

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**MgB₂ SÜPERİLETKEN TELLERDE ALTERNATİF AKIM KAYBI VE AKI
PERÇİNLEME MEKANİZMALARI**

Serap SAFRAN

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2010**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Serap SAFRAN tarafından hazırlanan “MgB₂ Süperiletken Tellerde Alternatif Akım Kaybı ve Akı Perçinleme Mekanizmaları” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı’nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Ali GENCER

Jüri Üyeleri :

Prof. Dr. Mehmet ZENGİN
Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

Prof. Dr. İbrahim BELENLİ
Hakkari Üniversitesi, Rektör

Prof. Dr. Hüsnü ÖZKAN
Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

Doç. Dr. Hüseyin ÜNVER
Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Orhan ATAKOL

Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

MgB₂ Süperiletken Tellerde Alternatif Akım Kaybı ve Akı Perçinleme Mekanizmaları

Serap SAFRAN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali GENCER

Bu çalışmada çok filamanlı Bi-2223/Ag şerit ve farklı kılıf malzemesine sahip tek ve çok filamanlı MgB₂ teller için alternatif akım (AA) kaybı deneysel olarak ölçüldü. Bu süperiletkenler için teorik olarak manyetik alan şerit yüzeyine dik olarak uygulandığı zaman AA kayıp hesaplanarak deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Deneysel verilerle hesaplamalar arasında iyi bir uyum gözlemlendi. Hesaplamalar için ticari sonlu elemanlar yazılımı (Comsol Multiphysics) kullanıldı.

Çok filamanlı Bi-2223/Ag şeridin uçları at nalı şeklinde ferromanyetik malzeme ile kaplanarak süperiletkenlik özellikleri araştırıldı. Ferromanyetik malzeme ile kaplanan numunelerin kritik akımlarında artışın yanı sıra AA kayıpların azalma gözlemlendi. Motor sarımlarına basit bir model olması amacıyla bu şeritler yığın(stack) haline getirilerek ferromanyetik kaplamanın yığın geometrisindeki manyetizasyon AA kaybına etkisi araştırıldı. Ferromanyetik malzeme ile kaplanmış tellerden meydana gelen yığınlar için AA kaybın daha az olduğu hem deneysel hem de teorik olarak belirlendi.

Tek ve çok filamanlı farklı kılıf malzemelerine sahip MgB₂ tellerde AA kaybı ve AA alınganlığı ölçüldü. Titanyum metalinin MgB₂ içine difüz etmesi ve numunedeki kayıpları yükseltmesi sebebi ile uygun bir kılıf malzemesi olmadığı belirlendi. Nb kılıf kullanılarak hazırlanan tellerde tek adımda süperiletkenliğe geçiş gözlemlendi. Kaybın manyetik alana bağımlılığında ise sıcaklık arttıkça kaybında doğrusal olarak arttığı belirlendi. Kullanılan Nikel kılıfın ferromanyetik bir malzeme olması sebebiyle AA kayba katkı getirdiği görüldü. Çok filamanlı tellerde filamanların döndürülerek AA kaybın azaltılabileceği saptandı.

2010, 127 sayfa

Anahtar Kelimeler: Bi-2223/Ag, MgB₂, AA kayıp, AA alınganlık, süperiletken tel ve şerit

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

AC LOSSES AND FLUX PINNING MECHANISM IN MgB_2 SUPERCONDUCTING WIRES

Serap SAFRAN

Ankara University
Graduate School of Nature and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ali Gencer

AC loss was experimentally measured for multifilamentary Bi-2223/Ag tape and some mono and multifilamentary MgB_2 wires which have different sheath materials. AC loss was also investigated theoretically in the condition of AC magnetic field applied perpendicular to the tape wide surface. Good agreement is observed between the experimental data and the calculations. Commercial finite element code Comsol Multiphysics has been used for calculations.

We investigated superconducting properties of Bi-2223/Ag in the case of the horseshoe shaped ferromagnetic cover on the tape edges. We observed enhancement of critical current as well as AC loss reduction when the tape covered with ferromagnetic material at the edges. For a simple model for windings this tapes closely stacked together and investigated magnetization AC loss. Reduction of the magnetization loss has been theoretically and experimentally determined for stacks which consist of tapes with ferromagnetic covers.

AC losses and AC susceptibility were measured in mono and multifilamentary MgB_2 wires with different sheath materials. It was determined that Ti is not a suitable material because of Ti diffusion into MgB_2 and increases the losses in the sample. In wire prepared by using Nb sheath, a single step transition to superconductivity was observed. It was determined that the loss increased linearly when temperature increased in the magnetic field dependence of the losses. It was observed that Nickel sheath made contributions to AC loss due to being ferromagnetic material. It was determined that AC loss can be decreased by twisting the filaments in multi-filament MgB_2 wires.

2010, 127 pages

Key Words: Bi-2223/Ag, MgB_2 , AC loss, AC susceptibility, süperiletken wire and tape

TEŞEKKÜR

Tez çalışmalarım esnasında bana yol gösteren, bilgi ve deneyimlerini benimle paylaşan, akademik ortamda olduğu kadar beşeri ilişkilerde de yetiştirme ve gelişmeye katkıda bulunan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ali Gencer'e, deneysel çalışmalarımı yapmam için Slovakya Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik Mühendisliği Bölümü AA kayıp laboratuvarını kullanmama imkan sağlayan, sonlu elemanlar yazılımı ve AA kayıpların teorik hesaplaması hakkında kendisinden çok şey öğrendiğim Sayın Prof. Dr. Fedor GÖMÖRY'e, deneysel çalışmaların esnasında yardım edip yol gösteren Sayın Dr. Jan SOUC ve Michal VOJENCIAK'a en derin saygılarımla teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışma arkadaşlarım olan Hasan AĞIL'a ve Özlem ÇİÇEK'e verdikleri destek ve gösterdikleri yardımlardan dolayı teşekkür ederim.

Doktora eğitimim süresince maddi ve manevi desteğini esirgemeyen, her zaman her konuda bana destek olup, yardım eden hayat arkadaşım sevgili eşim Ahmet SAFRAN ve biricik kızım İrem'e sonsuz teşekkür ederim.

Serap SAFRAN
Ankara, Mayıs 2010

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. TEMEL KAVRAMLAR	3
2.1 Elektriksel Direnç.....	3
2.2 Mükemmel Diyamanyetizma	4
2.3 I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler	5
2.4 Süperiletkenlik Parametreleri.....	9
2.4.1 Kritik sıcaklık.....	9
2.4.2 Kritik alan.....	9
2.4.3 Kritik akım yoğunluğu	10
2.5 Sızma Derinliği	10
2.6 Uyum Uzunluğu.....	12
2.7 Süperiletkenliğin Makroskopik Teorisi	13
2.7.1 London Denklemleri	13
2.7.2 Ginzburg-Landau Teorisi.....	15
2.7.3 BCS Teorisi.....	16
3. SÜPERİLETKENLERDE AA KAYIP MEKANİZMALARI.....	18
3.1 AA Direnç	18
3.1.1 Histeretik kayıplar	19
3.1.2 Self-alan kaybı.....	20
3.1.3 Süperiletken filamanlardaki histeretik kayıplar	21
3.1.3.1 Kayıp mekanizması ve hesaplama metodları	21
3.1.3.2 Self-alan kayıp hesabı	26
3.1.3.3 Manyetik alana paralel yönelmiş sonsuz uzunlukta bir dilim için AA kayıp hesabı.....	27
3.1.3.4 Manyetik alana paralel yönelmiş bir silindir için AA kayıp hesabı.....	31

3.2 Süperiletken Filamanlar Arasındaki Çiftlenim Kayıpları.....	32
3.2.1 Dilim geometrisinde çiftlenim kayıpları	33
3.3. Eddy Akım Kayıpları.....	34
4. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ.....	37
4.1 Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Bazı Özellikleri	38
4.1.1 E-J karakteristikleri	38
4.1.2 Tanecikli yapısı.....	40
4.1.3 Anizotropi	41
4.1.4 BSCCO sistemi	42
5. MgB ₂ SÜPERİLETKEN SİSTEMİ.....	44
5.1 MgB ₂ 'nin Keşfi ve Avantajları.....	44
5.2 MgB ₂ 'nin Özellikleri	45
5.2.1 Kristal yapısı.....	45
5.2.2 Geçiş sıcaklığı T _c	45
5.2.3 Eşyuum uzunluğu.....	46
5.2.4 Zayıf bağların olmaması.....	46
5.3 Üretim Teknikleri.....	47
6. MATERYAL VE YÖNTEM.....	49
6.1 Dört Nokta Kontak Yöntemi ile Kritik Akım Belirleme Sistemi.....	49
6.2 Transport Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi	50
6.3 Manyetizasyon Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi	52
6.4 Kritik Akım ile Manyetik Alan Arasındaki İlişkiyi Belirlemek İçin Kullanılan Deney Düzeneği	53
7. BULGULAR VE TARTIŞMA	55
7.1 Çok Damarlı Bi-2223/Ag Şerit	55
7.2 Çok Damarlı Bi-2223/Ag Yığın(Stack).....	82
7.3 Tek Filamanlı MgB ₂ /Ti Tel	94
7.4 Tek Filamanlı MgB ₂ /Nb Tel	103
7.5 14 Filamanlı MgB ₂ /Ni Tel	108
7.6. 19 Filamanlı MgB ₂ Teller.....	114
8. SONUÇ.....	120
KAYNAKLAR	122

ÖZGEÇMİŞ.....	126
----------------------	------------

SİMGELER DİZİNİ

n_s	Süperelektron sayısı
H	Manyetik Alan
H_c	Kritik Manyetik Alan
H_{c1}	Alt Kritik Manyetik Alan
H_{c2}	Üst Kritik Manyetik Alan
$B_{iç}$	Malzeme İçindeki Yerel Manyetik Alan
I_c	Kritik Akım
λ	Manyetik Alanın Sızma Derinliği
ξ	Uyum Uzunluğu
ρ	Özdirenç
μ	Manyetik Geçirgenlik
μ_0	Boşluğun Manyetik Geçirgenliği
χ	Alınganlık
T_c	Kritik Sıcaklık
E	Elektrik Alan
J	Akım Yoğunluğu
T	Sıcaklık
J_s	Süperakım Yoğunluğu
e	Elektron Yüğü
m_e	Elektronun Kütlesi
κ	Ginzburg-Landau Parametresi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Metal ve süperiletkenin direncinin sıcaklığa bağlı olarak değişiminin şematik gösterimi.	4
Şekil 2.2 Mükemmel diamanyetizma.....	5
Şekil 2.3 I. tip (a) ve II. tip (b) süperiletkenlerin mıknatıslanma eğrileri ve I. tip (c) ve II. tip (d) süperiletkenlerin faz diyagramları	6
Şekil 2.4 Mükemmel bir iletkenin mıknatıslanması ile ilgili şematik gösterimi	7
Şekil 2.5 Bir süperiletkenin mıknatıslanması ile ilgili şematik gösterimi	8
Şekil 2.6 Bir süperiletkende sıcaklık, manyetik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki (Goodrich 1990).....	10
Şekil 2.7 H alanının, numune yüzeyinden x uzaklığı ile değişimi	11
Şekil 2.8 I.Tip ve II.Tip süperiletkenlerde numune sınırındaki uyum uzunluğu ve girme derinliği (Rose-Innes 1994)	13
Şekil 3.1. Dış bir manyetik alandaki süperiletken bir numunenin kesiti. Beyaz bölgedeki perdeleme akımları iç(gri) bölgeyi manyetik alandan koruyor	20
Şekil 3.2 n-güç Kanunu'na göre çizilmiş Gerilim-Akım grafiği	24
Şekil 3.3. Bu çalışmada kullanılan koordinat eksenleri ve şerit yönelimi	27
Şekil 3.4. Alternatif bir manyetik alana paralel yönelmiş süperiletken bir dilimde a) ve b) küçük manyetik alan genlikleri, c) ve d) büyük manyetik alan genlikleri için manyetik alan profilleri. e) ve f) Alternatif bir manyetik alana paralel yönelmiş süperiletken bir dilimde küçük manyetik alan genliklerinde akım profilleri....	28
Şekil 3.5. Farklı süperiletken geometrilerde histeresiz kayıp için kayıp faktörü $\Gamma(\beta)$ 'ye karşılık normalize alan değişimi	30
Şekil 3.6. Süperiletken bir silindir uzunluğu boyunca küçük bir manyetik alana maruz aldığı zaman perdeleme akım deseni ve manyetik akı profilleri	31
Şekil 3.7 Çok filamanlı tipik bir Bi-2223/Ag şeritin kesit alanı	32
Şekil 3.8 Dış bir manyetik alanda iki süperiletken dilim arasına yerleştirilmiş normal iletkende indüklenen perdeleme akımları	34
Şekil 3.9 Süperiletken bir silindir içinde uygulanan transport akımı I_t 'nin oluşturduğu self-alanda indüklenen eddy akımları	35
Şekil 3.10 Farklı iletkenliğe sahip kalınlığı 2b olan iki şerit için eddy akımların frekansa bağımlılığı	36
Şekil 4.1 Anderson-Kim modeline göre eğimli testere dişi potansiyeli.....	39
Şekil 4.2 Yüksek sıcaklık süperiletkeni için E-J karakteristiği	39
Şekil 4.3 (a) 4.2 K'de Bi-2223/Ag süperiletken bir numuneye dik manyetik alan uygulanırken histeretik kayba karşı ΔB manyetik alan grafiği. Düz çizgi taneler arası, kesikli çizgi ise tane içi kaybı göstermektedir. (b) Kayıp faktörü $\Gamma=2\mu_0 Q_h/(\Delta B^2)$ 'ye karşı ΔB grafiği	41
Şekil 4.4 $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ bileşiklerinin kristal yapısı soldan sağa sırasıyla n=1, 2 ve 3 için. (2201, 2212 ve 2232 fazları).....	43
Şekil 5.1 MgB_2 'nin Kristal Yapısı (Buzea ve Yamashita 2001).....	45
Şekil 5.2 Kritik akım yoğunluğunun manyetik alana bağımlılığı	47
Şekil 5.3 Ex-situ ve in-situ PIT yönteminin uygulamasının şematik gösterimi	48
Şekil 6.1. Dört nokta kontak yöntemi	49
Şekil 6.2 Transport Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi	51
Şekil 6.3 Manyetizasyon Alternatif Akım Kayıp Ölçüm Sistemi.....	52

Şekil 6.4 Farklı açı değerlerinde manyetik alan uygulandığı zaman kritik akım hesabının yapılabildiği deney düzeneği	54
Şekil 7.1 Bi-2223/Ag şerit için V(I) grafiği	55
Şekil 7.2 Bi-2223/Ag şerit için I(V) grafiği	56
Şekil 7.3 Nikel ile kaplanmış Bi-2223/Ag şeridin kesit yüzeyinin şematik gösterimi ..	56
Şekil 7.4 Nikel ile kaplanmış Bi-2223/Ag şeridin kesit yüzeyinin optik mikroskop ile çekilmiş fotoğrafı (a) tüm yüzey, (b) Ni ile kaplanmış kenar	57
Şekil 7.5 Manyetik alana göre bağıl geçirgenlik bağımlılığı	59
Şekil 7.6 Manyetik alana karşı farklı yönelimlerde olan numune için ölçülen ve hesaplanan kritik akım değerleri	60
Şekil 7.7 Self-alan kritik akımın kaplanmamış mesafe d üzerindeki bağımlılığı.	61
Şekil 7.8 No1, No2, No5, No6, No7 kodlu Bi-2223/Ag şeritlere $B_a=10$ mT uygulandığı zaman hesaplanan akım ve alan davranışları	66
Şekil 7.9 Uygulanan manyetik alan 20 mT'dan 0 mT'ya monotonik olarak indirildiğinde 0 mT değerinde No1, No2, No5, No6, No7 kodlu Bi-2223/Ag şeritler için hesaplanan akım ve alan davranışları	67
Şekil 7.10 Süperiletken çekirdek için hesaplanan M mıknatıslanma değerlerine karşılık gelen manyetik alan grafiği.....	69
Şekil 7.11 Orijinal(çıplak) şerit (no1) için AA kayıp grafiği.....	71
Şekil 7.12 Ni kılıflı şerit (no2) için AA kayıp grafiği.....	73
Şekil 7.13 Ni kılıflı şerit (No5) için AA kayıp grafiği.....	74
Şekil 7.14 Ni kılıflı şerit (No6) için AA kayıp grafiği.....	75
Şekil 7.15 Ni kılıflı şerit (no7) için AA kayıp grafiği.....	76
Şekil 7.16 Orijinal ve farklı kaplama parametreleri kullanılarak hazırlanmış Ni kılıflı Bi-2223/Ag şeritler için $f=72$ Hz'de ölçülen ve nümerik olarak hesaplanan manyetizasyon AA kayıp grafiği.	77
Şekil 7.17 Orijinal ve farklı kaplama parametreleri kullanılarak hazırlanmış Ni kılıflı Bi-2223/Ag şeritler için $f=72$ Hz'de ölçülen transport AA kayıp grafiği.....	79
Şekil 7.18 No1 ve No2 şeritler için transport AA kayıp grafiği.	80
Şekil 7.19 No1 ve No5 şeritler için transport AA kayıp grafiği.	80
Şekil 7.20 No1 ve No6 şeritler için transport AA kayıp grafiği.	81
Şekil 7.21 No1 ve No7 şeritler için transport AA kayıp grafiği.	81
Şekil 7.22 Orijinal ve ferromanyetik malzeme kaplanmış farklı sayıda şeritten meydana gelen yığınların şematik gösterimi	83
Şekil 7.23 Orijinal ve Ni kaplı yığınlar için sırasıyla 80 ve 30 mT manyetik alan uygulandığı zaman hesaplanan akım ve alan dağılımları	85
Şekil 7.24 Orijinal ve Ni kaplı 1 şerit için $f=72$ Hz'de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar	87
Şekil 7.25 Orijinal ve Ni kaplı 2 şeritli yığın için $f=72$ Hz'de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar	88
Şekil 7.26 Orijinal ve Ni kaplı 3 şeritli yığın için $f=72$ Hz'de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar	89
Şekil 7.27 Orijinal ve Ni kaplı 4 şeritli yığın için $f=72$ Hz'de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar	90
Şekil 7.28 Orijinal tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen AA manyetizasyon kayıpları....	91
Şekil 7.29 Nikel kaplı tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen AA manyetizasyon kayıpları.....	92

Şekil 7.30 Orijinal tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen 1. Temel harmonik alınganlığa karşı manyetik alan grafiği.....	93
Şekil 7.31 Ni kaplı tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen 1. Temel harmonik alınganlığa karşı manyetik alan grafiği.....	94
Şekil 7.32 (i) Tek filamanlı Ti kılıflı MgB ₂ telin kesit yüzeyi, (ii) Hesaplamalarda kullanılan geometrik gösterim..	95
Şekil 7.33 T=30 K için uygulanan manyetik alan 30 mT'dan -30 mT'ya azaltıldığı zaman hesaplanan numune içindeki akı profilleri (Yukarıdan aşağıya ve soldan sağa uygulanan manyetik alan büyüklükleri sırasıyla 30, 18, 9, 0, -9, -18 ve -30 mT).....	96
Şekil 7.34 B _a =40 mT' da farklı sıcaklık değerleri için akı profillerinin iki boyutta gösterimi (Yukarıdan aşağıya ve soldan sağa sıcaklık sırasıyla 26, 27, 28, 29, 30, 31,32 ve 33 K).....	97
Şekil 7.35 Farklı manyetik alanlar için kaybın sıcaklığa bağlı değişimi	99
Şekil 7.36 Tek damarlı MgB ₂ /Ti tel için 30, 31, 32 ve 33 K' de AA kaybın manyetik alana göre değişimi.	100
Şekil 7.37 Tek damarlı MgB ₂ /Ti tel için 26, 27, 28, ve 29 K' de AA kaybın manyetik alana göre değişimi	101
Şekil 7.38'de 33 K ile 28 K arasında tek damarlı MgB ₂ /Ti için manyetik alana karşı hesaplanan ve ölçülen manyetizasyon AA kayıplarının karşılaştırılması.....	102
Şekil 7.39 Tek filamanlı Nb kılıflı MgB ₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş fotoğrafı.....	103
Şekil 7.40 f=144 Hz için numuneye farklı manyetik alanlar uygulandığı zaman kaybın sıcaklığa bağlı değişimi.....	104
Şekil 7.41 144 Hz' de numuneye farklı manyetik alanlar uygulandığı zaman Q/B ² 'nin sıcaklığa bağlı değişimi.....	105
Şekil 7.42 Farklı sıcaklık değerleri için manyetizasyon AA kaybının manyetik alana göre değişimi.....	107
Şekil 7.43 Tek filamanlı MgB ₂ /Ti, MgB ₂ /Nb ve çok filamanlı Bi-2223/Ag şerit için manyetizasyon AA kayıplarının manyetik alana karşı grafiği.....	108
Şekil 7.44 Çok filamanlı MgB ₂ telin kesit yüzeyi.....	109
Şekil 7.45 f=511 Hz, Hac=80, 160, 320, 640, 1280 A/m için 1. temel harmonik alınganlığın sıcaklığa karşı grafiği.....	110
Şekil 7.46 f=111 Hz, Hac=1, 2, 3, 4 Oe için 1. temel harmonik alınganlığın sıcaklığa karşı grafiği.	111
Şekil 7.47 f=11, 111, 211, 411, 611 ve 811 Hz, Hac= 2 Oe için 1. temel harmonik alınganlığın sıcaklığa karşı grafiği.....	112
Şekil 7.48 f=111 Hz, Hac=2 Oe ve Hdc=0, 1, 2, 10, 100 G için 1. temel harmonik alınganlığın sıcaklığa karşı grafiği.....	113
Şekil 7.49 19 filamanlı MgB ₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş kesit yüzey fotoğrafı.....	114
Şekil 7.50 Bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı	115
Şekil 7.51 Bükülmüş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.....	115
Şekil 7.52 f=144 Hz için bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.....	117
Şekil 7.53 f=72 Hz için bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.....	118

Şekil 7.54 $f=144$ Hz’de için bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.....	119
--	-----

1. GİRİŞ

Süperiletkenlik ilk olarak 1911 yılında Heike Kamerlingh Onnes tarafından civa metalinin 4,2 K civarında elektrik direncinin ölçülemeyecek kadar küçük bir değere düştüğünün bulmasıyla keşfedilmiştir. Bunu takip eden yıllarda birçok metal ve alaşımda süperiletkenlik bulunmuştur, fakat bunlardan çok azının teknolojik uygulamalarda kullanılabilirliği kanıtlanmıştır. 1986 yılından önce bulunan 23 K'lık düşük kritik sıcaklığı ile düşük sıcaklık süperiletkenleri (LTS) olarak adlandırılan süperiletkenlerin en iyi bilinenleri NbTi ve Nb₃Sn'dir. 1986 yılında keşfedilen yeni süperiletkenler yüksek sıcaklıklarda çalışmaya imkân vermelerine rağmen üretimlerindeki zorluklar büyük bir dezavantaj olmuştur. Bu tür süperiletkenler ise yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTS) olarak bilinirler. MgB₂ ise bu iki sınıfa da girmeyen 2001 yılında süperiletkenliği keşfedilmiş yeni bir malzemedir.

MgB₂ kolay, ucuz üretim teknikleri, hammadde maliyetleri ve LTS'ye göre yüksek kritik akıma sahip olması sebebiyle güç uygulamalarında yaygın olarak kullanılan NbTi ve Nb₃Sn'te rakiptir. HTS malzemeleri YBa₂Cu₃O₇(YBCO), Bi₂Sr₂CaCu₂O₈(Bi-2212) ve (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀(Bi-2223) ise farklı uygulamalar için çeşitli formlarda üretilirler. YBCO dışındaki şeritler, genellikle çok filamanlı süperiletken yapının metal bir matris içine düz veya bükülerek konması ile elde edilirler. YBCO şeritler ise özel olarak hazırlanmış alttaşlar üzerine çok ince bir tabaka formunda üretilirler. Bunların güç uygulamalarında kullanılabilmesi bükülebilir bir tel, şerit veya kablo şeklinde üretilmeleri gerekmektedir. Manyetik rezonans görüntüleme(MRG), güç iletim kabloları, hızlandırıcılar süperiletken tellerin uygulama alanlarından bir kaçıdır.

Günümüzde mevcut enerji kaynaklarının sınırlı olması ve her geçen gün azalması artan enerji ihtiyacı da düşünüldüğünde önemli bir problem olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu sebeple enerjinin tasarruflu kullanılması ve kayıpların minimize edilmesi gerekmektedir. Enerji kayıplarının azaltılması amacıyla bugün normal iletkenler kullanılarak yapılan güç iletim kabloları, transformatörler, motorlar vb. birçok uygulama alanındaki cihazın güç kaybı daha düşük olan süperiletkenlerle yapılması

hedeflenmektedir. Fakat süperiletken bir cihazın çalışabilmesi için düşük sıcaklıklara inmek gerekmektedir. Süperiletkeni düşük sıcaklıklara indirmek için kullanılan soğutucular ise ek bir güç kaybına sebep olmaktadır. Bütün bunlar düşünüldüğünde süperiletken bir cihazın normal iletken bir cihaz ile rekabetçi olabilmesi için, süperiletken bir cihazındaki toplam güç kaybının buna eşdeğer normal iletken bir cihazdaki güç kaybından daha düşük olması gerekmektedir. Aynı zamanda markette yer alabilmesi için ekonomik olarak da rekabetçi olmalıdır. Bu sebeple alternatif akım(AA) kayıpların belirlenmesi bir süperiletkenin teknolojiye kullanılabilir olduğunu test etmenin önemli parametrelerinden biri olmaktadır. Bu kayıplar, süperiletkenin teknolojik olarak uygulanabilir olduğu alanla ilgilidir. Bu doktora tezinin amacı II. tip süperiletkenler olan Bi-2223/Ag ve MgB₂'den yapılmış tellerde alternatif akım(AA) kayıplarını deneysel olarak ölçmek ve elde edilen deneysel sonuçları hesaplama sonuçları ile karşılaştırmaktır.

Tezin ikinci bölümünde süperiletkenliği anlamak için gerekli bazı temel kavramlara ve süperiletkenliğin makroskobik teorine kısaca yer verilmiştir. Üçüncü bölümde bu tezin asıl amacı olan AA kayıp mekanizmalarına değinilmiştir. AA kayıp ne demek, kaç çeşide ayrılır vb. soruların cevapları ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Bean Modeli başta olmak üzere kritik durum modelleri hakkında bilgi verilmiştir. Çeşitli geometrilere sahip süperiletken külçe ve süperiletken filamanlarda AA kayıp hesaplarının yanı sıra manyetik alan ve akım profilleri gösterilmiştir. Dördüncü bölümde yüksek sıcaklık süperiletkenleri ve bazı özellikleri hakkında, beşinci bölümde ise MgB₂ süperiletken sistemi, MgB₂'nin sahip olduğu avantajlar çerçevesinde MgB₂'nin özellikleri anlatılarak üretim teknikleri hakkında genel bilgi verilmiştir. Altıncı bölümde deneysel çalışmaların yapıldığı sistemler gösterilerek tanıtılmıştır. Yedinci bölümde çeşitli tek ve çok damarlı süperiletken tel ve şeritler için AA kayıp mekanizması detaylı olarak çalışılmıştır. Son bölümde ise tezin araştırmaya dayanan özgün sonuçları özet olarak verilmiştir.

2.TEMEL KAVRAMLAR

2.1 Elektriksel Direnç

Süperiletkenlik denilince akla sıfır direnç ve kusursuz diyamanyetizma özellikleri gelmektedir. Bu hususları daha iyi kavramak için, elektriksel iletkenliği normal bir metal için günümüze dek oluşmuş ortak bilimsel yaklaşımı ortaya koymak gerekir. Normal bir iletkende direncin iki kaynağı vardır.

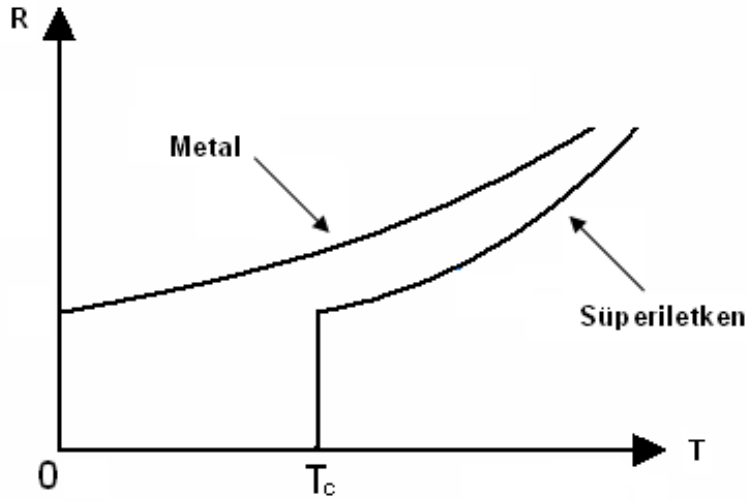
1- Termal titreşimler: Atomlar sahip oldukları sıcaklıkla orantılı, enerjilerini minimum yapacak şekilde denge konumu etrafında titreşim hareketi yaparlar. Sıcaklık azaldıkça atomların titreşimleri ve dolayısıyla dirençleri de azalmaktadır. Bu iletkenlerin eskiden beri bilinen bir özelliğidir.

2- Yapı kusurları ve safsızlıklar: Elektron dalgasının iletkende bulunan yapı kusurları ve safsızlıklar ile etkileşmesinden kaynaklanan bir öz direnci vardır. Yapı kusurları sıcaklığa bağlı değildir, toplam saçılma ρ_0 sabit olarak kalır.

Bu çerçevede, bir metalin öz direnci şu şekilde yazılabilir;

$$\rho = \rho_0 + \rho_i \quad (2.1)$$

R-T grafiği şematik olarak Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Bir metal için yüksek sıcaklıklarda, ρ sıcaklık ile lineer bir ilişki gösterirken, düşük sıcaklıklarda sabit bir değere ulaşır. Bu sabit değere artık direnç denir ve ρ_0 ile gösterilir.

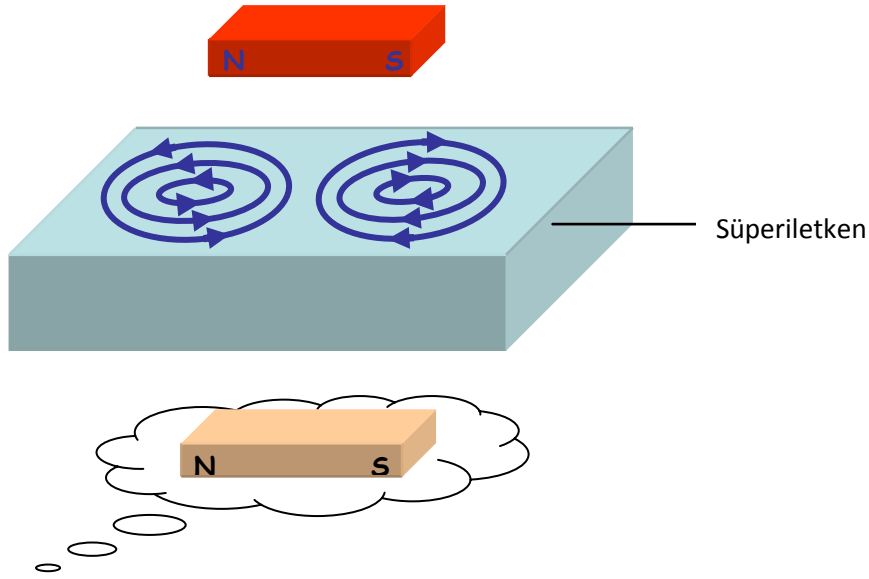


Şekil 2.1 Metal ve süperiletkenin direncinin sıcaklığa bağlı olarak değişiminin şematik gösterimi.

Bir madde süperiletken duruma geçtiğinde ise bu direnç aniden teorik olarak sıfıra iner. Bunun uygulamadaki anlamı ise süperiletken bir devrede elektrik akımının ilke olarak kayıpsız akacağıdır.

2.2 Mükemmel Diamanyetizma

Süperiletkenlerin sıfır direnç göstermelerinin yanı sıra uygulanan bir manyetik alanı dışlamaları da önemli bir özelliktir. Bu özelliğe kusursuz diamanyetizma denilmektedir. Bu özellik şöyle açıklanabilir. Bir mıknatıs kritik sıcaklığın (süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı) altında bulunan bir süperiletkeni sanki ters kutuplu bir mıknatıs gibi iter. Bu durum şematik olarak Şekil 2.2’de gösterilmiştir. Malzeme süperiletken hale geldiği zaman akımlar kutuplar altında akarlar. Sanki aşağıda başka bir mıknatıs varmış gibi süperiletken yukarıdaki mıknatısı iter. Sanki iki mıknatısın aynı uçlarını itmesi gibi. Ancak kritik sıcaklığının üstünde aynı süperiletken madde herhangi (mıknatıs olmayan) bir iletken gibi davranır. Yani süperiletken numune manyetik alan içerisinde soğutulursa, numune süperiletken hale geçer geçmez manyetik alan çizgilerini dışlarlar ($B=0$). Buna Meissner etkisi veya mükemmel diamanyetizma denilmektedir (Meissner ve Ochsenfeld 1933).



Şekil 2.2 Mükemmel diamanyetizma.

2.3 I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler

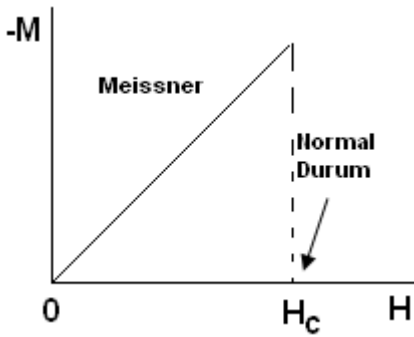
Süperiletkenliğin keşfinden 1950'ye kadar süperiletkenlerin tek tip olduğu düşünülüyordu. 1950'de Ginzburg-Landau Teorisi ile Abrikosov bu teoriye göre süperiletkenlerin manyetik alandaki davranışlarına göre iki gruba ayrıldıklarını göstermiştir. Şekil 2.3'de I. ve II. tip süperiletkenlere ait mıknatıslanma eğrileri ve faz diyagramları gösterilmiştir.

i) I. tip süperiletkenler: Belirli bir H_c alanına kadar Meissner Etkisi gösterirken, kritik alan değerine geldiklerinde süperiletken durumdan normal duruma keskin bir geçiş yaparlar. Hg, Pb, Sn vb. pek çok element birinci tip süperiletkenlerdir. I. tip süperiletkenlerin H_c değerleri çok düşük olduğundan süperiletken mıknatıs yapımında kullanışlı değildir.

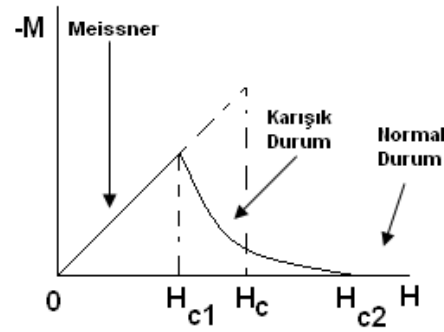
ii) II. tip süperiletkenler: Bu yeni tip süperiletkenlerin en önemli özelliği bunların iki tane kritik manyetik alana sahip olmalarıdır. II. tip süperiletkenler düşük kritik alan H_{c1} altında Meissner etkisi gösterirken $H_{c1} < H < H_{c2}$ arasındaki alanlarda, yeni bir durum olan karışık (mixed) durumda bulunurlar. Bu durumda manyetik akı yoğunluğu $B \neq 0$ olup Meissner etkisi tam oluşmamıştır. H_{c1} ile H_{c2} arasında süperiletken içinde öbekler

halinde akı oluşur ve buna girdap(vortex) durumu denilir. Abrikosov 1957 yılında, akı çizgilerinin bir kare örgüsü oluşturacak şekilde numuneye gireceğini teorik olarak öngörmüştür. Yapılan deneysel çalışmalar, akı çizgilerinin numuneye hegzagonal yapıda girdiğini göstermiştir.

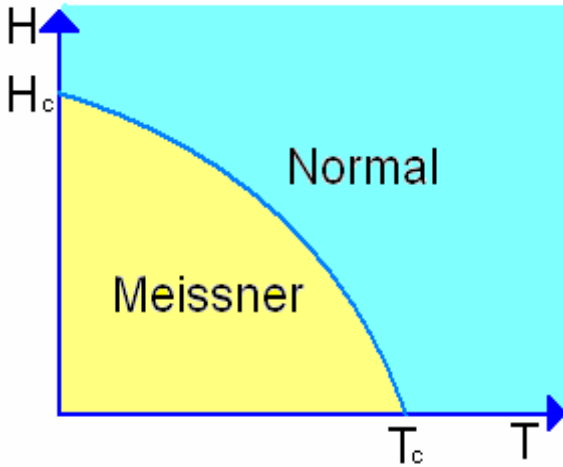
Bu yeni tip süperiletkenlere $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ biçiminde bir manyetik alan uygulandığında H_{c1} alt kritik alan değerinden H_{c2} üst kritik alan değerine kadar sürekli artan bir oranda süperiletken numuneye akının nüfuz edeceğini göstermiştir. II. tip süperiletkenlere örnek olarak Niyobyum, Vanadyum gibi saf metallere, metal alaşımları ve bazı oksitli bileşikler verebiliriz.



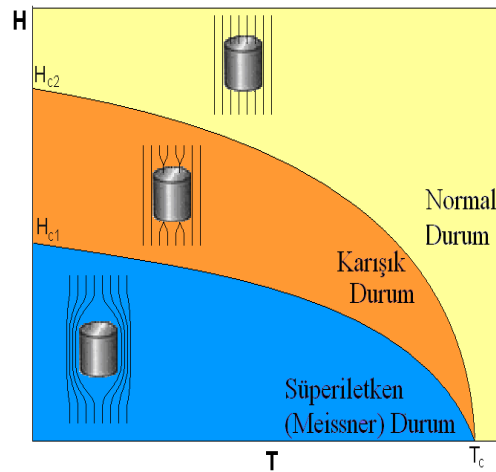
(a)



(b)



(c)



(d)

Şekil 2.3 I. tip (a) ve II. tip (b) süperiletkenlerin mıknatıslanma eğrileri ve I. tip (c) ve II. tip (d) süperiletkenlerin faz diyagramları.

Şekil 2.4’de mükemmel bir iletkenin mıknatıslanması gösterilmiştir. Mükemmel bir iletken için ($\rho=0$) bazı ifadeler bakacak olursak;

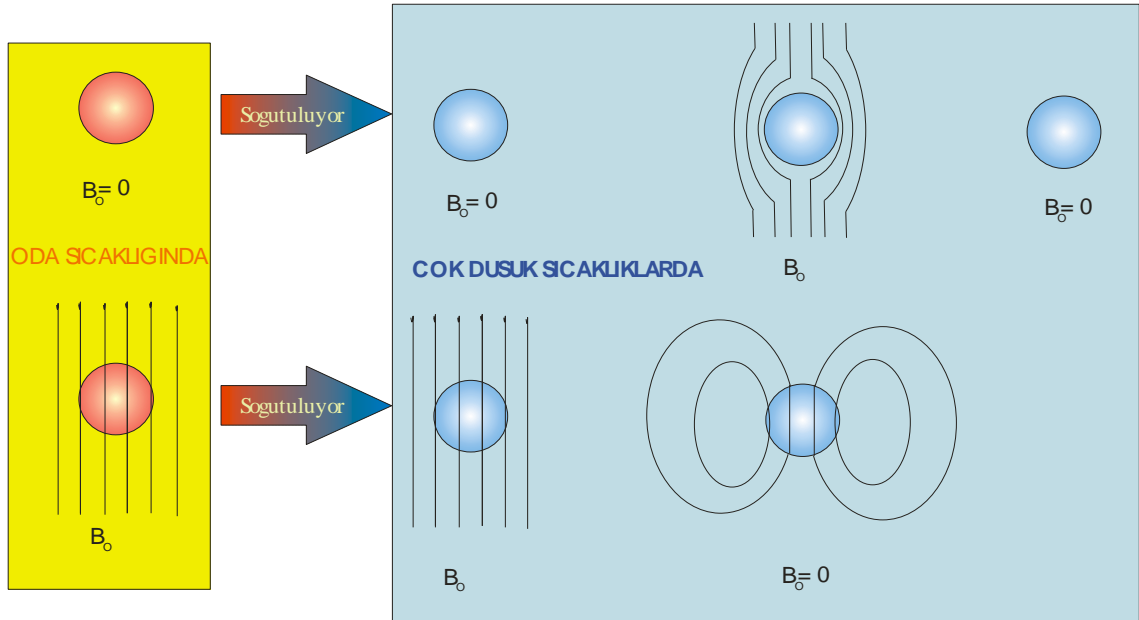
$$\vec{E} = \rho \vec{J} \quad (\text{Ohm Kanunu}) \quad (2.2)$$

$$\rho = 0 \text{ olduğundan } \rightarrow \vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell Denklemi}) \quad (2.3)$$

$$0 = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

olduğunu görürüz. Oda sıcaklığında $B_0=0$ iken numuneyi soğutup bir B_0 alanı uygularsak iletkenin içinde bir manyetik akı oluşmaz. Numuneye oda sıcaklığında bir B_0 alanı uygulayıp, sonra sistemi soğutup manyetik alanı kaldırırsak; manyetik akı çizgileri aşağıdaki şekildeki gibi görünür.



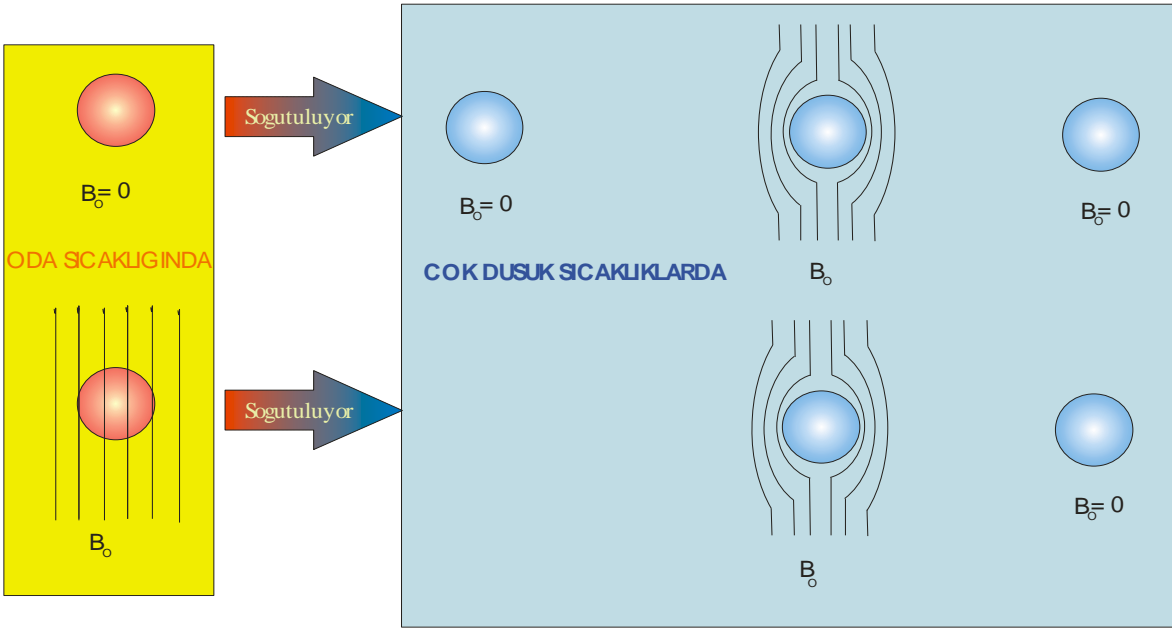
Şekil 2.4 Mükemmel bir iletkenin mıknatıslanması ile ilgili şematik gösterimi.

Elde ettiğimiz sonuca göre; materyalimizin son durumu malzememize uygulanan işlem önceliğine göre değişiklik göstereceğini söyleyebiliriz.

Şekil 2.5’de ise bir süperiletkenin mıknatıslanması gösterilmiştir. Bu etkiyi anlayabilmek için bir süperiletkeni kritik sıcaklığın altında sabit tutarak dış manyetik alanı sıfırdan başlayarak arttıralım. Süperiletkenin öz direnci sıfır olacağından Maxwell

denkleminde $0 = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ olarak elde edilir. Buda bize $\vec{B} = \vec{B}_0$ olduğunu vermektedir.

Başlangıçtaki alan sıfır olduğu için $\vec{B} = 0$ olarak bulunmuş olur. Yani süperiletkenlerde materyalin geçmişinden bağımsız olarak, eğer $T < T_c$ ise süperiletkenin $\vec{B} = 0$ koşulu ancak mıknatıslanma, $\vec{M} = -\vec{H}$ olursa sağlanır. Bu bir mükemmel diamanyetizma ifadesidir. $\vec{M} = -\vec{H}$ olduğu için manyetik alınganlık, $\chi_m = -1$ olarak bulunur.



Şekil 2.5 Bir süperiletkenin mıknatıslanması ile ilgili şematik gösterimi.

2.4 Süperiletkenlik Parametreleri

Bir numunenin süperiletkenlik özelliği gösterebilmesi için üç temel parametre vardır. Bunlar şu şekilde tanımlanır:

2.4.1 Kritik sıcaklık

Sıcaklığa bağlı elektriksel direnç ölçümü yaptığımız zaman sıcaklık değeri belirli bir sıcaklığa düştüğünde direnç aniden sıfıra düşer. Bu sıcaklığa kritik sıcaklık denir ve T_c ile ifade edilir. Süperiletkenliğin 1911’de keşfedilmesinden sonra pek çok metal için, her metale özgü kritik bir sıcaklık T_c altında, metalin direncinin sıfıra gittiği gözlenmiştir. (Rose-Innes ve Rhoderick 1994).

2.4.2 Kritik alan

Süperiletkenin sıcaklığı T_c ’nin altında bir sıcaklıktayken uygulanan manyetik alan artırılırsa belirli bir değere ulaştığında süperiletken fazdan normal faza bir geçiş olur. Malzemeyi süperiletken durumdan normal duruma geçiren manyetik alan değerine kritik manyetik alan denir ve bu değer sıcaklığın bir fonksiyonudur. Bu bağımlılık deneysel olarak bulunmuştur ve şu şekilde ifade edilir(Orlando ve Delin 1991):

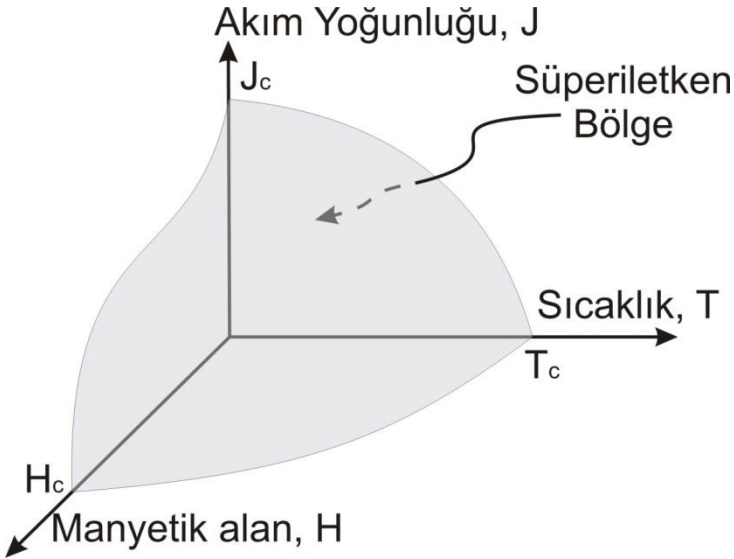
$$H_c(T) = H_{c0} \left[1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right] \quad (2.4)$$

Buradaki $H_c(T)$, T sıcaklığındaki kritik manyetik alan değeri; H_{c0} , $T=0K$ deki kritik manyetik alan değeridir. Bu eşitlikten görülebileceği gibi kritik alan $T=0K$ ’de H_{c0} olan maksimum değerini alır. H_{c0} verilen bir malzemedeki aşırı iletkenliğin ortadan kaldırılması için gereken maksimum alandır. Uygulanan alan H_{c0} ’ı aşarsa, metal hiçbir sıcaklıkta süperiletken olamaz.

2.4.3 Kritik akım yoğunluğu

Bir süperiletken numuneden, süperiletkenliği bozmadan taşınabilecek akım miktarının bir üst limit vardır. Bu üst limit kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılır (Rose-Innes ve Rhoderick 1994).

Bir numunenin süperiletkenlik özelliklerini koruyabilmesi için bu üç özelliğin aynı anda sağlanması gerekir. Bu kritik değerlerden birinin aşılması durumunda numune süperiletken fazdan normal faza geçer. Bu kritik değerlerin birbirleri ile olan ilişkileri Şekil 2.6'da gösterilmiştir.



Şekil 2.6 Bir süperiletkente sıcaklık, manyetik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki (Goodrich 1990).

2.5 Sızma derinliği

I. tip süperiletkenlerde oluşan yüzey akımları, manyetik alanların süperiletkenin içinden dışarı atılması sonucunu doğurur. Dışarılanma sonucu oluşan yüzey akımları, gerçekte yalnızca numunenin yüzeyindeki çok ince tabakada oluşmazlar. Tersine bu akımlar

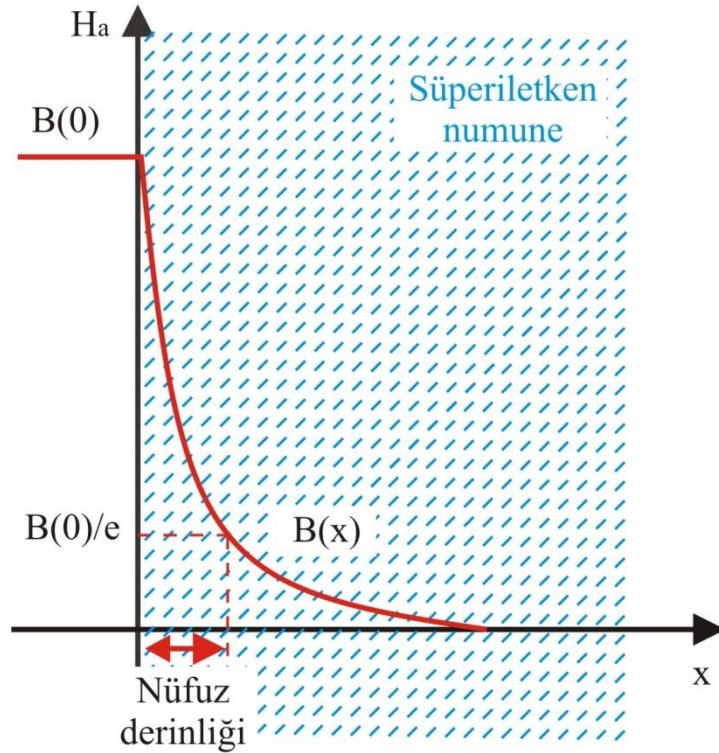
yüzyeyden maddeye nüfuz ederek, sonlu kalınlıkta bir et tabakası üzerine dağılırlar. H alanı, derinlikle

$$H(x) = H_0 e^{-x/\lambda} \quad (2.5)$$

şeklinde değişir. Burada λ sızma derinliğidir. Bu ilk defa 1935 yılında London kardeşler tarafından bulunmuştur(London ve London 1935). 2.7.1 London Denklemleri bölümünde ayrıntılı olarak ele alınmıştır. Sızma derinliği, sıcaklıkla ampirik olarak (2.6) bağıntısına göre değişmektedir;

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Şekil 2.7'de ise H alanının, numune yüzeyinden x uzaklığı ile değişimi gösterilmektedir.

