (7), S429–S437.

Zeldov, E, John R. Clem, McElfresh M, Darwin M. 1994. “Magnetization and transport currents in thin superconducting films”, Phys Rev B, 49 (14), 9802–9822.

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.

Zermeno, V. M. R. 2012. “Computation of Superconducting Generator for Wind Turbine Applications”, Ph.D. dissertation, Technical University of Denmark, Denmark.

Zermeno, V. M. R., Mijatovic, N. , Træholt, C. , Zirngibl, T. , Seiler, E. , Abrahamsen, A. B. , Pedersen, N. F.,Sorensen, M. 2011. "Towards faster FEM simulation of thin film superconductors: a multiscale approach", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 21, 3273-3276.

Zermeno, V.M.R., Grilli, F. 2014. “3D modeling and simulation of 2G HTS stacks and coils”, Supercond. Sci. Technol., 27, 044025.

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 Jc behavior of Nb3Sn multifilamentary strands fabricated by internal tin process for ITER”, Physica C, 468, 1843–6.

Zhang, M., Kvitkovic J., Kim J.-H., Kim C.-H., Pamidi S. V., and Coombs T. A. 2012a. “Alternating current loss of second-generation high temperature superconducting coils with magnetic and non-magnetic substrate”, Appl. Phys. Lett., 101 (10), 102602-1–4.

Zhang M., Kvitkovic J., Pamidi S. V., and Coombs T. A. 2012b. “Experimental and numerical study of a YBCO pancake coil with a magnetic substrate”, Supercond. Sci. Technol., 25 (12), 125020.

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.

Zhang, M. and Coombs T. A. 2012. “3D modeling of high- Tc superconductors by finite element software”, Supercond. Sci. Technol., 25 (1), 015009.

Zhang Y. 2014a. "Mechanical and electromechanical properties of IBAD-MOCVD-based REBCO coated conductors," International Workshop on Coated Conductors for Applications (CCA2014), December 1, 2014, Jeju, South Korea.

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.

Zhang Y., Hazelton D.W., and Sakamoto H., 2015, "Irreversible tensile stress of 2G HTS wires made by IBAD-MOCVD on Hastelloy substrates," 2015 Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference (CEC-ICMC2015), June 28-July 2, 2015, Tucson, AZ, USA.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Prof. Dr. FEDAİ İNANIR
Proje No:	114F424
Proje Başlığı:	Farklı Süperiletken Jeneratör Topolojilerinin Ve Bileşenlerinin Sayısal Yöntemlerle Tasarımı, Elektromanyetik Ve Isıl Performanslarının İncelenmesi
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	36
Araştırmacılar:	OZAN KEYSAN, ŞÜKRÜ YILDIZ
Danışmanlar:	FEDOR GÖMÖRY (Yurt Dışı)
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	YILDIZ TEKNİK Ü. FEN-EDEBİYAT F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	15/04/2015 - 15/04/2018
Onaylanan Bütçe:	376798.0
Harcanan Bütçe:	194545.78
Öz:	Milenyumdan günümüze yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin pratik mühendislik cihazları ve uygulamalarındaki artışı hız kazanarak devam etmektedir. Özellikle, ikinci nesil tabakalı süperiletkenlerdeki gelişmeler büyük ölçekli güç uygulamaları için umut vaat etmektedir. Ancak, bu uygulamalar için yapılacak gerçek ölçekli tasarımlar ve optimizasyon işlemleri oldukça maliyetli olabilmektedir. Bu sebepten, tek bir şeritten başlayarak, bobinleri, bobin yığınlarını ve hatta tam bir cihaz tasarımının analizini ve optimizasyonunu yapabilecek yöntemlerin geliştirilmesi hem maliyetlerin ciddi ölçekte azaltılması hem de bu aşamalarda kayıplara neden olan mekanizmaların anlaşılması açısından oldukça temel ve büyük bir öneme sahiptir. Elektromanyetik kayıpları minimize edecek en optimum tasarımı yapabilmek ve bunu literatürde mevcut yöntemlere göre daha hızlı yapabilmek adına yeni yöntemlerin araştırılması bu projenin temel amaçlarından birisiydi ve bu amaca tam manasıyla ulaşmış bir yöntem geliştirilmiştir. Bununla birlikte, elektromanyetik kayıplar kadar maruz kalınan bir manyetik alan yada geçen bir alternatif akım altında oluşan streslerin analizi sistemin ömrü açısından oldukça önemlidir. Bu anlamda, elektromanyetik analizler ile elektromekanik analizleri birlikte yapabilecek yöntemlerin geliştirilmesi de bu projede amaçlanmış ve bu amaca ulaşılmıştır. Ayrıca, maruz kalınan manyetik alan veya geçen bir alternatif akım altında oluşacak sıcaklık değişimlerinin de kritik parametrelerin aşılarak sistemin hata vermesine neden olmaması adına bilinmesi ve başarılı bir şekilde analizlerinin yapılması projenin hedeflerinden birisi idi ve bu amaca da ulaşılmıştır. Sunulan proje sonuç raporunda, hedeflenen gerçek bir jeneratör yapısının tasarımı hem hibrit jeneratör hem de tam süperiletken jeneratör için başarılmış, bütün elektromanyetik kayıp mekanizmalarını içerecek yöntem geliştirilmiştir. Ayrıca, bu jeneratör yapıları için elektromekanik analizlerin ve termal analizlerin de yapılabileceği yöntemler başarılmış ve literatür ile karşılaştırmaları verilmiştir. Hatta elde edilen tecrübe ve birikim ile üç boyutlu incelemelerin ilk adımları yapılmış ve üç boyutlu bir süperiletken tel için akım dağılımları ile alternatif akım kayıplarını hesaplayabilecek yöntem geliştirilerek sunulmuştur. Süperiletken jeneratör teknolojisi bakımından öncü olan bu proje kapsamında geliştirilen yöntemlerin bu alanda yatırım yapabilecek şirketlerde büyük heyecan uyandıracağı düşünülmektedir.
Anahtar Kelimeler:	Süperiletken Jeneratör, AA Kayıpları, Stres Dağılımı, Termal Analiz
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projeden Yapılan Yayınlar:	1- A Comparative Study of AC Transport and Eddy Current Losses for Coil Made of HTS Tapes Coated with Copper Stabilizer (Makale - İndeksli Makale),

TÜBİTAK