

770977

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNİN ELEKTRİKSEL VE
MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN DENEYSEL VE MODELLEME İLE
İNCELENMESİ

Ali ÖZTÜRK

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Doktor”

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 24.12.2004

Tezin Savunma Tarihi : 24.01.2005

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Erhan COŞKUN

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2005

ÖNSÖZ

Doktora tezi danışmanlığını üstlenen, tez çalışmalarında konu seçimi, çalışmaların yürütülmesi ve başarıyla tamamlanması esnasında yoğun ilgisini ve desteğini esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ'ye teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca, bu tez çalışmamda tez izleme komitesi üyeliği görevini üstlenen ve yorumlarını aldığım Prof. Dr. Ekrem YANMAZ ve Doç. Dr. Erhan COŞKUN hocalarıma, KTÜ'deki deneysel çalışmaları birlikte gerçekleştirdiğimiz ve yardımlarını gördüğüm Uğur KÖLEMEN'e, teorik hesaplamaların programlama aşamasında yardımını esirgemeyen Fedai İNANIR'a, DC magnetizasyon ölçümlerini gerçekleştiren "Quaid-i-Azam University", Pakistan'da araştırmacı Dr. S. K. Hasanain'e, AC alınganlık ölçümlerini "Universiti Putra Malaysia", Malezya'da doktora öğrenimini yaparken gerçekleştiren Dr. A. İ. Malik'e ve her zaman maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme teşekkür ederim.

Ali ÖZTÜRK

Trabzon 2005

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET.....	VI
SUMMARY.....	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
TABLolar DİZİNİ.....	XIV
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XV
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Genel Giriş.....	1
1.2. Süperiletken Geçiş Sıcaklığı (T_c).....	3
1.3. Kritik Alanlar.....	4
1.3.1. Termodinamik Kritik Alan (H_c).....	4
1.3.2. Alt Kritik Alan.....	5
1.3.3. Üst Kritik Alan.....	6
1.4. Kritik Akım (I_c).....	7
1.5. Nüfuz Derinliği.....	9
1.6. Uyum Kavramı ve Yüzey Enerjisinin Kaynağı.....	11
1.7. II.Tip Süperiletkenlerde Karışık Hal.....	15
1.8. Metallerde ve Alaşımlarda Ginzburg-Landau Sabiti.....	17
1.9. II.Tip Süperiletkenlerde Magnetizasyon.....	18
1.10. Tersinmez Magnetizasyon.....	19
1.11. Akı Akış Direnci.....	21
1.12. Akı Akışı.....	22
1.13. Akı Sürüklenmesi (Flux Creep).....	24
1.14. Isıl Destekli Akı Akışı (TAFF: Thermally Activated Flux Flow).....	26
1.15. Standart Kritik Hal Çerçevesi.....	27
1.15.1. İdeal (Tersinir) II.Tip Süperiletkenlerde Meissner Olayı.....	27

1.15.2.	Kritik Hal Modeli	29
1.15.3.	Taneli Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Kritik Hal	31
1.16.	Kritik Hal Modelleri	32
1.16.1.	Bean Kritik Hal Modeli	33
1.16.2.	Kim Kritik Hal Modeli	35
1.17.	Kritik Hal Modelleri Çerçevesinde AC Alınganlık Verilerinin Analizi	38
1.18.	Magnetik Alan Altında Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri	40
1.19.	E-J Karakteristiği	42
1.20.	II.Tip Süperiletkenlerde AC Kayıpları	43
1.21.	II.Tip Süperiletkenlerde AC Kayıp Vadisi	44
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR	45
2.1.	Deneysel Çalışmalar	45
2.1.1.	Süperiletken Numuneler	45
2.1.2.	Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer İle Gerçekleştirilen Ölçümler	45
2.1.3.	Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri	46
2.1.4.	Manyetik Alınganlık Ölçümleri	47
2.2.	Teorik Çalışmalar	50
2.2.1.	Meissner Akımını İçeren Kritik Hal Modeli Hesapları	50
2.2.1.1.	Aşama I	52
2.2.1.2.	Aşama II	53
2.2.1.3.	Aşama III	56
2.2.1.4.	Aşama IV	57
2.2.1.5.	Aşama V	58
2.2.1.6.	Aşama VI	59
2.2.1.7.	Hibrit Bölgesi	63
2.2.1.7.1.	Aşama A	63
2.2.1.7.2.	Aşama B	64
2.2.2.	Magnetizasyon Eğrilerinin Analizi	72
2.2.3.	AC Kayıp Vadisi Hesaplamaları	75
3.	BULGULAR ve TARTIŞMA	87
3.1.	Meissner Akımını İçeren Kritik Hal Modeli Hesapları İle Deneysel Verilerin Karşılaştırılması	87

3.2.	Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri	95
3.3.	AC Kayıp Vadisi Hesaplamaları İle Deneysel Verilerin Karşılaştırılması.....	104
4.	SONUÇLAR	121
5.	ÖNERİLER	123
6.	KAYNAKLAR.....	124
	ÖZGEÇMİŞ.....	131



ÖZET

Bu çalışmada, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin elektrik ve magnetik özellikleri, magnetizasyon, kritik akım yoğunluğu ve AC alınganlık hem deneysel ölçümler hem de modelleme hesapları ile araştırıldı.