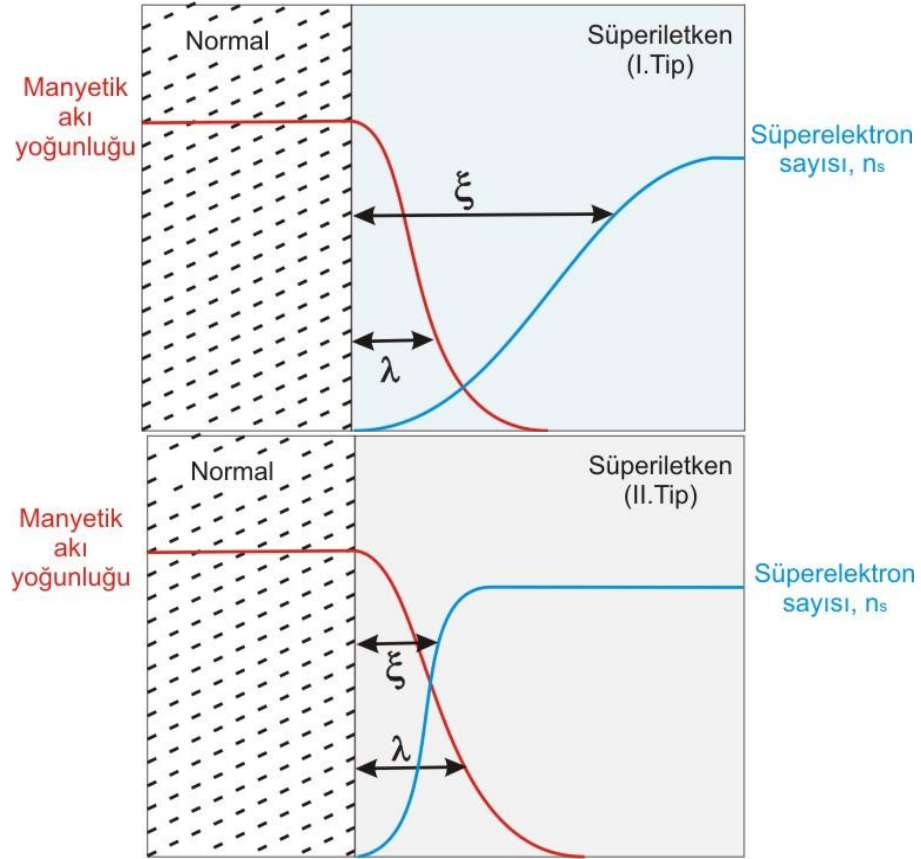


Şekil 2.7 H alanının, numune yüzeyinden x uzaklığı ile değişimi.

2.6 Uyum Uzunluğu

Bir süperiletken geçiş sıcaklığının altında bir sıcaklığa soğutulduğu zaman, iletim elektronlarına karşı ekstra bir düzen oluşur. Bu sıcaklıkta süperiletken içindeki elektronlar süperelektronlar ve normal elektronlar olmak üzere ikiye ayrılır. Normal bölgede elektronların hepsi normal elektron olarak davranırken, mutlak sıfırda elektronların hepsi süperelektron olarak davranır. Uyum uzunluğu varlığının bir sonucu, süperiletken ve normal bölgeler arasındaki sınırın keskin olamayacağıdır(Şekil2.8). Çünkü süperelektron yoğunluğu normal bölgede sıfırdan başlayarak süperiletken bölgedeki n_s değerine kademeli olarak uyum uzunluğu mesafesinde ulaşabilir (Rose-Innes ve Rhoderick 1994).

BCS teorisinde koherens uzunluğu, Cooper çiftini oluşturan iki elektronun bir arada kalabildikleri mesafe ile doğrudan ilgilidir. Ginzburg-Landau' ya göre, süperelektronların normal duruma geçmeden süperelektron özelliklerini koruyabildikleri mesafedir. Pippard'a göre ise, Fermi enerjisi civarında süperiletken elektron yoğunluğunun değişebileceği karakteristik uzunluktur.



Şekil 2.8 I.Tip ve II.Tip süperiletkenlerde numune sınırındaki uyum uzunluğu ve girme derinliği (Rose-Innes ve Rhoderick 1994).

2.7 Süperiletkenliğin Makroskopik Teorisi

2.7.1 London Denklemleri

London Teorisi, süperiletkenliğin elektrodinamik özelliklerini açıklayan ilk teori olarak 1935 yılında London kardeşler tarafından ortaya konulmuştur. Bir süperiletken etrafında ve içinde elektromanyetik alanları dışarıdan uygulanan manyetik alanla indüklenen süper akımları ilişkilendirir. Bu denklemlerin en büyük başarısı fenomenolojik olmasına karşın Meissner etkisini açıklayabilmeleridir. Bu model iki akışkan modeli olarak da bilinir.

Bu teoriye göre süperiletkendeki elektronlar, normal (n_n) ve süper (n_s) elektron grubunun karışımı olarak süperiletken içinde bulunurlar. Toplam elektron yoğunluğu n ise;

$$n = n_s + n_n \quad (2.7)$$

'dir. $T=0$ K'de elektronların hepsi süper elektronken ($n=n_s$) sıcaklık T_c 'ye yaklaştığında süper elektronların sayısı azalır ve normal elektronların sayısı artar. $T=T_c$ 'de ise $n=n_n$ olur.

Mükemmel diyamanyetizma ve sıfır direnç süperiletkenlerin bilinen iki temel özelliğidir. Bu süperiletkenliğin söz konusu bu iki özelliği iki farklı denklem ile açıklanmaktadır. Bu denklemlere ulaşmak için ilk olarak iletken bir metal ele alalım. London kardeşler, Maxwell denklemlerini başlangıç olarak kabul edip, Ohm yasasını zamana bağlı kabul ederek London denklemlerini öne sürmüşlerdir (London ve London 1935).

$$\vec{E} = \Lambda \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t}; \Lambda = \frac{m}{n_s e^2} \quad (2.8)$$

Özdirenç olmadığı zaman bir elektrik alanının varlığında serbest elektron için hareket denklemi;

$$m \frac{d \vec{v}}{dt} = -e \vec{E} \quad (2.9)$$

olarak verilir. Klasik $\vec{J}_s = -n_s e v_s$ bağıntısı kullanılarak 1. London denklemi bulunabilir,

$$\vec{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} \quad \text{1. London Denklemi (2.10)}$$

Bu denklemin iki tarafının da rotasyoneli alınırsa,

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{J}_s \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{J}_s = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{B} \quad \text{2. London Denklemi (2.12)}$$

Burada $\lambda_L = \left(\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2} \right)^{-1/2}$ olup London sızma derinliği olarak tanımlanmaktadır.

Şekil 2.6'dan da görülebileceği gibi numune içindeki manyetik alan üstel olarak azalır.

2.7.2 Ginzburg-Landau Teorisi

Ginzburg-Landau Teorisi, ikinci derece faz geçişlerini açıklamak için ortaya atılmış bir teoridir. Fakat daha sonra süperiletkenliği açıklayan ilk kuantum teorisi olma özelliğini kazanmıştır(Ginzburg ve Landau 1950). London teorisinde normal-süperiletken yüzeyinin işareti her zaman negatiftir, ancak yapılan deneyler bunun aksini göstermektedir. Bu anlaşmazlık Ginzburg- Landau teorisi ile ortadan kaldırılmıştır. Daha sonra Ginzburg-Landau teorisinin Abrikosov tarafından yeniden ele alınmasıyla 2. tip bir süperiletkenliğin var olduğu ve bir süperiletkenin karışık durumunda G-L denklemlerinin periyodik çözümlerinin yapılabileceği önerilmiştir. Abrikosov bu tür süperiletkenler içerisine belli bir kritik alanın (H_{c1}) üstündeki alanlarda manyetik alanın süperiletkene kuantumlu akı çizgileri ile girebileceğini ve kare akı örgüsü oluşturarak gireceğini önermiştir(Abrikosov 1957). 1968 yılında yapılan deneysel bir çalışma ile Essmann-Trauble akı çizgileri örgüsünü gözlemlemiş ve Abrikosov'un öngörüsüne

karşın akı çizgileri örgüsünün hegzagonal bir yapıda süperiletkene nüfuz ettiğini göstermişlerdir (Essmann ve Trauble 1967). G-L denklemleri bu incelemeler sonunda ilginç sonuçlara ulaşmıştır.

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}} \quad \text{G-L Uyum Uzunluğu (2.13)}$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{4\mu_0 e^2 \psi_0^2}} \quad \text{G-L Sızma Derinliği (2.14)}$$

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad \text{Ginzburg-Landau Parametresi (2.15)}$$

Ginzburg-Landau parametresinin büyüklüğü sayesinde süperiletkenin tipini belirlenebilmektedir. $\kappa \ll 1$ olduğu zaman bu tarz süperiletkenler I. tip, $\kappa \gg 1$ olduğu zaman ise II. tip süperiletkenlerdir.

2.7.3 BCS Teorisi

Bu teori süperiletkenliğin kuantum teorisidir. Bu teorinin başarıları özetle şöyledir.

- a) Elektronlar arasındaki çekici bir etkileşme, taban ve uyarılmış durumlar arasında bir enerji aralığının ortaya çıkmasına yol açar. Kritik alan, ısıl özellikler ve elektromanyetik özelliklerin pek çoğu enerji aralığının sonucudur.
- b) Elektron-örgü-elektron etkileşmesi, gözlenen büyüklükte bir enerji aralığını ortaya koyabilir.
- c) Sızma ve uyum uzunlukları teorisinin sonuçları olarak ortaya çıkar. Uyum uzunluğu sızma uzunluğu ile birlikte süperiletkenliği karakterize eder. Uyum uzunluğu

$$\xi = \frac{2\hbar v_f}{\pi E_g} \quad (2.16)$$

şeklindedir.

d) Bir elementin ya da alaşımın geçiş sıcaklığını veren kriter, yörüngelerin Fermi düzeyindeki $D(E_F)$ elektron yoğunluğunu ve elektriksel dirençten bulunabilen U elektron-örgü titreşimini içine alır. $U \cdot D(E_F) \ll 1$ için, BCS teorisi

$$k_B T_c = 1,14 \theta e^{-\frac{2}{D(E_F)V}} \quad (2.16)$$

olması gerektiğini varsaymaktadır. Burada θ Debye sıcaklığı, V çekici etkileşmedir.

e) Süperiletken bir halkadan geçen manyetik akı kuantumlanmıştır ve etkin yük birimi e yerine $2e$ 'dir. BCS teorisinde taban durumu elektron çiftlerini öngörür, böylece, çiftlerin $2e$ yükleri cinsinden akı kuantumlanması teoreminin doğal bir sonucudur. Buradaki elektron çiftlerine **Cooper çiftleri** denir.

3. SÜPERİLETKENLERDE AA KAYIP MEKANİZMALARI

3.1 AA Direnç

Bölüm 2.1’de elektriksel direncin nasıl ortaya çıktığını ayrıntılı olarak ele almıştık. Bir madde süperiletken duruma geçtiğinde ise bu elektriksel direnç aniden teorik olarak sıfıra iner. Bunun uygulamadaki anlamı ise süperiletken bir devrede elektrik akımının ilke olarak kayıpsız akacağıdır. Fakat bu olay yalnızca numuneden sabit bir doğru akım geçtiği zaman doğrudur. Alternatif akım uygulandığı zaman direncin oluşumu şu şekilde açıklanabilir. Kritik sıcaklık T_c ’nin altındaki sıcaklıklarda, metaldeki elektronlar iki gruba ayrılır;

1. Cooper çiftleri olarak bilinen süper elektronlar: Akımı dirençsiz taşırlar.
2. Normal elektronlar: Metal örgüden geçerken saçılarak bir direnç oluşumuna sebep olurlar(Rose-Innes ve Rhoderick 1994).

Sabit doğru akım durumunda, metal içinde bir elektrik alan yoktur, eğer bir elektrik alan olsaydı süperelektronlar, sürekli hızlandırılacakları için akımı sonsuza doğru arttırdırlardı. Elektrik alan olmadığı için normal elektronları hareket ettirecek elektromotor kuvveti yoktur, akımın tümü süperelektronlar içinden geçer ve sonuç olarak bir enerji kaybı yoktur.

Alternatif akımda ise değişen alternatif alan bir elektrik alan indükler ve bu elektrik alan elektronları ivmelendirir. Elektronların kütesinden dolayı süperakım elektrik alanın arkasında kalır ve bu sebeple süperelektronlar indüktif bir empedans gösterirler. Ayrıca elektrik alanın varlığı sebebiyle, akımın bir kısmı normal elektronlar tarafından taşınır, bu sebeple alternatif akım süperiletken metal içinde bir güç kaybına sebep olur. Bu enerji kaybı alternatif akım(AA) kaybı olarak adlandırılır. Bir süperiletkendeki AA kayıplarını şu şekilde sınıflandırabilir:

1. Histeretik kayıplar
2. Çiftlenim kayıpları
3. Eddy akım kayıpları

Şimdi bu kayıpları detaylı olarak inceleyelim.

3.1.1 Histeretik kayıplar

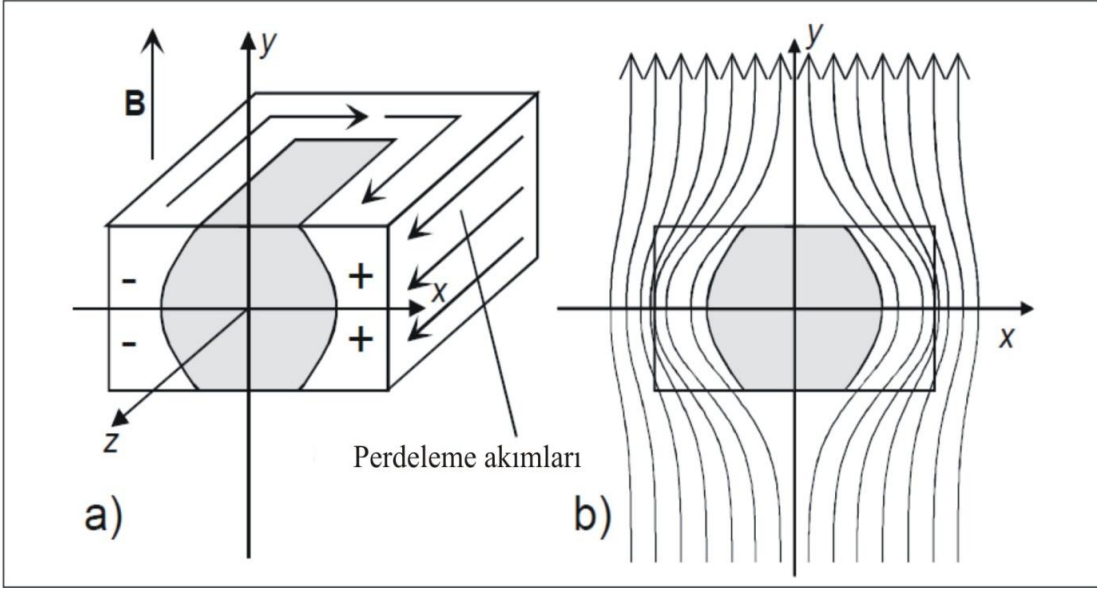
Süperiletken bir numuneye bir manyetik alan uygulandığı zaman manyetik alan, numune içine akı çizgileri şeklinde nüfuz eder. Manyetik alan değişirse, akı çizgilerinin deseni ve manyetik alanda değişir. Numune içindeki akı değişimi herhangi bir numunede bir elektrik alan indükler. Faraday Kanunu'na göre bu şu şekilde ifade edilir,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (3.1)$$

Elektrik alan numune içinde perdeleme akımlarını(screening current) oluşturur. Külçe(bulk) bir numune içinde perdeleme akımları Şekil 3.1.a'da oklarla gösterildiği gibi dolanır. Akımın yönü numune yüzeyi içinde (+) ve (-) işaretlerle gösterilmiştir. Şekildeki gri bölüm, beyaz hacimde gösterilen kritik akım yoğunluğu büyüklüğündeki akımlar tarafından perdelenir. Bu perdeleme akımları Amper Kanunu,

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (3.2)$$

ya göre süperiletken içinde akım dağılımını tayin eder. Birim hacimdeki enerji kaybı $\vec{J} \cdot \vec{E}$ 'dir. Enerji dış manyetik alan tarafından dağıtılır ve enerji üreten magnetin güç kaynağı tarafından beslenir. Bu enerji, perçinlenmenin bozulmasını ve akı çizgilerinin hareketini sağlar, bu hareket bir kayıp yaratır. Enerji ısıya çevrilir, oluşan bu ısının sistemden uzaklaştırılması gerekir. Bu sebeple AA kaybı istenmeyen doğal bir olaydır.



Şekil 3.1. Dış bir manyetik alandaki süperiletken bir numunenin kesiti. Beyaz bölgedeki perdeleme akımları iç(gri) bölgeyi manyetik alandan koruyor.

Yukarıda bahsettiğimiz olayı daha iyi anlamak için sıfır manyetik alanda soğutulan süperiletken bir numune düşünelim. Daha sonra sabit bir hızla manyetik alan artırılınsın. Şekil 3.1.b’de manyetik alan artırılmasından çok kısa bir zaman sonra numune içinde çevresinde manyetik alan dağılımı gösterilmiştir. Perdeleme akımları numunenin içini manyetik alan değişiminden koruma eğilimindedir. Perdeleme akımları sayesinde numunenin iç bölgesi manyetik alandan tamamen perdelenmiştir(Şekil 3.1.b’de gri bölge). Manyetik alan, perdeleme akımları ve enerji kaybı sadece beyaz bölgede vardır. Eğer manyetik alan artırılırsa, beyaz bölge numune içinde daha derinlere girer. Manyetik alan ve perdeleme akımları merkeze ulaştığı zaman ise manyetik alanın numuneye tamamen nüfuz etmiş olduğu söylenir. Artık numune daha fazla süperiletken değildir, normal duruma geçmiştir.

3.1.2 Self-Alan Kaybı

Bir süperiletken numuneden transport alternatif akım geçtiği zaman, sağ el kuralına göre numune çevresinde self-alan olarak bilinen bir manyetik alan üretir. Alternatif transport akımıyla birlikte alternatif self-alan akımın her döngü boyunca süperiletken içine nüfuz

eder. Herhangi bir dış manyetik alan uygulanmasa bile, malzeme içinden geçen transport alternatif akımdan kaynaklanan self-alan sebebiyle, self-alan kaybı veya transport alternatif akım kaybı (Q_{SA}) olarak bilinen histeretik bir kayba sebep olur (Norris 1970).

3.1.3 Süperiletken filamanlardaki histeretik kayıplar

3.1.3.1 Kayıp mekanizması ve hesaplama metodları

Bölüm 3.1’de açıklandığı gibi, mükemmel bir tip II süperiletken içinde bile alternatif manyetik alan bir enerji kaybına(AA kaybı) sebep olur. Manyetik alan değişimi hareketli akı çizgilerini süperiletkenin içine sokar ve Faraday Kanunu’na göre bir elektrik alanı indükler(Reitz vd. 1979);

$$\oint_c E \cdot dl = - \frac{d}{dt} \iint B \cdot n \, dA \quad (3.3)$$

Eşitlik 3.3’de E, c kapalı yolu boyunca indüklenen elektrik alan, B.n ise kapalı c kontörünün kapladığı S yüzeyine dik manyetik alan bileşenidir. Elektrik alan numune içinde perdeleme akımları sürer. Yerel akım yoğunluğu J yerel alan gücü E’ye bağlıdır. J(E) ilişkisinin formu daha çok akı akışı ve akı sürüklenmesinden elde edilir. Elektrik alana paralel akan akım enerji kaybettirir. Kaybolan güç yoğunluğu J.E, konuma ve zamana bağlıdır. Süperiletken içinde elektrik alan dağılımı biliniyorsa, akım yoğunluğunun dağılımı, J(E) ilişkisinden hesaplanabilir. Bu koşullar altında, $\vec{J} \cdot \vec{E}$ ’nin zaman ortalamasının V hacmi üzerinden ortalaması, kaybolan güç P’yi verir. Poynting teoreminden başlayıp, çeşitli teoremleri kullanarak bu ortalama kaybolan gücü bulabiliriz.

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} \right) = \vec{J} \cdot \vec{E} \quad (\text{Poynting teoremi})(3.4)$$

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{Poynting vektörü}) (3.5)$$

Denklem (3.4)'ü V hacmi üzerinden integre edip, divergence teoremini uygularsak;

$$\int_V \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} \right) d^3r = - \int_V (\vec{J} \cdot \vec{E}) d^3r \quad (3.6)$$

$$\int_V \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right) d^3r + \int_V (\vec{J} \cdot \vec{E}) d^3r = \int \vec{S} \cdot \vec{n}_{in} d^2r \quad (3.7)$$

Denklem (3.7)'de eşitliğin sol tarafındaki ilk terim depolanan enerji değişim hızı, ikinci terim kaybolan enerji hızıdır. Eşitliğin sağ tarafındaki terim ise numune üzerinde birim zamanda yapılan net işi gösterir. Bunun T periyodu üzerinden ortalaması alınırsa;

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int d^3r (\vec{J} \cdot \vec{E}) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int \vec{S} \cdot \vec{n}_{in} d^2r \quad (3.8)$$

bulunur. Birim hacimde kaybolan güç $P_V=P/V$, birim alanda kaybolan güç $P_A=P/A$ 'dir. Bir döngüde enerji kaybı $Q=PT$ ise, birim hacimdeki enerji kaybı $Q_V=W/V=P_V T$, birim alandaki enerji kaybı $Q_A=W/A =P_A T$ 'dir(Clem 1991).

Diğer bir hesaplama yolu ise, hesaplama süperiletkenin dışından başlamaktır. Perdeleme akımları numuneye manyetik alanla değişen bir manyetik moment verirler. Manyetik momentteki bu değişim tersinmezdir. Perdeleme akımları deseni, o andaki manyetik alan ve aynı zamanda alan değişiminin geçmişine bağlıdır. Numunenin manyetik momenti m , perdeleme akımlarının dağılımından hesaplanabilir. Manyetizasyon kaybı ise miknatislanma eğrisinin alanından hesaplanabilir;

$$q_{magn} = \oint B \cdot dm = \oint m \cdot dB \quad (3.9)$$

q_{magn} numunedeki manyetik kayıp(Joule/döngü) ve B dış manyetik alandır. Bu ferromanyetik bir numunenin histeretik kaybına benzerdir. Enerji alan döngüsünün bir bölümü boyunca akım deseninde indüktif olarak depolanıp daha sonra salınabilir. Bu sebeple, hesaplama kaybolan enerjiyi elde etmek için bütün alan üzerine

genişletilmelidir. Manyetik indüksiyonun numuneden çok uzakta ölçüldüğü düşünülürse manyetik alan B , $\mu_0 H$ 'ye eşittir, numunenin manyetik momenti ihmal edilebilir.

Bu metotların birisiyle kaybı hesaplayabilmek için, herhangi bir zamanda süperiletken içinde perdeleme akım deseninin bilinmesi gerekir. Bean'e göre süperiletken içindeki yerel elektrik alan, büyüklüğü kritik akım yoğunluğuna eşit bir akım yoğunluğuna sebep olur(Bean 1962, 1964). Bu varsayım Kritik Durum Modeli(KDM) olarak bilinir. Model ile tahmin edilen perdeleme akımlarının deseni ve manyetik moment, manyetik alanın geçmiş ve şu andaki değerlerine bağılıdır. Bu nedenle frekans ve zaman bağımlılığı (sinüsel, kare dalga vb.) manyetizasyon eğrisinin şeklini etkilemez. Bir döngü boyunca manyetik alan başına AA kayıp sadece alan büyüklüğüne ve süperiletken özelliklere bağılıdır. Bu açıdan ferromanyetik malzemenin histeretik kaybına benzerdir. Külçe bir malzemede süperiletken perdeleme akımlarının sebep olduğu bu tip bir AA kayıp histeretiktir. şimdi KDM'lerini daha detaylı olarak ele alalım.

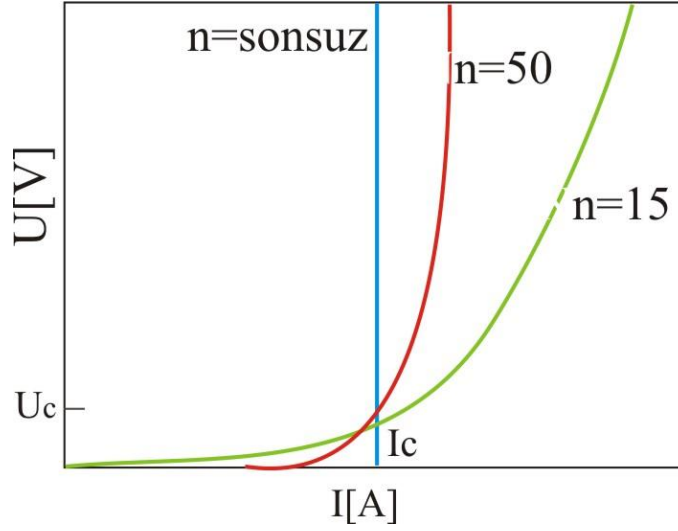
Kritik Durum Modelleri:

Bean Modeli ve Tarihi:

Bugün kullanılan model, bir süperiletkenin histeretik kayıplarını hesaplamak için Bean(Bean 1962) tarafından kullanılan orijinal modelin çok az geliştirilmiş halidir. Bean tarafından ileri sunulan modelden çok kısa bir süre sonra London benzer bir model kullanmıştır(London 1963). Fakat Bean daha sonra kendi orijinal modelini geliştirerek daha iyi yeni bir teori ortaya koymuştur(Bean 1964). Başlarda bu model Bean-London veya London-Bean Model olarak adlandırılırken, bugün Bean Model olarak adlandırılmaktadır. Bean'in orijinal kayıp hesaplamasını takip etmek oldukça zordur, fakat sonuçta Bean ve London 'ın sonuçları birbirleri ile uyumludur.

Normal metallerde akım yoğunluğu ve elektrik alan arasındaki ilişki Ohm Kanunu ($J=\sigma E$ veya $V=IR$) ile verilir. Akım ile gerilim arasında doğrusal bir ilişki vardır. şekil 3.2'de verilen Gerilim-Akım grafiğinde ise bir süperiletken için farklı bir ifade kullanılmaktadır.

$$E = E_c \left(\frac{I}{J_c}\right)^n \quad (3.10)$$



Şekil 3.2 n-güç Kanunu'na göre çizilmiş Gerilim-Akım grafiği.

Çok yaygın olarak kullanılan bu ifade Bean'nin tanımından gelmektedir, bu model kritik akım yoğunluğu kavramını idealleştirir. Şekil 3.2'deki eğrilerin kritik akım yoğunluğuna kadar sıfır olduğu ve kritik akım yoğunluğu değerinde aniden arttığı düşünülür. Bu ani artış değerinin olduğu noktanın manyetik alandan bağımsız olduğu kabul edilir. Bean model, elektrik alana karşı sürekli bir akım yoğunluğu aralığı fikri tabanlı değildir (J_c 'nin altında görünen akım yoğunluğu sürekli dir çünkü bu kesit alanın sadece bir bölümünü işgal eden gerçek akım yoğunluğundan farklıdır). Bean model, gerçek akım yoğunluğunun sadece iki değer alabileceğini öngörür; 0 ve J_c (eğer yönü de ilave edersek üç değer; 0, $+J_c$ ve $-J_c$). Son olarak, bu model bir elektrik alan varlığında akım yoğunluğu ile elektrik alanın aynı yönde olduğunu ve bir elektrik alan uygulanıp sonra sıfıra azaltılıyorsa kritik akım yoğunluğunun elektrik alan sıfır olana kadar J_c değerinde kaldığını söyler. Süperiletken içinde herhangi bir elektrik alan hiç oluşmamışsa ancak o zaman akım yoğunluğu sıfırdır. Bütün süperiletken numune + veya - olarak akı girişine maruz kalmışsa süperiletkenin kritik durumda olduğu söylenir (Carr 2001).

Unutulmamalıdır ki, Bean Model kararlı bir durumdaki süperiletkenlerin manyetik özelliklerini tanımlar. Çünkü, herhangi bir manyetik akı değişimi bir elektrik alanı indükler ve süperiletken dinamik bölgede her zaman bir resistif durumdadır. Bu direnç

dinamik bölgede düşük sıcaklık süperiletkenlerinin manyetik özelliklerinin analizi için genellikle ihmal edilir(Narlikar 2000).

Diğer Kritik Durum Modelleri:

Bean'in Kritik Durum Modeli birçok durumda düşük sıcaklık II. Tip süperiletkenlerinin manyetik karakteristiklerinin hesaplanması için başarılı bir şekilde kullanılır ve deneysel veriler ile iyi bir uyum içindedir. Fakat, yüksek manyetik alanlarda bu modelden bazı sapmalar gözlenir. Düşük sıcaklık süperiletkenleri için bu sapmanın ana sebebi, manyetik alan kritik akı yoğunluğu bağımlılığıdır. Bu bağımlılık yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde daha güçlüdür ve düşük manyetik alanlarda da ortaya çıkmaktadır. Bu amaçla kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağımlılığını içeren düzenlemeler yapılmıştır. Bunlardan en yaygın olarak kullanılanlarından birisi Kim-Anderson modelidir(Kim vd. 1962);

$$J_c = \frac{J_0}{1 + \frac{H}{H_0}} \quad (3.11)$$

J_c ve H_0 numuneye ait sabitlerdir.

Çok kullanılan diğer modeller:

$$J_c = J_0 (H_{c1}/H)^n \quad (\text{Yeshurun vd. 1988});$$

$$J_c = J_0 \exp(-H/H_0) \quad (\text{Fietz vd. 1964});$$

$$J_c = J_0 / (1 + H/H_0)^n \quad (\text{Xu vd. 1990});$$

$$J_c = J_0 (1 - H/H_0) \quad (\text{Watson 1968});$$

$$J_c = J_0 / (1 + H^2/H_0^2) \quad (\text{Ricketts vd. 1991});$$

$$J_c = K/H^{1/2} \quad (\text{Matsushita vd. 1991}).$$

Yukarıda listelenen modellerde, manyetik alan üzerindeki kayıpların Bean bağımlılıkları değişmiştir. Fakat bir periyottaki kayıplar orijinal Bean modelinde olduğu gibi frekans bağımsızdır. Bu modellerdeki J_0 , H_{c1} , H_0 ve K dc manyetik alandaki kritik akım ölçümlerinden deneysel olarak belirlenebilir(Narlikar 2000).

3.1.3.2 Self-Alan kayıp hesabı:

Bölüm 3.1.2’de detaylı olarak anlatıldığı gibi süperiletken bir numune içinden geçen alternatif transport akım, numunede Q_{SA} diye bilinen bir kayba sebep olur. Normalize akım genliği;

$$F = \frac{I_c}{I_a} \quad (3.12)$$

olarak tanımlanır. Burada I_a uygulanan transport alternatif akım genliği, I_c süperiletkenin kritik akım genliğidir. Self-alanda başka bir alternatif manyetik alan yoksa eliptik bir yüzey için birin hacimde tek bir döngüdeki kayıp(Norris 1970);

$$Q_{SA} = \frac{\mu_0 I_c J_c}{\pi} \left[(1 - F) \ln(1 - F) + (2 - F) \frac{F}{2} \right] \quad (3.13)$$

Parantez içindeki bölüm boyutsuz kayıp fonksiyonudur ve F^3 ile orantılıdır. İnce şerit şeklindeki bir süperiletken numune için alternatif akım transport kaybı ise;

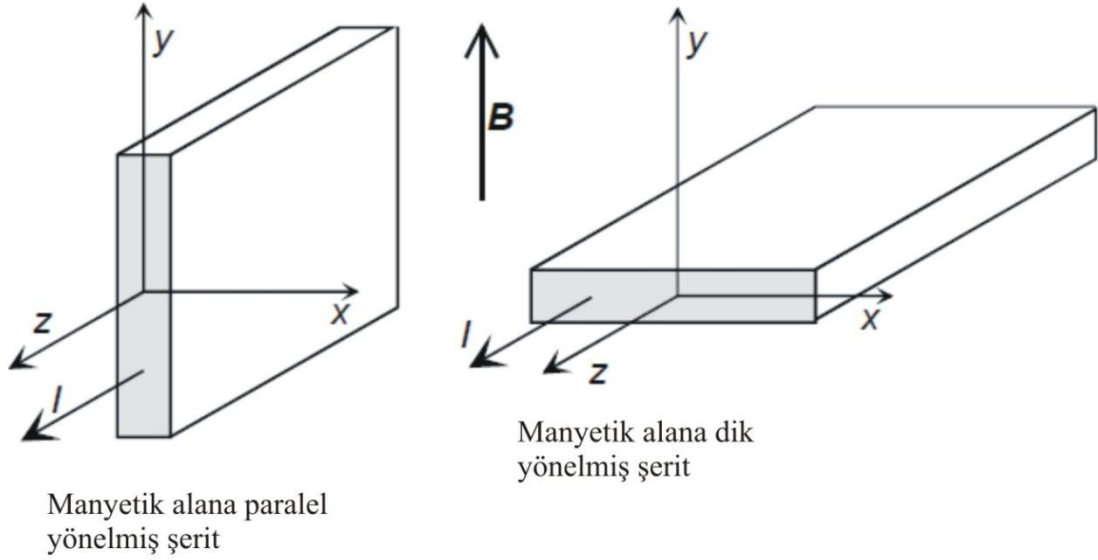
$$Q_{SA} = \frac{\mu_0 I_c J_c}{\pi} \left[(1 - F) \ln(1 - F) + (1 + F) \ln(1 + F) - F^2 \right] \quad (3.14)$$

Şerit için kayıp ise F^4 ile orantılıdır. Elips ve şerit için verilen bu iki eşitlik $F < 1$ için geçerlidir.

$F \rightarrow 1$ ’ken ince şerit ve elips için kayıp aynı kritik akım ve kritik akım yoğunluğu değerine sahiptir. Literatürde kaydedilen bazı çalışmalarda Bi-2223 şeritlerde ölçülen self-alan kaybı, şerit ve elips için hesaplanan kayıp arasındadır(Gömöry vd. 1997, Stavrev ve Dutoit 1998), diğer bazı çalışmalarda ise ölçülen kayıp, elips için hesaplanan kayıptan daha yüksek olabilir(Czszek vd. 1995, Eckelmann vd. 1998). Farklı en-boy oranına sahip dikdörtgen şeritlerde gözlenen farklılıklar akım dağılımının nümerik hesaplaması ile açıklanır(Daumling 1998).

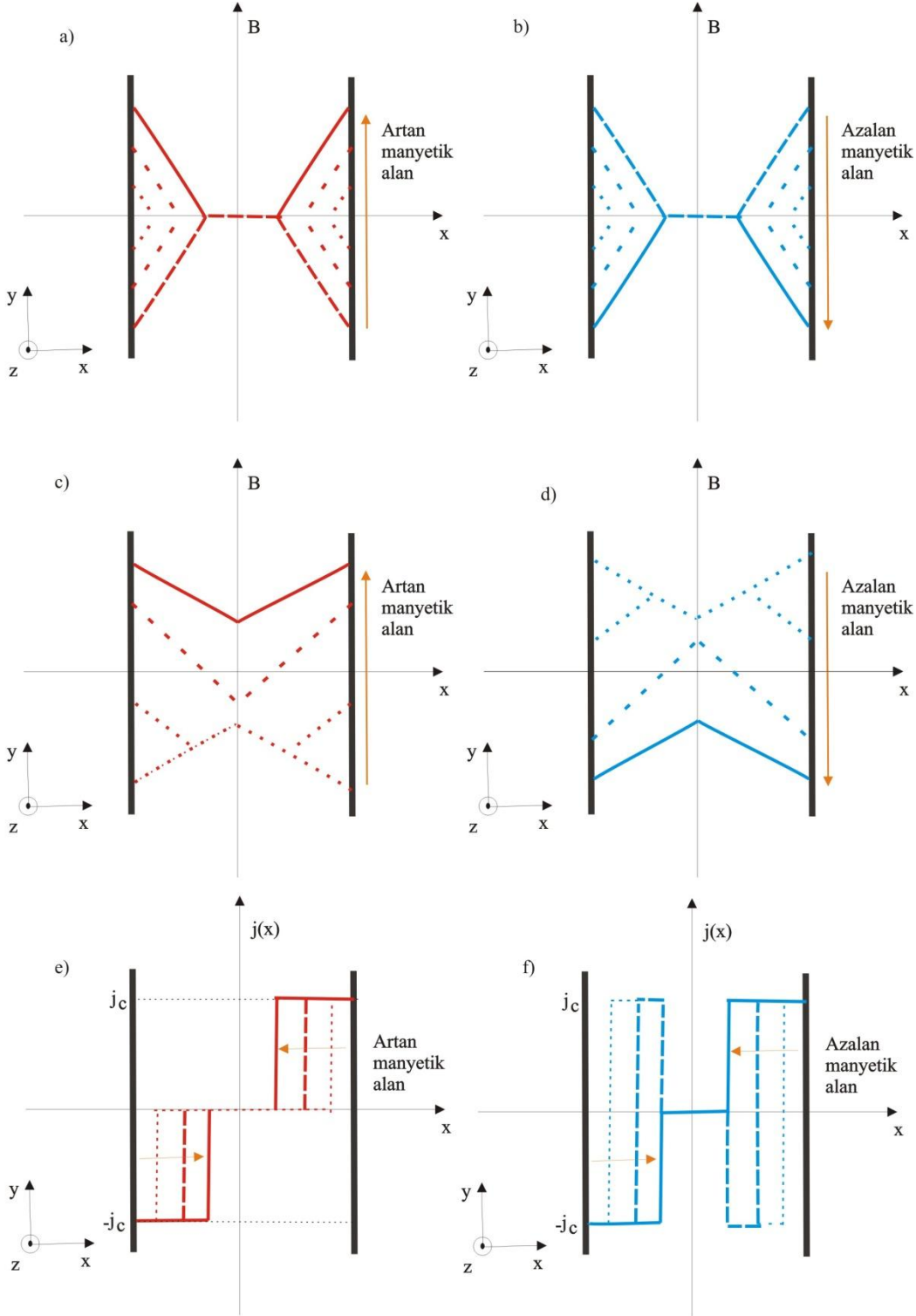
3.1.3.3 Manyetik alana paralel yönelmiş sonsuz uzunlukta bir dilim için AA kayıp hesabı:

Şekil 3.3’de manyetik alana paralel ve dik yönelmiş iki sonsuz uzunlukta dilim gösterilmiştir. Paralel ve dik sözcükleri, şeridin geniş yüzünün manyetik alana göre yönelimini kastetmektedir. Dış manyetik alana paralel olarak yönelmiş sonsuz uzunluktaki bir dilimde, akım ve yerel manyetik alan simetriden dolayı sadece x yönünde değişir.



Şekil 3.3. Bu çalışmada kullanılan koordinat eksenleri ve şerit yönelimi

Şekil 3.4’de dilim içinde manyetik alan değişimi gösterilmiştir. Kesikli çizgiler alan artarken veya azalırken $B(x)$ ’i göstermektedir, düz çizgiler ise en son uygulanan manyetik alan değerindeki durumu ifade etmektedir. Dik düz çizgiler ise dilimin kenarlarıdır.



Şekil 3.4. Alternatif bir manyetik alana paralel yönelmiş süperiletken bir dilimde a) ve b) küçük manyetik alan genlikleri, c) ve d) büyük manyetik alan genlikleri için manyetik alan profilleri. e) ve f) Alternatif bir manyetik alana paralel yönelmiş süperiletken bir dilimde küçük manyetik alan genliklerinde akım profilleri.

Dış manyetik alan değişimi dilime girer girmez, kenarlarda bir perdeleme akımları indükler. Bu perdeleme akımları, dilimin içini manyetik alan değişiminden koruma eğilimindedir. Perdeleme akımları z yönünde J_z akım yoğunluğuna sahiptir, burada dB/dx manyetik alan gradiyenti vardır. Amper Kanunu'ndan $dB/dx = \mu_0 J_z = \mu_0 J_c$ bulunur. Bu nedenle düşük manyetik alan büyüklüğünde, manyetik alan $B_a/\mu_0 J_c$ ile verilen bir d_p kalınlığında dilime girer(Şekil 3.4.a). Manyetik alan dilime tamamen nüfuz etmemiştir ve iç bölgelerde perdeleme akımı yoktur. dB/dt işaret değiştirdiği zaman kenarlarda belirli bir et kalınlığında oluşan perdeleme akımlarının yönü ters çevrilir. Bu kalınlık manyetik alan değeri $-B_a$ değerine ulaşana kadar arttırıldıkça artar. Manyetik alan değerinin pozitif ve negatif yönde değerinin değiştirilmesi sonucunda ortaya çıkan perdeleme akımlarının deseni ve numunenin mıknatıslanması birbirinden farklıdır.

Girme alanı B_p olarak bilinen alandan daha yüksek manyetik alan genlikleri için, manyetik alan değişimi dilimin merkezine kadar ulaşır(Şekil 3.4.c). d kalınlıklı bir dilim için girme alanı;

$$B_p = \frac{\mu_0 J_c d}{2} \quad (3.15)$$

olarak verilir. Toplam manyetik alan değişimi $|B - B_a|$, $2B_p$ 'yi aşana kadar değişir(Şekil 3.4.c). Bu dilimin tamamen perdeleme akımları ile dolduğu anlamına gelmektedir. Bu noktadan sonra manyetik alanın daha fazla arttırılması akım deseni ve manyetizasyonu değiştirmez. dB/dt 'nin değişim hızı dilimin içinde ve dışında her yerde aynıdır. Eğer dB/dt işaret değiştirirse, akım deseni terslenir ve akı çizgileri dilimin kenarlarından başlayarak dışarı çıkmaya başlar. Toplam manyetik alan değişimi, $-2B_p$ 'yi geçtiği zaman desen yine aynı kalır(Şekil 3.4.d).

Sabit kritik akım yoğunluğuna sahip bir dilimde AA kaybı, yerel $\vec{J} \cdot \vec{E}$ 'nin bütün dilim kalınlığı ve tek bir manyetik alan döngüsü üzerinden hesaplanabilir (Wilson 2002). Normalize manyetik alan büyüklüğü;

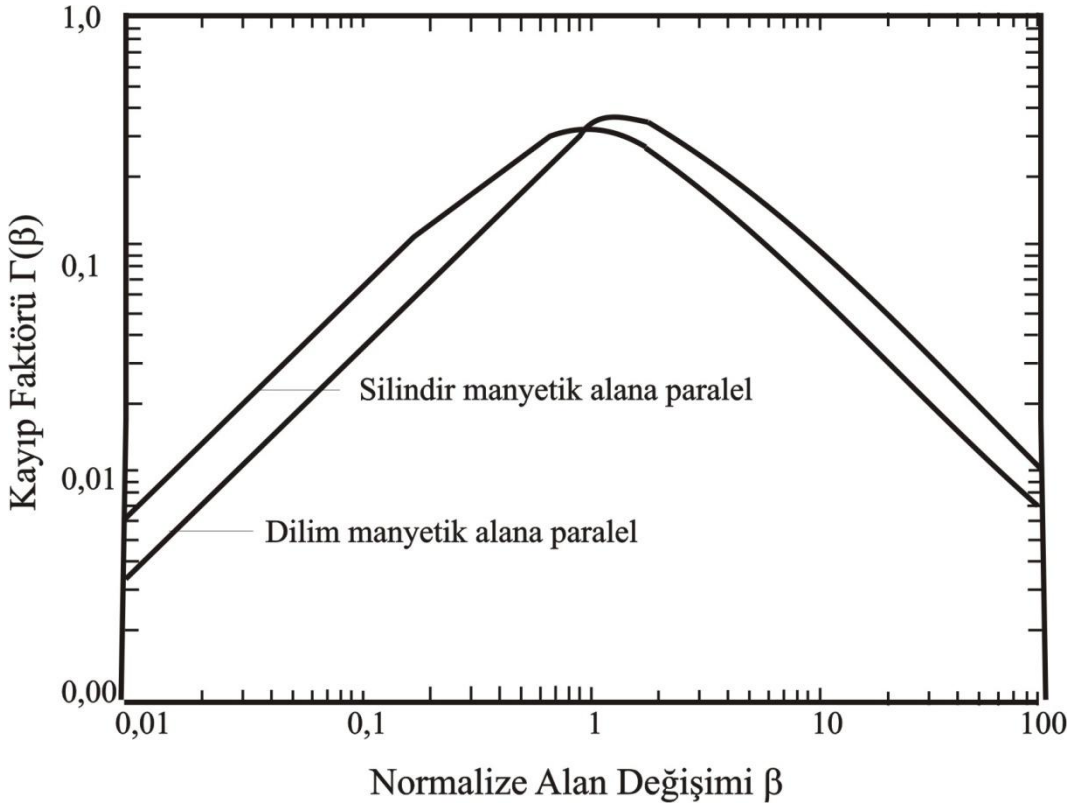
$$\beta = \frac{B_a}{B_p} = \frac{2B_a}{\mu_0 J_c d} \quad (3.16)$$

şeklinde tanımlanır. Histeretik kayıp $Q_h(J/Döngü.m^3)$;

$$Q_h = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \left[\frac{\beta}{3} \right] = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \Gamma(\beta) \quad \beta < 1 \quad (3.17)$$

$$Q_h = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \left[\frac{1}{\beta} - \frac{2}{3\beta^2} \right] = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \Gamma(\beta) \quad \beta > 1 \quad (3.18)$$

Eşitlikteki parantez içindeki terim kayıp fonksiyonu olarak bilinir, süperiletken numunede kaybolan manyetik alanın kesridir ve boyutsuz bir niceliktir(Kwasnitza ve Clerc 1994, Oomen vd. 1997, Staines vd. 1998, Wilson 2002). Sonsuz bir dilimin kayıp fonksiyonu sadece β 'ya bağlıdır. Düşük β değerlerinde kayıp doğrusal olarak artar, $\beta=4/3$ 'de maksimum değerine ulaşır ve yüksek β değerlerinde ise $1/\beta$ ile azalır(Şekil 3.5).



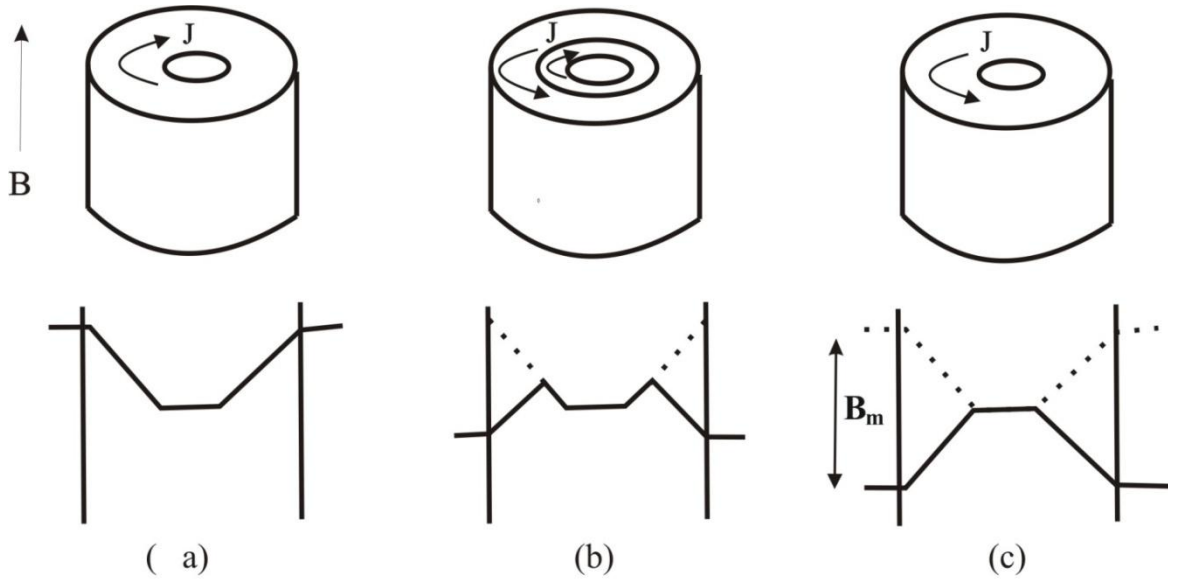
Şekil 3.5. Farklı süperiletken geometrilerde histeresiz kayıp için kayıp faktörü $\Gamma(\beta)$ 'ye karşılık normalize alan değişimi.

3.1.3.4 Manyetik alana paralel yönelmiş bir silindir için AA kayıp hesabı:

Silindirin şeklinde süperiletken bir numuneye uzun eksenini boyunca bir manyetik alan uyguladığımız zaman Şekil 3.6'dakine benzer bir alan ve akım deseni görülür. Süperiletken numune küçük büyüklükte bir manyetik alan değişimine maruz kaldığı zaman en dıştan içeriye doğru bir manyetik alan girmeye çalışacaktır ve harekete ters yönde bir perdeleme akımı oluşur, Şekil 3.6.a'da perdeleme akımı ve numune içindeki manyetik alan değişimi görülmektedir. Şekil 3.6.b'de, manyetik alan azaltılmaya başlamıştır, Şekil 3.6.c'de ise manyetik alan arttırılmaya başlamadan önce ulaştığı en küçük değerde akı profili verilmiştir. (Wilson 2002). Bu akı değişimini integre edersek, silindirik bir geometri için kaybı kolaylıkla bulabiliriz;

$$Q_h = \frac{B_a^2}{2\mu_0} \left[\frac{2\beta}{3} - \frac{\beta^2}{3} \right] = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \Gamma(\beta) \quad \beta < 1 \quad (3.19)$$

$$Q_h = \frac{B_a^2}{2\mu_0} \left[\frac{2}{3\beta} - \frac{1}{3\beta^2} \right] = \frac{B_a^2}{2\mu_0} \Gamma(\beta) \quad \beta < 1 \quad (3.20)$$



Şekil 3.6. Süperiletken bir silindir uzunluğu boyunca küçük bir manyetik alana maruz aldığı zaman perdeleme akım deseni ve manyetik akı profilleri.

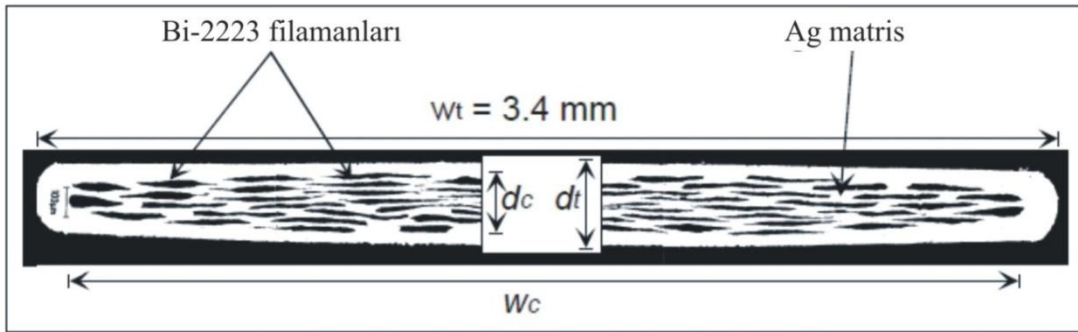
Sonuç olarak, eğer tek filamanlı bir süperiletken numunedeki histeretik kayıpları düşürmek istiyorsak bunu süperiletkenin boyutlarını azaltarak yapabiliriz. Bu amaçla çok filamanlı süperiletken numuneler hazırlanır. Fakat numune çok filamanlı yapıldığı zaman AA kayba çiftlenim akımları kayıpları olarak bilinen ek bir kayıp eklenir. Şimdi çok filamanlı bir süperiletkendeki çiftlenim kayıplarına daha detaylı olarak bakalım.

3.2 Süperiletken Filamanlar Arasındaki Çiftlenim Kayıpları

Çiftlenim akımları, Şekil 3.7 görüldüğü gibi normal-metal matris içine gömülmüş birçok süperiletken filamanlardan oluşmuş kompozit iletkenlerde görülür. Uygulanan dış manyetik alan her filamanda histeretik kayba sebep olan perdeleme akımlarını üretir. Uygulanan manyetik alan değişim hızı yeterince büyükse, manyetik alan normal metal matrisin direncinin üstesinden gelir ve akım filamanlar arasındaki dış tabakaya geçer. Böylelikle filamanlar içinde oluşan bu akımlar normal-metal matrisden geçerek diğer bir filamana ulaşmış olur. Burada oluşan bu akımlar çiftlenim akımları olarak bilinir. Akım filamanlar çevresindeki bölgede daha yüksek dirençli bir bölgeyle karşılaşmadıkları sürece filamanlar ve metal matris arasından dolanarak bir döngüyü tamamlar. Bir döngü boyunca birim hacimdeki çiftlenim kaybı şu şekilde verilir;

$$Q_c = \frac{n^* \pi B_0^2 \omega \tau}{\mu_0 (1 + \omega^2 \tau^2)} \frac{J}{m^3 \text{döngü}} \quad (3.21)$$

$n^* = (1 - N)^{-1}$ ile verilir ve şekil faktörü ve N ise sistemin demanyetizasyon faktörüdür (Narlikar 2000).



Şekil 3.7 Çok filamanlı tipik bir Bi-2223/Ag şeritin kesit alanı.

Kompozit iletken ortalama kritik akım yoğunluğu sahip tek büyük bir süperiletken gibi davranır. Süperiletkenin filamanlara ayrılması filamanlar tamamen çiftlenmişse AA kaybı azaltmaz. AA kaybı azaltmak için çiftlenim akımlarını kritik akımın altına düşürmek gerekir. Çiftlenim akımları filamanlar döndürülerek, kompozitinin boyutları azaltılarak ve matris metalin malzemenin direnci artırılarak da düşürülebilir.

3.1.4 Dilim geometrisinde çiftlenim kayıpları

Şekil 3.8’de gösterildiği gibi iki süperiletken dilim arasına yerleştirilmiş normal iletken bir numune düşünelim. Alternatif bir manyetik alan numuneye paralel olarak uygulandığı zaman, çiftlenim akımları şekilde gösterildiği gibi indüklenir. Bir süperiletken dilim için merkezden x mesafesinde toplam akım yoğunluğu $I(x)$ olarak gösterilsin. x ile $x+\delta x$ arasındaki mesafede gümüş matris üzerinden karşı tarafa geçen akım δI , indüklenen gerilim $(dB/dt)wx$ ise

$$\delta I(x) = \left(\frac{dB}{dt}\right) wx \left(\frac{\delta x}{\rho x}\right) \quad (3.22)$$

olur. Bu diferansiyel denklemi sınır koşulları $I(l/2)=0$ için çözersek,

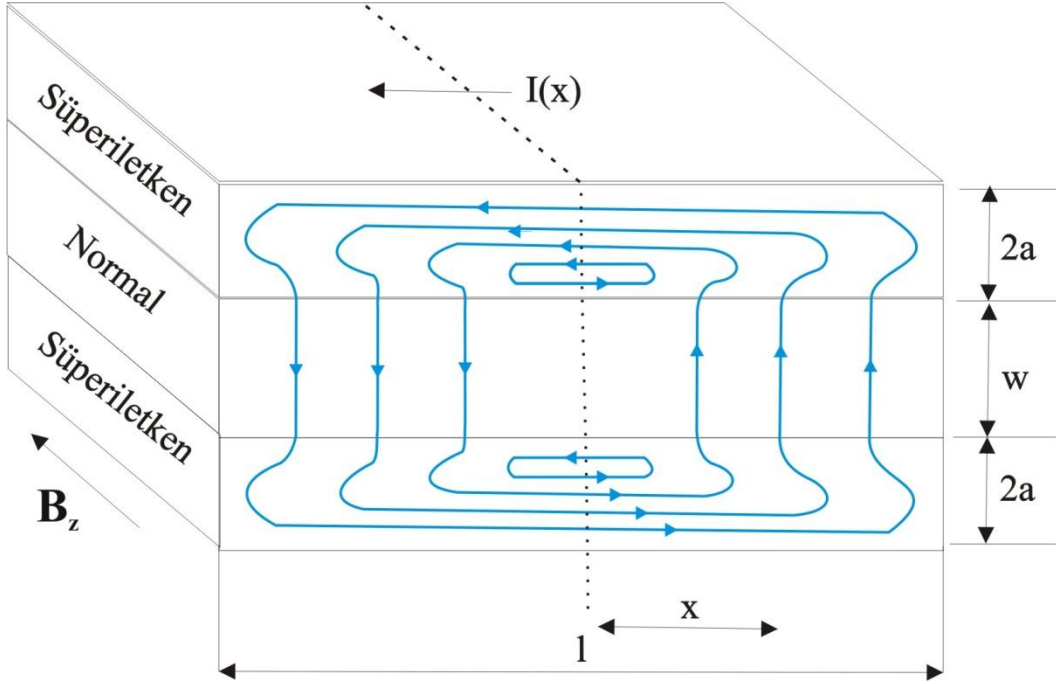
$$I(x) = \frac{dB}{dt} \left(\frac{l^2}{4-x^2}\right) \frac{1}{2\rho} \quad (3.23)$$

bulunur. Maksimum akım $x=0$ ’dadır. $I(0)=2aJ_c$ olduğu zaman dilimin bütün yüzeyi akım ile doludur. Bu durumda kritik akım değerinde numune uzunluğu şu şekilde verilebilir;

$$L_c = 4\sqrt{\rho a J_{c,fil} / W B_a} \quad (3.24)$$

$J_{c,fil}$ filamanların kritik akım yoğunluğu, a filamanların yarı genişliği, ρ matris malzemenin direnci, W ise frekanstır. L_c değerinden daha kısa numunelerde, çiftlenim akımları bütün kesiti doldurmamıştır. L_c ’den daha büyük uzunluktaki numuneler merkeze kadar doyurulmuştur ve numune iki ayrı ince diliminde oluşan bir kompozit yerine kalın tek bir dilim gibi davranır. Bu açıdan bir süperiletken magnet yapmak için gerekli olan birkaç km uzunluğundaki tellerde bu kritik uzunluğun aşılacağı ve telin

tamamen çiftleneceği kesindir. Bu sebeple, filamanlı kompozitler L_c 'yi azaltmak için her zaman döndürülür (Wilson 2002).



Şekil 3.8 Dış bir manyetik alanda iki süperiletken dilim arasına yerleştirilmiş normal iletkende indüklenen perdeleme akımları.

3.3 Eddy Akım Kayıpları

Mekanik kararlılık ve AA kaybın azaltılması gibi çeşitli sebeplerden dolayı, süperiletken numuneler üretilirken normal iletken metal bir kılıfın içine konurlar. HTS için genellikle Ag ve Ag alaşımları kullanılırken, MgB_2 için Ni, Fe, SS vb. malzemeler kılıf malzemesi olarak kullanılmaktadır.

Eddy akım kayıpları, numuneye dışarıdan bir manyetik alan veya bir alternatif transport akım uygulandığı zaman normal iletken metal matriste indüklenen akımların ortaya çıkması sonucunda oluşur. Uygulamalarda bu kayba özel bir dikkat vermek gerekir. Çünkü normal matrisin direnci, süperiletken çekirdeğin direncinden onlarca kat yüksektir ve istenmeyen bu eddy akımlarının akışı sürtünmeden ve elektronların metal kılıf örgüsündeki hareketinden dolayı bir ısı kaybına sebep olur.

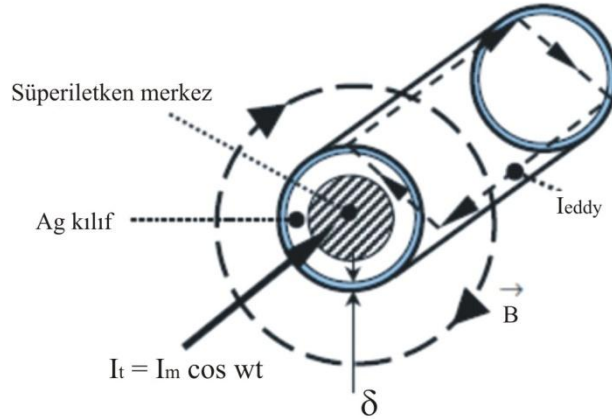
Metal tele bir sinüsel AA akım uygulandığı zaman, ortaya çıkan self-alan iletken çevresinde eş merkezli daireler şeklinde manyetik akı çizgilerine sahiptir. Bu çizgiler düzlemde dolanan akıma diktir.

Şekil 3.9 bir kılıf içine konulmuş tek damarlı silindirik bir telin basit bir şeklidir. I_t uygulanan transport akım, B ise uygulanan akım sonucu açığa çıkan self-alandır. Değişen bu manyetik alanın telde bir elektrik alan indükleyeceğinden daha önce bahsetmiştik. Bu indüklenen gerilimde zamanla sinüsel olarak değişir, eğer dış kılıfın empedansına Z_k dersek, burada oluşan akım $I_e = V_e / Z_k$ olur. İndüklenen bu akım, eddy akımları olarak bilinir.

Kapalı bir halka boyunca dolanan eddy akımları, manyetik akıya diktir. Eddy akımların aktığı bölge sınırlıdır. Bu bölge transport akım frekansı ω ile ters, elektriksel direnç ρ ile doğru orantılıdır. Bu bağımlılık yüzey etkisi olarak bilinir. Yüzey derinliği,

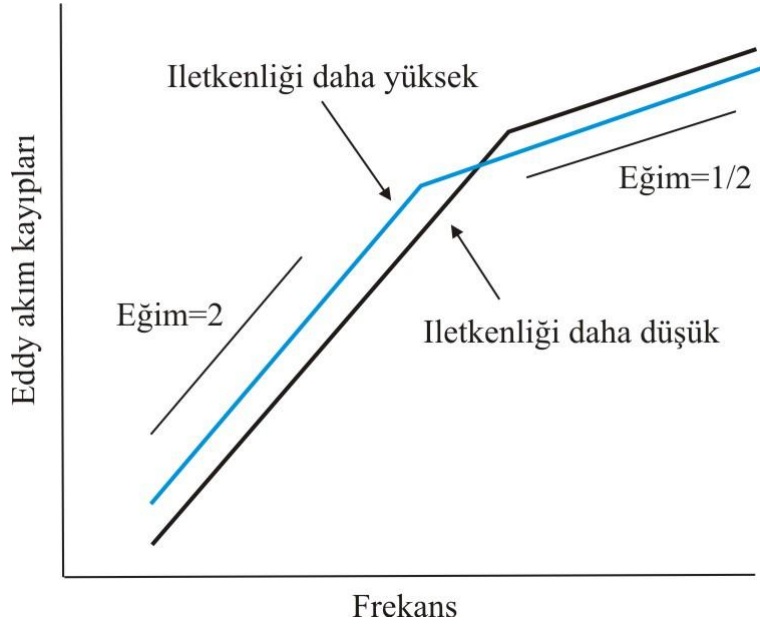
$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho_s}{\mu_0\omega}} \quad (3.25)$$

olarak verilir.



Şekil 3.9 Süperiletken bir silindir içinde uygulanan transport akımı I_t 'nin oluşturduğu self-alanda indüklenen eddy akımları.

Farklı iletkenlikte iki metal kılıf için eddy akımlarının frekans bağımlılığı Şekil 3.10'de verilmiştir. Farklı frekans bağımlılığına sahip iki bölge vardır. Düşük frekanslarda kayıplar W^2 ile orantılı iken, yüksek frekanslarda $W^{1/2}$ ile orantılıdır. Bu iki bölge arasındaki geçişte kılıfı yarı kalınlığı b , δ 'ya eşit olduğu kritik frekans değeri W_c vardır. f_c değeri, Bi-2223 şeritlerin güç uygulamalarında kullanılan değerlerden çok farklıdır. Bu sebeple eddy akımlar için f_c^2 bağımlılığı geçerlidir.



Şekil 3.10 Farklı iletkenliğe sahip kalınlığı $2b$ olan iki şerit için eddy akımların frekansa bağımlılığı.

Gümüş için 77 K , 50 Hz 'de yüzey derinliği $3,8\text{ mm}$ 'dir. Bu kayıpları azaltmak için matrisin iletkenliğini azaltmak gerekir.

4. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ

1986 yılında Bednorz ve Müller tarafından 30 K' nin üzerinde geçiş sıcaklığına sahip bir süperiletkenin keşfinden sonra pek çok süperiletken türü keşfedilmiştir. Bu süperiletkenlerin çoğu bakır- oksit tabakası içerirler ve oda sıcaklığında öz direçleri bakırdan 100 kat daha yüksektir (Tixador 1995). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin, süper iletiminde önemli rol oynayan CuO_2 düzlemleridir. Diğer bileşenler CuO_2 düzlemlerinde yük yoğunluğunu düzenleyen yük deposu olarak görev yaparken, yük taşıyıcılar yalnızca bu düzlemler boyunca hareket ederler. Bazı yüksek sıcaklık süperiletkenleri ve kritik sıcaklıkları Tablo 2.1'de verilmiştir.

Tablo 2.1 Bazı yüksek sıcaklık süperiletkenleri ve kritik sıcaklıkları

Süperiletkenin Adı	Kritik sıcaklığı
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)	92
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi-2212)	85
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi-2223)	110
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_3\text{O}_8$	110
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{10}$	125
$\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$	126
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{1+x}$	133

Bu süperiletkenlerden en yaygın olarak çalışılanları YBCO, Bi-2212 ve Bi-2223'tür. Düşük sıcaklık süperiletkenlerine göre sahip oldukları yüksek kritik sıcaklık sıvı azotta çalışma imkânı doğurur. Bu bakımdan bu tür süperiletkenlerin teknolojik olarak kullanım potansiyeli yüksektir.

4.1 Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Bazı Özellikleri

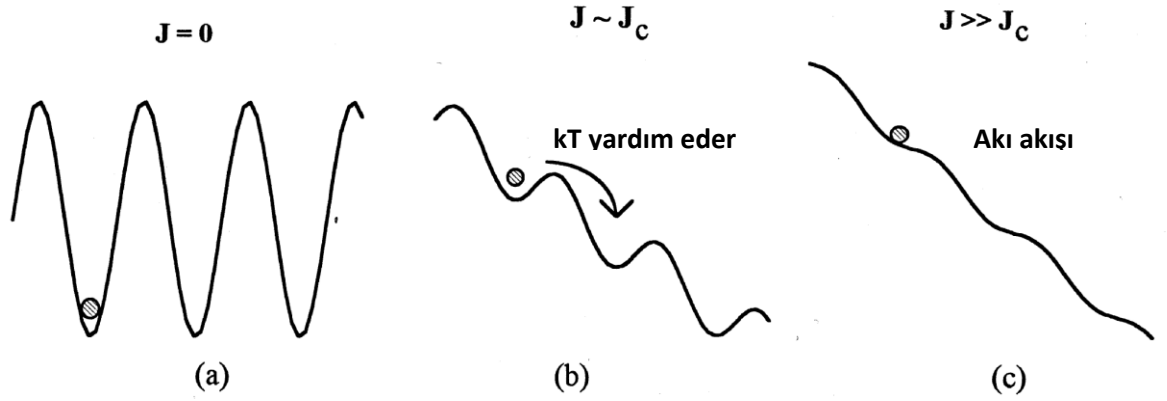
4.1.1 E-J karakteristikleri

Yeterince büyük akım yoğunluklarında ($I > I_c$), $V(I)$ 'nin üstel artan kısmı, keskin bir şekilde lineer hale döner, normal durum direnci gibi. Akı akışı rejimi tüm akı çizgilerinin hareketli olduğu, perçinlemenin olmadığı bir durumdur. Bu nedenle tüm akı çizgileri, uygulanan akım altında hareket eder. Akı çizgilerinin bu hareketi emk üretir. Bu emk, akı çizgisi çekirdeği içindeki normal elektronları ivmelendirir ve enerji kaybına sebep olur (Kim ve Stephen 1969). \vec{E} ve \vec{J} paralel olduğu zaman aralarında şu şekilde bir ilişki vardır;

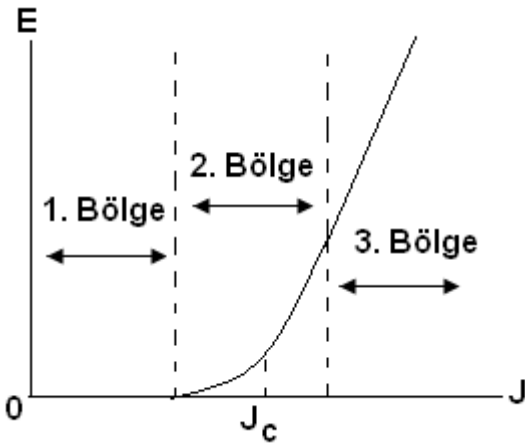
$$\vec{E} = \rho_f(B)\vec{J} \quad (4.1)$$

ρ_f akı akışı direncidir. $\rho_f = \rho_n \frac{B}{B_{c2}}$ ile verilir (Bardeen ve Stephen 1965).

Şekil 4.1'de Anderson-Kim modeline göre eğimli testere dişi potansiyeli ve Şekil 4.2'de ise şematik olarak yüksek sıcaklık süperiletkeni için E-J karakteristiği gösterilmiştir. 1. bölgede elektrik alan ihmal edilebilecek kadar küçüktür ve akı çizgileri hareketli değildir. Sahip oldukları sıcaklığa bağlı olarak sadece titreşim hareketi yaparlar. Şekil 4.1'de gösterildiği gibi akı çizgileri potansiyel bariyerini aşmak için gerekli olan enerjiye sahip değildir. Bu nedenle geçiş olmaz(well-pinned).



Şekil 4.1 Anderson-Kim modeline göre eğimli testere dişi potansiyeli.



Şekil 4.2 Yüksek sıcaklık süperiletkeni için E-J karakteristiği.

2. bölgede ise E üstel bir artış davranış gösterir. Sıfırdan farklı herhangi bir sıcaklıkta, perçinlenme konumları dışındaki akı çizgileri sahip oldukları sıcaklıkla orantılı olarak termal bir hareket olasılığı vardır. Bu kısım malzemedeki akı sürüklenmesini (flux creep) temsil eder. Burada akı çizgileri potansiyel bariyerini aşmada zorlanırlar. Bu teori ilk olarak 1962'de Anderson tarafından ileri sürülmüş, daha sonra 1964'de Anderson ve Kim tarafından tanımlanmıştır. Bu teori akım bağımlı perçinlenme potansiyel duvarının (duvarın ortalama derinliği $U(J)$) dışındaki bir akı yığınının termal hareketini içerir. Perçinlenme enerjisinin büyüklüğü şu şekilde yazılabilir.

$$U(J) = U_0 \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right)^n \quad (4.2)$$

Buna “washboard potansiyeli” denilmektedir. U_0 , $J=0$ 'da bariyer yüksekliği; n , en basit bir model için birdir ve J_{c0} ise $T=0$ 'da kritik akım yoğunluğudur.

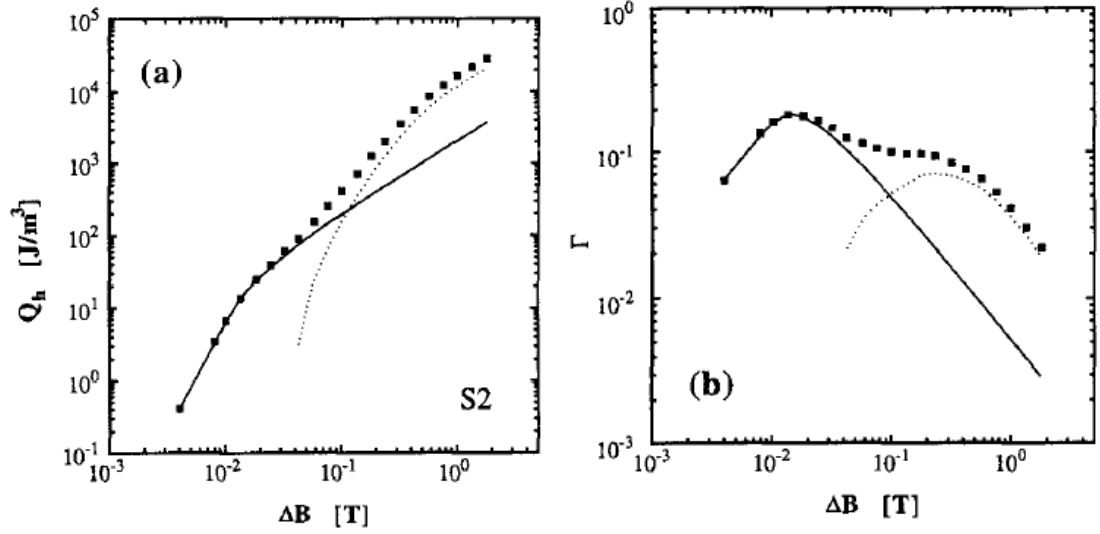
2. bölge ise lineer bağımlı akı akışını temsil eder. Yeterince büyük akımlarda, $I \geq I_c$, $V(I)$ 'nin üstel yükselişi daha fazla devam etmez ve $V(I)$ eğrisi doğrusal olur. Bu doğrunun eğimi normal durum direnci ve B alanı ile orantılıdır. Bu bölgede akı çizgileri potansiyel bariyerini kolay bir şekilde aşacak biçimde hareket ederler.

4.1.2 Tanecikli yapısı

Yüksek sıcaklık süperiletken numuneler kırılğan bir yapıya sahip oldukları için, bu numunelerden esnek uzun boyutta iletken teller üretmek sadece tane boyutlarından en az bir tanesi diğerlerine kıyasla çok küçük olduğu zaman mümkün olmaktadır. Süperiletken numune bir alttaş üzerine ince film olarak veya tüp içinde toz metodu (PIT) ile üretilmektedir. PIT metodu kullanıldığı zaman süperiletken malzemedeki tanecik boyutu μm mertebesinde dir. Genellikle taneciklerin kalınlıkları genişliklerine göre çok daha küçüktür. Tane-içi kritik akım yoğunluğu J_{cg} (grain-tane) sadece mikroskobik özellikler kullanılarak belirlenebilir.

Yüksek sıcaklık seramik süperiletkenlerinin bu tanecikli yapısı sebebiyle histeretik kaybı belirleyen en önemli özellik olan kritik akım yoğunluğu farklı iki değer almaktadır. J_{cg} tanecik içi kritik akım yoğunluğu (g =grain-tanecik), J_{cj} ise tanecikler arası kritik akım yoğunluğudur (J =Josephson). Tane boyutları filaman boyutlarından çok küçükse, taneler tarafından manyetik alanın perdelenmesi çok küçüktür ve filaman içinde ortalama manyetik alan üzerinde etkisi azdır. Filamanlar ve taneler farklı iki sistem olarak görülebilirler. Filaman ve tanelerden oluşan sistemlerin girme alanlarına sırasıyla B_{pf} ve B_{pg} diyelim. B_{pg} , B_{pf} 'den çok küçükse, dış manyetik alan ilk önce bir bütün olarak filamanlara sonra tanelere girer. Bu iki sistemin histeretik kaybı ayrı ayrı hesaplanarak toplanır. Şekil 4.3'de $dB/dt=14 \text{ mT/s}$ 'de $4,2\text{K}$ sıcaklıkta bir

süperiletkenden alınan histeretik kayba karşı ΔB gösterilmektedir. Burada tane içi ve taneler arası her iki katkıda açıkça görülmektedir. Düşük ΔB 'lerde Q_h eğrisi baskın olan etken taneler arası mıknatıslanmadır çünkü manyetik alan ilk olarak filaman matrisin tane sınırına girer ve daha sonra tanelere girer, mıknatıslanma eğrisinin bu şekli buna bir kanıttır(Kwasnitza ve Clerc 1994).



Şekil 4.3 (a) 4.2 K'de Bi-2223/Ag süperiletken bir numuneye dik manyetik alan uygulanırken histeretik kayba karşı ΔB manyetik alan grafiği. Düz çizgi taneler arası, kesikli çizgi ise tane içi kaybı göstermektedir. (b) Kayıp faktörü $\Gamma=2\mu_0 Q_h/(\Delta B^2)$ 'ye karşı ΔB grafiği.

Genel olarak, bu olay zayıf bağ problemi olarak bilinmektedir. Tek kristallerde ve sıkı bir şekilde paketlenmiş mikro yapılarda bu problem yoktur. MgB_2 'de de yapısı itibari ile böyle bir problemle karşılaşmamaktadır. Zayıf bağ probleminin görülmemesi MgB_2 'ye olan ilgiyi arttırmıştır.

4.1.3 Anizotropi

Anizotropi numunenin özelliklerinin yönler göre değişiklik göstermesi anlamına gelmektedir. Yukarıda da bahsettiğimiz gibi bütün yüksek sıcaklık süperiletkenler numuneler CuO ve farklı malzemelerin düzlemleri ile tabakalı bir yapıya sahiptir.

Süperiletken özellikler, CuO düzlemleri kristalin ab düzleminde olduğu zaman, CuO düzlemleri kristalin c düzleminde olduğu zamana göre daha iyidir.(Seeber 1998). Bu nedenle kritik akım yoğunluğu J_{cg} tanecikler içinde ab düzleminde c düzlemine göre daha yüksektir. a ve b düzlemleri arasında gözlenen önemli bir fark yoktur.

Bi-2223 şeritlerde taneciklerin tamamı şeridin düzlemine paralel yönelmişlerdir. Bu sebeple şerit düzleminde ve şerit düzlemine dik doğrultuda farklı kritik akım yoğunlukları olması beklenir.

4.1.4 BSCCO sistemi

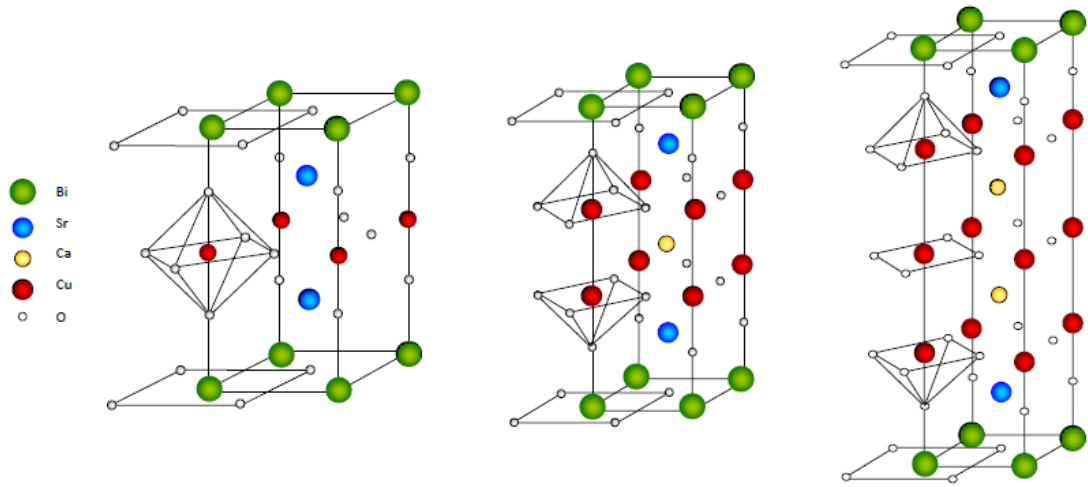
Bizmutlu süperiletken bileşikler, Michel vd. (1987) tarafından $Bi_2Sr_2Cu_2O_{7+\delta}$ başlangıç karışımını numunede keşfedildi. Bi_2O_3 , CuO ve $SrCO_3$ kullanılarak hazırlanan ve $800^\circ C$ 'de 12 saat süren bir ısıtma işlemi ardından $900^\circ C$ 'de 2 saat sinterlenerek elde edilen bu bileşik, elektriksel öz direnç ölçümleri sonucunda 22 K'de süperiletkenlik gösterdi. Ancak, normal halden süperiletken hale geçişte, 20 K'den itibaren bir kuyruk gözlemlendi ve öz direnç ancak 14 K'de sıfır değerine düştü.

Maeda vd. (1988), bizmutlu bu sisteme Ca ilave ederek, $BiSrCaCu_2O_x$ başlangıç karışımını bileşiği $800^\circ C$ 'de 8 saat sinterleyerek 83 K'de süperiletkenlik gözlediler. Bu bileşiğin öz direnci 75 K'de sıfıra ulaştı. Bu çalışma grubu, aynı bileşiği $882^\circ C$ 'de 20 dakika sinterledikten sonra, $872^\circ C$ 'de 9 saat tavlarken, 120 K'den itibaren başlayan süperiletkenlik gözlediler. Ancak, normal-süperiletken hal geçişi sırasında bir kuyruk gözlemlendi ve öz direnç yaklaşık olarak 80 K'de sıfıra düştü.

Tarascon vd. (1988), bizmutlu süperiletken bileşiklerin, $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ genel serisine uygun bir şekilde kristal yapıya sahip olduklarını ortaya koyarak, n=1 için 2201 ve n=2 için 2212 süperiletken bileşiklerini ürettiler. Bu numuneler için kritik geçiş sıcaklıklarını sırasıyla 6 K ve 75 K olarak ölçtüler. n=3 fazını elde etmek için, başlangıç karışımında Bi:Sr:Ca:Cu=4:3:3:4 oranını kullanan Tarascon ve arkadaşları(1988), ürettikleri numune için 110 K'lik T_c elde etmelerine karşın, öz direnç eğrisinde ortaya çıkan ve 80 K civarında ortadan kaybolan kuyruğa engel olamadılar.

Mazaki vd. (1988) ise Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemine bir miktar Pb ilave ettiler ve 110K'lık faz için, öz direnç eğrilerinde ortaya çıkan kuyruğun oluşumunu engellediler. Bu çalışma grubuna göre, kurşun katılması ile 2223 fazının oranı artmakta, daha kararlı bir yapı elde edilmekte, yapısal ve elektriksel iyileşmeler meydana gelmektedir (Nezir 2009).

Şekil 4.4'de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y$ bileşiklerinin (2201), (2212) ve (2232) fazları için kristal yapısı gösterilmiştir.



Şekil 4.4 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y$ bileşiklerinin kristal yapısı soldan sağa sırasıyla $n=1, 2$ ve 3 için. (2201, 2212 ve 2232 fazları)

5. MgB₂ SÜPERİLETKEN SİSTEMİ

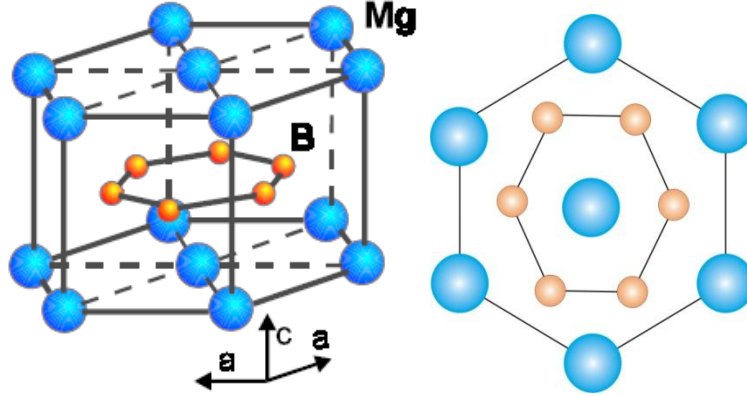
5.1 MgB₂'nin Keşfi ve Avantajları

Magnezyum diborür yaklaşık 50 yıldır bilinen bir bileşik olmasına rağmen ilk kez Profesör Akimitsu ve grubu tarafından Ocak 2001'de 40 K nin altında süperiletken olduğu bulunmuştur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlere göre yaklaşık 40 K'lik kritik sıcaklık düşük sayılmasına rağmen, saf metaller ve alaşımlar içerisinde en yüksek süperiletkenlik kritik sıcaklığı olması sebebiyle büyük önem taşımaktadır. Aşağıda verilen özelliklerinden dolayı MgB₂ geniş ilgi çekmekte ve güncelliğini korumaktadır.

- a. İkili bir bileşik olması (Basit kristal yapı).
- b. Metaller ve alaşımlar içerisinde yüksek T_c'e sahip olması.
- c. Uyum uzunluğunun geniş olması.
- d. Taneler arası zayıf bağların olmaması.
- e. Yüksek kritik akım yoğunluğu ve yüksek mıknatıslanma özelliği.
- f. Düşük anizotropi.
- g. Yüksek akım taşınması için en uygun tanecikler arası sınırlar.
- h. Ucuz olması.

5.2 MgB₂'nin Özellikleri

5.2.1 Kristal yapısı



Şekil 5.1 MgB₂'nin Kristal Yapısı (Buzea ve Yamashita 2001).

MgB₂, P6/mmm uzay grubuna dâhildir ve basit hegzagonal bir kristal yapıdadır. MgB₂'nin kristal yapısı Şekil 5.1'de gösterilmektedir. Bu yapı; Mg'nin oluşturduğu altıgen kapalı-paket katmanları tarafından ayrılmış olan grafit tipi bor katmanlarından oluşur. Mg atomları, borlar tarafından oluşturulmuş olan altıgenlerin merkezinde bulunur ve elektronlarını bor düzlemine verir. MgB₂, grafitinkine benzer bir şekilde B-B arasında güçlü bir anizotropi sergiler: bor düzlemleri arasındaki mesafe, bor düzlemi içindeki B-B mesafesinden belirgin bir şekilde uzundur. Kristal parametreleri, $a=3,086\text{Å}$ ve $c=3,524\text{Å}$ olarak bulunmuştur. Bunun yanı sıra B atomları arasındaki mesafe 0,178 nm iken Mg atomları arasındaki mesafe 0,3086 nm civarındadır.

5.2.2 Geçiş sıcaklığı T_c

MgB₂ üzerine yapılan çalışmalara göre; hem alaşım ve saf maddelerden hem de diğer bor alaşımlarından çok daha yüksek T_c değerine sahip geleneksel bir süperiletkendir. Çünkü süperiletken özellikleri yüksek sıcaklık süperiletkenlerinden çok geleneksel süperiletkenlere benzer.

Bu materyalin bağ yapısı hakkında yapılan çalışmalar; MgB_2 'nin süperiletkenlik özelliğinin kaynağının bor olduğunu ortaya koymuştur. Çünkü güçlü B-B kovalent bağı ısıtma işlemi sonunda aynen kalırken, Mg iyonize olmakta ve bunun iki elektronu B tarafından yönetilen iletim bandını sarmaktadır. Hafif boron atomlarının yüksek titreşim frekansı bu alaşım için yüksek bir T_c değeri ortaya çıkartmaktadır.

5.2.3 Eşuyum uzunluğu

Süperiletken özelliklerinden birisi de uyum uzunluğudur (ξ). Anizotropik bir süperiletkende uyum uzunluğu hem ab düzlemi ve hem de c eksenini boyunca hesaplanabilmektedir. MgB_2 için ab-düzlemi boyunca ölçülen uyum uzunluğunun $\xi_{ab} = 37-128 \text{ \AA}$ arasında, c- eksenini boyunca $\xi_c = 16-50 \text{ \AA}$ arasında değerlerini almaktadır. Bu büyüklükler numunenin külçe, kristal, film ve toz olmasına göre değişir. Bu uzunluk yüksek sıcaklık süperiletkenleri ile karşılaştırıldığında oldukça yüksek bir değerde olduğu görülmektedir ki bu da zaten BCS teorisinde beklenen bir sonuç olarak ortaya çıkmaktadır.

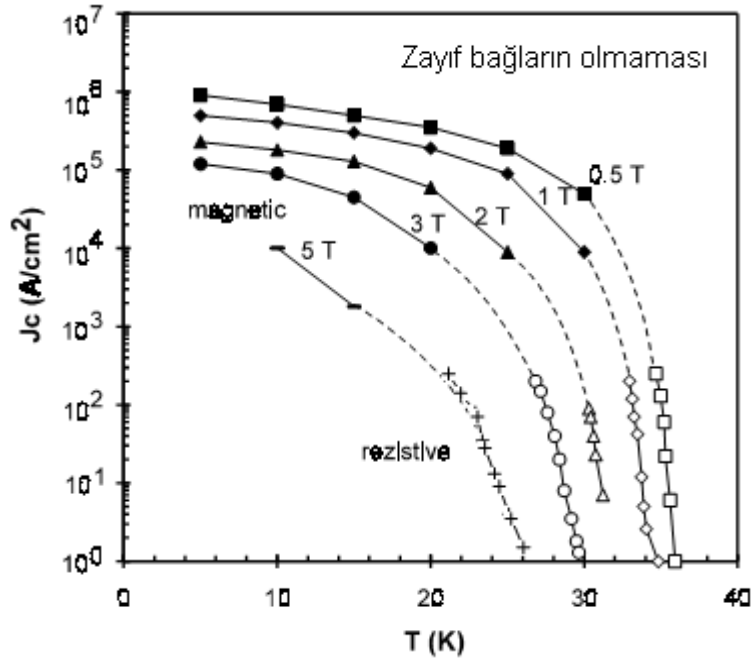
MgB_2 'ye bazı nano-parçacık eklemeleri ile bu metal alaşımın süperiletkenlik özelliklerini geliştirilmeye çalışılmıştır. Çünkü MgB_2 'nin uyum uzunluğunun geniş olması birçok nano-parçacığın perçinlenme merkezi olarak davranmasına müsaade etmektedir.

5.2.4 Zayıf bağların olmaması

Birçok miknatıslanma ölçümü göstermiştir ki: MgB_2 , tanecik sınırlarında zayıf-bağ elektromanyetik davranışı ve ya hızlı akı sürüklenmesi olayını sergilememektedir.

Daha önceki çalışmalarda, yüksek akım yoğunluğu yığın numunelerde görülmüştür. Bu, J_c 'de bir bozulma olmadan tel ve şerit yapımında avantaj olabilir. Bunun tersine, bakır bazlı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde zayıf-bağların indüklenmesinden kaynaklanan bozulma ciddi bir sorundur.

Şekil 5.2’de MgB_2 ’de zayıf bağların olmadığı gösterilmektedir. Yoğun yığın numunelerin yüksek manyetik alanlarda yapılan ölçümleri ilkel ölçümlerle çok benzer J_c değerleri vermiştir. Buda; ilkel akımın numune içinde uyumlu aktığını, tane sınırlarından etkilenmediğini doğrulamaktadır. Yani, akı hareketi J_c ’nin manyetik alan ve sıcaklık bağımlılığını belirler(Buzea ve Yamashita 2001).



Şekil 5.2 Kritik akım yoğunluğunun manyetik alana bağımlılığı.

5.3 Üretim Teknikleri:

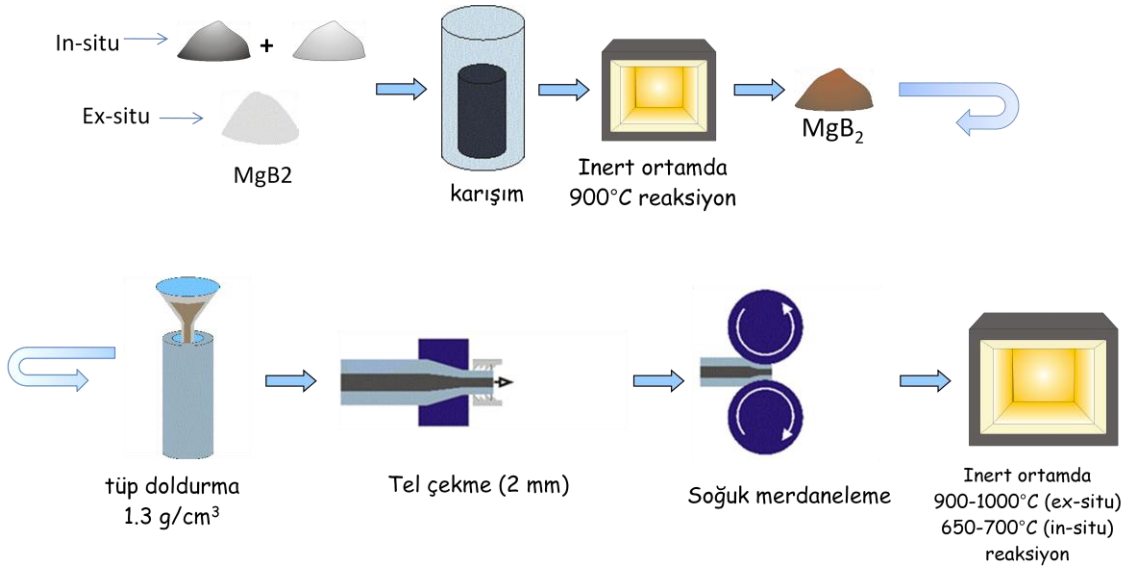
Tel üretiminde iyi bilinen iki yöntem vardır.

1. Tüp içinde toz (PIT-powder-in-tube) yöntemi
2. Sürekli tüpü toz ile doldurarak katlama (CTFF-continuous tube filling and folding) yöntemi

Bu iki yöntemde de iki farklı şekilde “in-situ” ve “ex-situ” olmak üzere 4 farklı şekilde tel üretimi yapılabilmektedir.

Tüp içinde toz metodu(PIT) Yöntemi: Bu yöntem iyi bilinen klasik bir yöntemdir. Bu yöntem kullanılarak farklı kılıflı birçok MgB_2 tel üretilmiş ve literatüre

kaydedilmiştir(Glowacki vd. 2001). Hazır MgB₂ tozları(ex-situ) kullanarak veya Mg ve amorf B tozları (in-situ) kullanarak numune üretimi mümkündür. Bir ucu kapatılmış boru içine tozlar konulup bir piston yardımıyla sıkıştırılarak borunun içinin iyi bir şekilde toz ile dolumu sağlandıktan sonra borunun diğer ucu kapatılır. Eğer in-situ yöntemiyle numune hazırlanıyorsa numune ısıtılabilir tutulur ve MgB₂ tozunun boru içinde oluşması sağlanır. MgB₂ oksijene duyarlı bir malzeme olduğu için bu işlemlerin argon atmosferinde yapılması gerekmektedir. Şekil 5.3’de “ex-situ” ve “in-situ” PIT yönteminin uygulaması şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 5.3 “Ex-situ” ve “in-situ” PIT yönteminin uygulamasının şematik gösterimi.

Sürekli Tüpü Toz ile Doldurarak Katlama (CTFF) Yöntemi: Bu yöntem yeni geliştirilen bir yöntemdir ve laboratuvar imkanlarımız dahilindedir. Şerit şeklindeki dış kılıf, makaralardan geçirilerek U şeklini aldıktan sonra, boru içine hazır MgB₂ tozu veya Mg ve amorf B tozları karışımı doldurularak kapatılır.

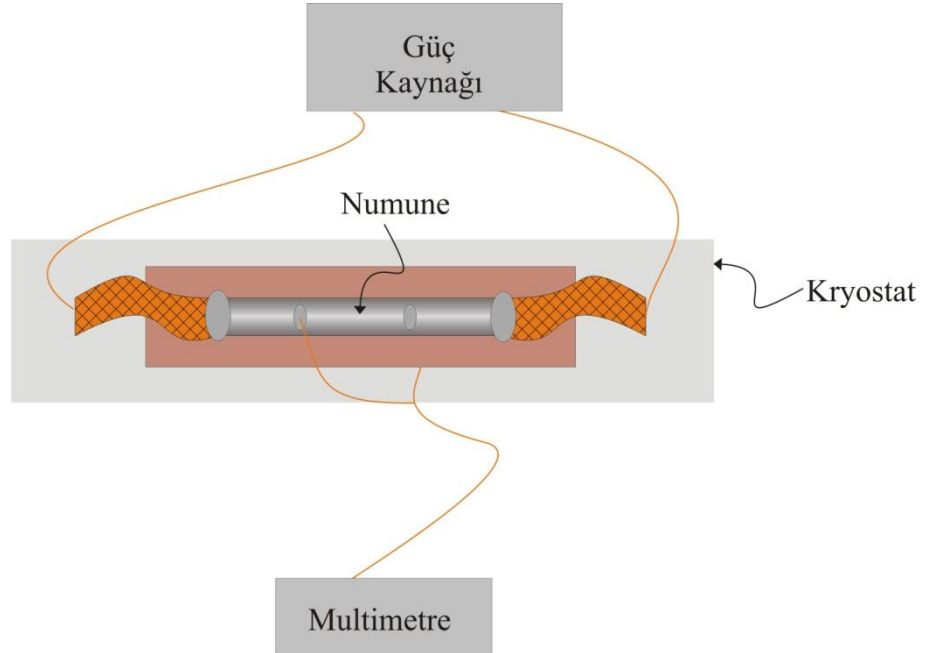
Bu yöntemlerle üretilen teller tek filamanlı tellerdir. Daha sonra bu teller daha büyük yarıçaplı bir boru(kılıf) içine konularak çok damarlı tel üretimi gerçekleştirilmiş olur. Elde edilen bu çok-damarlı telleri çeşitli haddelerden geçirerek soğuk çekme işlemiyle daha küçük çaplı teller elde etmek mümkündür. Son olarak ise bu teller silindirden geçirilerek şerit şeklini almaktadır.

6. MATERYAL VE YÖNTEM

6.1 Dört Nokta Kontak Yöntemi ile Kritik Akım Belirleme Sistemi

Dört nokta kontak yöntemi, bir süperiletken numunenin kritik akımını belirlemede yaygın olarak kullanılan standart bir metottür. Bu yöntem, standart iki nokta kontak ile direnç ölçümüne göre avantajlıdır. Çünkü iki nokta kontak yönteminde numunenin iki ucu arasındaki gerilim bir voltmetre ile kaydedilir. Kaydedilen bu değer, numunenin gerilimi ile birlikte istenmeyen kontak noktasından gelen gerilimi de içerir. Dört nokta kontak yöntemi ile bu istenmeyen durum elimine edilir.

Dört nokta kontak yöntemi şematik olarak Şekil 6.1'de gösterilmiştir. Numuneye seri olarak bağlanan güç kaynağından doğru akım verilir ve numune üzerindeki gerilim kaydedilir. Numune geçen akıma karşı bir direnç gösterirse, numune üzerinde bir gerilim düşmesi olur. Bu gerilim düşmesi dijital bir multimetre ile kaydedilir.



Şekil 6.1. Dört nokta kontak yöntemi.

Deney düzeneğinde Agilent 6617A doğru akım güç kaynağı ve Keithley 2700 Multimetre kullanılmıştır. Deney sistemi isteğe göre bilgisayar kontrollü veya manuel olarak çalışmaktadır. Bilgisayar kontrolü Labview programı ile sağlanmaktadır. Deney sonucunda elde edilen verileri kullanarak I(V) grafiği çizilir. Grafiğin doğrusal olmaya başladığı nokta belirlenir. Bu nokta akı sürüklenmesinin yani normal faza geçişin başladığı noktadır. Bu noktadan itibaren V(I) grafiği çizilir. Bu grafik güç serisine fit edilir. Grafikten elde edilen denklem;

$$y = Ax^{1/n} \quad (6.1)$$

formundadır. Bir süperiletken numune için akı akışı bölgesinde gerilim-akım ilişkisi ise;

$$E = E_c \left(\frac{I}{I_c}\right)^n \quad (6.2)$$

ile benzer şekildedir. $E_c, 1\mu\text{V}/\text{cm}$ kriterinde alınır. Bu durumda;

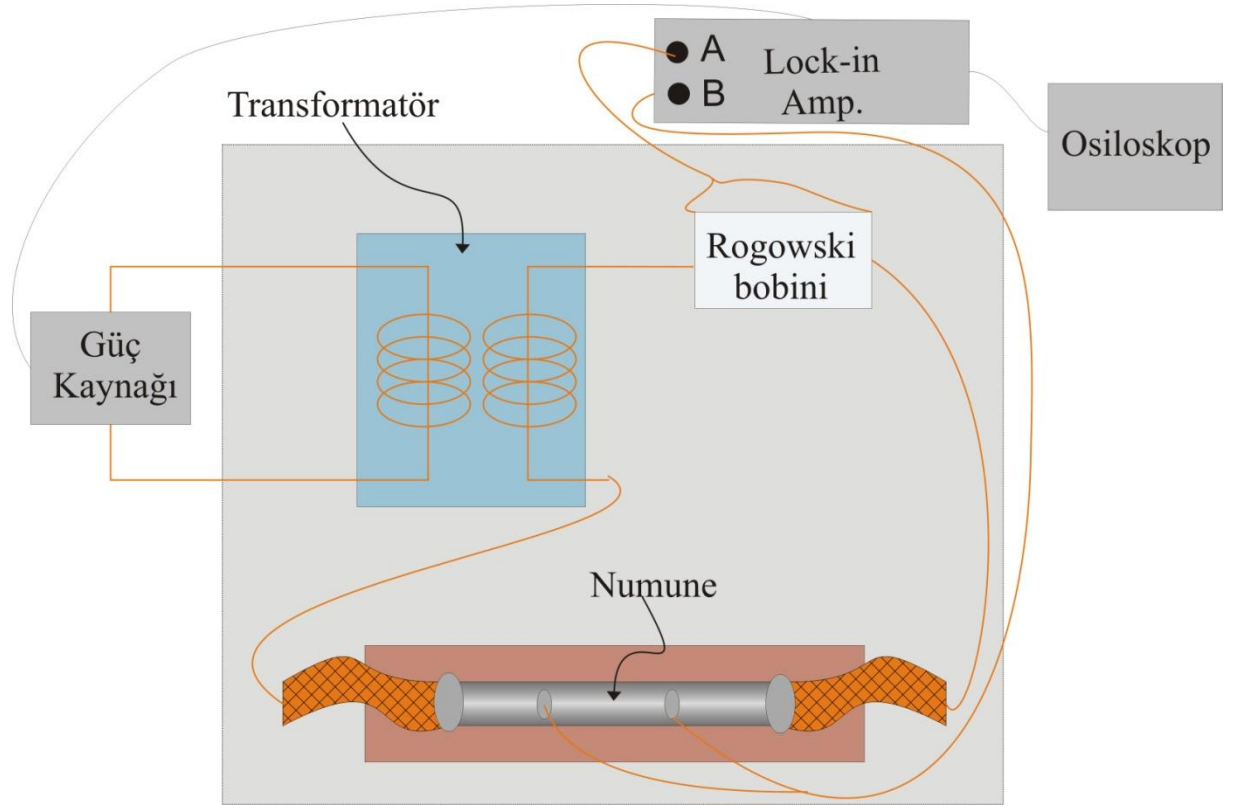
$$I = I_c V^{1/n} \quad (6.3)$$

olur. Eşitlik 6.1 ve Eşitlik 6.3 aynı formdadır. Grafik sonucunda elde ettiğimiz A sabiti kritik akım değerine eşittir.

6.2 Transport Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi

Transport alternatif akım kaybı ölçüm sistemi Şekil 6.2'de şematik olarak gösterilmiştir. Güç kaynağı olarak OSC RMX 5050 Profesyonel Güç Amplifikatörü, Lock-in Amplifikatör olarak ise EG&G Instruments 7265 DSP Lock-in Amplifikatörü kullanılmaktadır. Güç kaynağının özellikleri 1000V ve 5-6A'dir. İncelediğimiz numunelerin kritik akımları ise güç kaynağının çıkış akıma göre çok yüksektir. Bu sebeple devreden geçen akımı yükseltmek için toroidal transformator kullanılmıştır.

Devreden geçen akımı belirlemek için Rogowski bobini* kullanılmaktadır. Deneysel sistemi bilgisayar kontrollü veya manuel olarak çalışmaktadır. Bilgisayar kontrollü Labview programı ile sağlanmaktadır. Numune, numune tutucu üzerine iki noktada lehim yapılarak yerleştirilmiştir. Bu sayede devre tamamlanmış olur. Numune üzerine yapılan diğer iki kontak ise numuneden gelen gerilimi okumak için yapılmıştır. Rogowski bobininden gelen sinyal lock-in amplifikatörün A kanalına, numuneden gelen sinyal ise lock-in amplifikatörün B kanalına bağlanmıştır.



Şekil 6.2 Transport Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi.

Transport alternatif akım kaybını ölçmeye başlamadan önce, dört nokta kontak yöntemi ile numunenin kritik akımı belirlenir. Çünkü devreden geçebilecek maksimum akımın bilinmesi gerekir. Devreden geçebilecek maksimum akım belirlendikten sonra sistem

* Rogowski bobini: Alternatif akım ve yüksek hızlı akım sinyallerini ölçmek için kullanılan bir elektriksel cihazdır. Bakır bir telin dairesel bir yörünge etrafında helezonlu olarak dolanması ile oluşur.

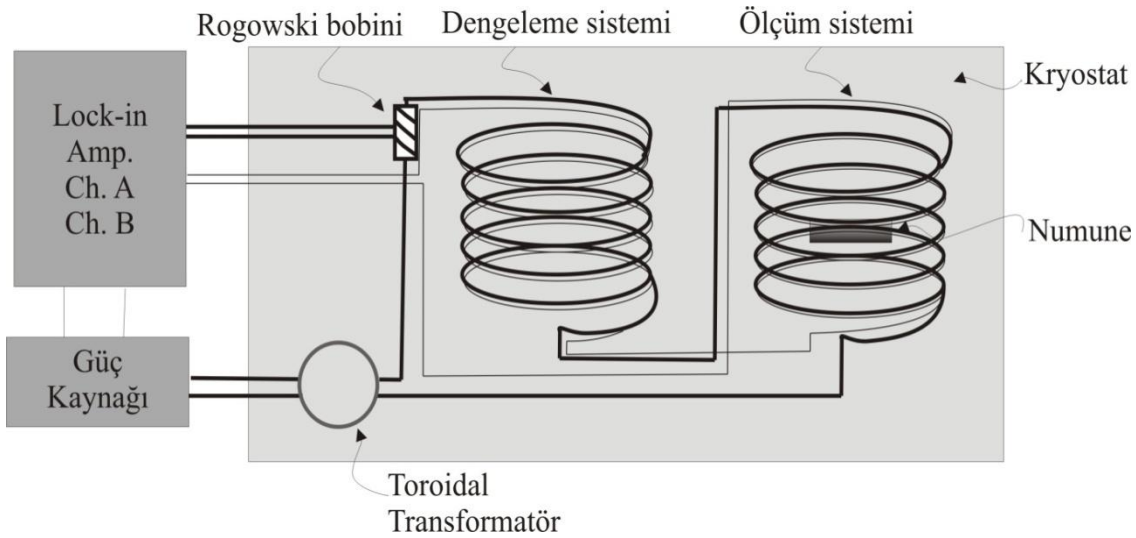
bilgisayar kontrollü olarak çalıştığı için sisteme girilecek maksimum gerilimin belirlenmesi gerekir. Rogowski bobini için;

$$V_{rog} = k_{rog}I \quad (6.4)$$

k_{rog} , rogowski bobin sabitidir. Eşitlik (6.4) kullanılarak maksimum rogowski gerilimi hesaplanarak sisteme girilir. Numune soğutulduktan sonra deneye başlanır. Deney sonucunda elde edilen verilerden yararlanılarak kayıp hesaplanır.

6.3 Manyetizasyon Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi

Güç kaynağı olarak OSC RMX 5050 Profesyonel Güç Amplifikatörü ve lock-in amplifikatör olarak ise EG&G Instruments 7265 DSP Lock-in Amplifikatörü kullanılmaktadır. Her iki bobin sistemi, rogowski bobini ve toroidal transformatör kryostat içine yerleştirilmiştir. Alternatif akım magneti ve dengeleme magneti 10cm uzunlukta numuneleri ölçebilecek şekilde tasarlanmıştır. Magnetlerin ortasında genişlik 140 mm x 22 mm'dir. Sargı yüksekliği ise üretilen manyetik alanın homojenliğini bozmamak için 23 mm seçilmiştir. Şekil 6.3'te manyetizasyon alternatif akım kayıp ölçüm sistemi şematik olarak gösterilmiştir.

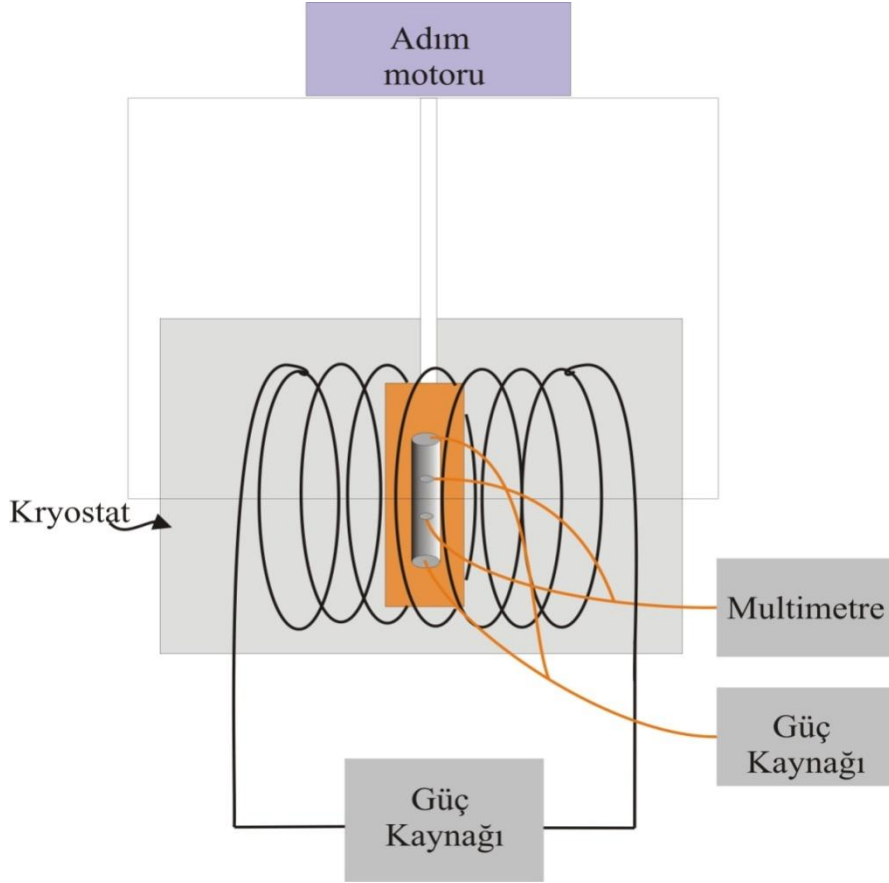


Şekil 6.3 Manyetizasyon Alternatif Akım Kaybı Ölçüm Sistemi.

Güç kaynağından çıkan akım toroidal transformatorde güçlendirilerek devreye sokulur. Magnetlerdeki akım, lock-in amplifikatörün A kanalına bağlanmış Rogowski bobininden ölçülür. Numuneden gelen sinyal ve dengeleme bobini ters seri olarak lock-in amplifikatörün B kanalına bağlanmıştır. Deney sonucunda elde edilen veriler kullanılarak kayıp hesaplanır.

6.4 Kritik Akım ile Manyetik Alan Arasındaki İlişkiyi Belirlemek İçin Kullanılan Deney Düzenegi

Şekil 6.4'de bir süperiletken numuneye farklı açı değerlerinde manyetik alan uygulandığı zaman kritik akımı tespit etmemizi sağlayan deney düzenegi gösterilmektedir. Kritik akım dört nokta kontak yöntemi ile belirlenmektedir. Bu amaçla süperiletken numune üzerine dört noktada kontak yapılmıştır. Numunenin uçlarına yapılan kontak ile numune üzerine bir doğru akım verilmektedir. İçteki iki kontak noktası ise bir multimetreye bağlanmıştır. Multimetre ile de numune üzerindeki gerilim okunmaktadır. Numune tutucu, numunenin bir eksen etrafında 360° dönmesini sağlayan bir adım motoruna bağlanmıştır. Numune etrafında bir manyetik alan oluşturmak için ise numune bir magnetin içine yerleştirilmiştir.



Şekil 6.4 Farklı açı değerlerinde manyetik alan uygulandığı zaman kritik akım hesabının yapılabildiği deney düzeneği.

Numune adım motoru ile belirli bir konuma sabitlenir. Magnet üzerinden bir akım geçilerek numune üzerinde bir manyetik alan oluşturulur. Son olarak ise dört nokta kontak yöntemi ile numunenin kritik akımı ölçülür.

Kepeco ve HP 6031A güç kaynakları magneti beslemek için kullanılır. Kepeco güç kaynağı ile magnet en fazla 135mT'lık manyetik alan üretirken, HP 6031A güç kaynağı ile ise 250mT'ya kadar manyetik alan üretmek mümkün olmaktadır. Deney sistemi bilgisayar kontrollü veya manuel olarak çalışmaktadır. Bilgisayar kontrolü Labview programı ile sağlanmaktadır.

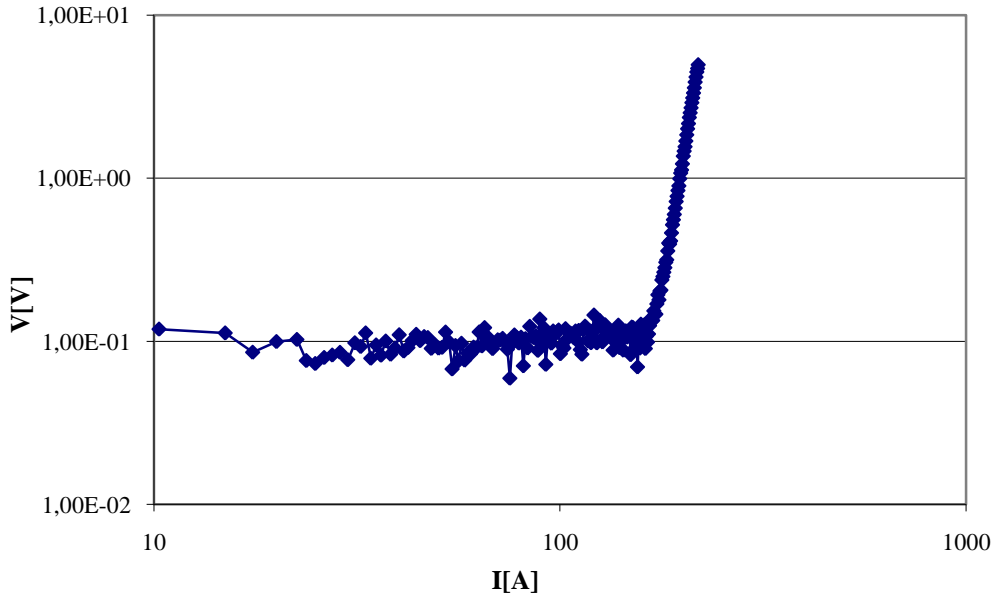
7. BULGULAR VE TARTIŞMA

7.1 Çok Damarlı Bi-2223/Ag Şerit

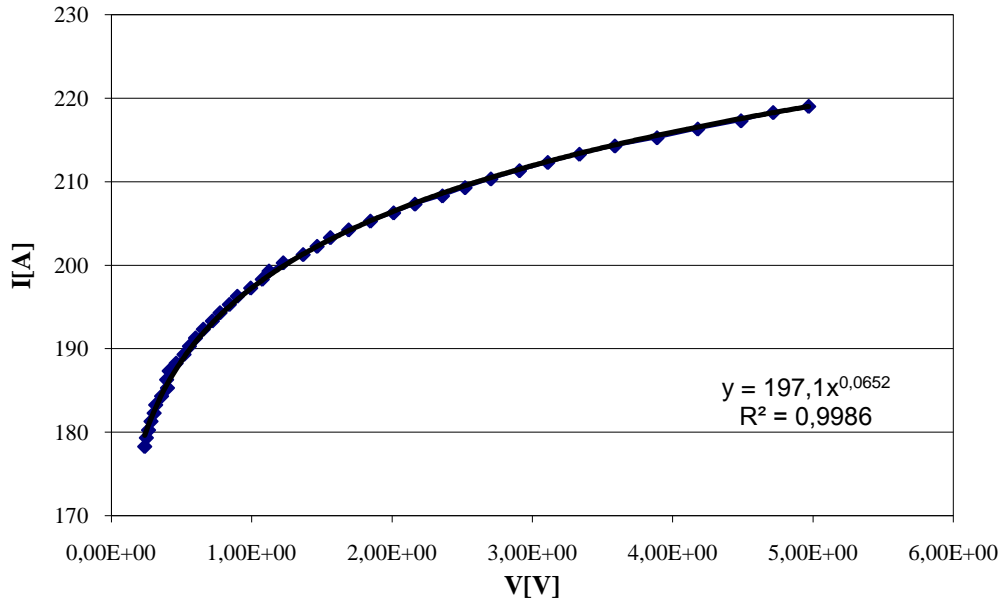
Ticari olarak satın alınan çok damarlı Bi-2223/Ag şeridin süperiletkenlik özelliklerini geliştirmek için şeridin kenarlarını at nalı şeklinde nikel ile kaplayarak kritik akım ve AA kaybı gibi süperiletken özelliklerinin nasıl değiştiğini hem deneysel hem de hesaplamaya yoluyla araştırdık. Bu amaçla aşağıda detaylı olarak anlatılan işlemler yapılmıştır.

❖ Kritik Akım Ölçümü:

Ticari olarak satın alınan çok damarlı Bi-2223/Ag şerit üzerinde dört nokta kontak yöntemi ile numunenin kritik akımı belirlendi. Şekil 7.1 ve Şekil 7.2’de kritik akımı belirlemek için kullandığımız Gerilim-Akım ve Akım-Gerilim grafikleri gösterilmektedir.

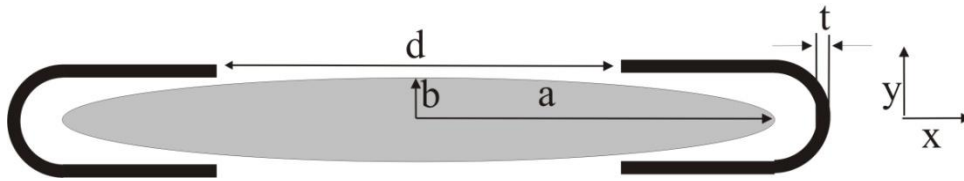


Şekil 7.1 Bi-2223/Ag şerit için V(I) grafiği.



Şekil 7.2 Bi-2223/Ag şerit için I(V) grafiği.

Bölüm 6.1’de anlattığımız dört nokta kontak yöntem ile numunenin kritik akımı 197,1A olarak bulunmuştur. Bi-2223/Ag çok filamanlı şeridin kenarları ferromanyetik bir malzeme ile kaplandığı zaman kritik akımı arttığı deneysel ve numerik hesaplamalarla gösterilmiştir(Gömöry vd. 2006 ve Vojenciak vd. 2009). Bu amaçla, çok damarlı Bi-2223/Ag şeridin performansını yükseltmek için şeridin uçları at nalı şeklinde elektroliz yöntemi kullanılarak nikel ile kaplanmıştır. Şekil 7.3’te uçları nikel ile kaplanmış şeridin kesit yüzeyinin şematik gösterimi, Şekil 7.4’te ise optik mikroskobu ile çekilmiş fotoğrafı gösterilmektedir.

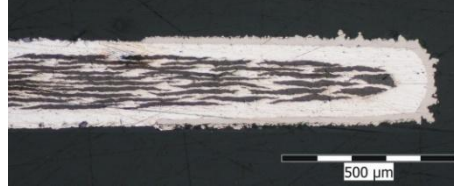


Şekil 7.3 Nikel ile kaplanmış Bi-2223/Ag şeridin kesit yüzeyinin şematik gösterimi.

a ve b elipsin yarı eksenleri, d nikel ile kaplanmayan şerit uzunluğu, t nikel tabakasının kalınlığıdır.



(a)



(b)

Şekil 7.4 Nikel ile kaplanmış Bi-2223/Ag şeridin kesit yüzeyinin optik mikroskop ile çekilmiş fotoğrafı (a) tüm yüzey, (b) Ni ile kaplanmış kenar.

❖ Nümerik Hesaplama Prosedürü:

Çok damarlı Bi-2223/Ag şeriti analiz etmek için bir dizi hesaplama yapılmıştır. Hesaplamalarda kolaylık olması açısından çok damarlı süperiletken bölge eliptik bir süperiletken bir çekirdek olarak kabul edilmiştir. Numunenin kritik akımı belirleyebilmek için şeritteki bütün süperiletken bölgenin kritik akım yoğunluğu ile dolu olduğu anda akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımının bilinmesi gerekmektedir. Süperiletken kesitte kritik akım yoğunluğu davranışını bulmak için ticari sonlu eleman kodu (commercial finite element code) FEMLAB (Comsol) kullanılmıştır (<http://www.comsol.com>). Şeridin boyuna doğrultuda özelliklerinin değişmez olduğu kabul edilerek hesaplamalar iki boyutta yapılmıştır.

Süperiletken tamamen kritik akım yoğunluğu ile doldurulduğu zaman kritik akım değerine ulaşmış olur. Yerel kritik akım yoğunluğu ise genellikle farklı yerel manyetik alandan dolayı her yerde aynı değildir. Bu sebeple yerel akım yoğunluğu aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$j_c(B_{\perp}, B_{\parallel}) = \frac{j_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{k^2 B_{\perp}^2 + B_{\parallel}^2}}{B_0}\right)^{\beta}} \quad (7.1)$$

j_{c0} numune üzerinde uygulanan bir manyetik yokken kritik akım yoğunluğu, B_0 karakteristik manyetik alan, β alan bağımlılığının üstel faktörü ve k anizotropi faktörüdür. Bu formülde uygun parametreler kullanılarak FEM kodu ile gerçeğe eşit akım dağılımı davranışını bulabilir. Bulunan bu kritik akım yoğunluğu davranışını bütün süperiletken üzerinden integre ederek süperiletkenin kritik akım değerini hesaplanabilir;

$$I_c = \int_S j_c(x, y) dS \quad (7.2)$$

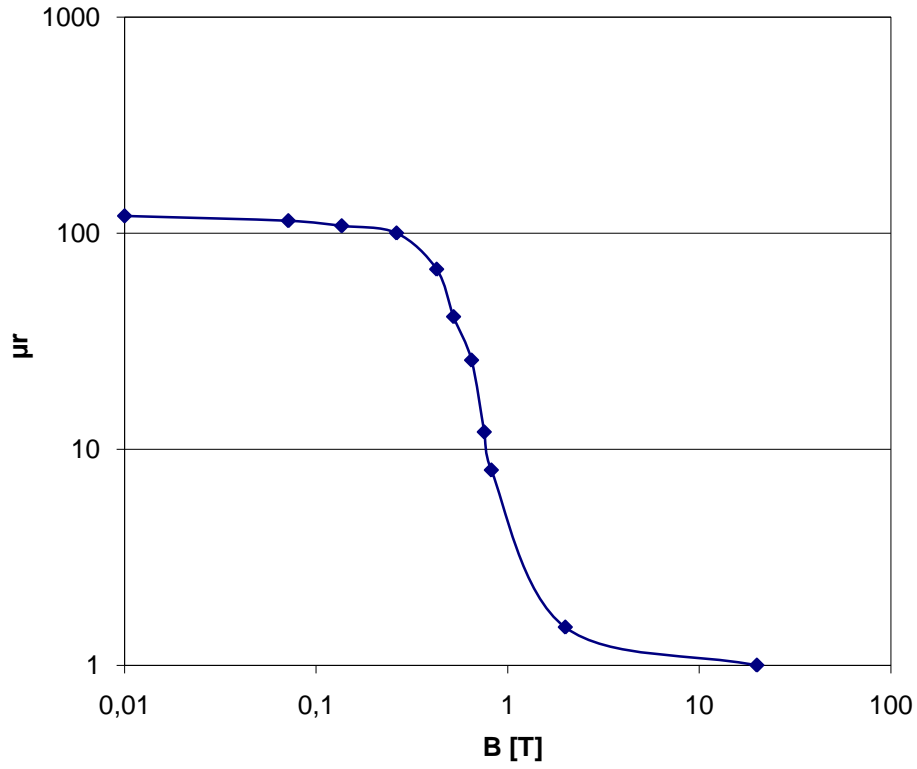
Hesaplama kullanılan diğer yararlı bir ifadede manyetik vektör potansiyeli \mathbf{A} 'dır.

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \right) = \vec{j} \quad (7.3)$$

μ , manyetik geçirgenlik ve \mathbf{j} elektrik akım yoğunluğudur. İki boyutlu formülasyonda, manyetik vektör potansiyeli ve akım yoğunluğu sadece z bileşenine sahiptir. Bu sebeple manyetik alan;

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (7.4)$$

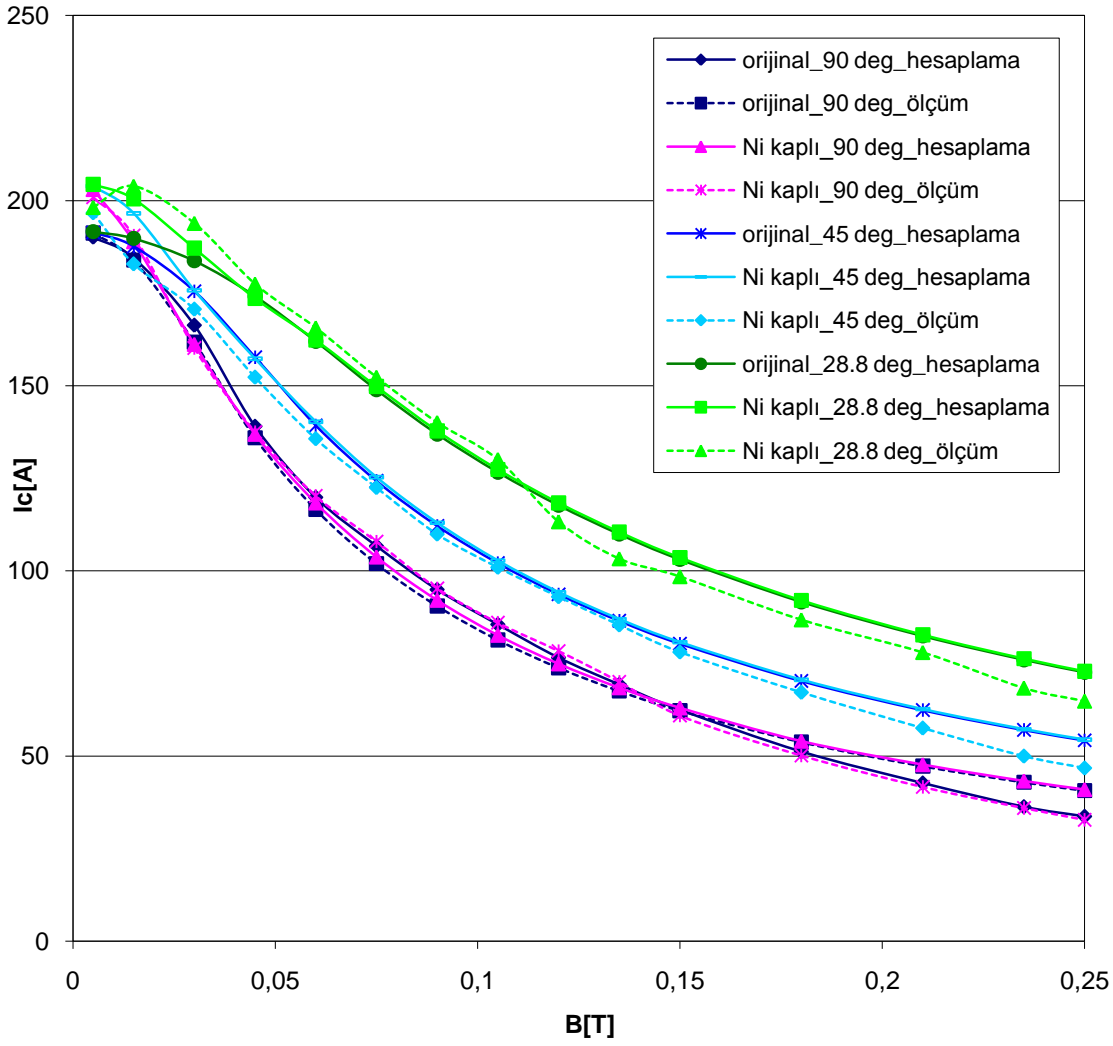
B_x ve B_y bileşenleri sıfırdan farklıdır. Boşluk ve süperiletken yüzey için manyetik geçirgenlik $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m olarak alınmıştır. Ferromanyetik kılıf içinse Şekil 7.5'teki grafikte bulunan değerler kullanılmıştır.



Şekil 7.5. Manyetik alana göre bağıl geçirgenlik bağımlılığı.

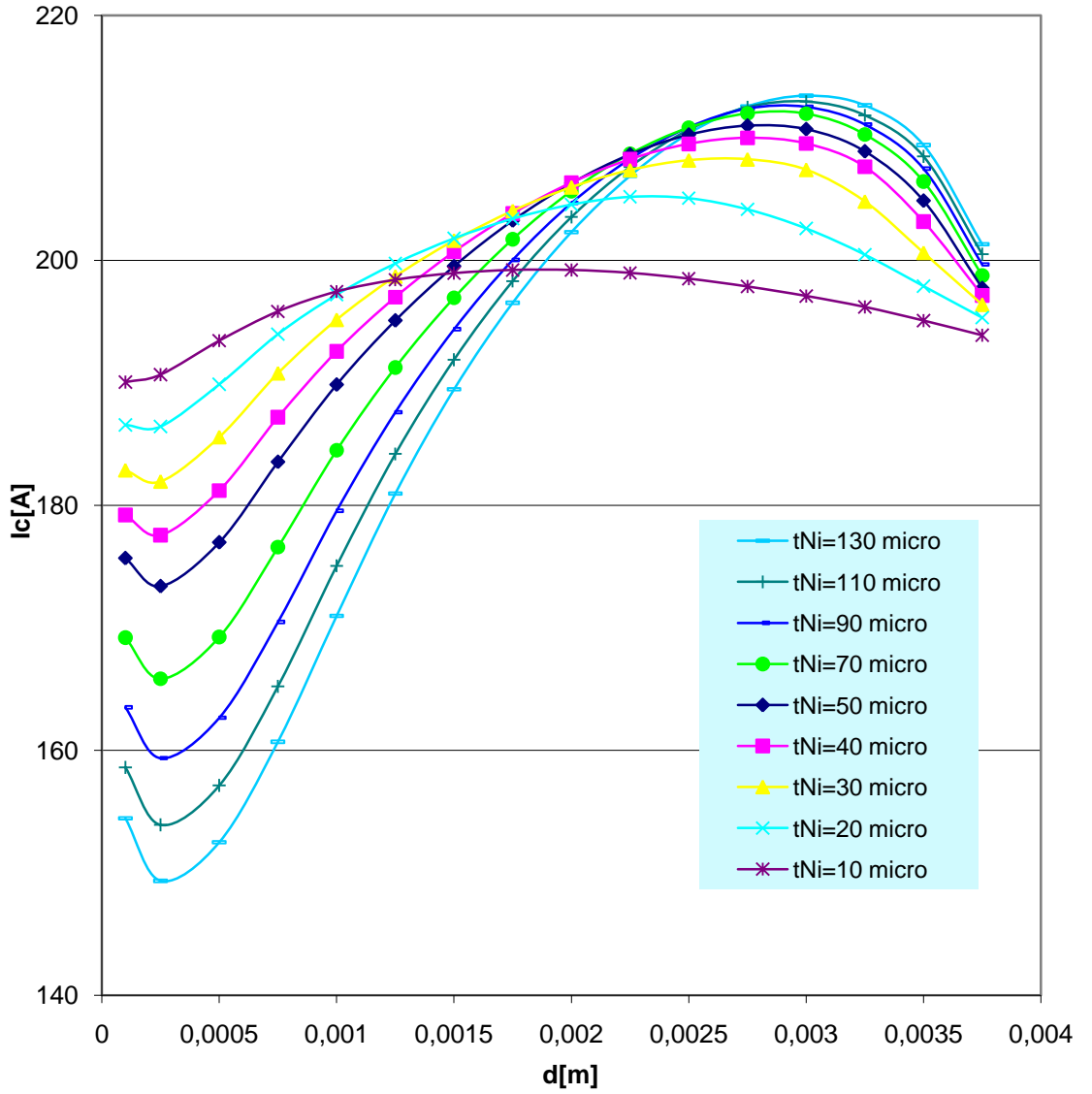
❖ Temel Süperiletken Parametreler:

Süperiletken özellikleri belirlemek için, farklı açılarda sıfırdan 0,25 T'ya kadar manyetik alan uygulanmıştır. Ölçülen ve hesaplanan kritik akım değerleri karşılaştırılarak yukarıda anlatılan nümerik hesaplama prosedürü kullanılarak süperiletken özellikler belirlenmiştir. Eşitlik (7.1)'deki $j_{c0} = 4.5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, $B_0 = 0.05 \text{ T}$, $\beta = 1.05$ and $k = 0.1$ değerlerinde deneysel ve hesaplanan veriler en iyi uyumu göstermiştir. Manyetik alana göre ölçülen ve hesaplanan kritik akım bağımlılıkları Şekil 7.6'da gösterilmektedir.



Şekil 7.6 Manyetik alana karşı farklı yönelimlerde olan numune için ölçülen ve hesaplanan kritik akım değerleri.

Çok damarlı Bi-2223/Ag şeridin kenarlarını at nalı şeklinde nikel ile kaplamanın kritik akımı arttırdığından bazı makalelerde bahsedilmiştir (Alamgir vd 2005, Majoros vd 2001 ve Gömory vd 2007). Fakat uygun olmayan kaplama parametreleri (t = nikel kaplamanın kalınlığı ve d = şerit üzerinde kaplanmadan kalan mesafe veya iki nikel uç arasındaki mesafe) sonuçları olumsuz yönde etkileyebilir. Bu sebeple, kaplamanın süperiletken özellikleri nasıl etkilediğinin hesaplanması gerekir. Self-alan kritik akımın d parametresi üzerindeki etkisi Şekil 7.7’de gösterilmiştir. Grafiklerdeki değişken parametre nikel kaplamanın kalınlığı t ’dir.



Şekil 7.7 Self-alan kritik akımın kaplanmamış mesafe d üzerindeki bağımlılığı.

Bu grafiği kullanarak ferromanyetik kaplama parametrelerinin optimum değerini bulabiliriz. 50 µm kalınlık için optimum d değeri 3 mm'dir.

Bu grafik kullanılarak ferromanyetik kaplama parametrelerinin farklı kombinasyonlarında bir seri numune hazırlanmıştır. Tablo 1'de bu bir seri olarak hazırlanan numunelerden seçilmiş olanlarının temel parametreleri özetlenmektedir.

Tablo 1. Seçilmiş numunelerin bazı temel parametreleri

Numune No	d [mm]	t [μm]	Toplam Ni miktarı $\times 10^{-9}$ [m^2]	I_{c0} hesaplanan [A]	I_{c0} ölçülen [A]
1	4.3	0	-	192.19	197.1
2	2.2	22	102.5	205.82	210.6
5	3.1	20	57.2	201.95	198.9
6	3.2	24	63.8	202.96	200.7
7	2.9	16	52.2	201.04	201.2

Tablodan da anlaşılacağı gibi kritik akımda % 7'lik ufak bir artış gözlenmiştir. Hesaplanan ve ölçülen veriler arasında iyi bir uyum söz konusudur. Hesaplamalarımız deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığı zaman deneysel verilerden çok az daha küçüktür. Buradaki farklılığın sebebi şerit geometrisinin basitleştirilmiş olması olabilir. Çok damarlı bölge tek bir çekirdek olarak alınmış ve nikel şeridin kalınlığı her yerde sabit olarak kabul edilmiştir. Ferromanyetik tabakanın görsel denetimi bu tabakanın muhtemel düzgün olmayan özelliklerini açığa çıkartmak için yeterli olmayabilir. Fakat, self-alan ve farklı manyetik alan bağımlılıklarında kritik akımın iyi bir tahmin edildiği durum Şekil 7.6'da gösterilmektedir.

❖ AA Kayıp:

Kritik akımda olduğu gibi süperiletken bir şeridin kenarlarını ferromanyetik bir madde ile kaplamak AA kaybı pozitif veya negatif yönde etkileyebilmektedir. Bu sebeple bu bölümde kaplamanın AA kaybı nasıl etkilediğini hem hesaplama hem de deneysel olarak göstermiştir. AA kaybı belirleyebilmek için periyodik manyetik alan değişimine karşılık gelen belirli sayıda manyetik alan numuneye uygulandığında alan davranışı FEM kodu ile hesaplanmıştır.

Başlangıçta süperiletkene herhangi bir akım uygulanmadığını düşünelim, $j=0$. Bunun anlamı manyetik alan 0'dan $B_{ac,1}$ 'e atlasın. Başlangıç durumunda $A_0^1(x, y)$ değerinde

olan vektör potansiyelde $A_1^1(x, y)$ gerçek değerine değişir. Başlangıç durumunda akım yoğunluğu sıfır olduğu için akım yoğunluğu şu şekilde verilebilir;

$$j_1(x, y) = \begin{cases} +j_c & A_1^1(x, y) < A_0^1(x, y) \\ -j_c & A_1^1(x, y) > A_0^1(x, y) \\ 0 & A_1^1(x, y) = A_0^1(x, y) \end{cases} \quad (7.5)$$

Daha sonra manyetik alanda $B_{ac,1}$ 'den $B_{ac,2}$ 'ye değiştirildiğinde, burada da yine aynı prensiple vektör potansiyelin yerel değerlerini karşılaştırarak akım yoğunluğu dağılımını bulabiliriz.

Diğer bir yaklaşım ise, B_{ac} düzgün olarak arttırıldığı bir durumda manyetik akı monotonik olarak süperiletken içine girsin. $A^1(x,y)$ nötr bölge ile (x, y) bölgesi arasındaki vektör potansiyel olsun. Bunun şu anlama gelir: A^1 ilk bölümde monotonik olarak artar. Bu sebeple

$$j_1(x, y) = \begin{cases} +j_c & A^1(x, y) < A_p^1(x, y) \\ -j_c & A^1(x, y) > A_p^1(x, y) \\ 0 & A^1(x, y) = A_p^1(x, y) \end{cases} \quad (7.6)$$

A_p^1 , transport akımın veya uygulanan manyetik alanın bir önceki adımdaki değişiminden elde edilen yerel vektör potansiyel değeridir. Eşitlik (7.6) işaret fonksiyonu ile de şu şekilde gösterilebilir;

$$j_{ilk}(x, y) = j_c \operatorname{sgn}(A_p^1(x, y) - A^1(x, y)) \quad (7.7)$$

Bu ifade tanh fonksiyonuna benzemektedir ve hesaplamalarda işlem kolaylığı açısından eşitlik (7.7) aşağıdaki gibi alınmıştır;

$$j_{ilk}(x, y) = j_c \tanh\left(\frac{A_p^1(x, y) - A^1(x, y)}{A_n}\right) \quad (7.8)$$

A_n 'in seçimi farklı akım yoğunluğuna sahip bölgeler arasındaki sınırın kalınlığını etkiler. Şimdiye kadar transport akım ya da manyetik alanın sıfırdan maksimum değere ulaşmaya kadar düzgün arttığı durumu ele aldık.

Şimdi ise transport AA döngüsünde azalan manyetik alan kısmını inceleyelim. Başlangıç kısmından farklı olarak eşitlik (7.6)'da ifade edilen 0 kritik akım değeri bir önceki adıma bağlı olarak değişebilir. Bir önceki adımda vektör potansiyelde herhangi bir değişme yoksa kritik akım yoğunluğu değeri önceki adımdaki değerini alır, yani 0, $+j_c$ veya $-j_c$ olabilir. Eşitlik (7.6)'daki ilk iki satır aynı kalırken üçüncü satır değerini j_p ile ifade etmek gerekir. Bu durumda süperiletkenin akım yoğunluğunu yeniden ifade etmek gerekirse;

$$j_s(x, y) = \begin{cases} +j_c & A^1(x, y) < A_p^1(x, y) \\ -j_c & A^1(x, y) > A_p^1(x, y) \\ j_p(x, y) & A^1(x, y) = A_p^1(x, y) \end{cases} \quad (7.9)$$

Bu ifade AA döngünün herhangi bir bölümü(azalan veya artan) için geçerlidir.

Numuneye y yönünde bir B_a manyetik alanı uygulandığını düşünelim(numunenin geniş yüzeyine dik). Bu manyetik alan

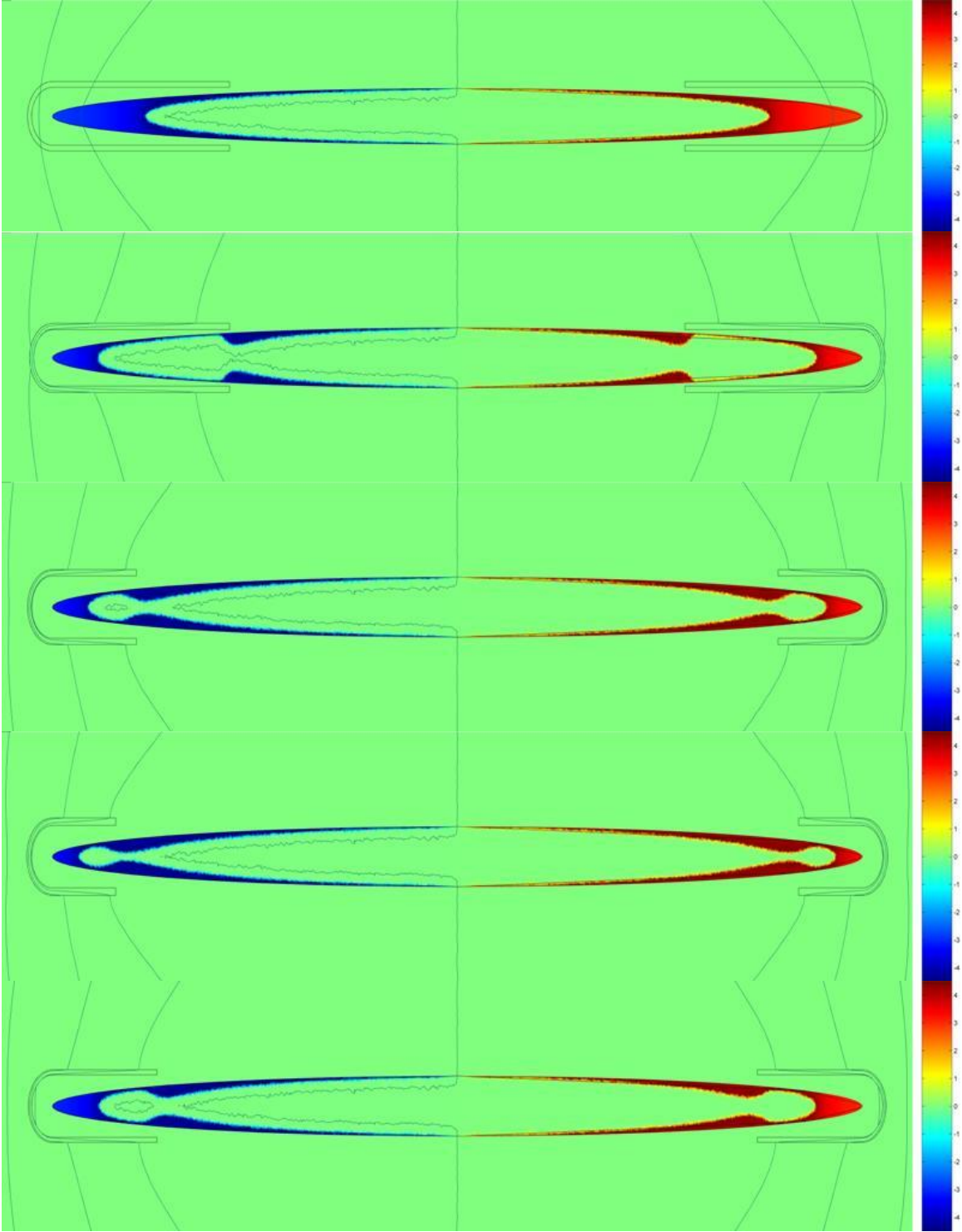
$$A^1(R, t) = -\vec{x}B_a(t) \quad (7.10)$$

şeklinde bir vektör potansiyel oluşturur. AA kaybı belirleyebilmek için, manyetik alanın periyodik olarak değiştiği bir seri manyetik alan uygulanan bir durum için FEM kodu yöntemi dağılımının nasıl olduğunun hesaplanması gerekir.

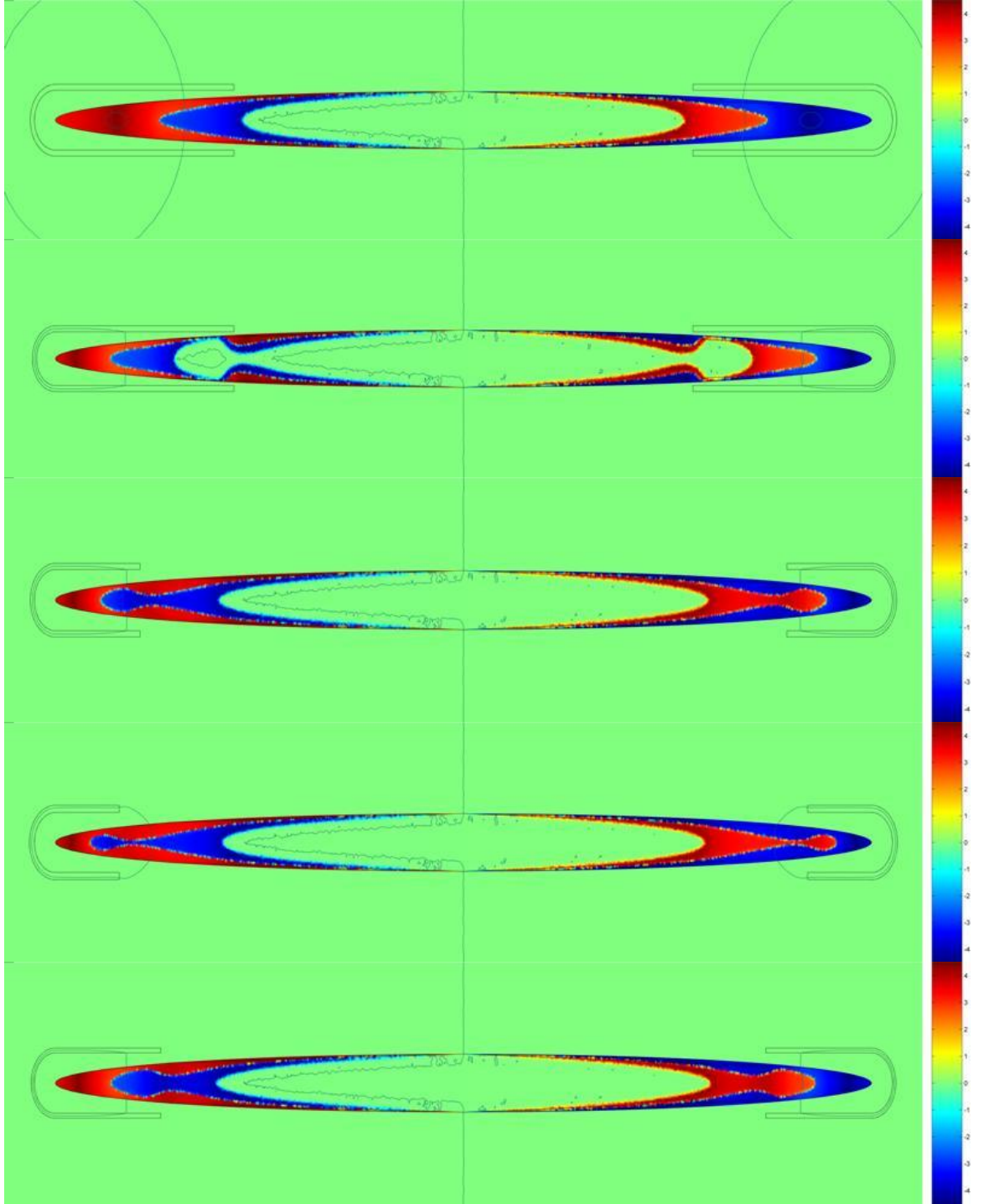
Mıknatıslanma AA kaybı: İlk olarak, manyetik alanı sıfırdan maksimum değeri B_a 'ya değiştirelim. Bu durum için $A_p^1(x, y) = 0$ ve $j_p(x, y) = 0$ olduğunu kabul edelim. Eşitlik (7.8)'i bu durum için yazacak olursak;

$$j_{s,ilk}(x,y) = j_c \tanh\left(\frac{-A^1(x,y)}{A_n}\right) \quad (7.11)$$

şeklinde yazılabilir. Şekil 7.8’de bu yolla hesaplanmış 5 farklı numune (No1, No2, No5, No6, No7) için hesaplanan akım ve alan davranışlarını görüyoruz. Şekilde 10 mT’lık bir manyetik alan numunenin geniş yüzeyine dik olarak uygulanmaktadır. Elektrik akım yoğunluğu renklerin koyuluğu ile manyetik alan ise sabit vektör potansiyel çizgileri ile karakterize edilmiştir. Toplam ferromanyetik malzeme (Ni) miktarı ve self-alan kritik akımı en fazla olan No2 numunesi en büyük nötr bölgeye sahiptir. Bu numunenin kesit yüzeyini doyurabilmek için diğer numunelerden daha fazla bir manyetik alan uygulamak gerekir. Şekil 7.9’da ise uygulanan manyetik alan 20 mT’dan 0 mT’ya monotonik olarak indirildiğinde 0 mT değerinde 5 farklı numune için hesaplanan akım ve alan davranışları gösterilmektedir. AA kayıp tahminlerinde en uygun davranış manyetik alan belirli bir manyetik alan değerinden başlayarak sıfıra doğru azatlığında numune içinde kalan mıknatıslanmanın belirlenmesi şeklindedir. Manyetik alan numune içine girerken ilk olarak dışarıdaki perçinlenme merkezlerini doldurur, manyetik alan arttırılmaya devam ettikçe içerdeki perçinlenme merkezleri dolmaya başlar. Manyetik alan azaltılmaya başladığında ise Şekil 7.’da da açıkça görüldüğü gibi ilk olarak dışarıdaki perçinlenme merkezleri boşalmaktadır.



Şekil 7.8 No1, No2, No5, No6, No7 kodlu Bi-2223/Ag şeritlere $B_a=10$ mT uygulandığı zaman hesaplanan akım ve alan davranışları.



Şekil 7.9 Uygulanan manyetik alan 20 mT'dan 0 mT'ya monotonik olarak indirildiğinde 0 mT değerinde No1, No2, No5, No6, No7 kodlu Bi-2223/Ag şeritler için hesaplanan akım ve alan davranışları.

Uygulanan manyetik alan B_{mak} 'dan $-B_{mak}$ 'a azaltıldığı devam eden akım ve alan dağılımlarının hesabında kullanmak için $B_a=B_{mak}$ olduğu yerde $A_{max}^1(x,y)$ program

tarafından kaydedilir. Düzgün olarak azalan manyetik alan değerlerinde dağılım hesaplanır. Azalan bir seri boyunca toplam 21 değer hesaplanır. Toplam AA kaybı hesaplamak için azalan bir seriyi hesaplamak yeterlidir, çünkü artan kısım azalan serinin simetriğidir. Histeresiz eğrisi toplam 42 noktada yapılan hesaplamalar sonucunda ortaya çıkar. Her bir davranış için şeridin birim uzunluğundaki manyetik moment m ve mıknatıslanma $M=m/S_{sc}$ belirlenir. S_{sc} süperiletken kesit yüzeyidir. Manyetik alan y yönünde uygulanıyorsa, AA kayba mıknatıslanmanın katkısı;

$$M(B_{ac}, B_a) = \frac{1}{S_{sc}} \int_{sc} -\vec{x} j(x, y) dS_{sc} \quad (7.12)$$

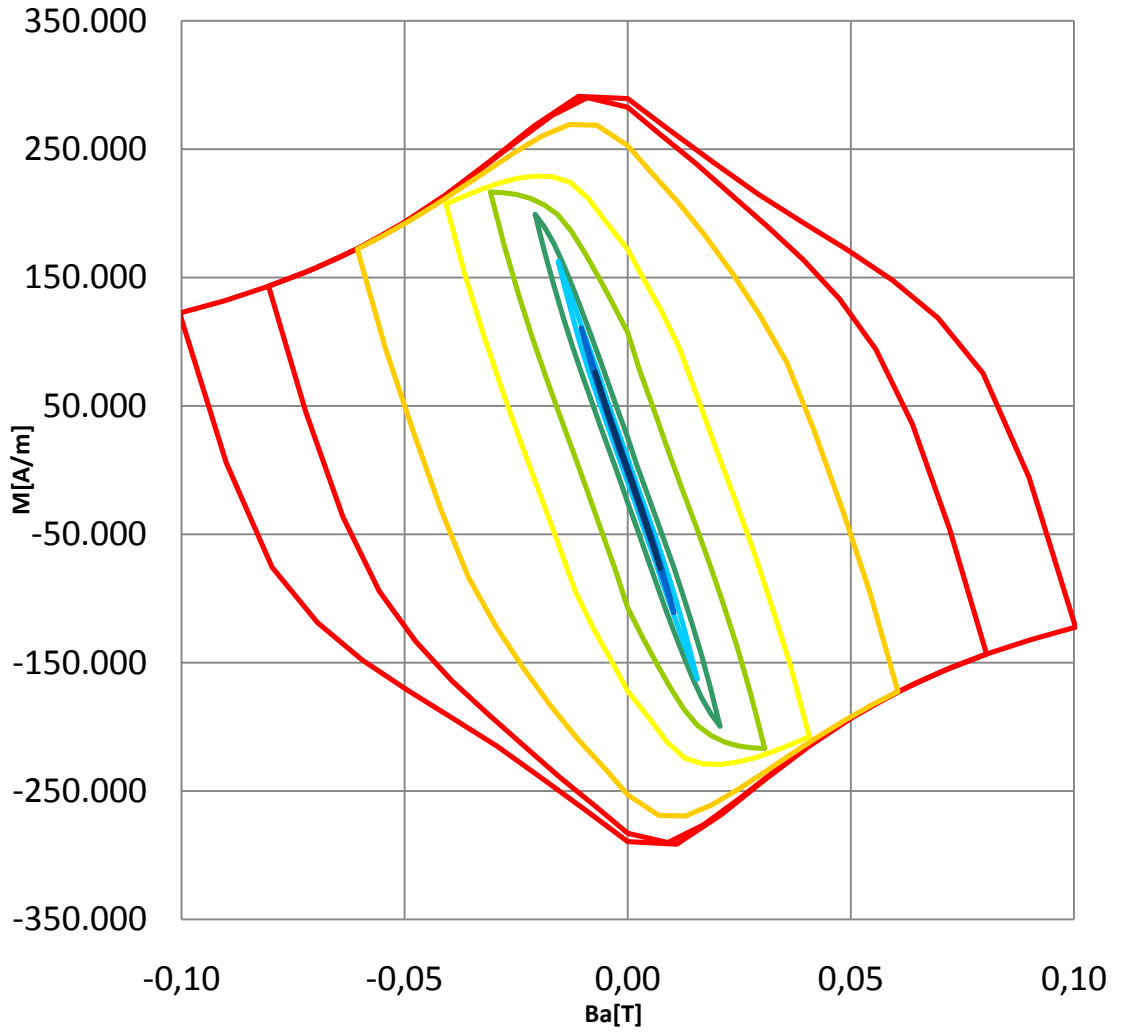
AA kaybı bulmak için mıknatıslanma eğrisinin alanını hesaplamamız gerekir. Şekil 7.10'da hesaplanan M mıknatıslanma değerlerine karşılık gelen manyetik alan grafiği gösterilmiştir. Bu histeresiz eğrisi sadece süperiletken çekirdek için geçerlidir. Birim hacimdeki AA kaybı

$$Q_{msc}(B_a) = -\oint M(B_{ac}, B_a) dB_{ac} \quad (7.13)$$

integrasyonu ile hesaplanabilir. Ferromanyetik kılıfın histeresiz kaybı dışındaki durumu göz önüne alırsak, bu kayıp çok damarlı kompozit şeridin toplam AA kaybıdır. Nikel tabakasının varlığından dolayı hesaplanan bu toplam AA kayba ek bir kayıp daha ilave etmek gerekir. Nikelin histeresiz kaybı şu şekilde verilir;

$$Q_{Ni} = Q_s \begin{cases} \left(\frac{B}{B_s}\right)^2 & B \leq B_s \\ 1 & B > B_s \end{cases} \quad (7.14)$$

$Q_s = 2750 \text{ J.m}^{-3}$ ve $B_s = 0,5 \text{ T}$ 'dir.

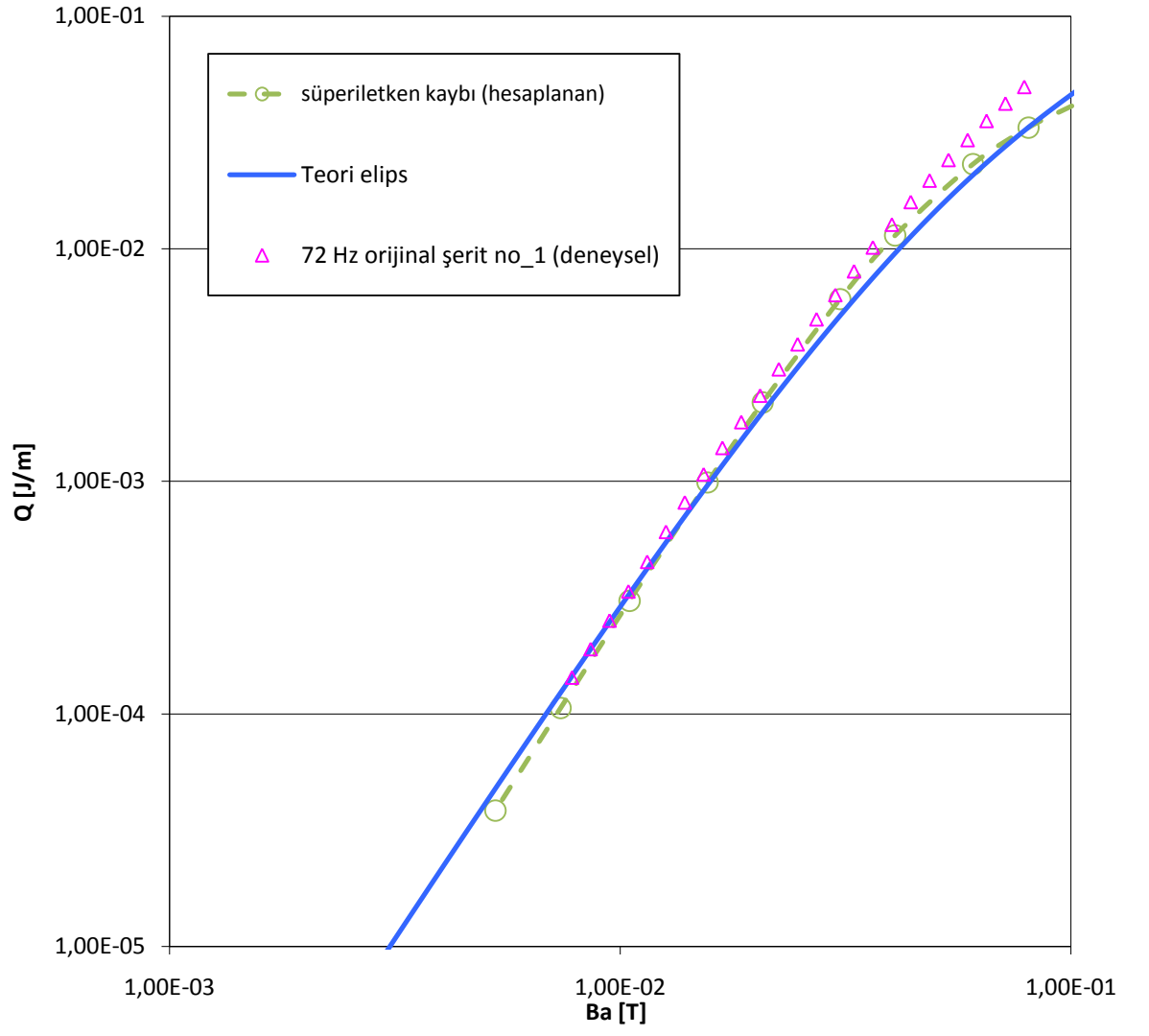


Şekil 7.10 Süperiletken çekirdek için hesaplanan M mıknatıslanma değerlerine karşılık gelen manyetik alan grafiği.

Orijinal ve kenarları Ni kaplı Bi-2223/Ag şeridin mıknatıslanma AA kaybı bölüm 6.3’de detaylı olarak anlatılan yöntem (calibration free method)(Souc vd. 2005) ile Lock-in Amplifikatörü kullanılarak ölçülmüştür. Herhangi bir frekans bağımlılığı olup olmadığını görmek için ölçümler 18-144 Hz frekans aralığında tekrarlanmıştır. Herhangi bir frekans bağımlılığı gözlenmemiştir. Frekans bağımlılığı olup olmadığını görmek nümerik hesaplamalar açısından önemlidir. Çünkü hesaplamalarımızda süperiletken ve ferromanyetik malzemenin sadece histeretik AA kayba sahip olduğu varsayılır ve şeridin gümüş matrisindeki muhtemel eddy akımlar ihmal edilir. Eğer

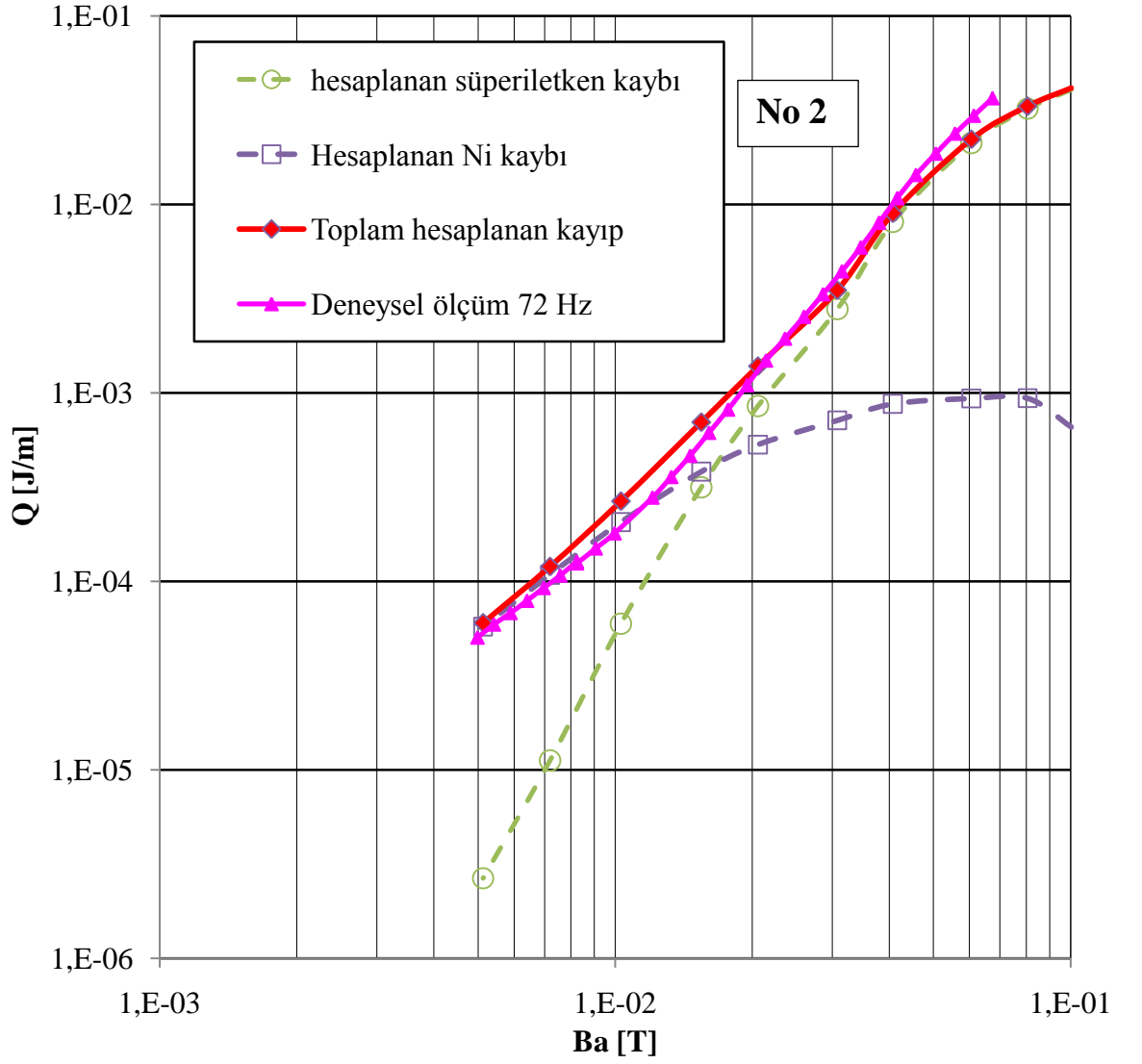
ölçümlerimize eddy akım kayıplarından önemli bir katkı geliyorsa, bu hesaplama metodu bu tip bir şerit için doğru değildir.

Yukarıda anlatılan akım ve alan dağılımları kullanılarak, AA kayıp davranışı hesaplanmıştır. Deneysel olarak bulunan sonuçlarla hesaplanan veriler karşılaştırılmıştır. Şekil 7.11'de orijinal(çıplak) şerit için AA kayıp grafiği gösterilmiştir. İçi boş üçgenler deneysel olarak ölçülen AA kaybı, kesikli çizgilerle birlikte içi boş daireler süperiletken üzerinde hesaplanan kaybı, düz çizgi ise eliptik kesit yüzeyi için tahmin edilen yarı-analitik model (Gömöry vd. 2002) için hesaplanan kaybı göstermektedir. Deneysel, nümerik hesaplama ve analitik model sonuçları iyi bir uyum içerisindedir. Bu uyum uygulanan hesaplama metodunun doğruluğunu göstermektedir. Nümerik hesaplama sonuçları analitik model sonuçlarına oldukça yakındır. Deneysel sonuçlar nümerik ve analitik model sonuçları ile karşılaştırıldığında bunlardan çok az farklıdır. Bunun muhtemel sebebi, basitleştirilmiş geometri ve $J_c(B)$ bağımlılığı olabilir.

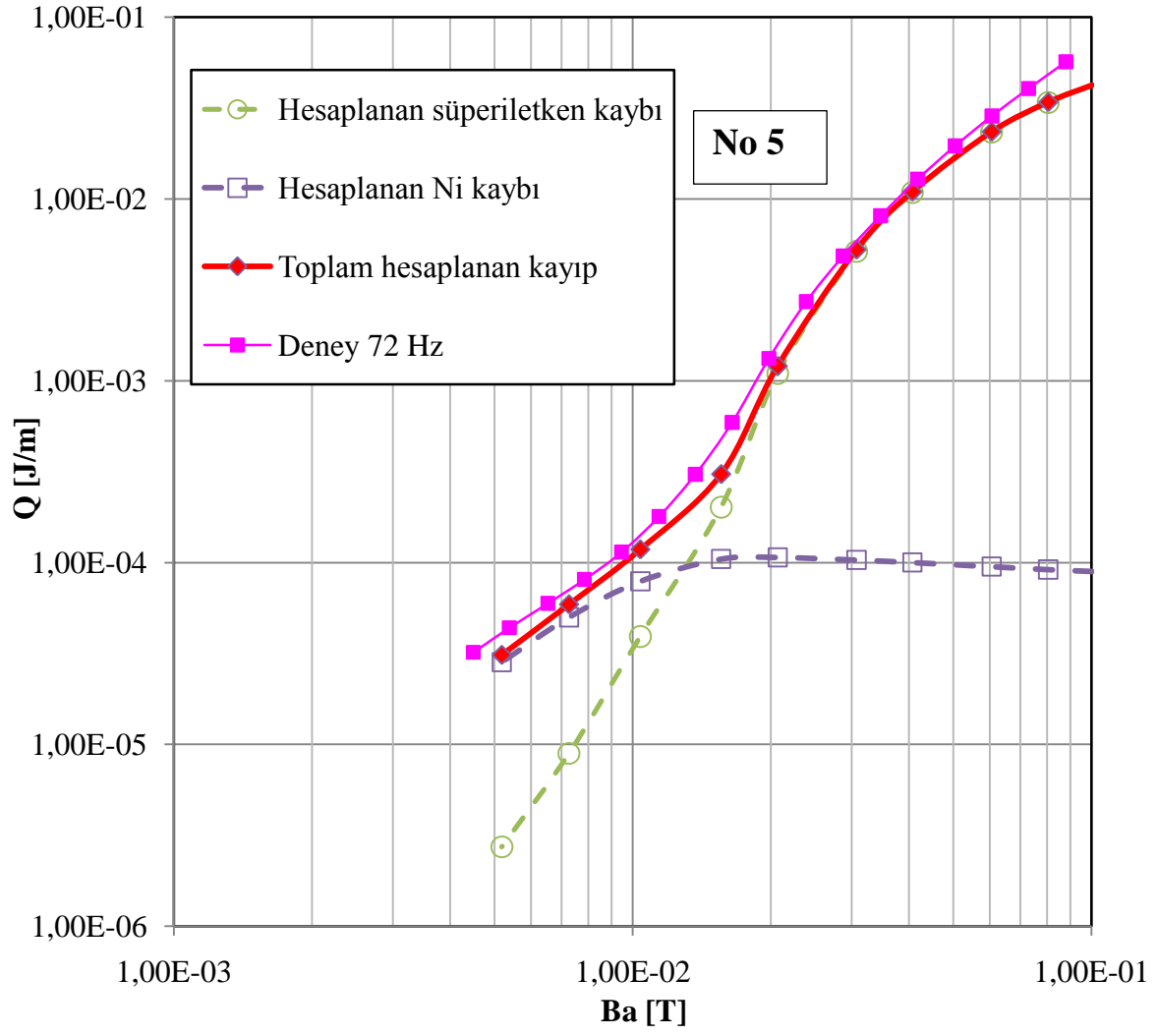


Şekil 7.11 Orijinal(çıplak) şerit (no1) için AA kayıp grafiği.

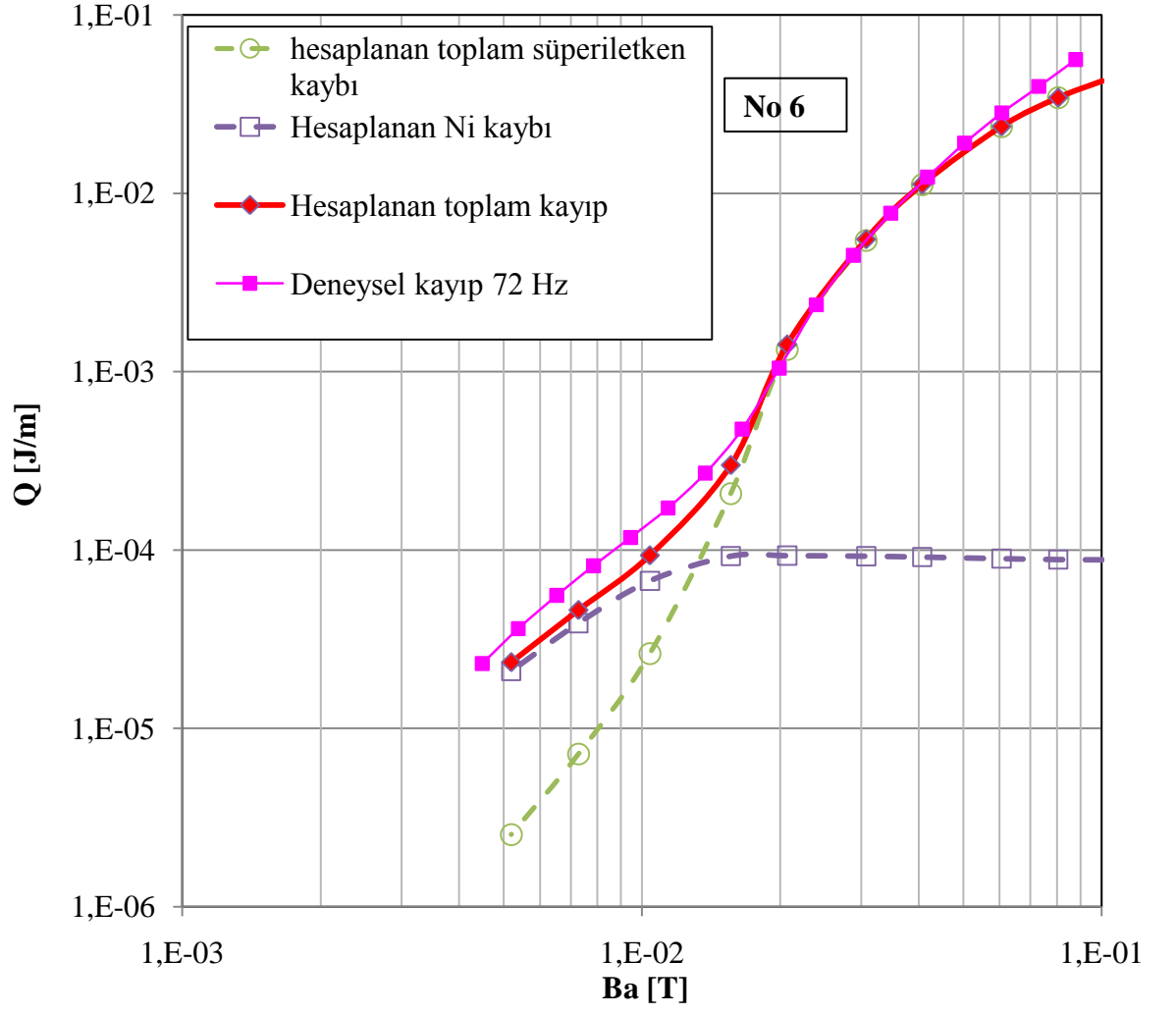
Manyetik alan süperiletken numunenin geniş yüzeyine dik uygulandığı zaman, Ni kılıfın mıknatıslanma AA kayıpları üzerindeki etkisi şekil 7.12-7.14’de gösterilmiştir. Üzerinde kare sembolü olan düz çizgiler kenarları nikel kaplanmış şeritlerdeki 72 Hz’de alınmış olan deneysel AA kayıp sonuçlarını göstermektedir. Deney başka frekanslarda tekrarlanmıştır ve herhangi bir frekans bağımlılığı gözlenmemiştir. Grafiğin anlaşılır olabilmesi açısından sadece 72 Hz için alınan sonuçlar sunulmuştur. Şeridin kenarları nikel ile kaplandığı zaman nikelden gelen ek histeretik kayba rağmen orta büyüklükteki manyetik alanlarda AA kayıpta bir azalma olduğu görülmektedir. Üzerinde daire sembolü olan kesikli çizgiler süperiletken çekirdekte hesaplanan AA kaybı, üzerinde kare sembolü olan kesikli çizgiler ise Ni kılıftan gelen hesap edilen AA kaybı göstermektedir. Kırmızı düz çizgi ise süperiletken-ferromanyetik kompozit numuneden gelen toplam hesaplanan AA kaybı ifade etmektedir. Düşük manyetik alanlarda, Ni kılıftan gelen katkı toplam AA kayıp üzerinde baskınken yüksek manyetik alanlarda Ni kaybı hemen hemen doyuma ulaşmıştır. Hesaplanan toplam AA kaybı ile alınan deneysel sonuçlar uyum içindedir.



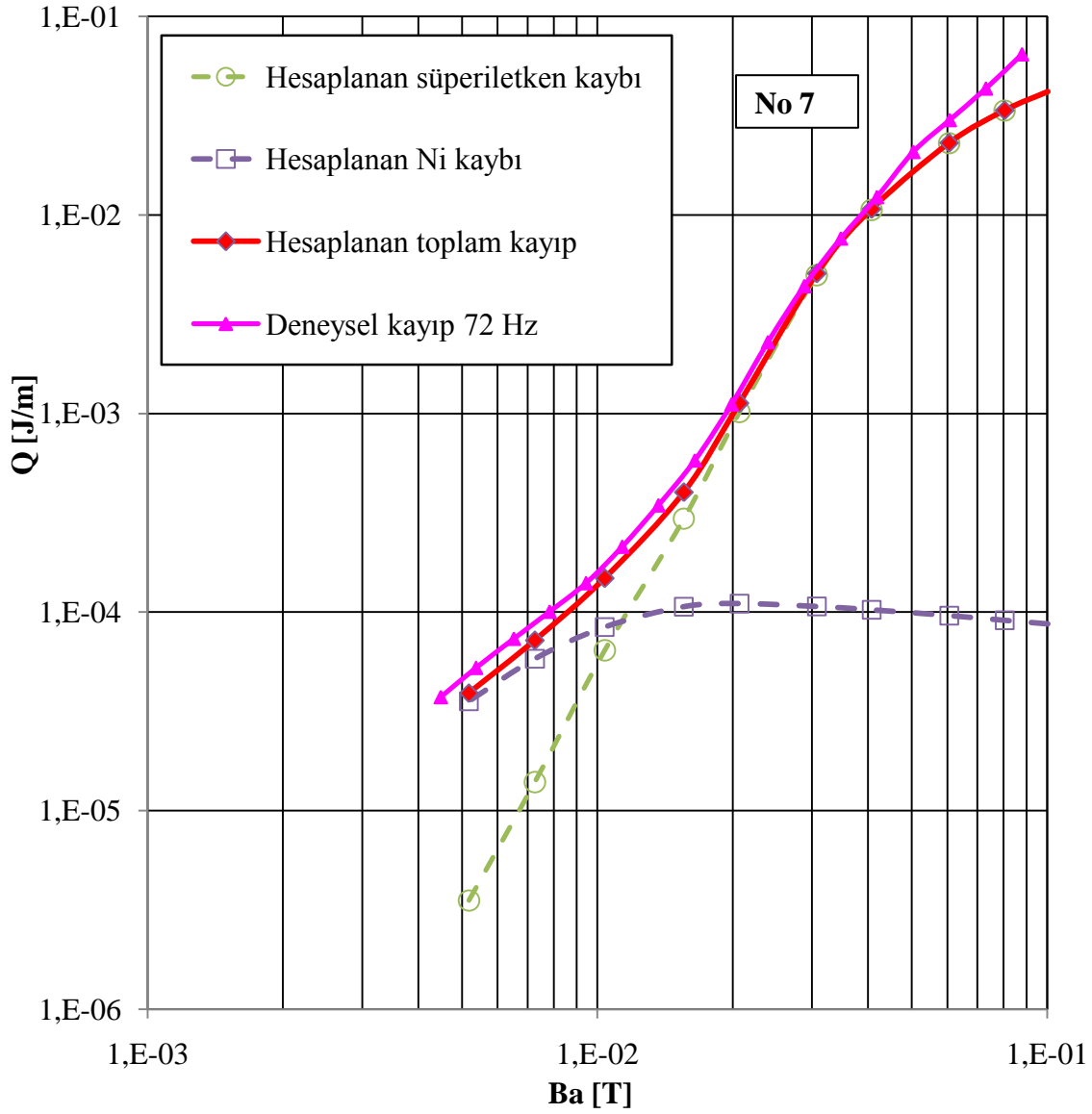
Şekil 7.12 Ni kılıflı şerit (no2) için AA kayıp grafiği.



Şekil 7.13 Ni kılıflı şerit (No5) için AA kayıp grafiği.

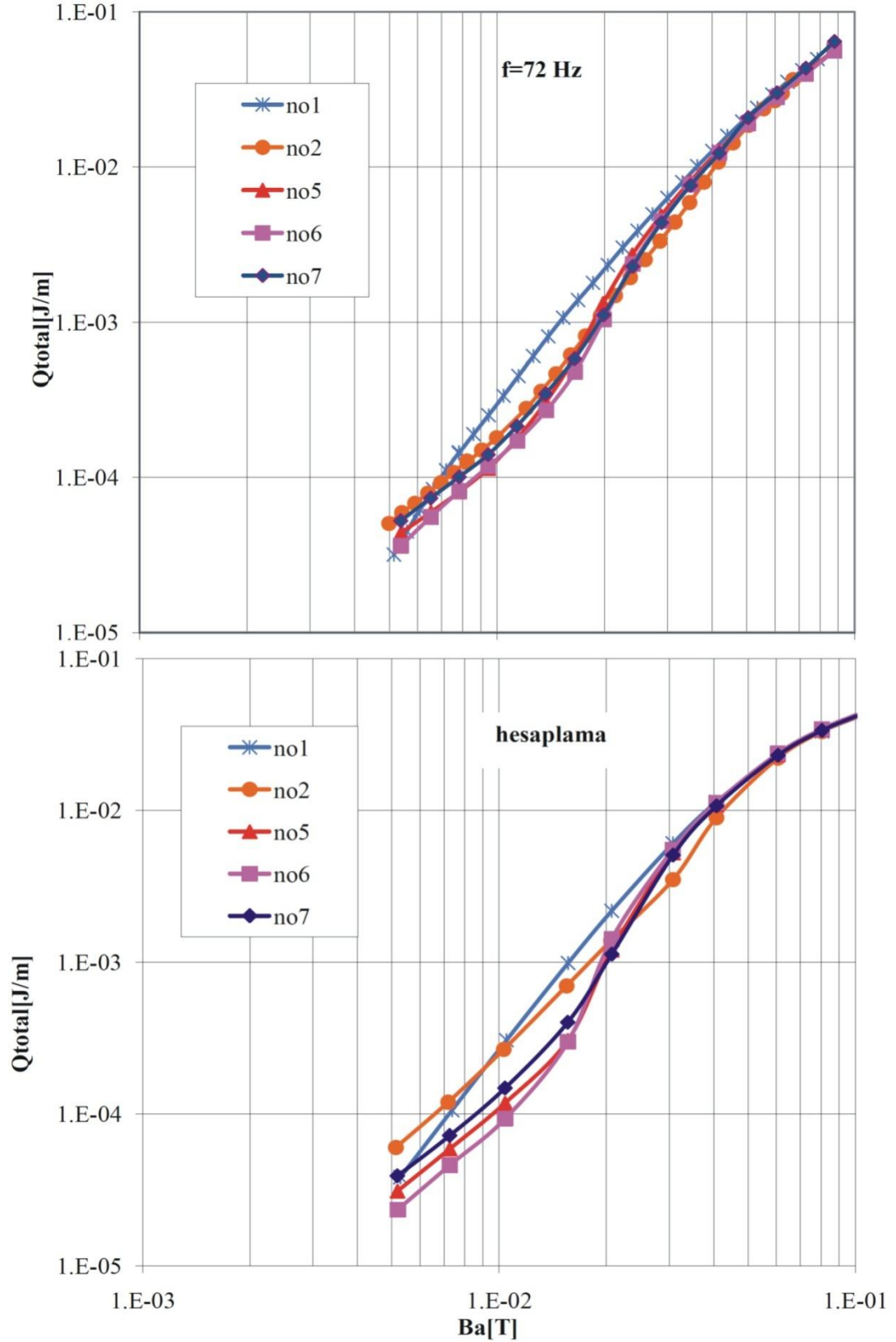


Şekil 7.14 Ni kılıflı şerit (No6) için AA kayıp grafiği.



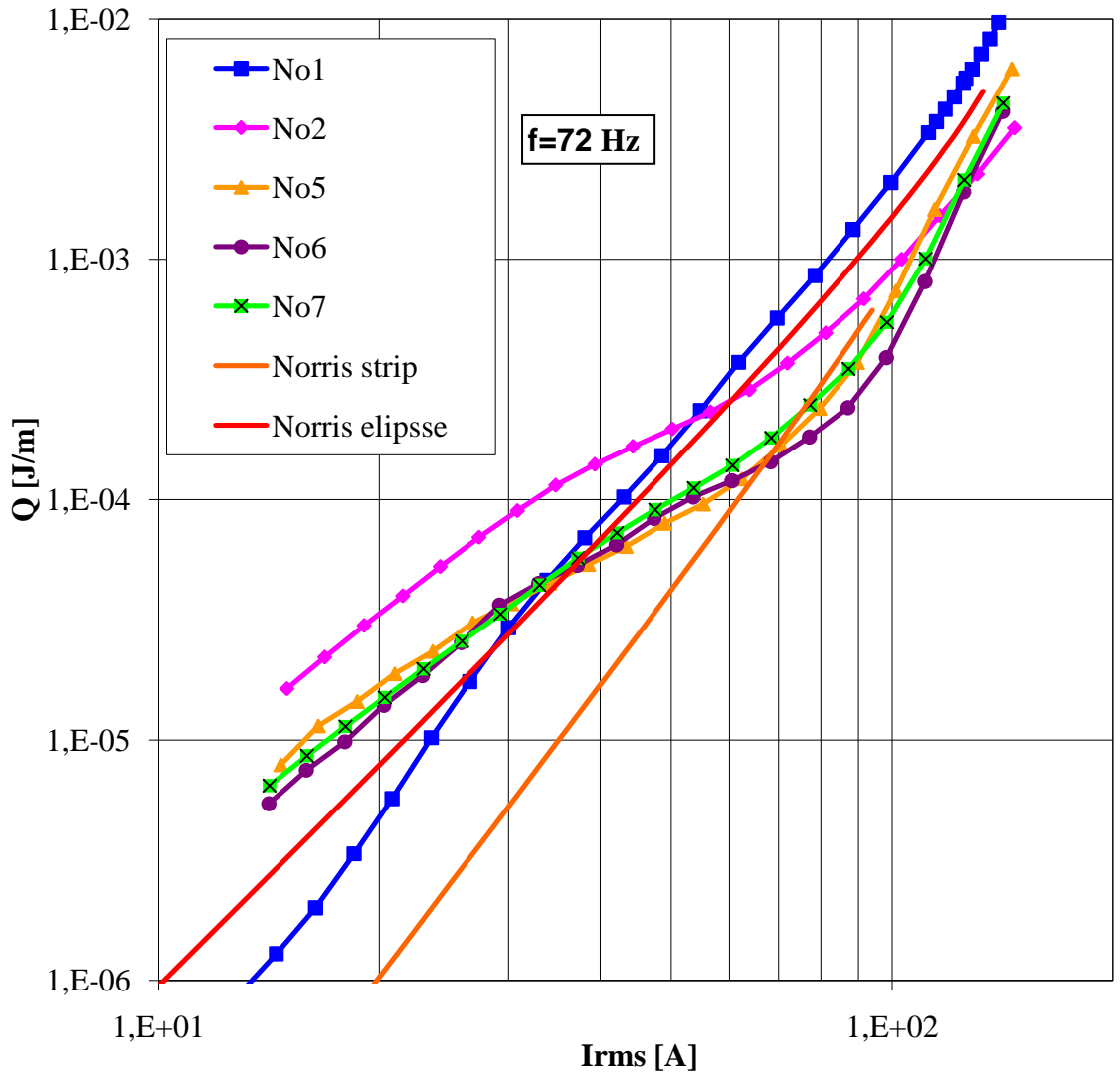
Şekil 7.15 Ni kılıflı şerit (no7) için AA kayıp grafiği.

Şekil 7.16'da ise orijinal ve farklı kaplama parametreleri kullanılarak hazırlanmış Ni kılıflı Bi-2223/Ag şeritler için $f=72$ Hz' de ölçülen ve nümerik olarak hesaplanan manyetizasyon AA kayıp grafiği gösterilmiştir. Genel olarak köşeleri Ni ile kaplamak nikelin ek histeretik kaybına rağmen orta büyüklükteki alanlarda AA kaybının azaltılmasını sağlar. Kabaca aynı kaplanmamış yüzeye(d) sahip numuneler No5, No6 ve No 7 ile en büyük kaplanmış yüzeye sahip numune No2 arasında karşılaştırma yaparsak, 20 mT'nın altında numune No2 daha büyük AA kayba sahiptir. Diğer taraftan 20 mT ile 50 mT'lık AA alanda numune No2'deki kayıplar daha küçüktür. Numuneler No5, No6 ve No7 arasında karşılaştırma yapacak olursak en kalın Ni tabakasına sahip olan No6 en küçük AA kayba sahiptir. Şekil 7.16'da farklı numuneler için gösterilen deneysel ve nümerik olarak hesaplanan AA kayıp değerleri uyum içindedir.

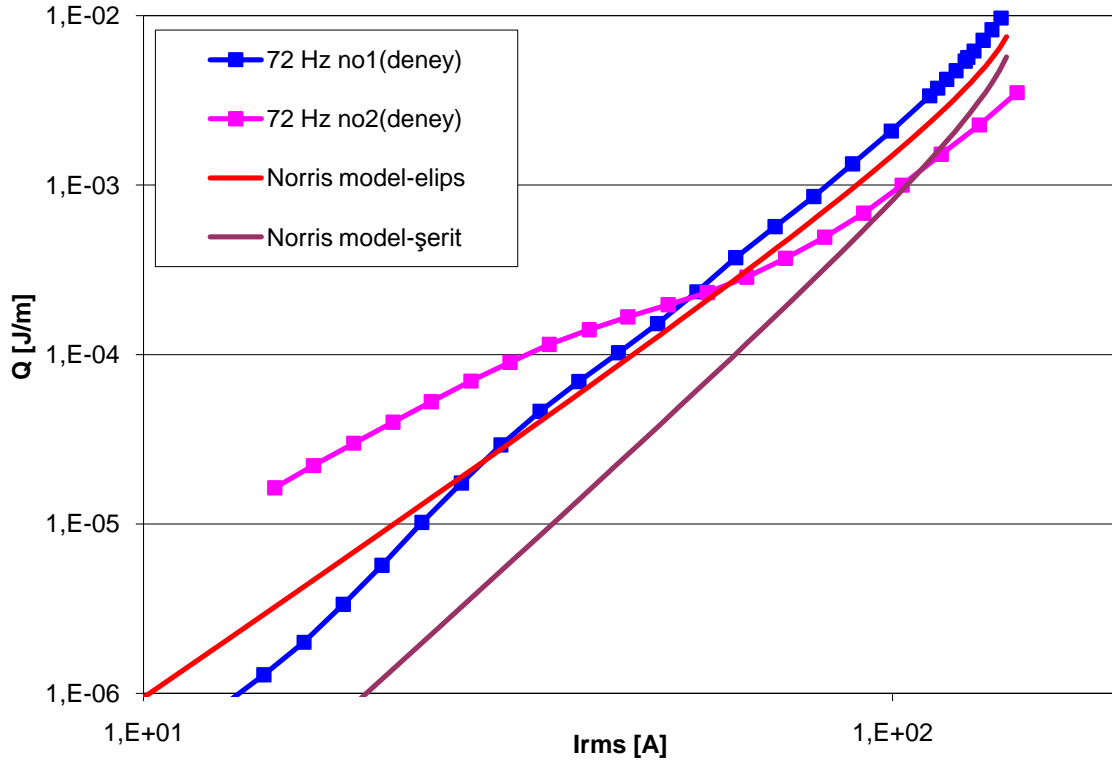


Şekil 7.16 Orijinal ve farklı kaplama parametreleri kullanılarak hazırlanmış Ni kılıflı Bi-2223/Ag şeritler için $f=72\text{ Hz}$ 'de ölçülen ve nümerik olarak hesaplanan manyetizasyon AA kayıp grafiği.

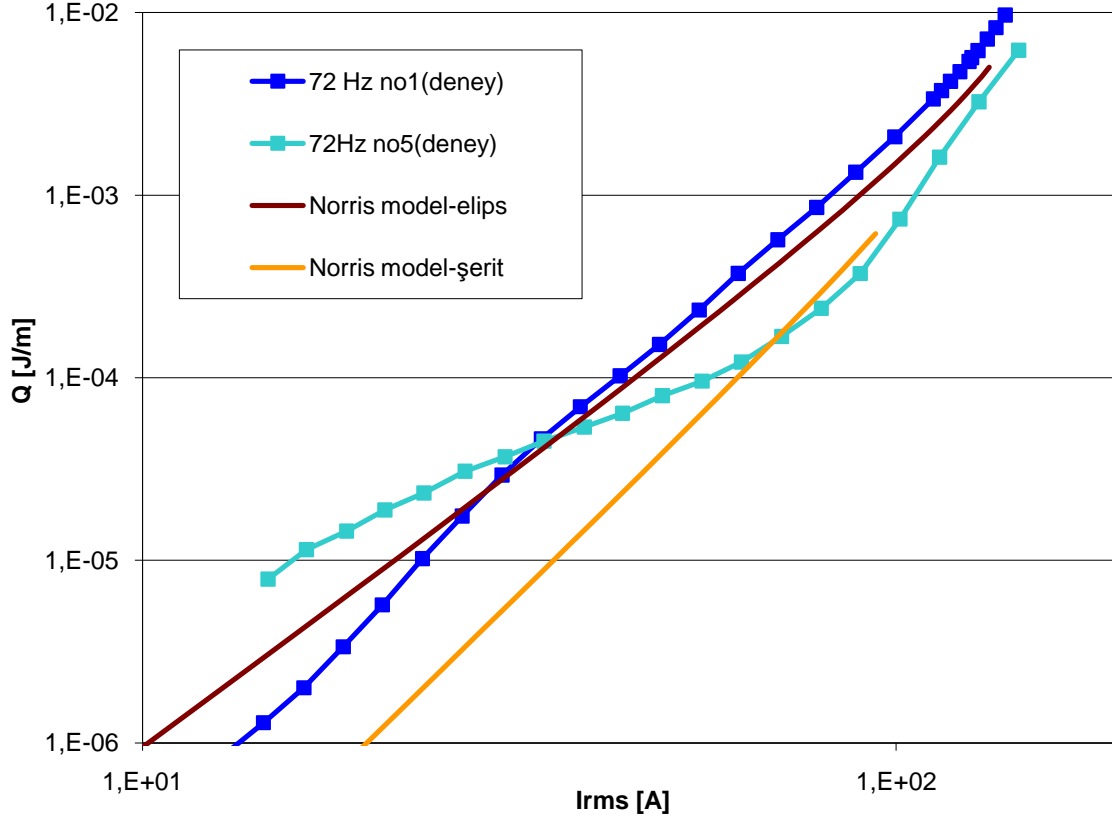
Ni tabakasının transport AA kayıpları nasıl etkilediği Şekil 7.17-7.21’ da gösterilmiştir. Şekil 7.17’de daha önce verilen Tablo1’deki numunelerin hepsinin transport AA kayıpları gösterilirken, Şekil 7.16-7.19’da nikel kılıflı her bir şeridin orijinal şerit ile karşılaştırılması verilmiştir. Ölçümler 18-288 Hz frekans aralığında tekrarlanmıştır. Herhangi bir frekans bağımlılığı gözlenmemiştir. Grafiklerde anlam kargaşası olmaması için transport AA kayıplar sadece tek bir frekans değerinde çizilmiştir. Bu şekilde orijinal ve Ni kılıflı Bi-2223/Ag şerit için alınan veriler Norris Model (Norris 1970) ile karşılaştırılmıştır. Tahminlerimize uygun olarak orijinal şeritteki (üzerinde kare sembolü bulunan düz çizgi) transport AA kayıp, şerit kenarları at nalı şeklinde nikel ile kaplanınca orta büyüklükteki akım değerlerinde azalmaktadır. Dahası, orta ve büyük akım değerlerinde nikel kaplı şerit için transport AA kayıp Norris elips modeline göre olan AA kayıptan(düz çizgiler) daha küçüktür. Numune No2 büyük akımlarda orijinal şeride göre düşük AA transport kayba sahip olmasına rağmen, diğer Ni kaplı numuneler ile karşılaştırıldığında fazla Ni’ye sahip olması sebebiyle kaplanmış numuneler arasında en büyük transport AA kayba sahiptir.



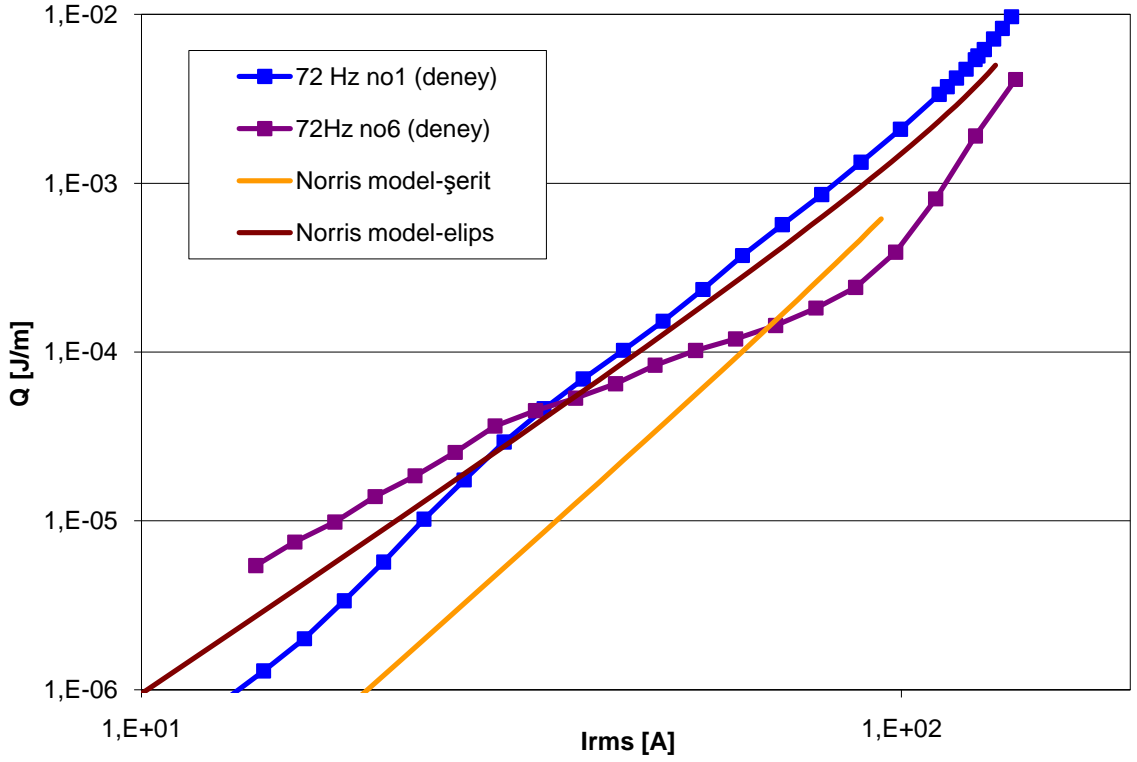
Şekil 7.17 Orijinal ve farklı kaplama parametreleri kullanılarak hazırlanmış Ni kılıflı Bi-2223/Ag şeritler için $f=72$ Hz’de ölçülen transport AA kayıp grafiği.



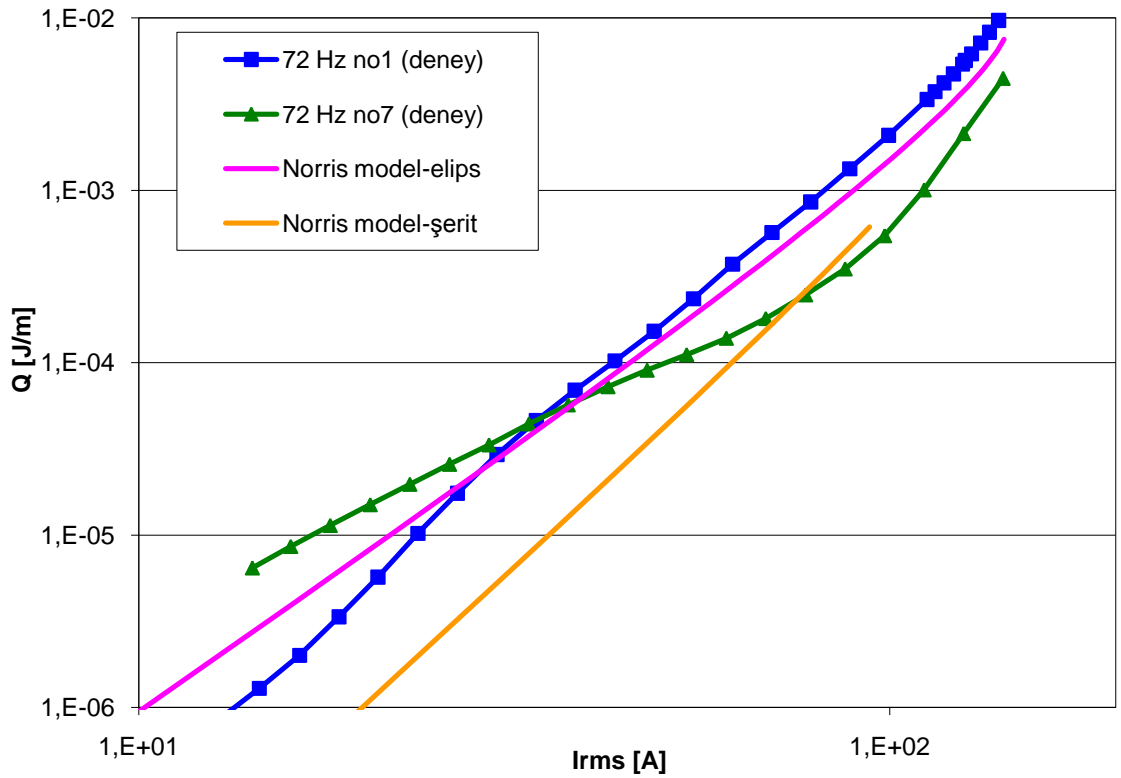
Şekil 7.18 No1 ve No2 şeritler için transport AA kayıp grafiği.



Şekil 7.19 No1 ve No5 şeritler için transport AA kayıp grafiği.



Şekil 7.20 No1 ve No6 şeritler için transport AA kayıp grafiği.

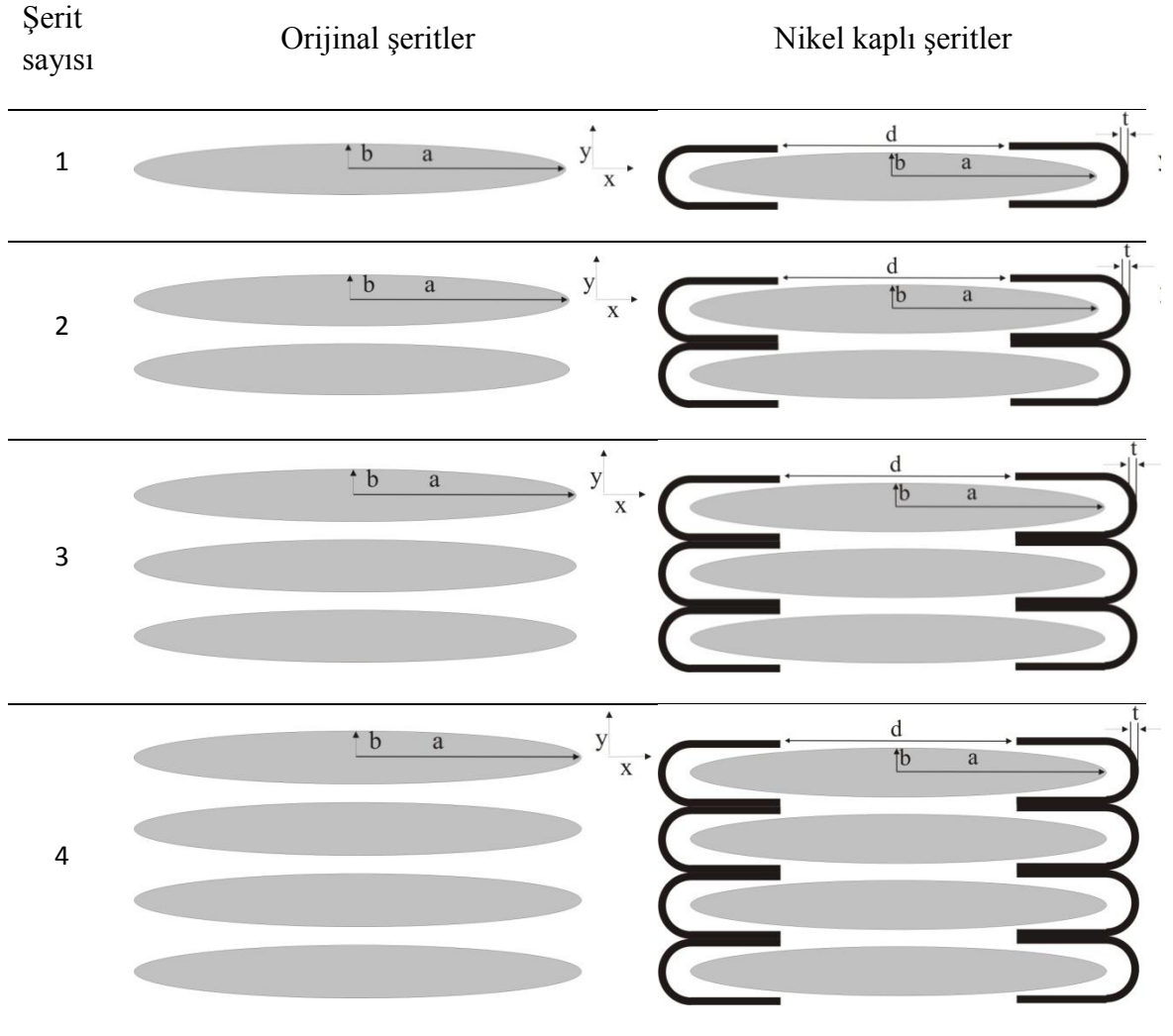


Şekil 7.21 No1 ve No7 şeritler için transport AA kayıp grafiği.

7.2 Çok Damarlı Bi-2223/Ag Yığın(Stack)

Transformatörler ve motor sarımları gibi süperiletken güç aletlerini inşa edebilmek için süperiletken teller sıkıca birbirleri üzerine sarılırlar. Sarımlara basit bir geometri olarak yığın geometrisini almak mümkündür. Bu yığın geometrisinde AA kayıpları belirlemek bu tür aletlerin tasarımı için önemlidir. Bu amaçla tezin bu bölümde ticari olarak satın alınan çok damarlı Bi-2223/Ag şeritten yapılmış yığın halindeki teller için AA manyetizasyon kayıpları deneysel ve teorik olarak araştırılmıştır. Buna ek olarak süperiletken özelliklerini geliştirdiğini gösterdiğimiz ferromanyetik malzeme ile bu şeritlerin kenarları kaplanarak yığın haline getirilmiş ve AA manyetizasyon kayıpları deneysel ve teorik olarak araştırılarak orijinal yığın geometrisi ile karşılaştırılmıştır.

Sumitomo Elektrik (Ayai vd. 2008) tarafından üretilmiş olan 4,3x0,23 mm boyutlarına, $I_{c0}=197,1$ A self-alan kritik akıma sahip teller kullanmıştır. Bu teller elektroliz ile kenarları ferromanyetik malzeme (Ni) ile kaplanmıştır. Kaplanan tabakayı karakterize etmek için, gerçek yüzey kesiti Şekil 7.22'de gösterildiği gibi basitleştirilmiştir. Orijinal ve Ni kaplanmış şeritler için filamanlı bölge yarı eksenleri a ve b eliptik bir süperiletken çekirdek olarak alınmıştır. Ag matris manyetik olmayan malzemeyi temsil eder ve yerel manyetik alan dağılımına etki etmez. Ag matris süperiletken çekirdek ile ferromanyetik tabakayı birbirinden ayırır. Ferromanyetik tabakanın kalınlığı t, kaplanmamış yüzey ise d ile belirtilmiştir. Şekil 7.22'de orijinal ve ferromanyetik malzeme kaplanmış farklı sayıda şeritten meydana gelen yığınlar şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 7.22 Orijinal ve ferromanyetik malzeme kaplanmış farklı sayıda şeritten meydana gelen yığınların şematik gösterimi.

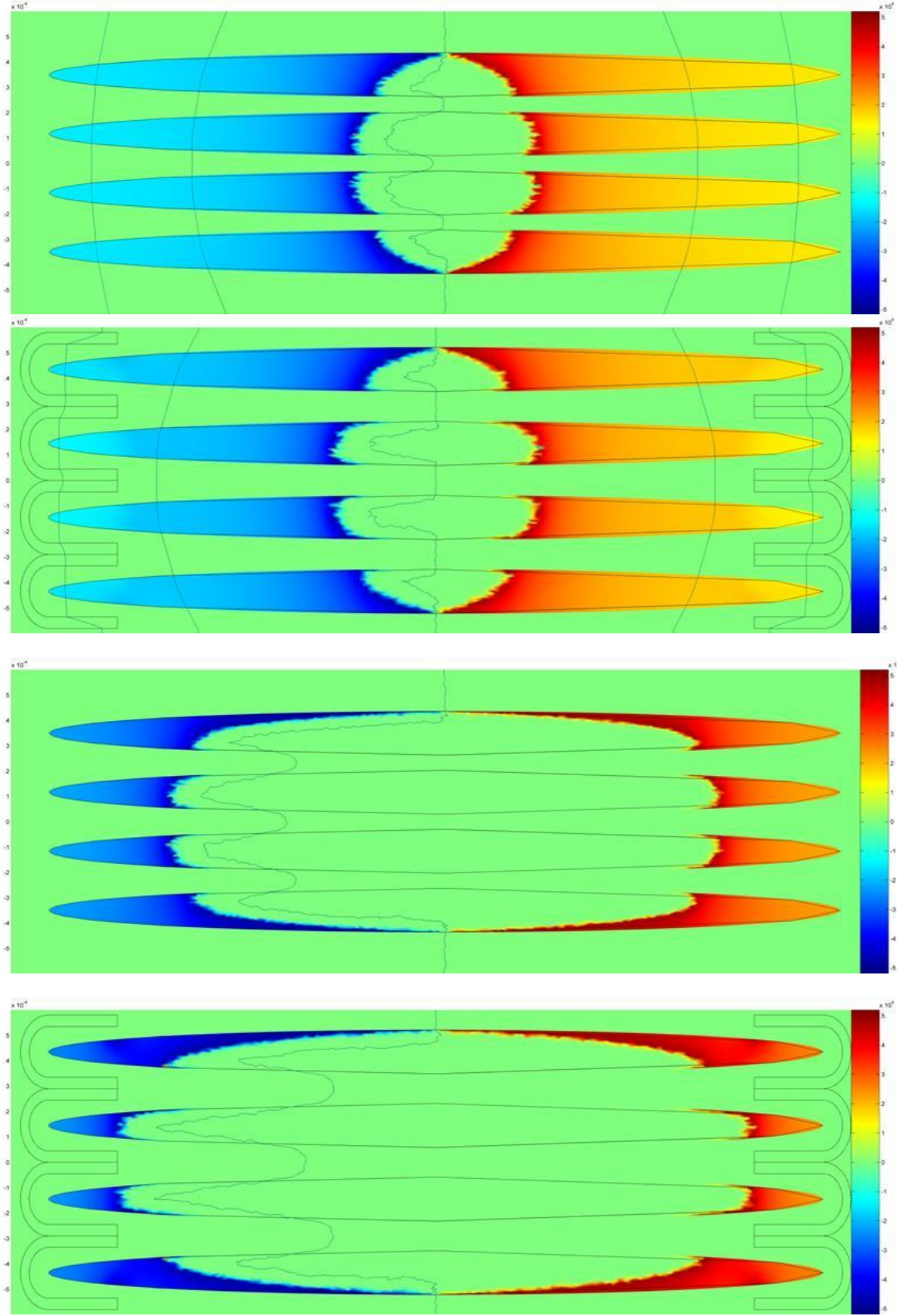
Orijinal şeritler 45 mm uzunluğunda kesilmiş ve farklı sayılarda yığınlar haline getirilmiştir. Nikel kaplı şeritler ise $t=45 \mu\text{m}$, $d=3.3 \text{ mm}$ olacak şekilde 45 mm uzunluğunda farklı sayıda şerit kullanarak hazırlanmıştır.

❖ AA kayıp hesabı:

Çok filamanlı Bi-2223/Ag yığınlar için bir seri hesaplama yapılmıştır. Hesaplamalarda filamanlı bölge süperiletken eliptik bir çekirdek olarak alınmıştır. AA kaybı hesaplayabilmek için, belirli sayıda manyetik alan için alan ve akım dağılımlarını

belirlemek gerekir. Bu amaçla ticari sonlu elemanlar kodu (Comsol Multiphysics) paket programı kullanılmıştır. Hesaplamalar iki boyutlu geometride yapılmıştır. Şerit sonsuz uzunlukta ve özellikleri uzunlamasına değişmez kabul edilmiştir. Hesaplama metodu Bölüm 7.1’de detaylı olarak anlatılmıştır.

Şekil 7.23’de dört şeritli yığın için akım ve alan dağılımları gösterilmiştir. Manyetik alan şeridin geniş yüzeyine dik olarak uygulanmıştır. Orijinal ve nikel kaplı yığınlara için, dağılımlar manyetik alan büyüklüğü sırasıyla 80 ve 30 mT olduğu zaman gösterilmiştir. Nikel kaplı yığınlar için nötr bölge orijinal yığınlara göre büyüktür. Bunun sebebi Nikel kaplı yığınlarda şeritlerin kenarlarının kenarları ferromanyetik malzeme ile kaplanmış olmasıdır. Nikel kaplanmış yığınları doyurabilmek için orijinal yığınlara göre daha büyük manyetik alan uygulamak gerekir.

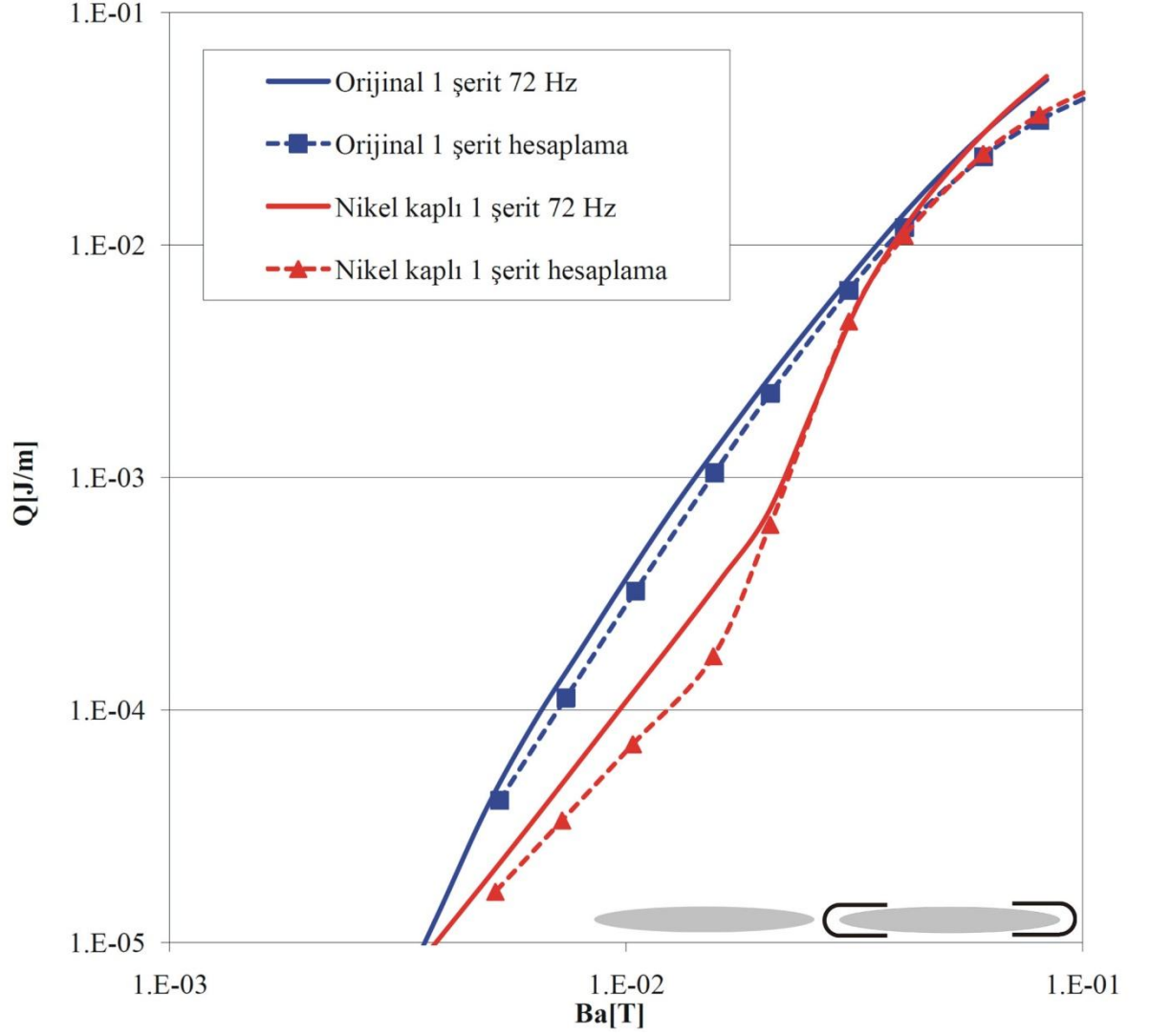


Şekil 7.23 Orijinal ve Ni kaplı yığınlar için sırasıyla 80 ve 30 mT manyetik alan uygulandığı zaman hesaplanan akım ve alan dağılımları.

❖ Deneysel sonuçlar ile hesaplanan değerlerin karşılaştırması:

Orijinal ve kenarları Ni kaplı Bi-2223/Ag şeridin mıknatıslanma AA kaybı bölüm 6.3'de detaylı olarak anlatılan yöntem (calibration free method) (Souc vd. 2005) ile Lock-in Amplifikatörü kullanılarak ölçülmüştür. Herhangi bir frekans bağımlılığı olup olmadığını görmek için ölçümler 72 ve 144 Hz frekanslarında yapılmıştır. Herhangi bir frekans bağımlılığı gözlenmemiştir. Frekans bağımlılığı olup olmadığını görmek nümerik hesaplamalar açısından önemlidir. Çünkü hesaplamalarımızda süperiletken ve ferromanyetik malzemenin sadece histeretik AA kayba sahip olduğu varsayılır ve şeridin gümüş matrisindeki muhtemel eddy akımlar ihmal edilir. Eğer ölçümlerimize eddy akım kayıplarından önemli bir katkı geliyorsa, bu hesaplama metodu bu tip bir şerit için doğru değildir.

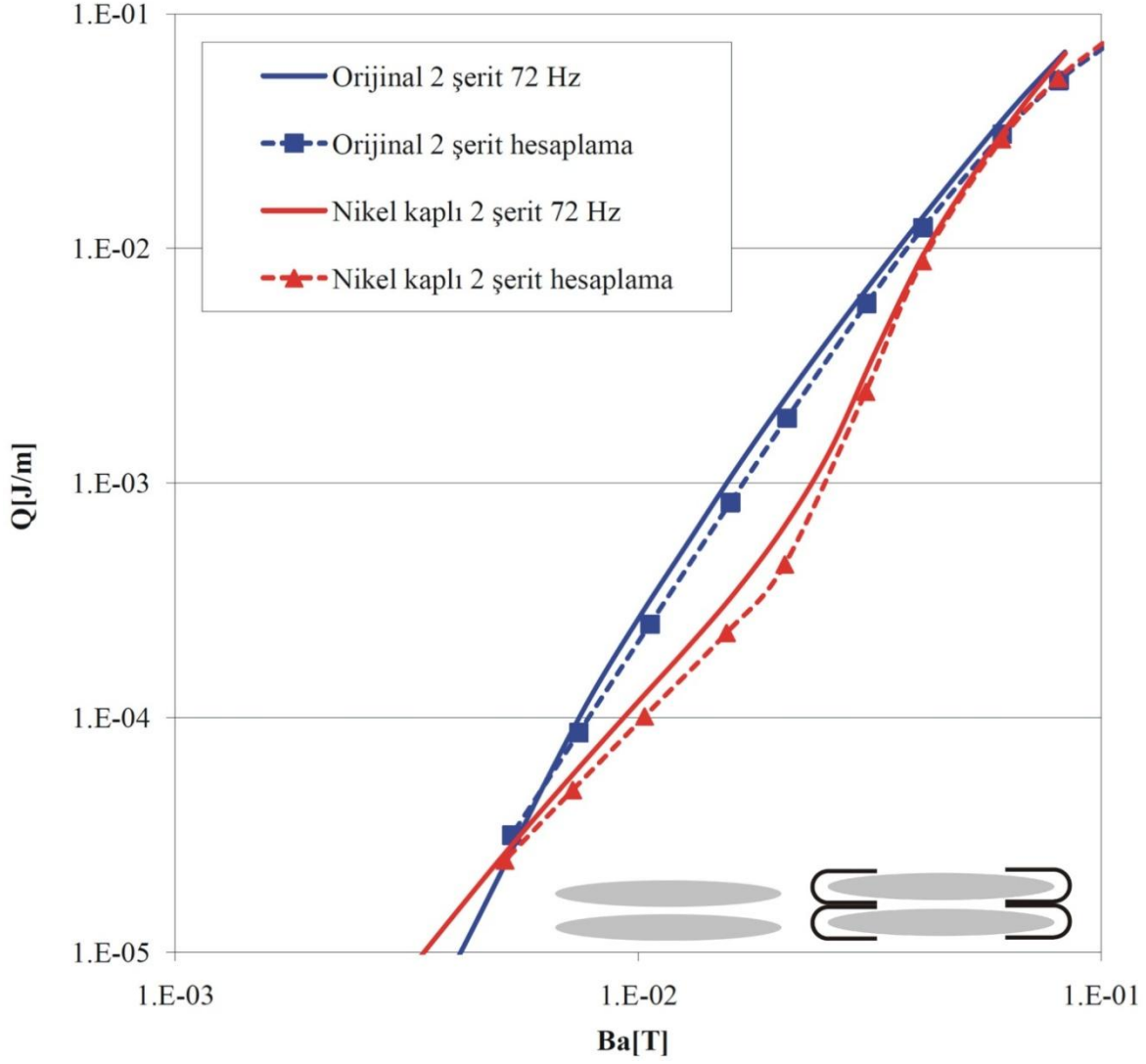
Yukarıda gösterilen akım ve alan dağılımları kullanılarak AA kayıp davranışı hesaplanmıştır. Şekil 7.24'de bir orijinal ve Ni kaplı bir tek şerit için ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon kayıpları gösterilmiştir. Düz çizgiler deneysel ölçümleri, sembollerle belirtilen kesikli çizgiler ise ferromanyetik malzeme ve süperiletken için hesaplanmış toplam AA manyetizasyon kaybını gösterir. Nikel kaplı şerit için düşük manyetik alanlarda ayrılık kenarlarda kaplı olan ferromanyetik malzeme sebebiyledir.



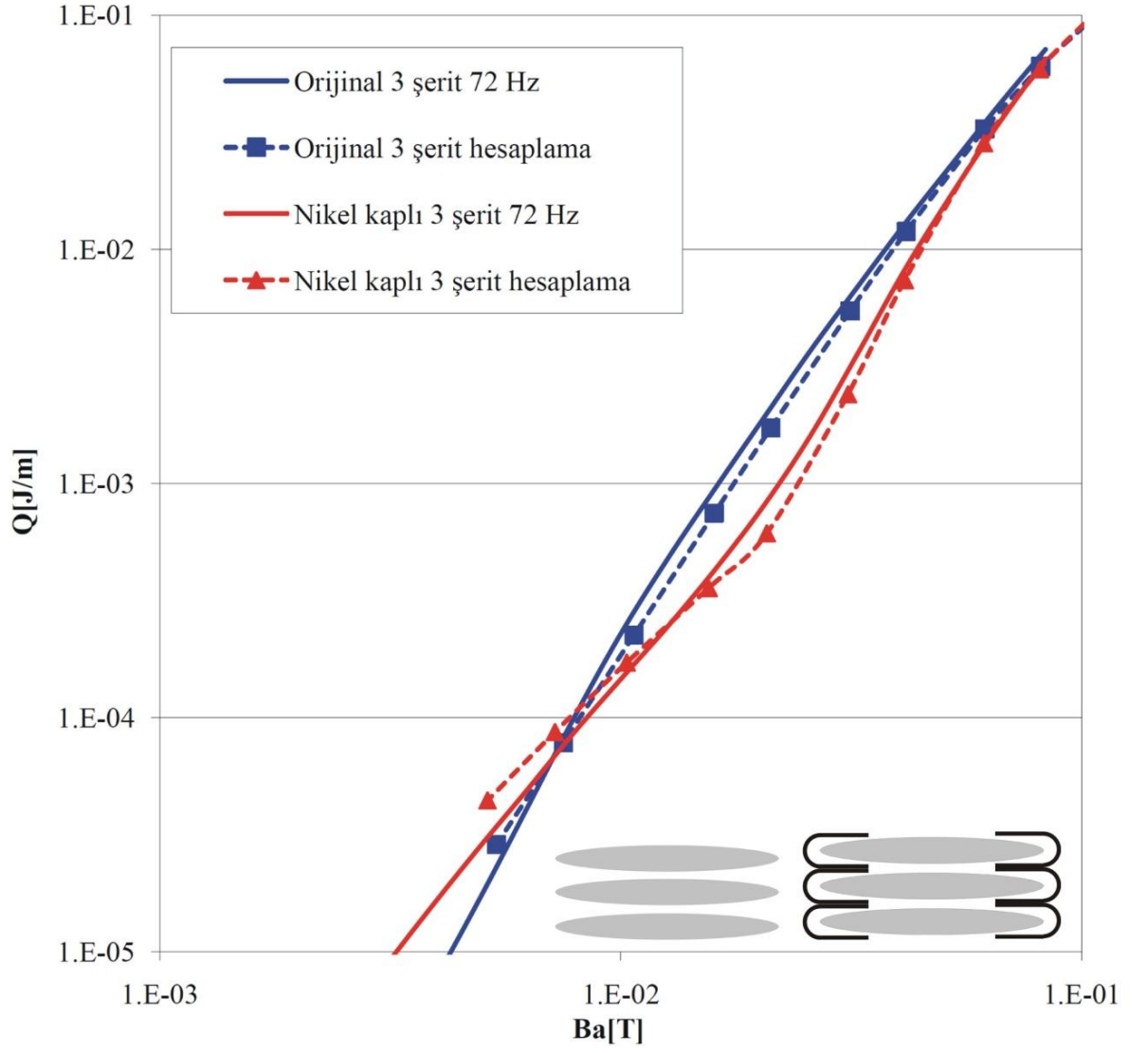
Şekil 7.24 Orijinal ve Ni kaplı 1 şerit için $f=72$ Hz’de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar.

Şekil 7.25, Şekil 7.26 ve Şekil 7.27’te sırasıyla 2, 3 ve 4 şeritli yığınlar için manyetik alan eliptik süperiletken çekirdeğin geniş yüzeyine dik manyetik alan uygulandığı zaman ölçülen ve hesaplanan AA manyetizasyon kayıplarını göstermektedir. Düz çizgiler $f=72$ Hz’de ölçülen AA manyetizasyon kayıplarını, üzerinde semboller bulunan kesikli çizgiler ise nümerik hesaplama sonuçlarını belirtmektedir. Düşük alanlarda hesaplanan kayıplar deneysel olarak ölçülen sonuçlardan biraz fazladır. Bunun sebebi artan şerit sayısı ile kenarlarda depolanan Ni miktarının artmasıdır. İki Ni kaplı şerit arasındaki toplam ferromanyetik malzeme miktarı tek şerit ile karşılaştırıldığı

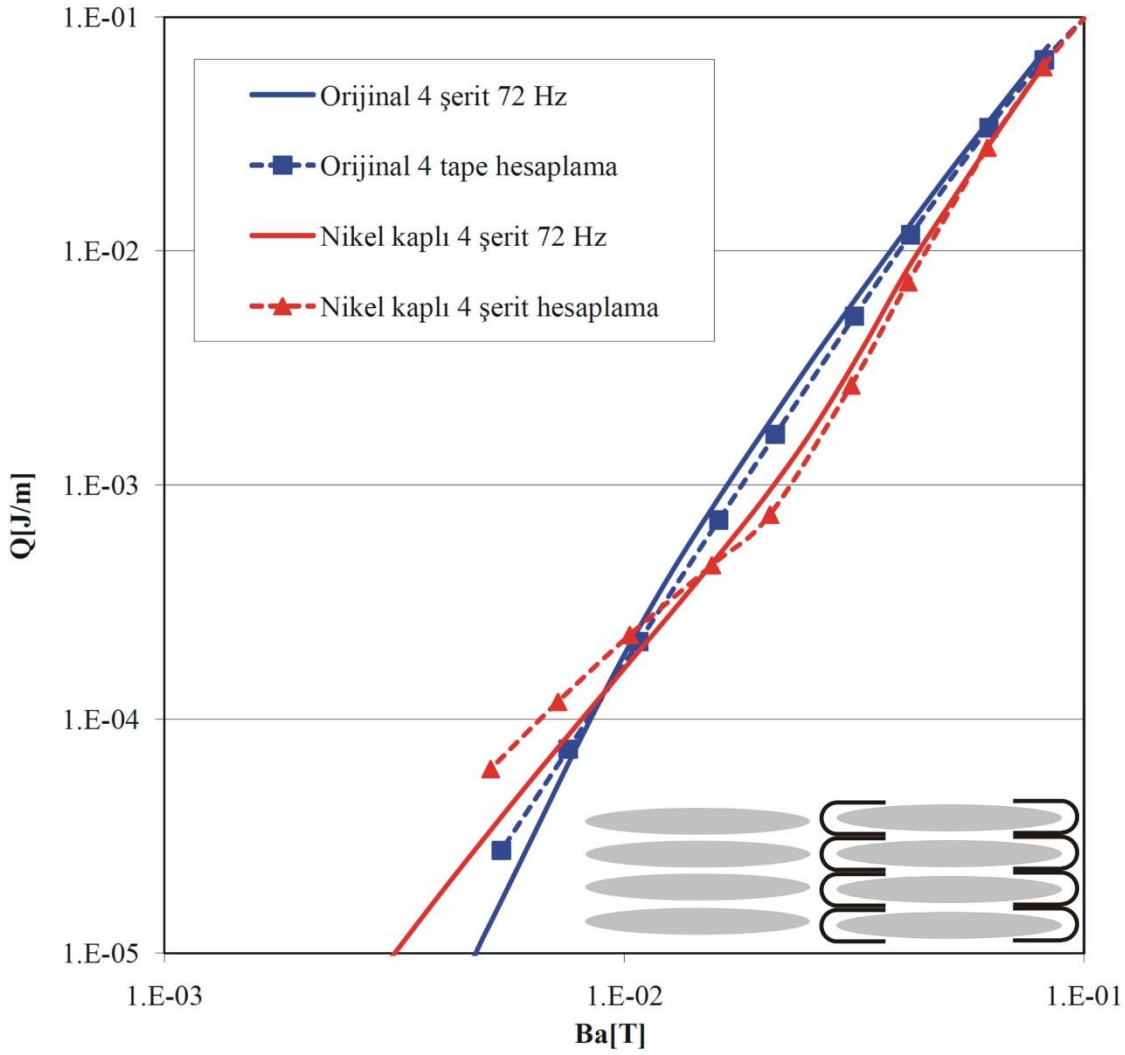
zaman iki katıdır. Sonuç olarak toplam kayıp hesabımız deneysel sonuçlarla uyum içindedir.



Şekil 7.25 Orijinal ve Ni kaplı 2 şeritli yığın için $f=72$ Hz'de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar.

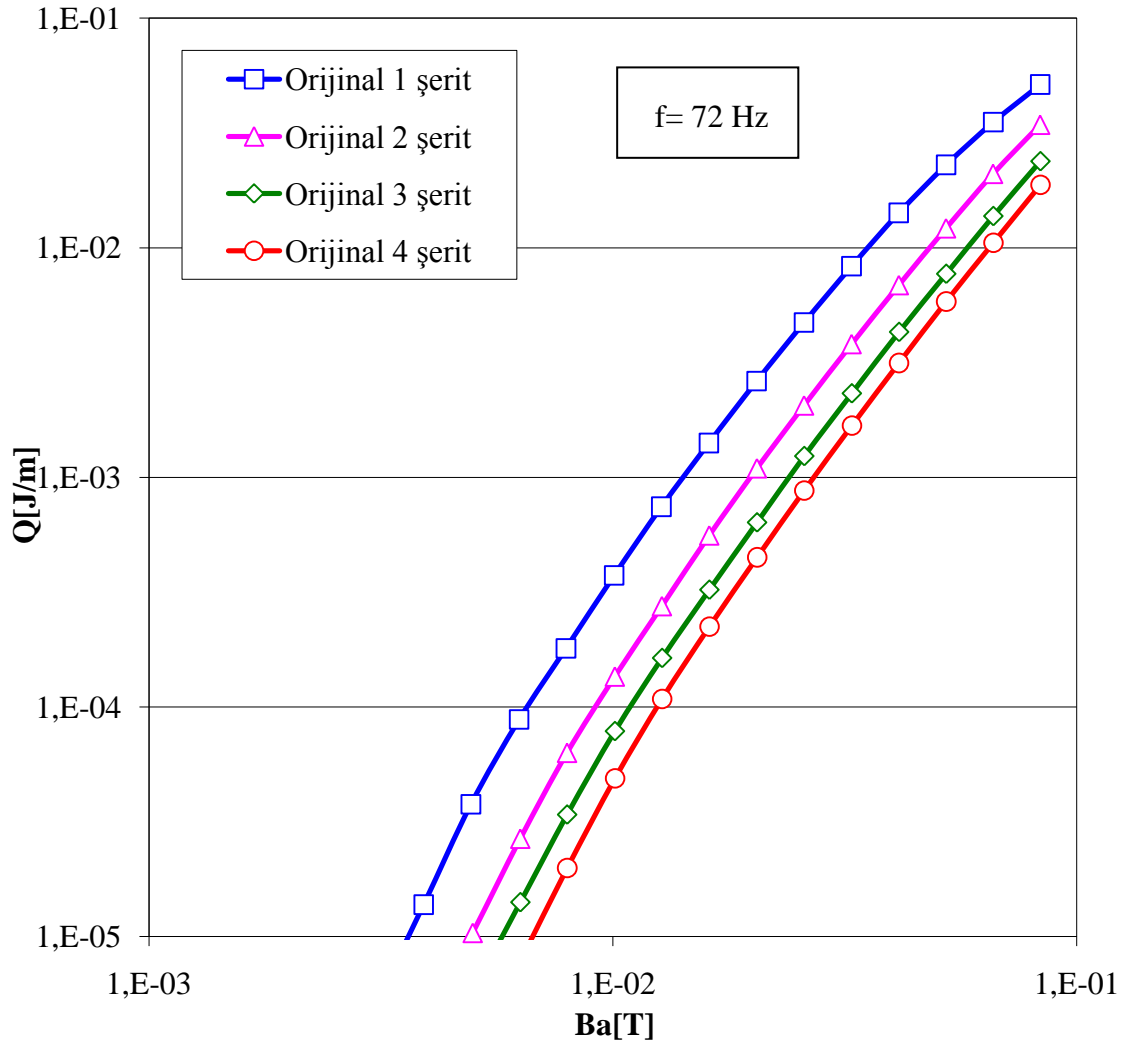


Şekil 7.26 Orijinal ve Ni kaplı 3 şeritli yığın için $f=72$ Hz'de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıpları.

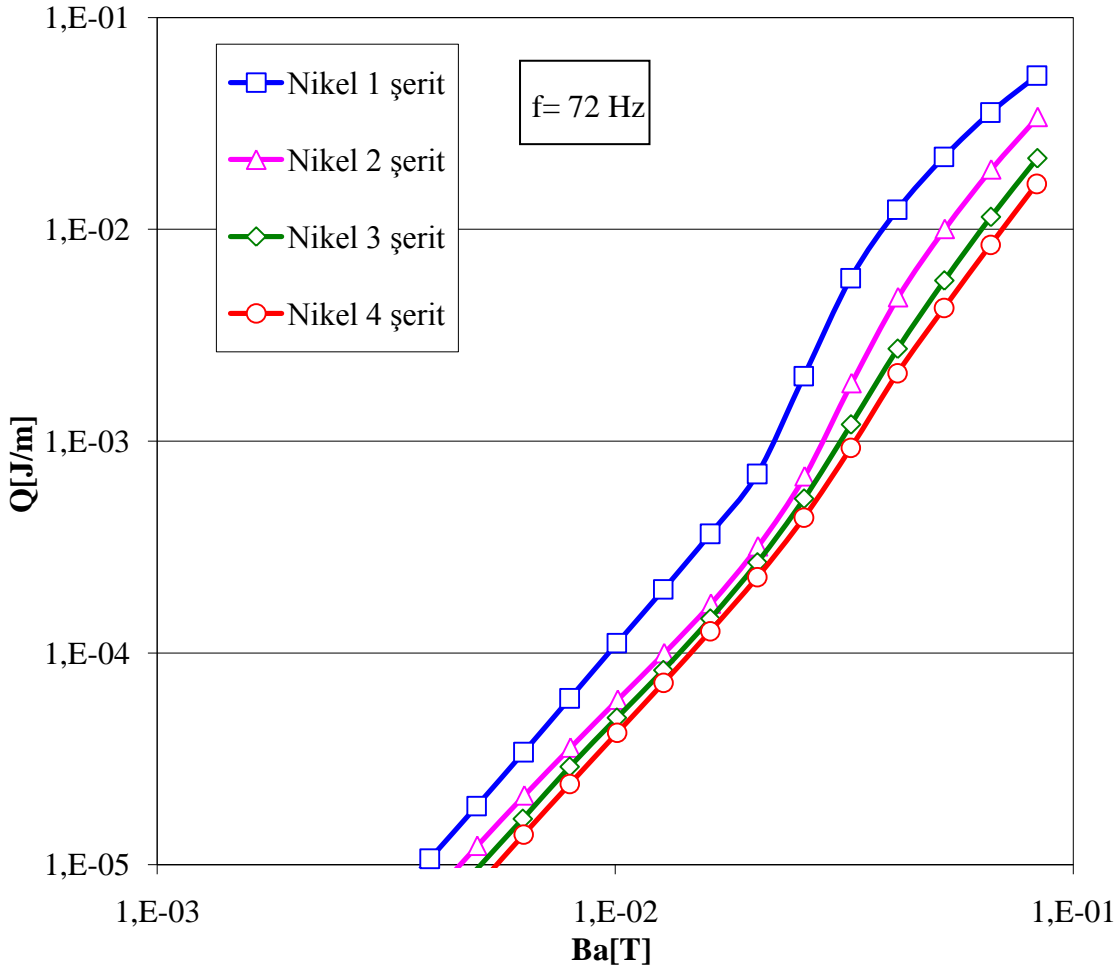


Şekil 7.27 Orijinal ve Ni kaplı 4 şeritli yığın için $f=72$ Hz’de ölçülen ve hesaplanan manyetizasyon AA kayıplar.

Şekil 7.28 ve 7.29’de orijinal ve Nikel kaplı tüm yığınlar için 72Hz ‘de ölçülen AA manyetizasyon kayıpları gösterilmiştir. Her iki orijinal ve Ni kaplı yığınlar için artan şerit sayısı ile AA kaybın azaldığı görülmektedir. Bu AA kayıptaki azalmanın sebebi, yığındaki şeritler arasındaki karşılıklı perdeleme sebebiyledir. Yığındaki her şerit komşu şeritteki perdeleme akımları tarafından dış manyetik alandan perdelenirler. Perdeleme etkisi artan şerit sayısı ile artar, şeritler arasındaki mesafenin artması ile azalır. Eğer çok sayıda şerit yığın haline getirilirse, bu Bean (Bean 1962) kritik durum modelindeki bir sonsuz dilim olarak tanımlanabilir. Bu ifadenin geçerli olabilmesi için yığının en az 20 şeritten oluşması gerekir (Suenaga vd. 2000).



şekil 7.28 Orişinal tüm yığınlar için 72Hz 'de ۆllen AA manyetizasyon kayıpları.



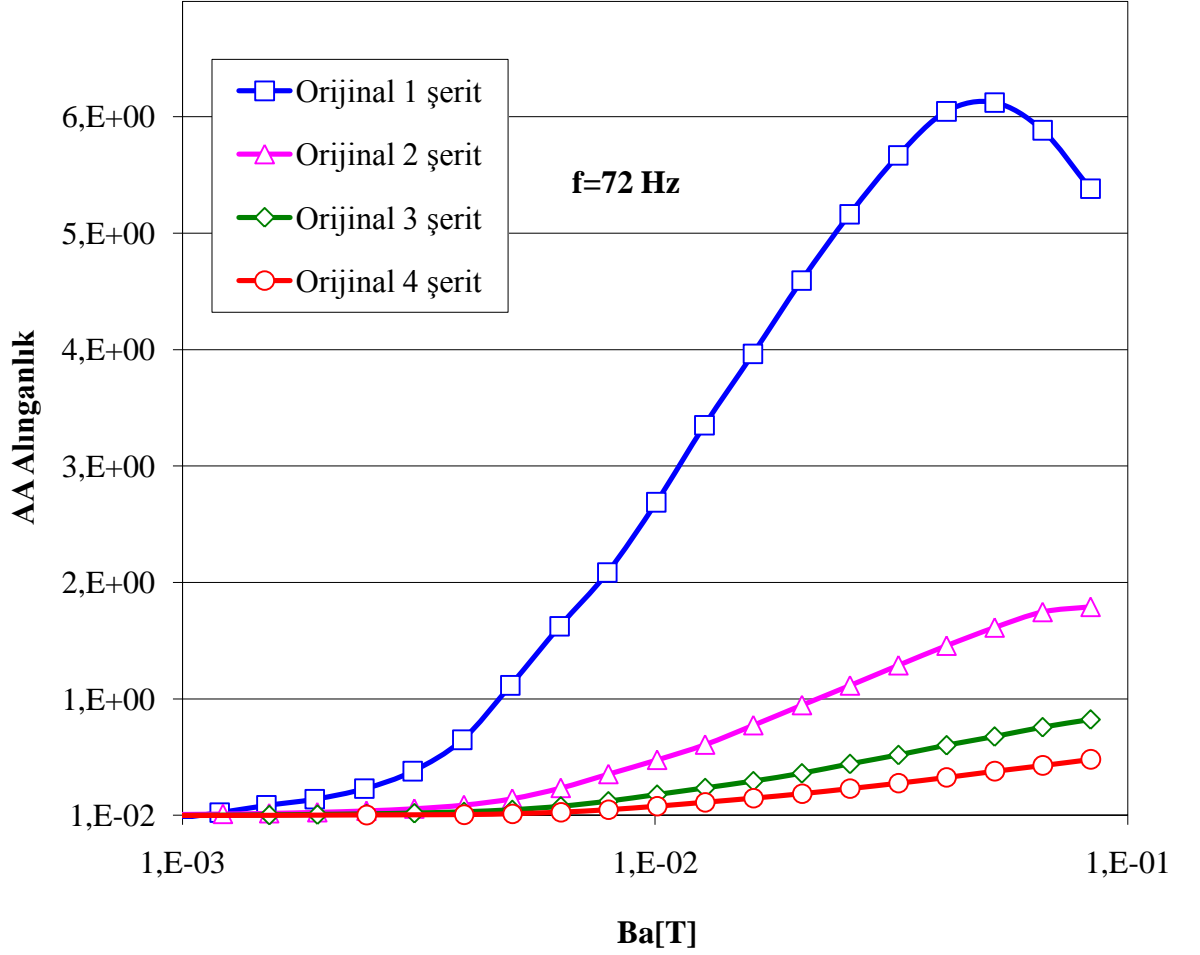
Şekil 7.29 Nikel kaplı tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen AA manyetizasyon kayıpları.

Birim hacimdeki kaybın ölçüsü olarak 1. temel harmonik alınganlığı alabiliriz. Kayıp ile alınganlık arasında şu şekilde bir ilişki vardır

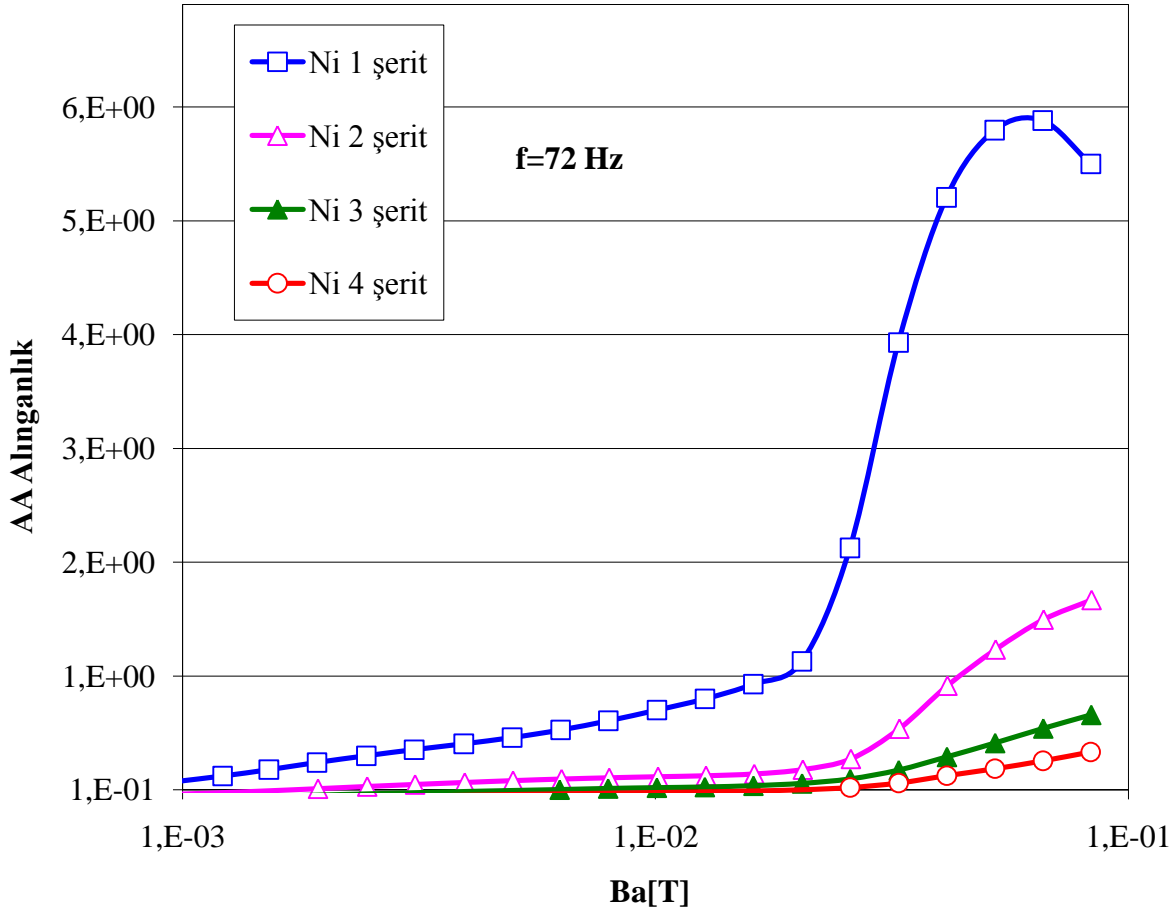
$$g \left[\frac{J}{m^3} \right] = \frac{Q \left[\frac{J}{m} \right]}{S [m^2]} = \pi \chi'' \frac{B_a^2}{\mu_0} \quad (7.15)$$

Denklem (7.15)'de de görüldüğü gibi kayıp ile alınganlık birbirleri ile orantılıdır. Bean kritik durum modelinde sabit kritik akım yoğunluğuna sahip bir silindir için AA alınganlıktaki pikin değeri 0,212 olarak verilir (Bean 1964). En/boy oranı farklı olan numunelerde ise bu değer en/boy oranı ile çarpılır. Şekil 7.30 ve Şekil 7.31'da orijinal ve Ni kaplı tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen 1. Temel harmonik alınganlığa karşı

manyetik alan grafiği gösterilmektedir. Şerit sayısı arttıka en/boy oranı azaldığı için pikin maksimum değeri artan Şerit sayısı ile aşağıya doğru kaymaktadır. Bu durum her iki orijinal ve Ni kaplı yığın içinde gözlenmiştir.



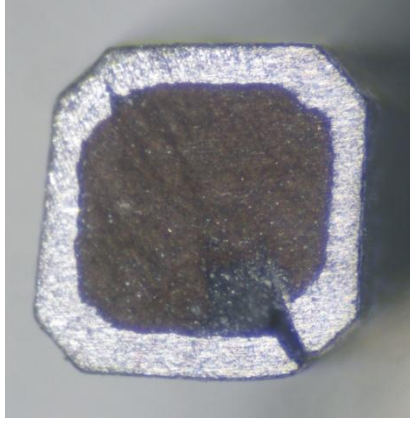
Şekil 7.30 Orijinal tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen 1. Temel harmonik alınganlığa karşı manyetik alan grafiği.



Şekil 7.31 Ni kaplı tüm yığınlar için 72Hz 'de ölçülen 1. Temel harmonik alinganlığa karşı manyetik alan grafiği.

7.3 Tek Filamanlı MgB₂/Ti Tel

Tezin bu bölümünde Colombus SpA. tarafından “ex-situ” PIT tekniği kullanılarak üretilmiş olan tek filamanlı Ti kılıflı MgB₂ tel üzerinde manyetizasyon AA kayıp ölçümleri alınmış ve teorik olarak hesaplanan değerler ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.32.(i)'de tek filamanlı MgB₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş fotoğrafı gösterilmiştir. Kesit yüzeyi fotoğrafından da açıkça görülebileceği gibi süperiletken bölge kare şekline benzemektedir. Numunenin toplam yüzey alanı 1890600,2 μm^2 , süperiletken bölgenin yüzey alanı ise 1095647,2 μm^2 'dir.



(i)



(ii)

Şekil 7.32 (i) Tek filamanlı Ti kılıflı MgB₂ telin kesit yüzeyi, (ii) Hesaplamalarda kullanılan geometrik gösterim.

❖ AA kayıp hesabı:

Tek filamanlı Ti kılıflı MgB₂ için bir seri hesaplama yapılmıştır. Hesaplamalarda filamanlı bölge süperiletken kare bir çekirdek olarak alınmıştır (Şekil 7.32.ii) AA kaybı hesaplayabilmek için, belirli sayıda manyetik alan için alan ve akım dağılımlarını belirlemek gerekir. Bu amaçla ticari sonlu elemanlar kodu (Comsol Multiphysics) paket programı kullanılmıştır. Hesaplamalar iki boyutlu geometride yapılmıştır. Şerit sonsuz uzunlukta ve özellikleri uzunlamasına değişmez kabul edilmiştir. Hesaplama metodu Bölüm 7.1’de detaylı olarak anlatılmıştır.

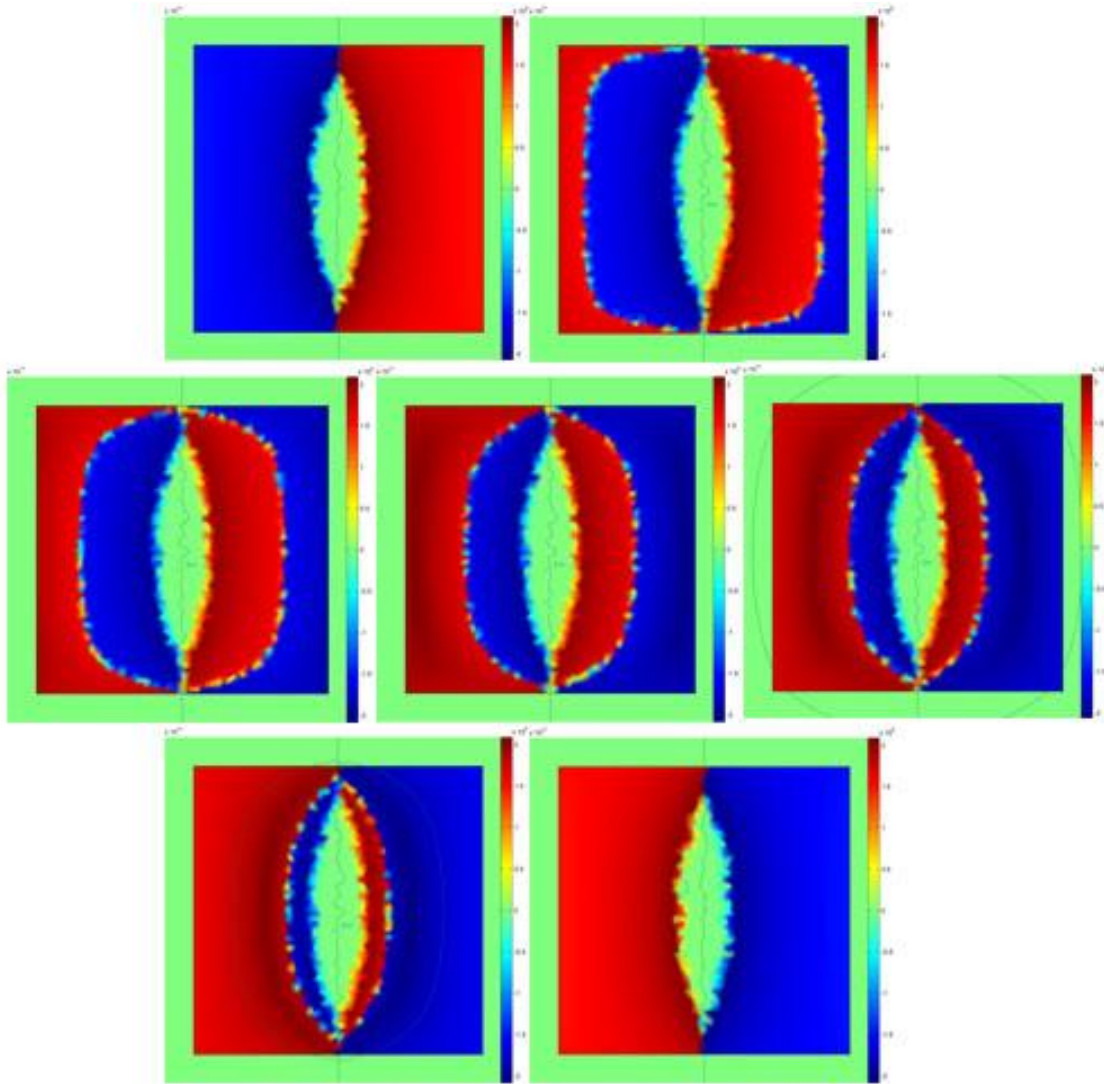
Hesaplamalarda süperiletken çekirdeğin kritik akım yoğunluğu şu şekilde tanımlanmıştır;

$$J_c(B) = J_{c0} \cdot \frac{1 - \frac{B}{B_1}}{\left(1 + \frac{B}{B_0}\right)^\beta} \quad (7.16)$$

Burada J_{c0} , self-alan kritik akım yoğunluğu; B_0 , karakteristik manyetik alan; β , alanın üstel bağımlılığı; B_1 , transport akım sıfıra düştüğü yerdeki alan değeridir. Bu formül

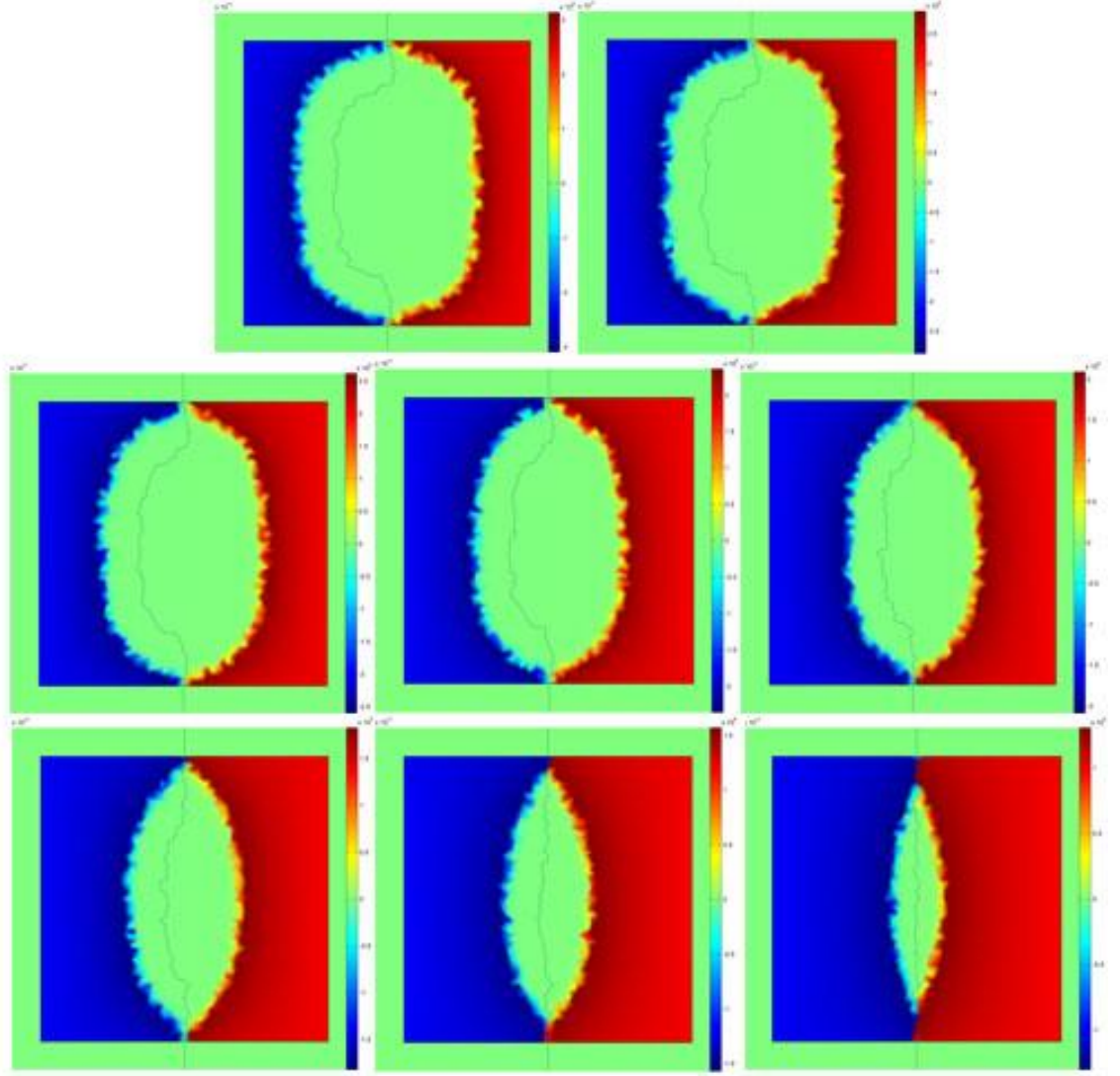
Kim Modeli'nin (1962) genel bir halidir. Yüksek sıcaklıklarda $J_c(B)$ bağımlılığını bulmak için 20 K'de bulunan değerler doğrusal olarak ekstrapole edilmiştir.

Şekil 7.33' de belirli bir sıcaklıkta uygulanan manyetik alan 30 mT'dan -30 mT'ya azaltıldığı zaman hesaplanan numune içindeki akı profilleri gösterilmiştir. Yukarıdan aşağıya ve soldan sağa uygulanan manyetik alan büyüklükleri sırasıyla 30, 18, 9, 0, -9, -18 ve -30 mT' dır. Kritik akım yoğunluğu renklerle karakterize edilmiştir.



Şekil 7.33 T=30 K için uygulanan manyetik alan 30 mT'dan -30 mT'ya azaltıldığı zaman hesaplanan numune içindeki akı profilleri (Yukarıdan aşağıya ve soldan sağa uygulanan manyetik alan büyüklükleri sırasıyla 30, 18, 9, 0, -9, -18 ve -30 mT).

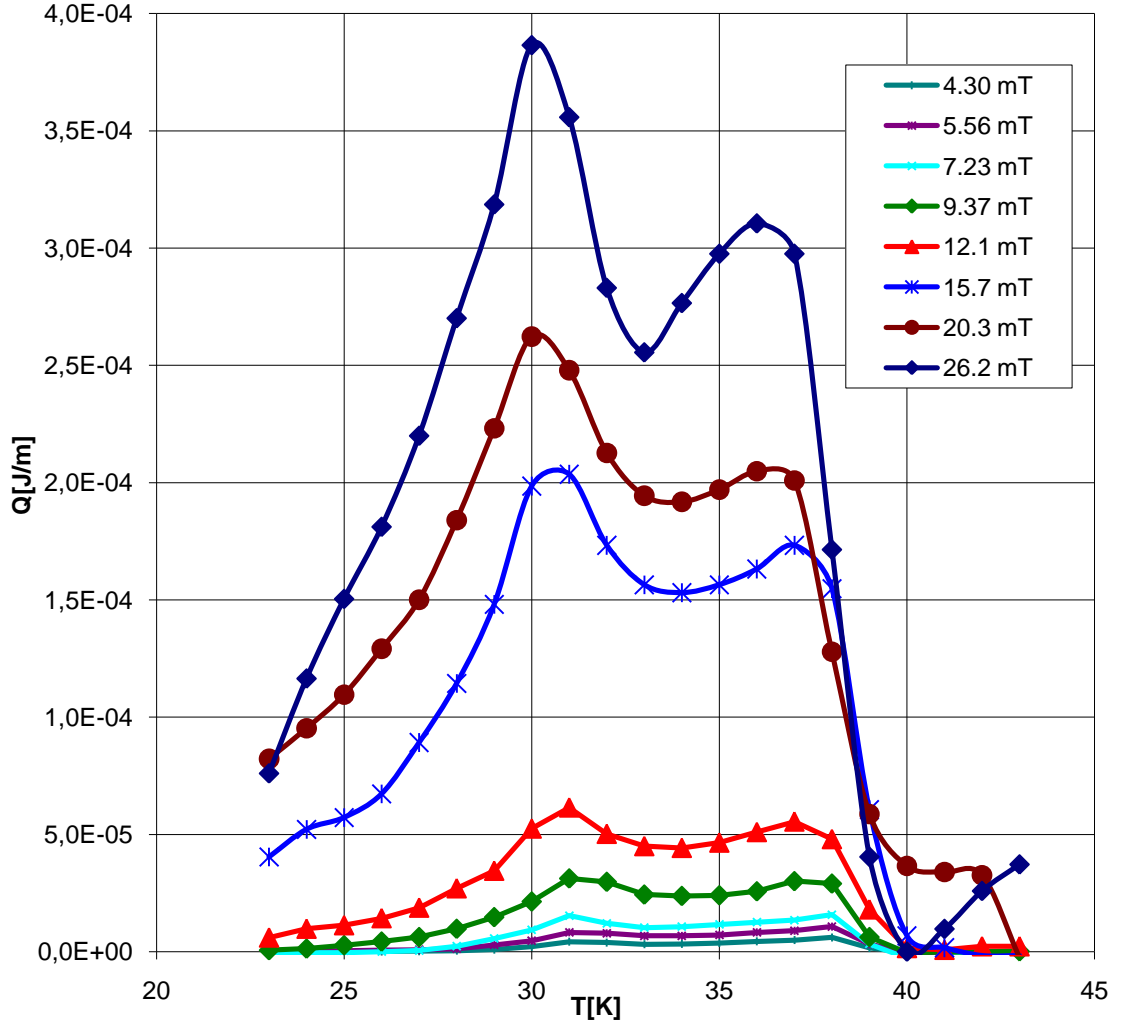
Şekil 7.34’ de farklı sıcaklık değerleri için numuneye 40 mT dik manyetik alan uygulandığı zaman akı profilleri iki boyutta gösterilmiştir. Yukarıdan aşağıya ve soldan sağa sıcaklık 26 K’ den 33 K’ e artmaktadır. Artan sıcaklıkla girme alanı düşük sıcaklıklara kayar. Bu sebeple yüksek sıcaklarda numunenin doyuma ulaşması daha kolaydır.



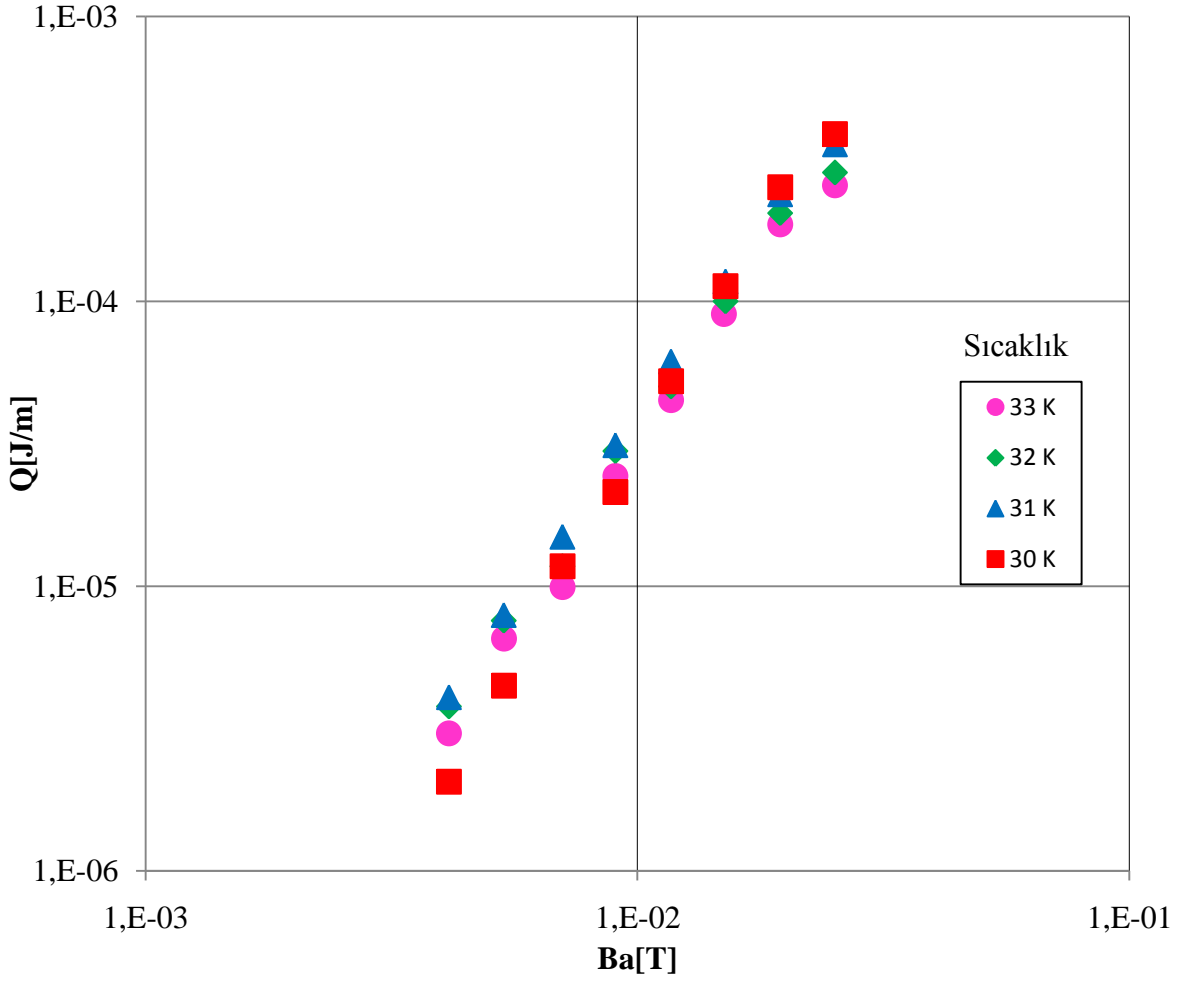
Şekil 7.34 $B_a=40$ mT’ da farklı sıcaklık değerleri için akı profillerinin iki boyutta gösterimi (Yukarıdan aşağıya ve soldan sağa sıcaklık sırasıyla 26, 27, 28, 29, 30, 31,32 ve 33 K).

- ❖ Deneysel sonuçlar ile hesaplanan değerlerin karşılaştırması:

Şekil 7.35’de sabit frekansta numune yüzeyine dik manyetik alan uygulandığı zaman manyetizasyon AA kaybının sıcaklığa bağlı değişimi gösterilmiştir. Uygulanan manyetik alan büyüklükleri 4 ile 26 mT arasında değişmektedir. Kritik sıcaklık yaklaşık 39 K’ dir. İki adımda süperiletkenliğe geçiş açıkça görülmektedir. Bunun birkaç sebebi olabilir. Bunlardan ilk akla geleni, tane içi ve taneler arası etkileşimdir. Önce taneler arası daha sonra taneler süperiletkenliğe geçmiştir. Diğer bir muhtemel bir sebep ise dış kılıf malzemesi olarak kullanılan Ti malzemesidir. Numune üretimi uygulanan ısıtma işlemi sırasında Ti malzemesi MgB_2 içine difüz ederek süperiletken malzemenin özelliklerini etkilemiştir. Gencer vd. 2005 yılında yaptıkları çalışmada Ti katkısının süperiletken malzemenin AA kaybı olumsuz yönde etkilediği açıkça gösterilmiştir. Uygulanan manyetik alan arttıkça kayıpta artmaktadır.

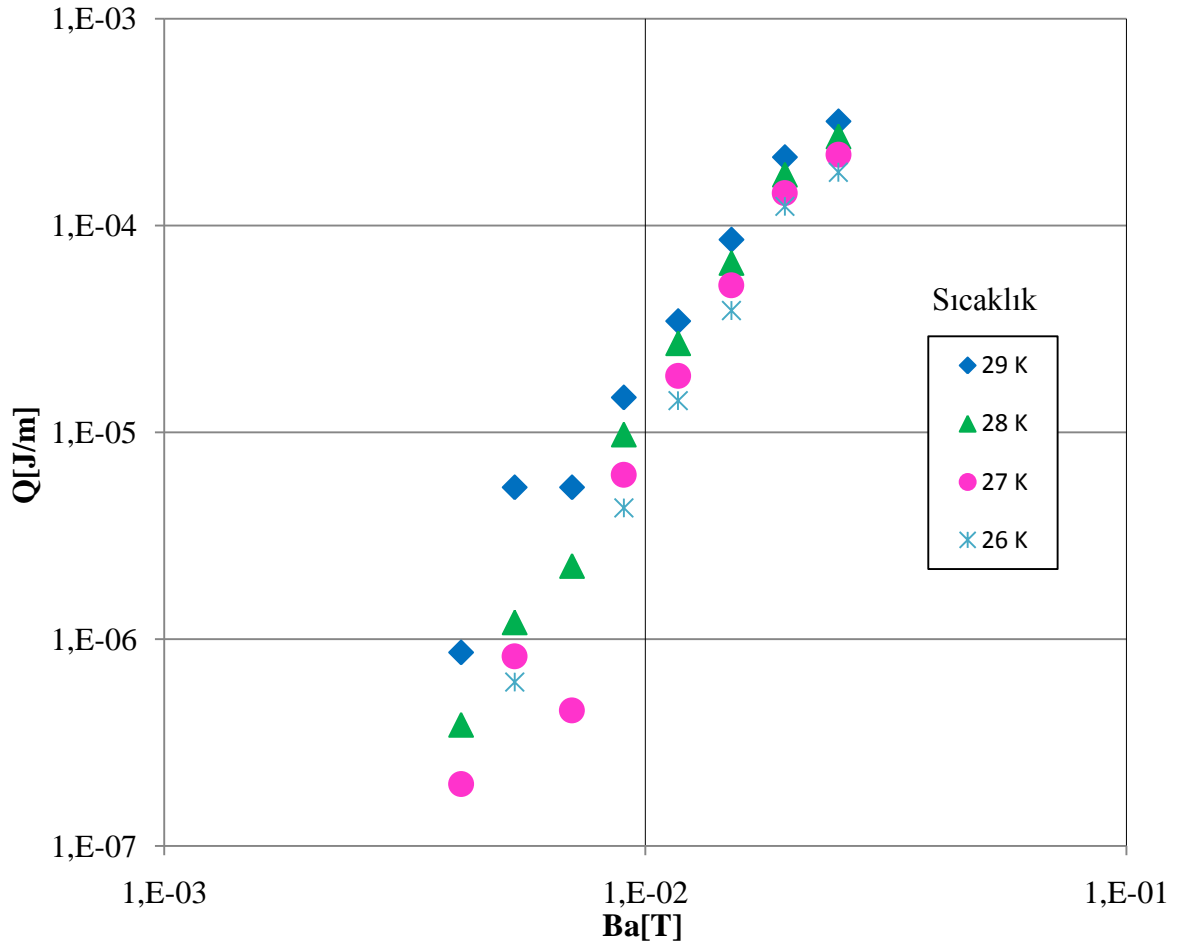


Şekil 7.35 Farklı manyetik alanlar için kaybın sıcaklığa bağlı değişimi.



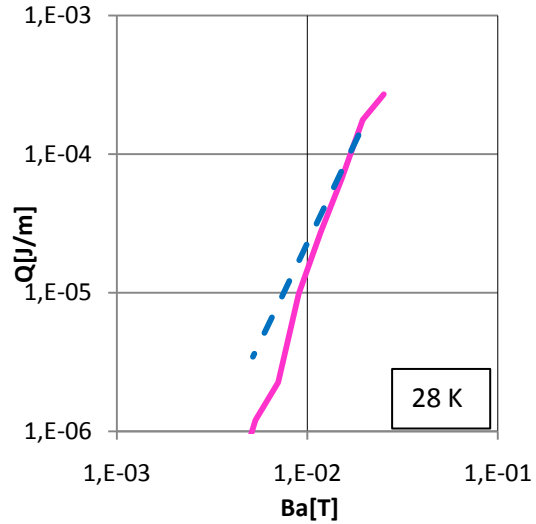
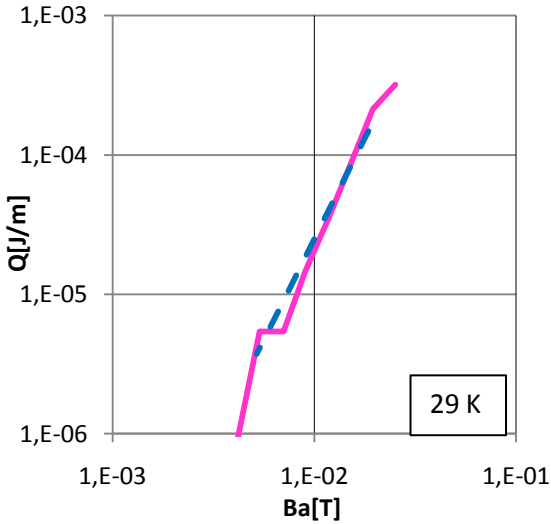
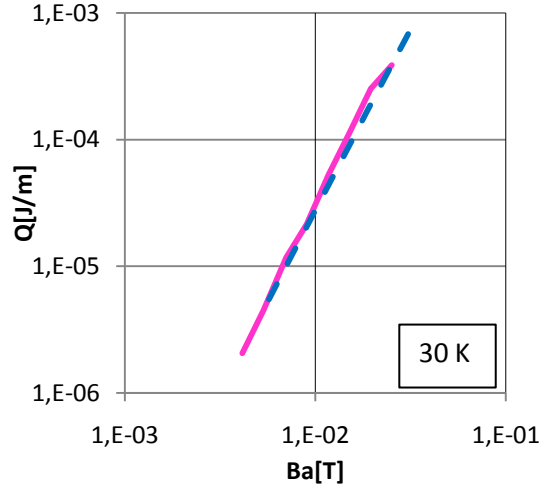
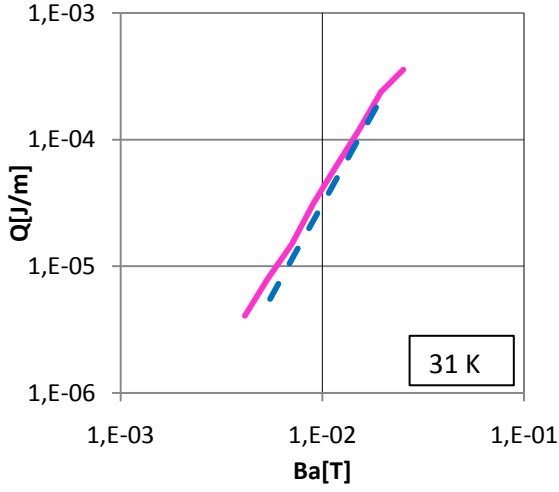
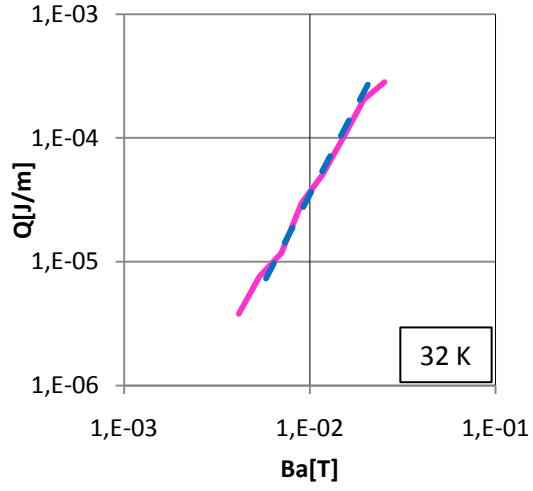
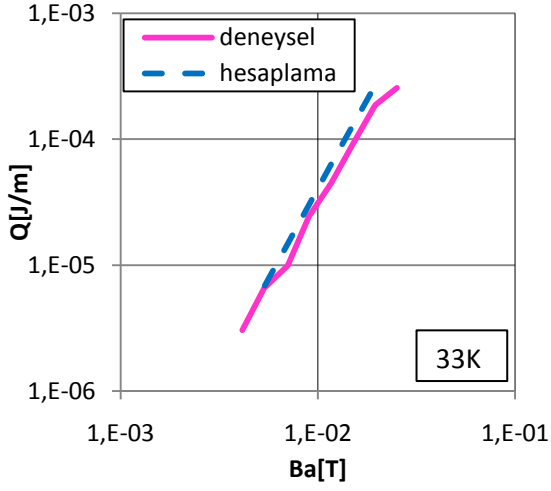
Şekil 7.36 Tek damarlı MgB₂/Ti tel için 30, 31, 32 ve 33 K' de AA kaybın manyetik alana göre değişimi.

Şekil 7.36 ve 7.37'de farklı sıcaklıklarda AA kaybın manyetik alana göre değişimi verilmiştir. 26 K ile 29 K arasında artan sıcaklıkla kayıp artmaktadır. 30 K ile 33 K arasında ise düşük alan değerlerinde artan sıcaklıkla kayıp artarken yüksek manyetik alan değerlerine yaklaşıldığında ise durum tam tersine dönmüştür. Bunun sebebi girme derinliği H_p 'ye kadar kaybın B_a^3 ile bu alan değerinden sonra ise B_a^2 ile artmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca sıcaklık arttıkça H_p değeri küçük alanlara kaydığı bilinmektedir.



Şekil 7.37 Tek damarlı MgB₂/Ti tel için 26, 27, 28, ve 29 K' de AA kaybın manyetik alana göre değişimi.

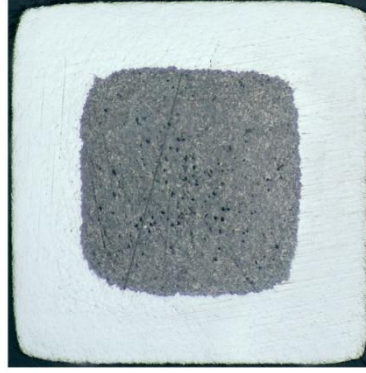
Şekil 7.38'de 28 K ile 33K arasında tek damarlı MgB₂/Ti teline dik manyetik alan uygulandığı zaman telde hesaplanan ve ölçülen manyetizasyon AA kayıpları karşılaştırılmıştır. Kesikli mavi çizgiler hesaplamayı, düz pembe çizgiler ise deneysel ölçümleri göstermektedir. Düşük sıcaklık ve düşük alanlarda sistemindeki gürültü sebebiyle teorik olarak hesaplanan değerler ile deneysel değerler arasında tam uyum sağlanamamıştır. Fakat genel olarak deneysel ölçümler hesaplanan değerlerle oldukça güzel bir uyum göstermiştir.



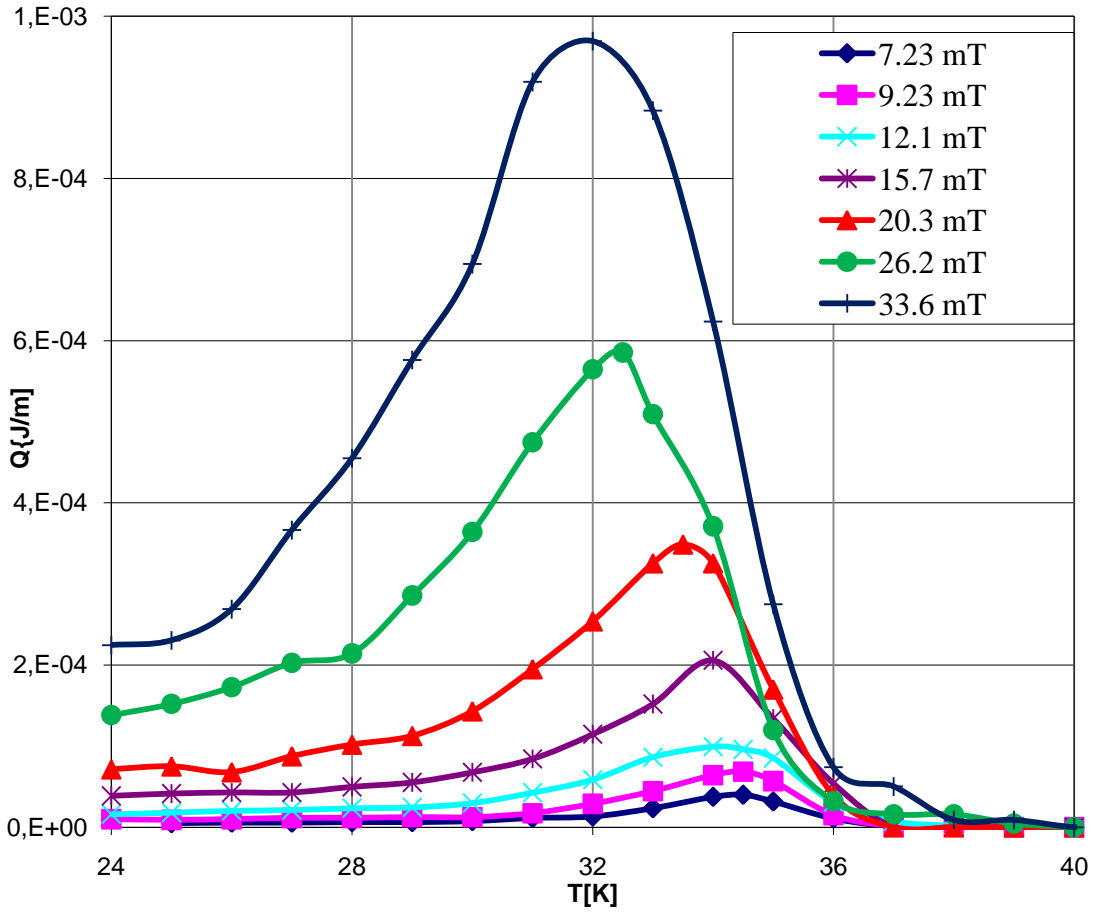
Şekil 7.38 33 K ile 28 K arasında tek damarlı MgB_2/Ti için manyetik alana karşı hesaplanan ve ölçülen manyetizasyon AA kayıplarının karşılaştırılması. Kesikli çizgiler hesaplama, düz çizgiler deneysel ölçümleri gösterir.

7.4 Tek Filamanlı MgB₂/Nb Tel

Dr. Kovac ve grubu tarafından PIT tekniği kullanılarak üretilmiş olan tek filamanlı Nb kılıflı MgB₂ tel üzerinde manyetizasyon Telin dış boyutları 1.17x1.14 mm' dir. Süperiletken bölgenin alanı ise 0.474 mm²' dir. Şekil 7.39'da tek filamanlı MgB₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş fotoğrafı gösterilmiştir. Süperiletken bölge kare şeklinde bir yüzey alanına sahiptir.

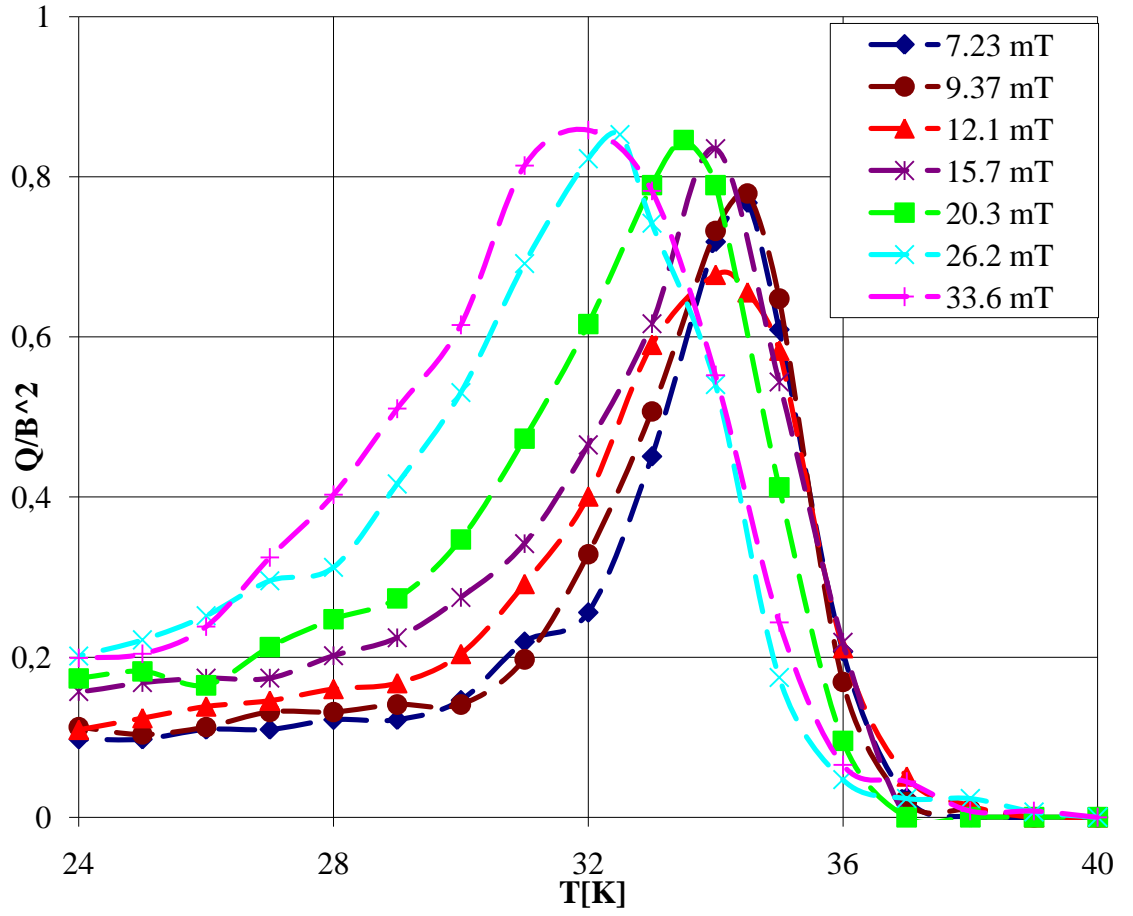


Şekil 7.39 Tek filamanlı Nb kılıflı MgB₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş fotoğrafı.



Şekil 7.40 $f=144$ Hz için numuneye farklı manyetik alanlar uygulandığı zaman kaybın sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 7.40'de 144 Hz' de numuneye farklı manyetik alanlar uygulandığı zaman kaybın sıcaklığa bağlı değişimi gösterilmiştir. Kritik sıcaklık yaklaşık 36 K' dir. Tek adımda süperiletkenliğe geçiş açıkça görülmektedir. Uygulanan manyetik alan arttıkça kayıpta artmaktadır.



Şekil 7.41 144 Hz’ de numuneye farklı manyetik alanlar uygulandığı zaman Q/B^2 ’nin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 7.41’de 144 Hz’ de numuneye farklı manyetik alanlar uygulandığı zaman Q/B^2 ’nin sıcaklığa bağlı değişimi gösterilmiştir. Kritik sıcaklık yaklaşık 36 K olduğu ve tek adımda süperiletkenliğe geçiş bu şekilde de açıkça görülmektedir. Bu tek adımda geçiş, MgB_2 ’nin taneleri arasındaki güçlü etkileşimin varlığına, MgB_2 ’nin oldukça izotropik bir yapıya sahip olduğunu gösterir. Uygulanan manyetik alan arttıkça pikin tepe değerinin düşük sıcaklıklara kaydığı görülmektedir. Pikin maksimum olduğu yer uygulanan manyetik alanın numunenin tam merkezine ulaştığı yerdir. Bu alan değeri girme alanı H_p olarak bilinir ve $2d$ kalınlık bir dilim için şu şekilde verilir;

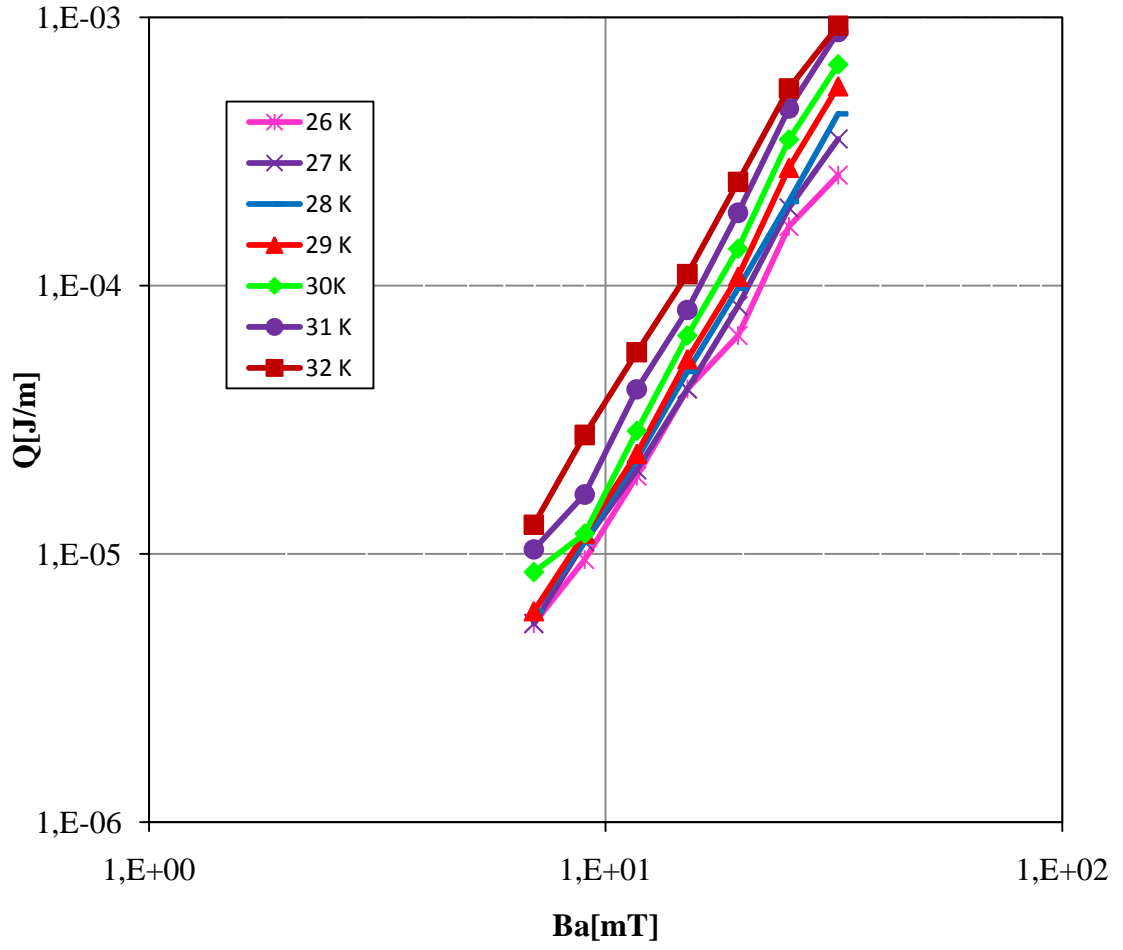
$$H_p = \mu_0 J_c d \quad (7.17)$$

Uygulanan manyetik alan değeri arttıkça kritik akım yoğunluğu azaldığı için girme alanı H_p 'de azalır ve pik sıcaklığı düşük sıcaklıklara doğru kayar. Pik sıcaklığı T_p 'nin manyetik alana bağlı değişimi ise;

$$T_p = T_c - T_c \left(\frac{H_a}{J_{c0}d} \right) \quad (7.18)$$

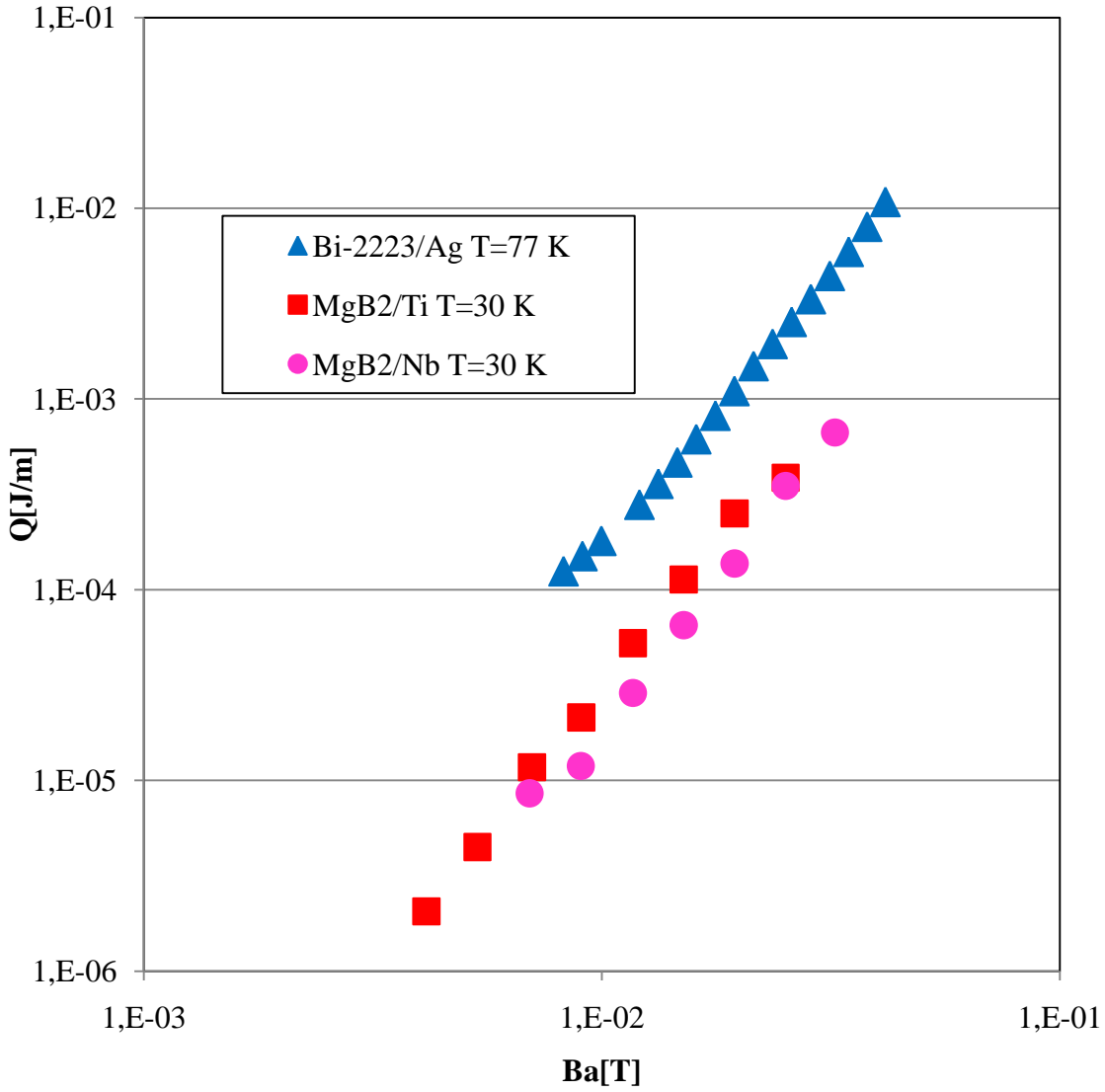
ile verilir. Pik sıcaklığı, T_p , 6.96, 9.02, 11.7, 15.1, 19.5, 25.2 ve 32.2 [mT] alanları için sırasıyla 34.6, 34.7, 34.2, 34, 33.5, 32.5 ve 31.9 [K]' dir.

Şekil 7.42'de farklı sıcaklık değerleri için manyetizasyon AA kaybının manyetik alana göre değişimi gösterilmiştir. Sıcaklık arttıkça kaybın arttığı görülmektedir. Kayıp B_a^3 ile orantılıdır. Girme alanı H_p 'ye daha ulaşılmamıştır.



Şekil 7.42 Farklı sıcaklık değerleri için manyetizasyon AA kaybının manyetik alana göre değişimi.

Şekil 7.43'da tek filamanlı MgB_2/Ti , MgB_2/Nb ve çok filamanlı $Bi-2223/Ag$ şerit için manyetizasyon AA kayıplarının manyetik alana bağımlılıkları karşılaştırılmıştır. $Bi-2223/Ag$ şeritteki kayıplar her iki tek filamanlı farklı kılıflı MgB_2 teldeki kayıplara göre ortalama 25 kat daha fazladır.

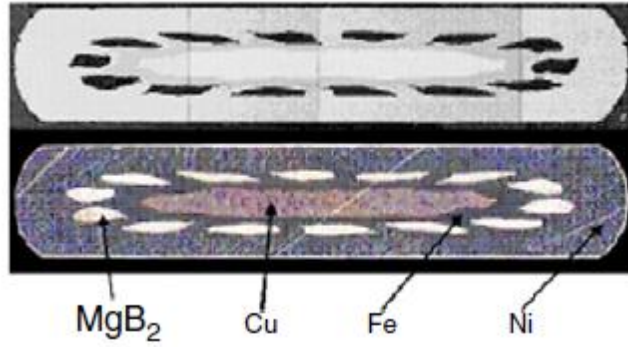


Şekil 7.43 Tek filamanlı MgB₂/Ti, MgB₂/Nb ve çok filamanlı Bi-2223/Ag şerit için manyetizasyon AA kayıplarının manyetik alana karşı grafiği.

7.5 14 Filamanlı MgB₂ Tel

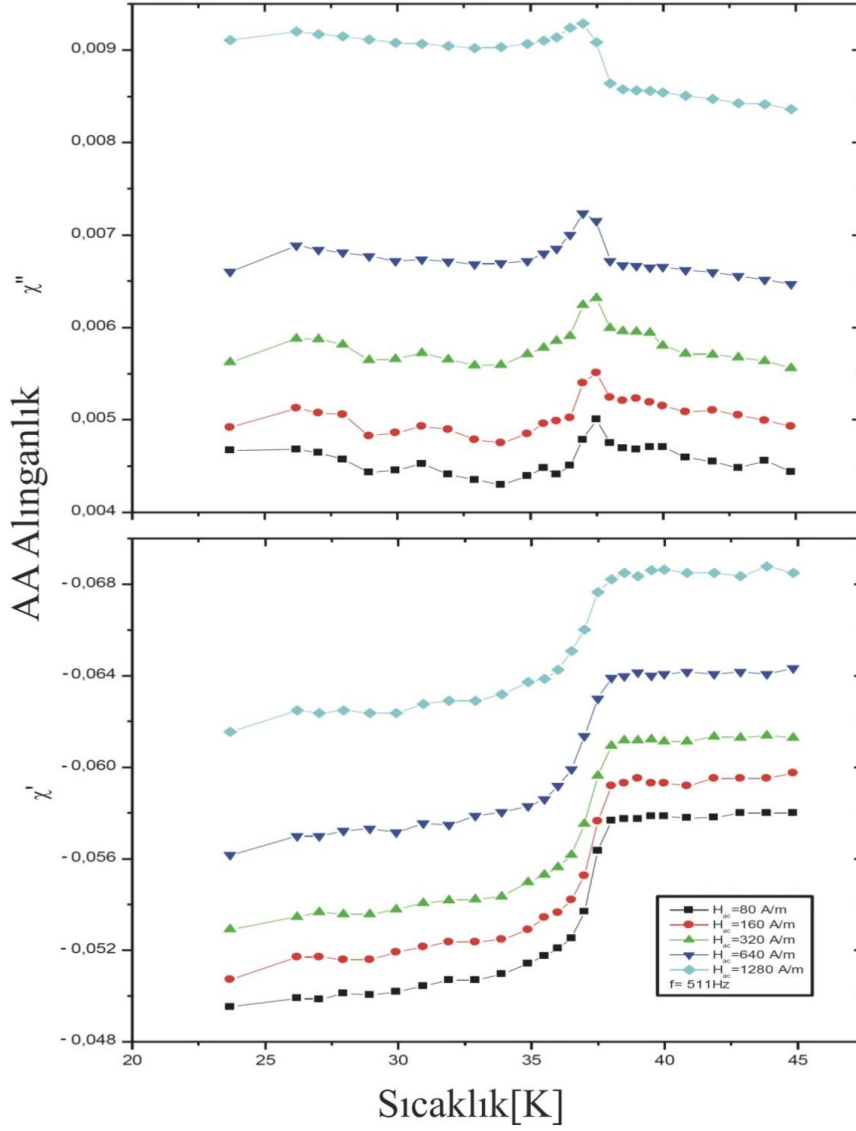
Tezin bu bölümünde Columbus SpA. tarafından PIT tekniği kullanılarak üretilmiş olan 14 filamanlı MgB₂ şerit üzerinde AA alınganlık ölçümleri alınmıştır. Ölçümler ticari Lake Shore 7130 model AA Alınganlık ölçer ve SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) ile yapılmıştır. AA alınganlığın 10 ile 45 K arasındaki sıcaklık bağımlılığı farklı alternatif akım alanı, frekans ve doğru akım alanı kombinasyonlarında ölçülmüştür.

Ticari olarak satın alınabilen hazır MgB_2 tozları nikel tüp içine konarak tek filamanlı teller yapılmıştır. Herhangi bir ısıtma işlemi uygulanmadan tel çekilerek inceltirilmiştir. Daha sonra merkezinde Cu tel olacak şekilde büyük çaplı nikel tüp içine konarak çok filamanlı hale getirilmiştir. Elde edilen çok filamanlı tel silindirden geçirilerek şerit haline getirilmiştir. Şekil 7.44'de optik mikroskobu ile çekilmiş şeridin kesit yüzeyi gösterilmektedir. Şerit 3.6x0.65 mm boyutlarındadır. Süperiletken malzemenin doluluk oranı yaklaşık %10'dur.



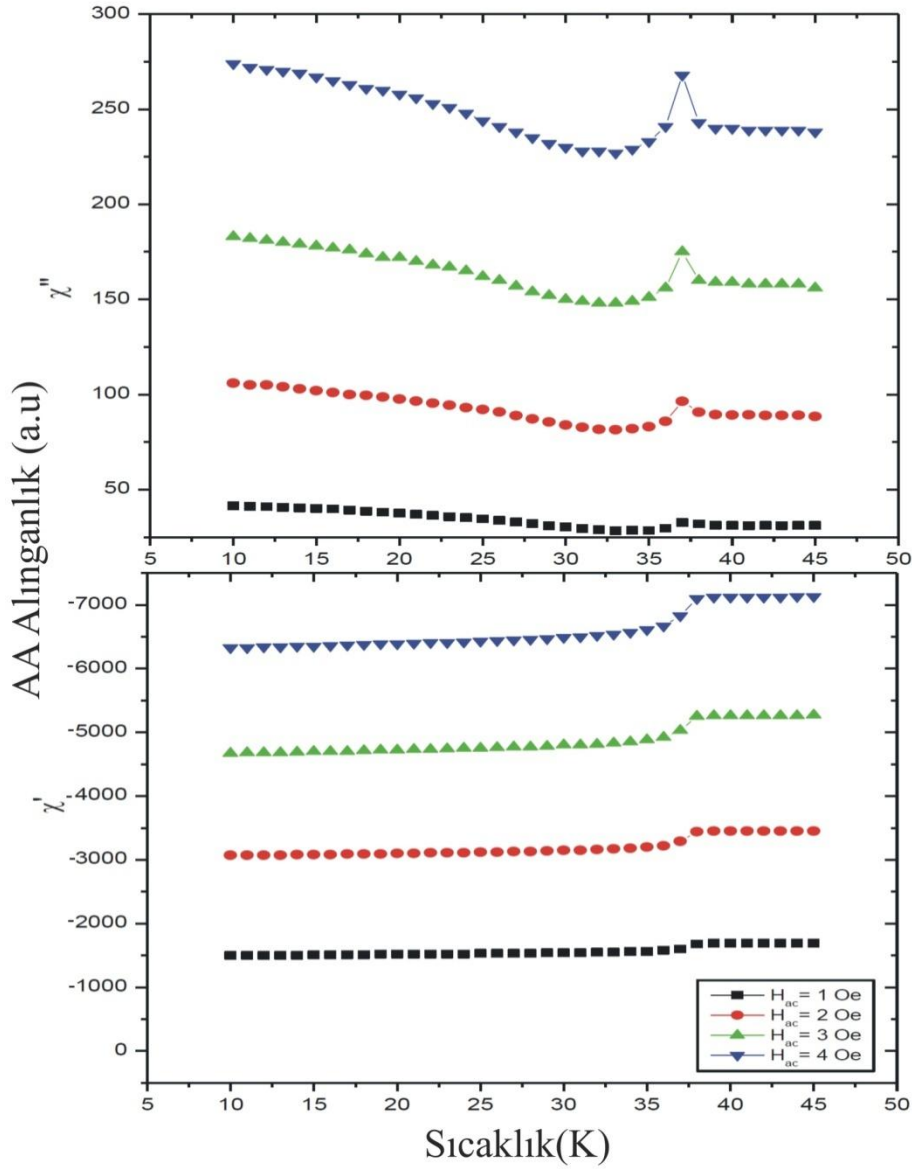
Şekil 7.44 Çok filamanlı MgB_2 telin kesit yüzeyi.

Şekil 7.45'de çok filamanlı Ni kılıflı MgB_2 disk için sabit 511 Hz frekansta farklı AA alan büyüklüklerinde ölçülen alınganlıkları göstermektedir. Manyetik alan diskin yüzeyine dik olacak şekilde ve 80, 160, 320, 640 ve 1280 [A/m] büyüklükleri uygulanmıştır. Alan 80[A/m]'den 1280[A/m]'ye arttırıldığı zaman χ'' 'daki pikin maksimum değeri düşük sıcaklıklara doğru kaymaktadır. . Pik sıcaklığı, T_p , 80, 160, 320, 640 ve 1280[A/m] alanları için sırasıyla 37.41, 37.37, 37.27, 37.08, 36.08 [K]'dir. Temel alınganlık tipik tek adım geçişi göstermektedir. Bu tek adımda geçiş, MgB_2 'nin taneleri arasındaki güçlü etkileşimin varlığına, MgB_2 'nin oldukça izotropik bir yapıya sahip olduğunu gösterir.



Şekil 7.45 $f=511$ Hz, $H_{ac}=80, 160, 320, 640, 1280$ A/m için 1. temel harmonik alinganlığın sıcaklığa karşı grafiği.

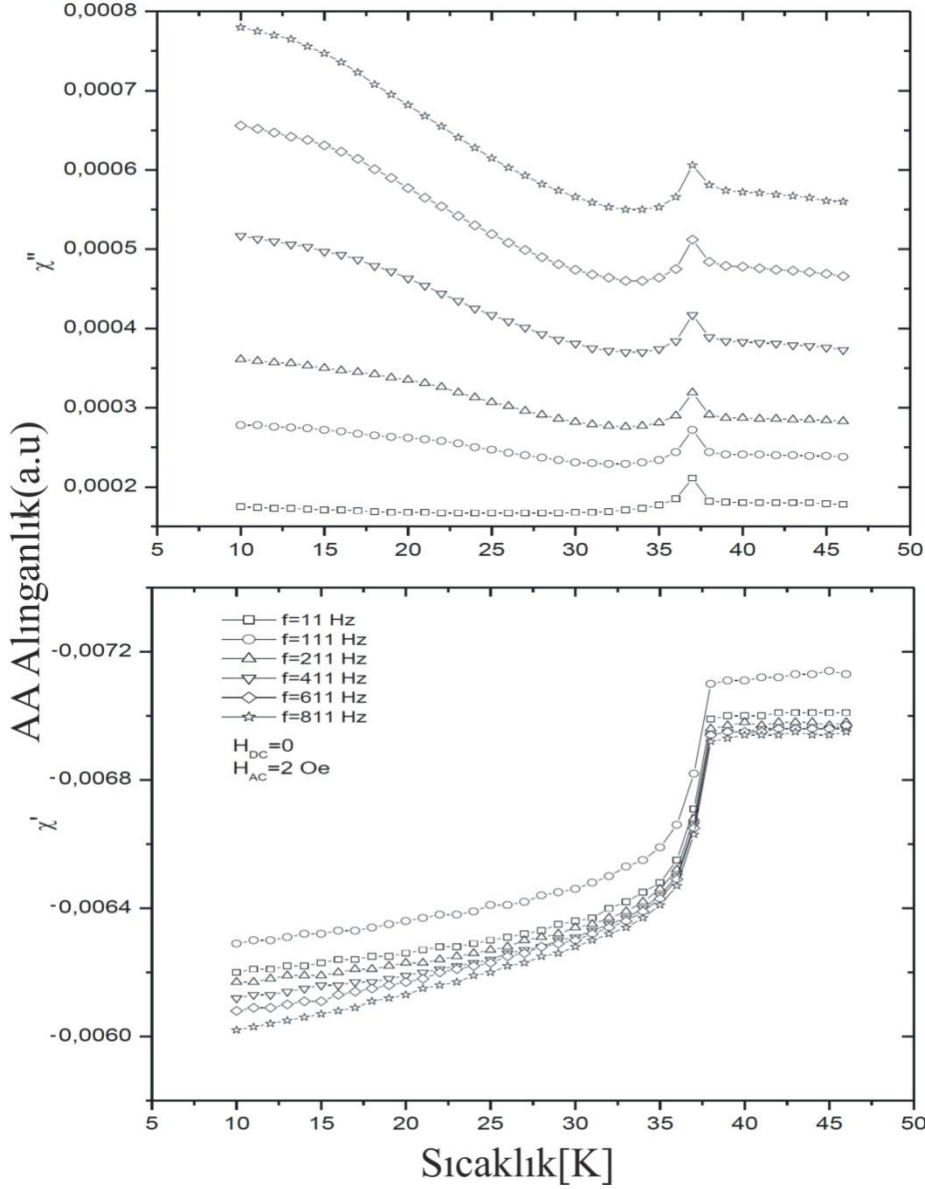
Şekil 7.46'da çok filamanlı Ni kılıflı MgB_2 disk için sabit 111 Hz frekansta farklı AA alan büyüklüklerinde ölçülen alinganlığları göstermektedir. Manyetik alan büyüklükleri 1,2,3 ve 4 [Oe]'dir. Alan 1[Oe]'den 4[Oe]'ye arttırıldığı zaman 511 Hz frekansta olduğu gibi χ'' 'daki pik düşük sıcaklıklara doğru kaymaktadır. Bu şekilde de tek adımda süperiletkenliğe geçiş net bir şekilde görölmektedir.



Şekil 7.46 $f=111$ Hz, $H_{ac}=1, 2, 3, 4$ Oe için 1. temel harmonik alinganklığın sıcaklığa karşı grafiği.

Şekil 7.47'de numuneye sabit bir manyetik alan uygulandığı zaman farklı frekanslarda alinganklığın sıcaklığa bağımlılığı gösterilmiştir. Frekans arttıkça alinganklığın sanal kısmının arttığı görülmektedir. Alinganklık birim hacimdeki kaybın bir ölçüsü olduğuna göre alinganklıktaki bu artış birim hacimdeki alinganklığın arttığı anlamına gelmektedir. Kayıptaki bu artışın muhtemel sebepleri normal metal matristeki eddy akım kayıpları,

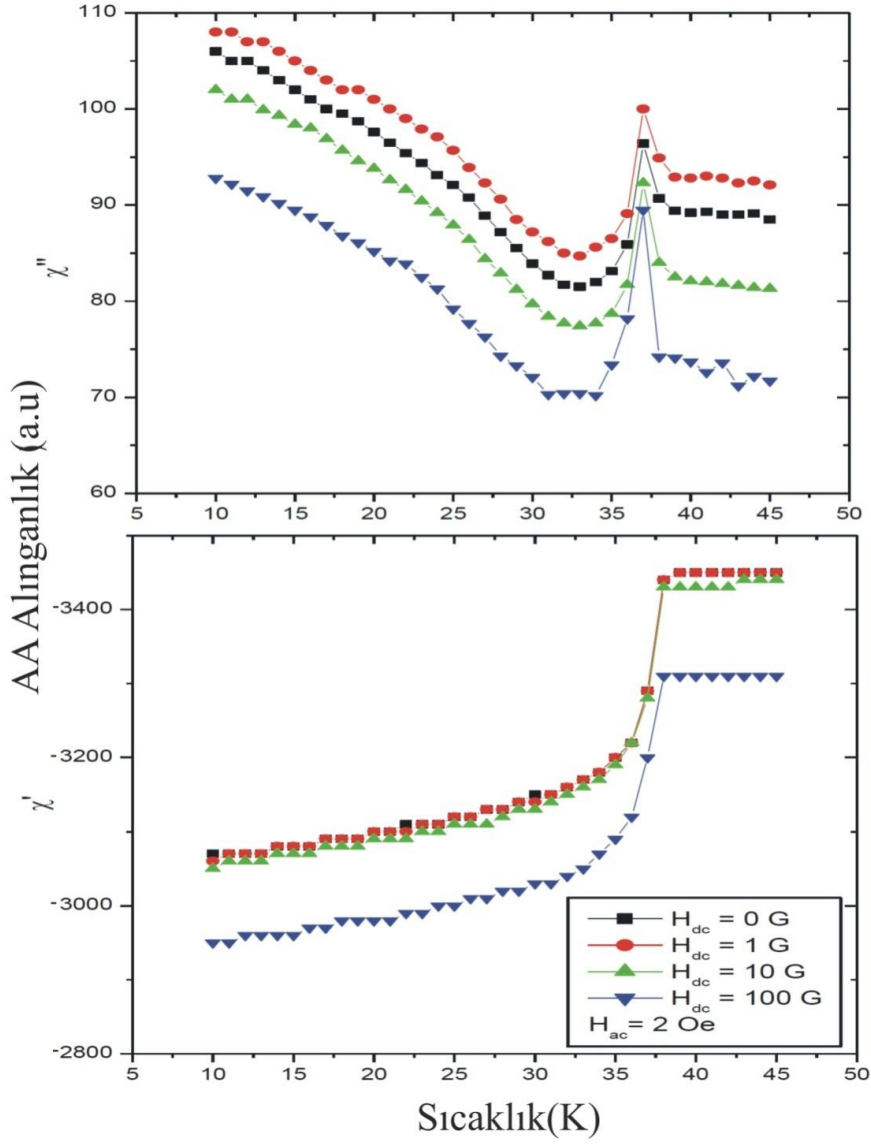
filamanlar arasındaki çiftlenim kayıpları ve kullanılan ferromanyetik kılıf malzemesindeki histeretik kayıpların bir karışımı olabilir.



Şekil 7.47 $f=11, 111, 211, 411, 611$ ve 811 Hz, $H_{AC}=2$ Oe için 1. temel harmonik alınganlığın sıcaklığa karşı grafiği.

Şekil 7.48'de ise sabit bir frekans değerinde numunenin yüzeyine dik bir sabit AA alanın yanı sıra farklı büyüklüklerde DA alan uygulandığında AA alınganlıkların sıcaklığa bağlı grafiği gösterilmiştir. Uygulanan DA alan arttırıldıkça pik sıcaklığı değişmezken pikin maksimum değerinin önce arttığı sonra azalığı ve sonra tekrar arttığı

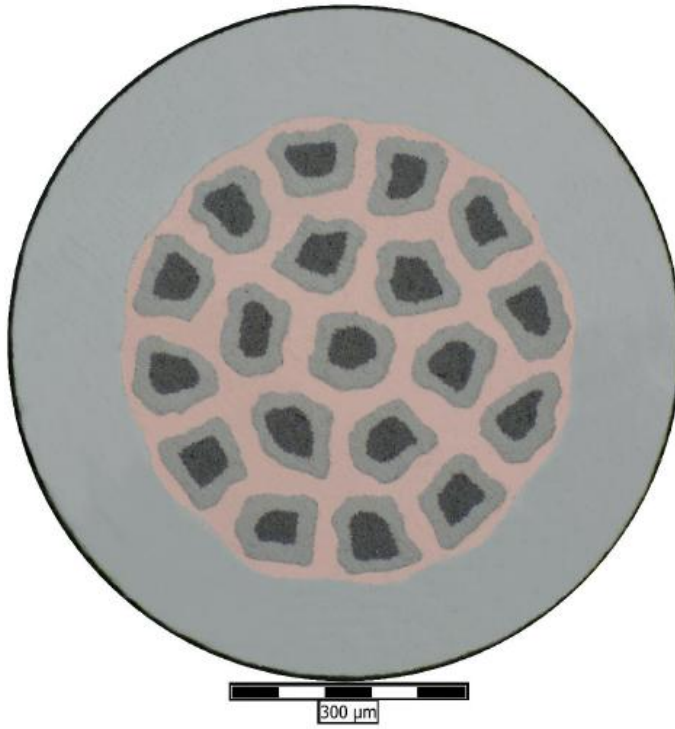
görülmüştür. Bu AA kayıp vadisi olarak bilinmektedir (Çelebi vd. 2006). Çok düşük sıcaklıklara doğru giderken ise alınganlık artmaktadır.



Şekil 7.48 $f=111$ Hz, $H_{ac}=2$ Oe ve $H_{dc}=0, 1, 2, 10, 100$ G için 1. temel harmonik alınganlığın sıcaklığa karşı grafiği.

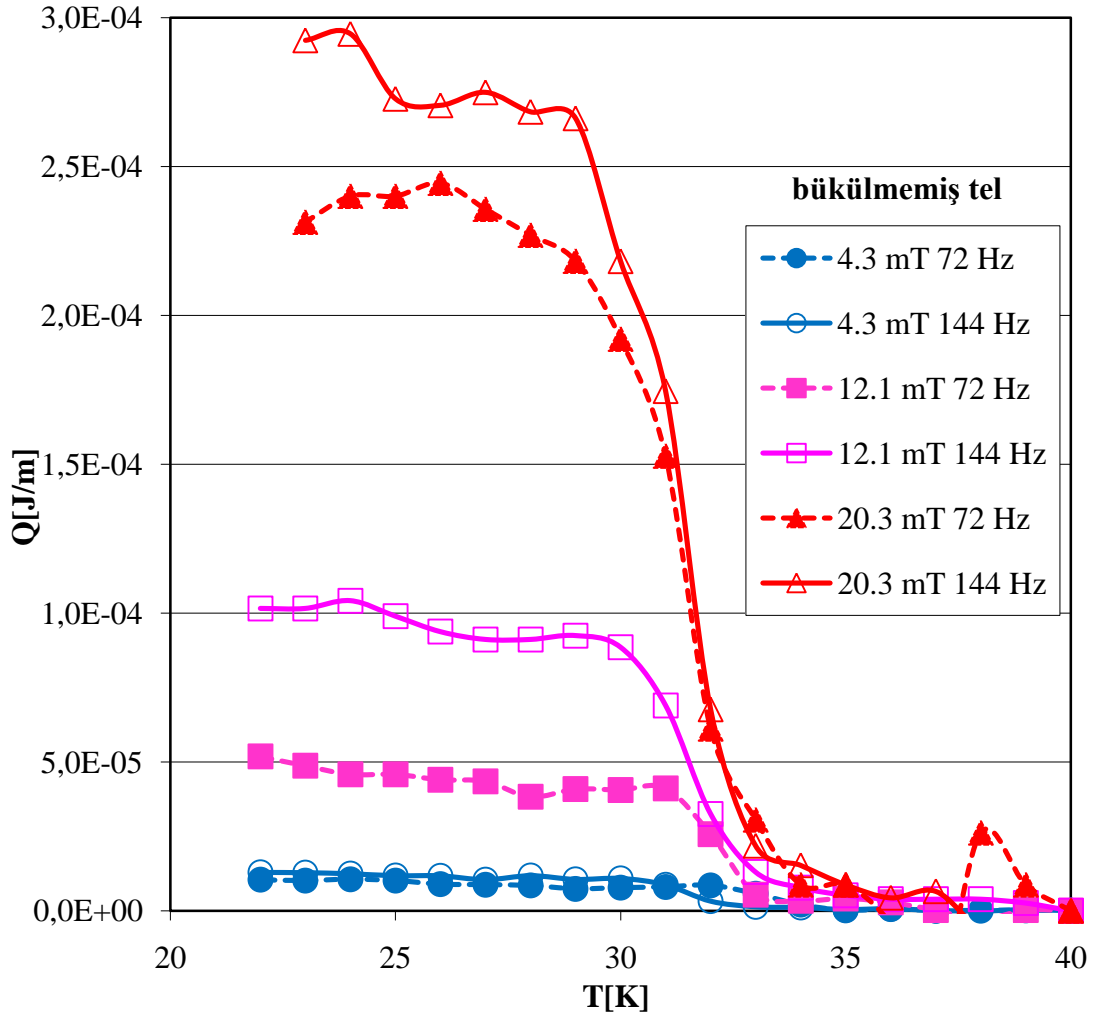
7.6. 19 Filamanlı MgB₂ Teller

Bu bölümde 19 filamanlı bükülmüş (twisted) ve bükülmemiş (non-twisted) teller üzerine farklı büyüklüklerde dik manyetik alan uygulandığı zaman AA kaybının sıcaklık ve frekans bağımlılığı araştırılmıştır. Teller 0.84 mm çapında ve 38.5 mm uzunluğunda olacak şekilde hazırlanmıştır. Bükülmüş teller için bükülme uzunluğu 8 mm' dir. Numune matrisi MgB₂/Ti/Cu/SS şeklindedir. Şekil 7.49'da 19 filamanlı MgB₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş kesit yüzey fotoğrafı gösterilmiştir.



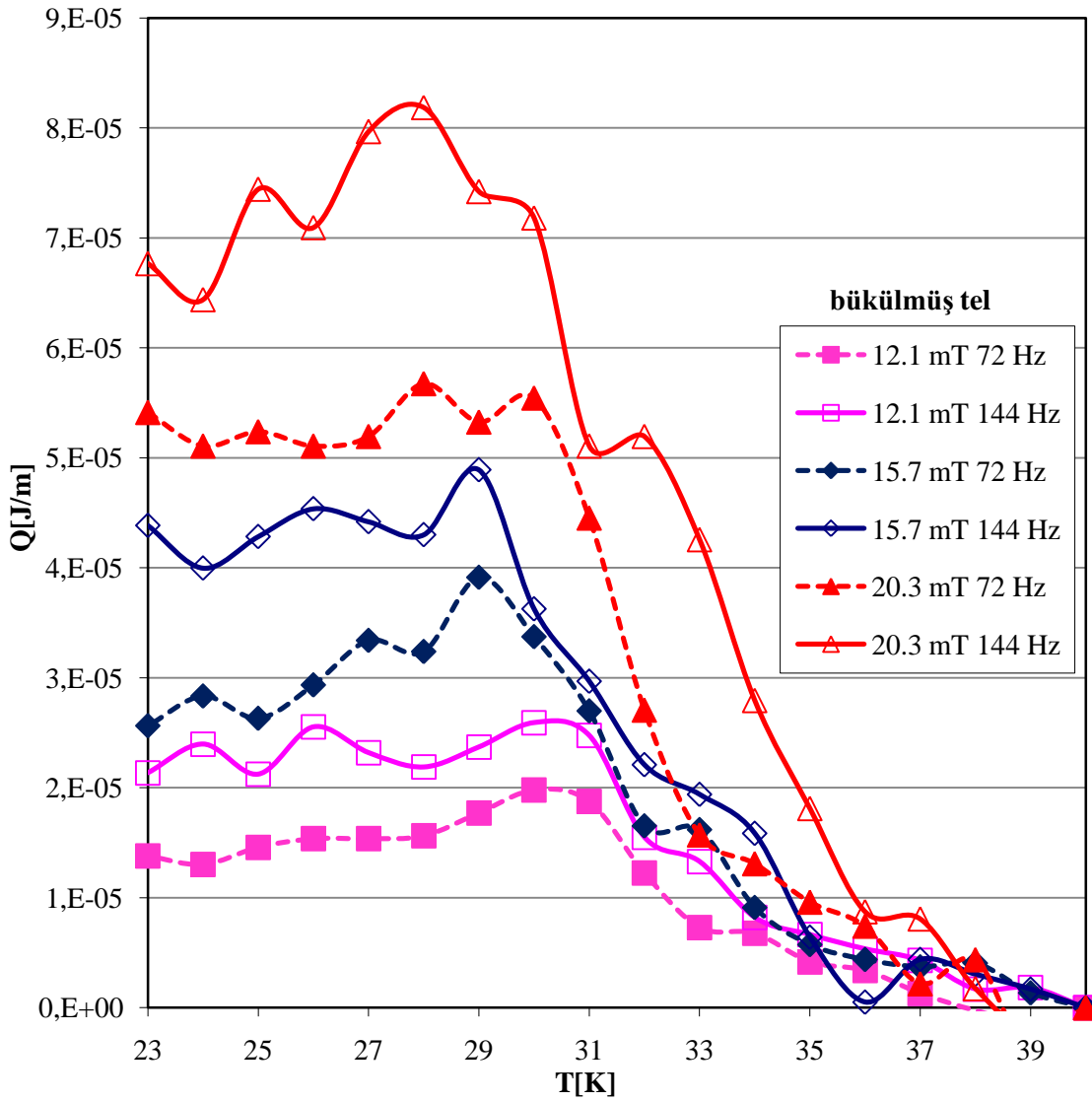
Şekil 7.49 19 filamanlı MgB₂ telin optik mikroskobu ile çekilmiş kesit yüzey fotoğrafı.

Şekil 7.50'de bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı verilmiştir. Ölçümler farklı manyetik alanlarda iki farklı frekansta alınmıştır. İçi boş sembollü düz çizgiler 144 Hz, içi dolu sembollü kesikli çizgiler ise 72 Hz'de alınmış ölçümleri göstermektedir. Frekans bağımlılığı açıkça görülmektedir. Yani kayıplar saf histeretik değildir. Frekansın artması ile kayıpta görülen artışın muhtemel sebepleri normal metal matristeki eddy akım kayıpları ve filamanlar arasındaki çiftlenim kayıplarının bir karışımı olabilir.



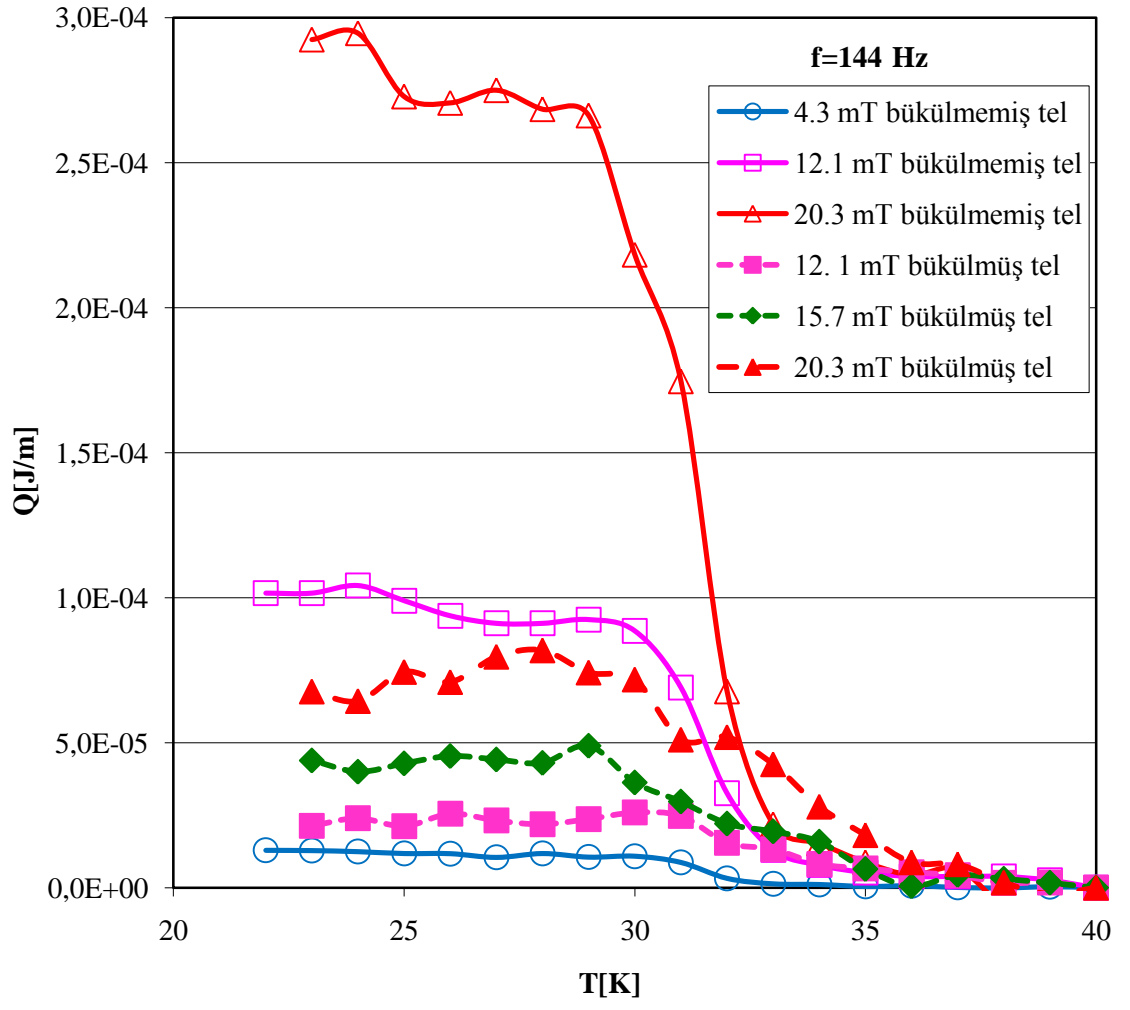
Şekil 7.50 Bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.

Şekil 7.51’de ise bükülmüş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı verilmiştir. Ölçümler farklı manyetik alanlarda iki farklı frekansta alınmıştır. Frekans bağımlılığı bu grafikte de açıkça görülmektedir. Kayıptaki bu artışın muhtemel sebepleri normal metal matristeki eddy akım kayıpları ve filamanlar arasındaki çiftlenim kayıpları olabilir.

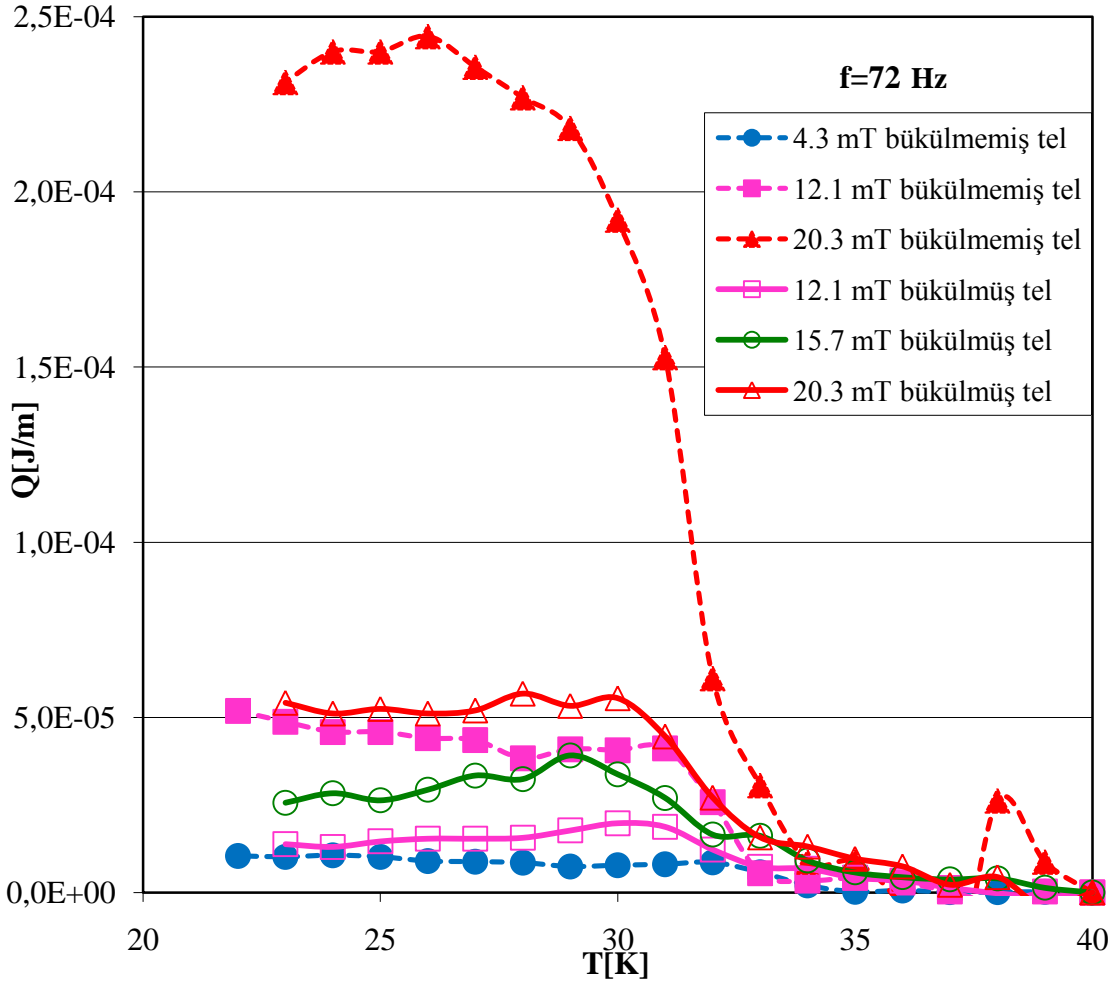


Şekil 7.51 Bükülmüş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.

Şekil 7.52 ve Şekil 7.53'te sırasıyla 144 ve 72 Hz'de bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı gösterilmiştir. İçi boş sembollü düz çizgiler bükülmemiş teldeki, içi dolu sembollü kesikli çizgiler ise bükülmüş teldeki kayıpları ifade etmektedir. Bükülmüş teldeki kayıplar bükülmemiş teldeki kayıplarla karşılaştırıldığında zaman yaklaşık 3 kat daha düşüktür.

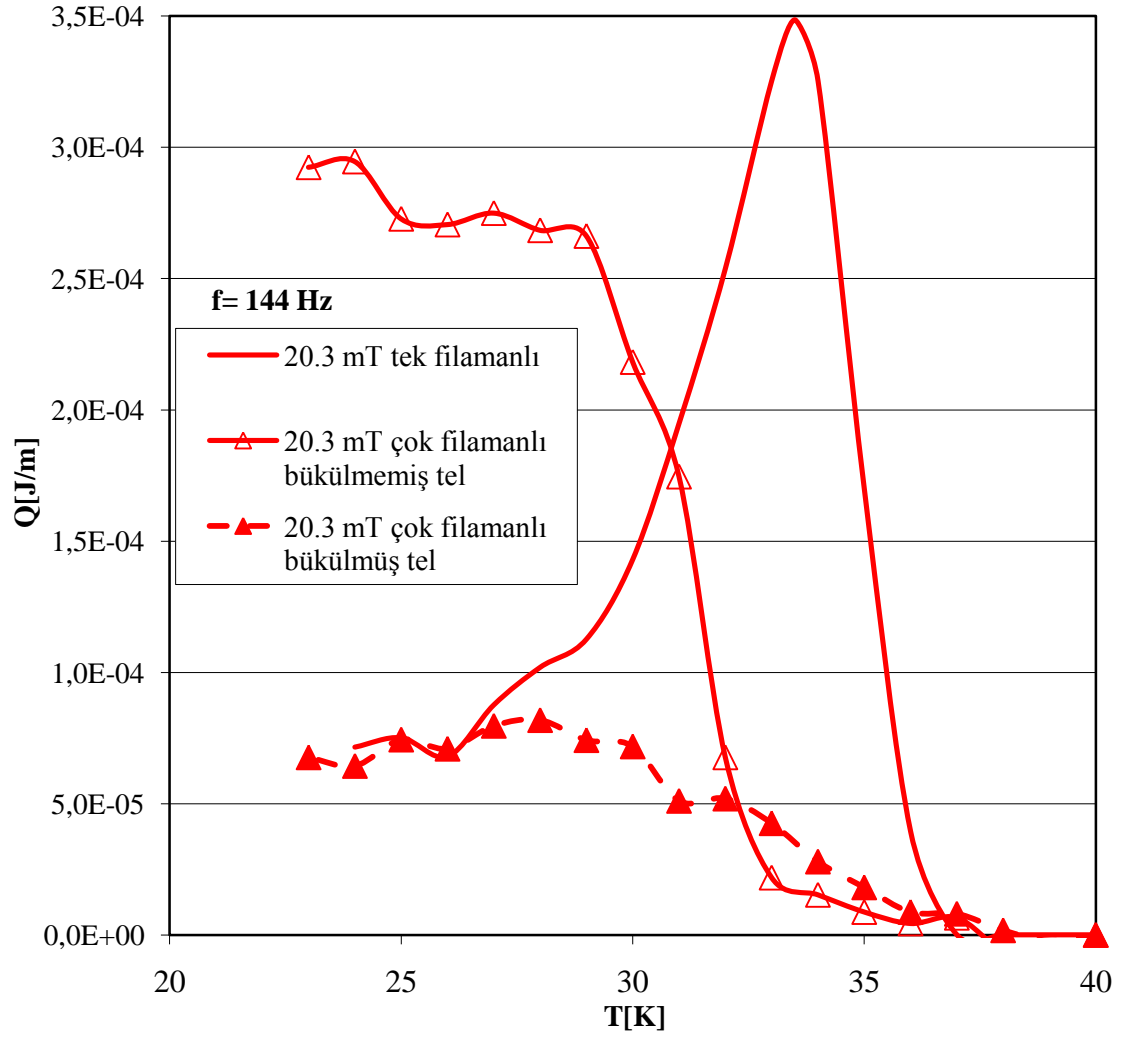


Şekil 7.52 $f=144$ Hz için bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.



Şekil 7.53 $f=72$ Hz için bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.

Şekil 7.54’de tek filamanlı MgB_2 , çok damarlı bükülmüş ve bükülmemiş MgB_2 teller için kaybın sıcaklığa karşı bağımlılığı gösterilmiştir. Bu tellerde toplam kesit yüzey alanı hemen hemen aynıdır. Bilindiği üzere tek filamanlı teldeki kayıpları azalmak için tel çok filamanlı hale getirilir. Fakat tel çok filamanlı hale getirilince çiftlenim kayıpları ortaya çıkmaktadır. Çiftlenim kayıplarını azaltmak için ise tel bükülür. Şekil 7.54’te de görüldüğü gibi en fazla kayıp tek filamanlı telde gözlenmiştir. Sonra çok bükülmemiş damarlı tel ve bükülmüş çok damarlı tel gelmektedir.



Şekil 7.54 $f=144$ Hz’de için bükülmüş ve bükülmemiş çok filamanlı tel için kaybın sıcaklık bağımlılığı.

8. SONUÇ

Çok filamanlı Bi-2223/Ag şeridin kenarlarını ferromanyetik bir malzeme ile kaplanarak kritik akımını yükseltirken AA kayıpları azaltılmıştır. Kritik akımda deneysel olarak % 7' lik bir gelişme sağlamıştır. Kritik akımı arttırmak için en uygun kaplanmayan yüzey uzunluğunun(d) yaklaşık 3 mm olduğunu hesaplama ile bulunmuştur. Hem hesaplama hem de deneysel sonuçlar ferromanyetik malzeme tabakasının kalınlığının arttıkça kritik akımın arttığını göstermektedir. Kritik akım için optimum değerler bulunduktan sonra bir seri numune hazırlanarak AA kayıplara bakılmıştır. Düşük manyetik alanlarda ferromanyetik malzemedeki kaynaklanan kayıp baskınken, orta ve yüksek alan değerlerinde ferromanyetik malzeme manyetik alanı perdelediği için AA kayıpta azalma gözlenmektedir. Bu etki oldukça karmaşıktır ve bu açıdan AA kaybı azaltmak için optimum bir kaplama parametresi vermek oldukça zordur. Burada çalışılan numune No2 diğer numuneler ile karşılaştırıldığı zaman en fazla miktarda ferromanyetik malzeme ile kaplanmıştır. Bu numune en yüksek kritik akım değerine sahip olmasının yanı sıra manyetizasyon AA kaybında iyi bir performans gösterir. Fakat diğer ferromanyetik malzeme ile kaplanmış numunelerle karşılaştırıldığında transport AA kaybında en yüksek kayba sahiptir.

Ferromanyetik malzeme ile kaplanmış ve kaplanmamış çok filamanlı Bi-2223/Ag şeritler yığın(stack) haline getirilmiştir. Bu yığınlar için manyetizasyon AA kayıpları deneysel olarak ölçülerek teorik hesaplama ile karşılaştırılmıştır. Deneysel ölçümler ve hesaplama sonuçları arasında büyük bir uyum sağlanmıştır. Şeritler yığın haline getirildikleri zaman karşılıklı perdeleme sebebiyle manyetizasyon AA kaybında azalma görülmüştür. Kenarları at nalı şeklinde ferromanyetik malzeme ile kaplanmış şeritlerden oluşan yığınlarda orijinal şeritlerden meydana gelen yığınlara göre daha az kayıp gözlenmiştir. Ferromanyetik malzeme yığın geometrisinde de AA kaybın azaltılmasına yardım etmiştir. Bulunan bu sonuç bu tellerin güç uygulamalarında kullanılabilme potansiyelini arttırmaktadır.

Tek filamanlı MgB₂/Ti tel için manyetizasyon AA kayıpları sıcaklık ve manyetik alanın fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Bu numune için kritik sıcaklık yaklaşık 39 K olarak

belirlenmiştir. AA kayba karşı sıcaklık grafiğine bakıldığı zaman iki adımda süperiletkenliğe geçiş olduğu görülmektedir. Bunun muhtemel sebepleri, yapının izotropik olarak kurulmamış olması ve uygun olmayan kılıf seçimidir. Yapılan hesaplamalar deneysel sonuçlarla büyük oranda uyum göstermektedir. Bi-2223/Ag şerit ile kayıpları karşılaştırdığımız zaman, MgB_2/Ti ' deki kayıpların yaklaşık 25 kat daha az olduğu görülmüştür.

Tek filamanlı MgB_2/Nb tel içinde manyetizasyon AA kayıpları sıcaklık ve manyetik alanın fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Bu numune için kritik sıcaklık yaklaşık 36 K olarak belirlenmiştir. Yapının izotropik olarak kurulmuş olması sonucu tipik tek adımda süperiletkenliğe geçiş olduğu görülmektedir. Çok filamanlı Bi-2223/Ag şerit ile kayıpları karşılaştırdığımız zaman, MgB_2/Nb ' deki kayıpların yaklaşık 25 kat daha az olduğu görülmüştür.

14 filamanlı MgB_2/Ni tel için AA alınganlık sıcaklığa bağlı değişimi alan ve frekans bağımlılığında ölçülmüştür. Sabit frekansta artan manyetik alan büyüklüğü ile alınganlığın sanal kısmında gözlenen pikin maksimum değerinin düşük sıcaklıklara kaydığı gözlemiştir. Uygulanan manyetik alan değerleri arttırıldıkça kritik akım yoğunluğu azaldığı için girme alanı azalmaktadır. Girme alanının düşmesi ise pikin maksimum değerini düşük sıcaklıklara kaydırmaktadır. Sabit bir manyetik alanda farklı frekanslarda alınan AA alınganlık değerlerinde ise artan frekansla birlikte artış gözlenmiştir. Bu numunedeki kayıpların saf histeretik olmadığını gösterir. Eddy akım kayıpları ve filamanlar arasındaki çiftlenim kayıpları ek bir kayıp yaratmıştır. Sabit bir AA alana ek olarak artan DA alanı uygulandığı zaman AA alınganlık değerleri ölçülmüştür. AA alınganlıkta ilk önce bir artış sonra azalış gözlenmektedir. Bu ise AA kayıp vadisi olarak bilinmektedir.

19 filamanlı bükülmemiş ve bükülmüş $MgB_2/Ti/Cu/SS$ teller için AA kaybın sıcaklığa bağımlılığı farklı manyetik alan ve frekans değerlerinde ölçülmüştür. Kayıp tek filamanlı telde en fazla iken çok damarlı döndürülmüş telde en azdır. Filaman sayısını arttırıp filamanları döndürerek kayıp azaltılmıştır.

KAYNAKLAR

- Abrikosov, A. A. 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group. Soviet Physics JETP. 9,1174.
- Akimitsu, J., Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T. and Zenitani, T. 2001. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride. Nature, 410, 6824, 63-64.
- Alamgir A. K. M., Gu C. and Han Z. 2005. Experiment of enhancing critical current in Bi-2223/Ag type by means of ferromagnetic shielding. Physica C, 432, 153-158.
- Ayai, N., Kobayashi, S., Kikuchi, M., Ishida, T., Fujikami, J., Yamazaki, K., Yamade, S., Tatamidani, K., Hayashi, K., Sato, K., Kitaguchi, H., Kumakura, H., Osamura, K. and Shimoyama, J. 2008. Progress in performance of Bi-BSCCO family. Physica C, 468, 1747.
- Bardeen, J. and Stephen, M.J. 1965. Theory of motion of vortices in superconductors. Phys. Rev., 140, 1197.
- Bean, C. P. 1962. Magnetisation on hard superconductors. Physical Review Letters 8, 93-94.
- Bean, C. P. 1964. Magnetisation of high-field superconductors. Review of Modern Physics 36, 31-39.
- Buzea, C. and Yamashita, T. 2001. Review of the superconducting properties of MgB₂, Superconductor Science And Technology 14, 115-146.
- Carr, Jr. W.J. 2001. AC Loss and macroscopic theory of superconductors, Gordon and Breach, New York, USA.
- Clem, J. R. 1991. Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, Plenum Press, New York.
- Ciszek, M., Campbell, A.M., Ashworth S.P. and Glowacki, B.A. 1995. Energy dissipation in high-temperature ceramic superconductors, Applied Superconductivity 3, p. 509 (1995).
- Comsol, <http://www.comsol.com>
- Çelebi, S., Öztürk, A., Kölemen, U. and LeBlanc, M.A.R. 2006. Observations of a hysteresis loss valley in yttrium barium copper oxide superconductors, Journal of Applied Physics, 100, 073912.
- Däumling, M. 1998. AC power loss for superconducting strips of arbitrary thickness in the critical state carrying a transport current. Superconductor Science and Technology, 11, 590.
- Eckelmann, H., Däumling, M., Quilitz M. and Goldacker W. 1998. AC transport current losses of multifilamentary Bi(2223) tapes with varying filament geometries. Physica C, 295, 198.
- Essmann, G.M. and Trauble H. 1967, Phys. Lett. A 24, 526.
- Fietz, W.A., Beasley, M.R., Silcox, J. and Webb, W. W. 1964, Phys. Rev. A135, 136.
- Ginzburg, V. L. and Landau, D. L. 1950. Zh. Exsp. Theor. Fiz. 20, 10064.
- Goodrich, L. and Bray, S. L. 1990. Cryogenics, 30, 667.
- Gencer, A., Aksu, E., Yılmaz, H. and Aydınuraz, A. 2002. Influence of low magnetic fields on ac losses in bulk superconductor Bi_{1.84}Pb_{0.34}Sr_{1.91}Ca_{2.03}Cu_{3.06}O₁₀, Superconductor Science And Technology 15, 592-597.
- Gencer, A. 2002. Harmonic susceptibilities of a bulk superconductor MgB₂ at low magnetic fields, Superconductor Science And Technology 15, 247-253.
- Gencer, A., Kılıç, A., Okur, S., Güçlü, N., Özyüzer, L. and Belenli I. 2005. Low-Field

- Behavior of Ti-Added MgB₂/Cu Superconducting Wires, IEEE Transactions on Applied Physics, 15, 2.
- Glowacki, B. A., Majoros, M., Vickers, M., Evetts, J. E., Shi, Y. and McDougall, I. 2001. Superconductivity of powder-in-tube MgB₂ wires. Superconductor Science and Tech., 14, 193.
- Gomory F., Vojenciak, M., Pardo E. and Souc J. 2009. Magnetic flux penetration and AC loss in a composite superconducting wire with ferromagnetic parts. Supercond. Sci. Technol. 22, 034017.
- Gömöry, F., Tebano, R., Sanchez, A., Pardo, E., Navau, C., Husek, I., Strycek, F. and Kovac, P. 2002. Current profiles and ac losses of a superconducting strip with an elliptic cross-section in a perpendicular magnetic field. Supercond. Sci. Technol., 15, 1311.
- Gömöry, F. 2006. Improvement of the self-field critical current of a high-T_c superconducting tape by the edge cover from soft ferromagnetic material. Applied Phys. Lett. 89, 072506.
- Gömöry F., Souc J. and Vojenciak M. 2007. Reduction of ac transport and magnetization loss of a high-T_c superconducting tape by placing soft ferromagnetic materials at the edges. Applied Physics Letters, 90, 092506.
- Gömöry, F., Gherardi, L., Mele, R., Morin D. and Crotti G. 1997. Critical state and AC losses in multifilamentary BiSrCaCuO-2223/Ag tapes studied by transport and magnetic measurements. Physica C, 279, 39.
- Kim, Y.B., Hempstead C.F. and Strnad A.R. 1962. Critical persistent currents in hard superconductors. Phys. Rev. Lett., 9, 306.
- Kim, Y. B. and Stephen, M.J. 1969. Superconductivity vol. 2, Parks, R. D., page 1107, New York,
- Kwasnitza K. and Clerc S. 1994. AC losses of superconducting high-T_c multifilament Bi-2223/Ag sheathed tapes in perpendicular magnetic fields. Physica C, 233, 423.
- London, H. and London, F. 1935. The electromagnetic equations of the Superconductors. Proceeding of Royal Society. A149, 71.
- London, H. 1963. Alternating current losses in superconductors of the 2nd kind. Phys. Letters, 6,162.
- Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M. and Asano, T. 1988. A new high T_c oxide superconductor without a rare-earth element, Jpn. J. Appl. Phys. 27, L209.
- Matsushita, T., Otabe, E. S., Ni, B. and Kimura, K. 1991. Critical current characteristics in superconducting Y-Ba-Cu-O prepared by the melt process. Japanese Journal of Appl. Physc., 30, L342-L345.
- Majoros, M., Glowacki, B. A. and Campbell, A.M. 2001. Physica C, 338, 251.
- Mazaki, H., Takano, M., Takada, J., Oda, K., Kitaguchi, H., Miura, Y., Ikeda, Y., Tomii, Y. and Kubozoe, T. 1988. Complex susceptibility of Bi, Pb-Sr-Ca-Cu-O superconductors, Japanese Journal of Appl. Physc., 27, L1639.
- Meissner, W. and Ochsenfeld, R. 1933. Superconductivity. Naturwiss.21.
- Michel, C., Hervieu, M., Borel, M.M., Grandin, A., Deslandes, F., Ppovost, J. and Raveau, B. 1987. Superconductivity in the Bi-Sr-Cu-O System, Z. Phys. B-Condensed Matter 68,421.
- Narlikar, A. 2000. Studies of High Temperature Superconductors, Nova Science Publishers, Inc, 82,83,90,91.
- Nezir, S. 2009. Kış Okulu Notları. 104, 105.
- Nguyen, D. N., Sastry, P. V. P. S. S., Zhang, G. M., Knoll, D. C., and Schwartz, J. 2005. AC Loss Measurement with a Phase Difference Between Current and

- Applied Magnetic Field, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15, 2831.
- Nguyen, D. N. Sastry, P. V. P. S. S., Knoll, D. C. and Schwartz, J., 2006. Elektromagnetic and Calorimetric Measurements for AC Losses of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ coated Conductor with Ni-alloy Substrate, Superconductor Science and Technology, 19, 1010-1017.
- Norris, W.T. 1970. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying as: isolated conductors and edges of thin sheets, Journal of Physics D 3, 489-507.
- Onnes, H. K. 1911. Disappearance of The Electrical Resistance of Mercury of Helium Temperature. Akad. Van Wetenschappen, 14,113.
- Oomen, M. P., Rieger, J., Leghissa M. and Kate H.H. J. 1997. Magnetic AC loss in multi-filamentary Bi-2223/Ag tapes. Physica C, 290, 281.
- Orlando, T. P. and Delin, K. A. 1991. Foundations of Applied Superconductivity, Addison Welsey Publishing Company, page 4.
- Ricketts, B. W., Muller, K. H. and Driver, R. 1991. Flux pinning in tubes of a ceramic superconductor. Physica C, 183, 17-26.
- Reitz, J. R., Milford, F. J. and Christy, R.W. 1979. Foundations of electromagnetic theory, Addison-Wesley, Reading, USA.
- Rose-Innes, A. C. and Rhoderick, E. H. 1994. Introduction to Superconductivity. Pergamon Pres plc, p. 200, .
- Seeber B. 1998. Handbook of Applied Superconductivity, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK.
- Shi, D., Xu, M., Umezawa, A. and Fox, R.F. 1990. Calculations of magnetic-relaxation in type-II superconductors based on various critical-state models. Phys. Rev. B, 42, 2062.
- Souc, J., Gömöry F. and Vojenciak, M. 2005. Calibration free method for measurement of the AC magnetization loss. Supercond. Sci. Technol., 18, 592.
- Staines, M., Rupp, S. and Pooke, D. 1998. AC loss measurements on model Bi-2223 Conductors. Physica, 310, 163.
- Stavrev, S. and Dutoit, B. 1998. Frequency dependence of AC loss in Bi/2223/Ag-sheathed tapes. Physica C, 310, 86.
- Suenaga, M., Chiba, T., Ashworth, S. P., Welch, D. O. and Holesinger, T. G. 2000. J. Appl. Phys. 88, 2709.
- Sumption, M. D., Collings, E. W., Lee, E., Wang, X. L., Soltanian, S. and Dou, S. X. 2002. Reduction and Elimination of External-field AC Loss In MgB_2/Fe wire by in situ magnetic shielding. Physica C, 378-381, 894-898.
- Tarascon, J.M., Lepage, Y., Greene, L.H., Bagley, B.G., Barboux, P., Hwang, D.M., Hull, G.W., McKinnon, W.R. and Giroud, M. 1988. Origin of the 110 K Superconducting transition in the Bi-Sr-Ca-Cu-O system, Physical Review B, 38, 2504.
- Tixador, P. 1995. Experimental results on an hybrid superconducting current limiter. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 5, 1055.
- Xu, M., Shi, D. and Fox, R. F. 1990. Generalized critical-state model for hard superconductors. Phys. Rev. B, 42, 10773-10776.
- Vojenciak, M., Šouc, J. and Gömöry, F. 2009. Experimental and numerical study of influence of ferromagnetic cover on critical current of BiSCCO-2223/Ag tape

superconductor. *Journal of Phys: Conf. Series*, 153, 012032.
Watson, J. H. P. 1968, *Appl. Physics* 39, 3406.
Wilson M.N. 2002. *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford, UK.
Yeshurun, Y., Malozemoff, A. P., Holtzberg, F. and Dinger, T. R. 1988. Magnetic relaxation and the lower critical fields in a Y-Ba-Cu-O crystal. *Phys. Rev. B*, 38, 11828-11831.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Serap Safran

Doğum Tarihi: 05 Ağustos 1979

Doğum Yeri: Ankara

Medeni Hali: Evli

Bildiği Yabancı Dil(ler): İngilizce

Aldığı Burslar: Marie-Curie Deneyimli Araştırmacı Bursu(Nisan 2009-Nisan 2010).

Slovakya Bilimler Akademisi, Elektrik Mühendisliği Bölümü-
Bratislava- Slovakya

Eğitim Bilgileri:

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Yıl
Lisans	Fizik	Hacettepe Üniversitesi	2002
Y. Lisans	Fizik	Hacettepe Üniversitesi	2005

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl:

Görev Unvanı	Görev Yeri	Yıl
Araştırma Görevlisi	Hacettepe Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü	2002-2005

Yayınlar

Uluslararası hakemli dergilerde yayımlanan makaleler :

1. Serap Safran, Tuncer Hökelek, Selen Bilge, Şemsay Demiriz, Amgalan Natsagdorj, Zeynel Kılıç, Crystal Structure Of 8,8-Dicloro1,2,10,11, 13,14-Hexahydro-6,10-6,10-Nitrilo[1,3,5,7,2,4,6] Tetrazatriphosphonino-Bis[1,3,2]Oxazaphos-Phorine, Analytical Sciences, 2005

2. Bilge S, Ozguc B, Safran S, et al. Phosphorus-nitrogen compounds: Novel fully substituted spiro-cyclophoshazenic lariat (PNP-pivot) ether derivatives. Structures of 4,,4,6,6-tetrapyrrolidino-2,2-[3-oxa-1,5-pentane dioxy bis(2-phenylamino)]cyclo-2 lambda(5),4 lambda(5),6 lambda(5)-triphosphazene and 4,4,6,6-tetrapyrrolidino-2,2-[1,2-xylylene dioxy bis(2-phenylamino)]cyclo-2 lambda(5), 4 lambda(5),6 lambda(5)-trinosphazene. Part XI JOURNAL OF MOLECULAR STRUCTURE 748 (1-3): 101-109 JUN 30 2005

3. Dal H, Safran S, Suzen Y, Et Al. Phosphorus-Nitrogen Compounds: New Spiro-Cyclic Phosphazene Derivatives. Structure Of 4,4,6,6 -Tetrachloro-3,4-Dihydro-3-(3-Methylpyridin-2-Yl)-Spiro-[1,3,2-Benzoxazaphosphinine-2,2-(2 Lambda(5),4 Lambda(5),6 Lambda(5)-Cyclotriphosphazene)]. Part XII Journal Of Molecular Structure 753 (1-3): 84-91 Oct 28 2005
4. Bilge S, Kılıç Z, Hayvalı Z, Hökelek T, Safran S. Intramolecular hydrogen bonding and tautomerism in Schiff bases: Part VI. Syntheses and structural investigation of salicylaldimine and naphthaldimine derivatives. J. Chem. Sci., Vol. 121, No. 6, November 2009, pp. 989–1001.
5. S Safran, M Vojenciak, A Gencer and F Gömory. Critical current and AC loss of DI-BSCCO tape modified by the deposition of ferromagnetic layer on edges (yayına kabul edildi, IEEE Transactions on Applied Superconductivity).
6. S. Safran, F Gömory and A Gencer. AC loss in stack of Bi-2223/Ag tapes modified with ferromagnetic cover at the edges (hakem incelemesinde).
7. S. Safran, J Souc, L Rostila, S. Brisigotti, F. Gömory, A. Gencer. AC losses of Monofilament Ti clad MgB₂ wire. (hakem incelemesinde).

Çalıştığı Projeler:

1. Bor tabanlı ve MgB₂ tabanlı tellerin üretimi, hazırlanması ve Karakterizasyonu (**Ulusal Bor Enstitüsü**, 2006-2009)
2. MgB₂ tellerin üretimi, geliştirilmesi ve karakterizasyonu (**TÜBİTAK**, 2007-2008)
3. Çok Damarlı MgB₂ Süperiletken Üretimi, Nano-boyutta Katkılama Yöntemi ile Özelliklerinin İyileştirilmesi ve Fiziksel Karakterizasyonu (**Ankara Üniversitesi, Bilimsel Araştırma Projeleri**,2008-devam)
4. **Nespa** - NanoEngineered Superconductors for Power Applications(Avrupa Birliği destekli proje) projesinde alternatif akım kayıplarının belirlenmesi üzerine Slovakya Bilimler Akademisi, Elektrik Mühendisliği Bölümü'nde deneyimli araştırmacı pozisyonu.

Katıldığı Bilimsel Etkinlikler

1. SESAME User Meeting, December 2003, Isfahan Univ. Of Technology, Isfahan, IRAN.
2. Ulusal Kristalografi Toplantısı Nisan 2004, Samsun –TÜRKİYE.
3. ACA Summer Course in Small Molecule Crystallography, 2005, Indiana University of Pennsylvania, Indiana PA 15705, USA.
4. International Conference on Superconductivity and Magnetism, Antalya-2008.
5. Cryo – Workshop – Karlsruhe Institute of Technology, Institute of Technical Physics, Karlsruhe, Germany, 15th - 16th June, 2009.
6. 9th European Conference on Applied Superconductivity, IFW Dresden, Germany, 13-17 September 2009.