Bu çalışmada A, B ve C grubu olmak üzere, üç farklı grup YBCO yüksek sıcaklık süperiletken numunesi kullanıldı. A grubu katıhal tepkime yöntemi ile üretilen numunedir. B grubu eritme-döküm-büyütme (FQMG) yöntemi ile üretilen numunedir. C grubu katıhal tepkime yöntemi ile üretilen, ağırlıkça %0 ZnO ilaveli (saf) YBCO ve %1 ZnO ilaveli YBCO, sırası ile C1 ve C2 numuneleridir.

A ve B numunesi için deneysel sabit sıcaklık magnetizasyon eğrileri (M-H çevrimleri) ticari bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer (VSM) ile 77 K'de ölçüldü. Bazı süperiletkenlik parametreleri, deneysel eğriler ile Meissner yüzey akımını içeren kritik hal modeli (KHM) hesaplamalarının en iyi uyumundan belirlendi.

C1 ve C2 numuneleri için, standart dört nokta yöntemi ile 77 K'de ve magnetik alan altında E-J karakteristikleri elde edildi. Deneysel E-J eğrileri ile hesaplanan en iyi uyum eğrilerinden akı sürüklenme parametresi belirlendi. Sıfır alan altında soğutma (ZFC) işleminden sonra, kritik akım yoğunluğunun magnetik alan bağıllığı, 77 K'de, uygulanan magnetik alan artırılırken ve azaltılırken ölçüldü. Dolayısıyla deneysel J_c -B histeresiz eğrileri elde edildi ve KHM çerçevesinde yorumlandı.

C1 ve C2 numuneleri için AC alınganlık ölçümleri, sıcaklığa bağılı olarak, sabit bir frekansta ve çeşitli AC alan genliklerinde, DC alan yok iken ve var iken gerçekleştirildi. DC alanın varlığında, AC kayıp pikleri ilginç çukur davranışı gösterdi. Kritik hal modeline dayanan hesaplamalar, her iki numune için gözlenen ölçümlere başarılı şekilde uyum verdi.

Anahtar Kelimeler: Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri, Magnetizasyon Eğrileri, Kritik Hal Modeli, Kritik Akım Yoğunluğu, AC Alınganlık, AC Kayıp Çukuru

SUMMARY

Investigation of Electrical and Magnetic Properties of High Temperature Superconductors with Experimental and Modeling

In this study, electrical and magnetic properties of high temperature superconductors have been investigated by means of both experimental measurements and modeling calculations of magnetization, critical current density and AC susceptibility.

Three different groups of YBCO high temperature superconductors, namely group A, B and C, have been used in this study. Group A was produced by solid state reaction technique. Group B was fabricated by Flame-Quench-Melt-Growth (FQMG) method. Group C was prepared by solid state reaction method, where sample C1 and C2 are for 0 wt% ZnO added (pure) YBCO and 1 wt% ZnO added YBCO, respectively.

Experimental isothermal magnetization curves (M-H loops) at 77 K for sample A and B were measured by a commercial VSM. Some superconducting parameters were determined from the comparison of the experimental curves and the best fit curves from the calculations using the critical state model (CSM) including Meissner surface current.

E-J characteristics for sample C1 and C2 were measured by four probe technique at 77 K in the presence of various magnetic fields. The flux creep parameter was obtained from the comparison of the experimental E-J curves and calculated best fit curves. Upon zero field cooling (ZFC) process, the field dependence of the critical current density was measured at 77 K in first field increasing and subsequently field decreasing case. Hence J_c -B hysteresis curves were obtained and discussed in the framework of the CSM.

AC susceptibility measurements for sample C1 and C2 were performed as a function of temperatures at constant frequency and various AC field amplitudes in the absence and presence of DC field. In the presence of DC field, AC loss peaks traces interesting valley behavior. Theoretical calculations based on the CSM reproduced successfully the observed measurements in both samples.

Key Words: High Temperature Superconductors, Magnetization Curves, Critical State Model, Critical Current Density, AC Susceptibility, AC Loss Valley

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1. Kalayın süperiletkenlik geçişi (Rose ve Rhoderick, 1980).....	3
Şekil 1.2. Bir süperiletkenin kritik magnetik alanın sıcaklıkla değişimini gösteren faz diyagramı (Seeber, 1998)	5
Şekil 1.3. II.Tip süperiletkenlerin faz diyagramı (Seeber, 1998)	6
Şekil 1.4. H_{c2} 'nin hemen altındaki bir uygulanan magnetik alan şiddetinde karışık durum. n_s süper elektron yoğunluğunu ifade etmektedir (Rose ve Rhoderick, 1980).....	7
Şekil 1.5 Magnetik akının süperiletkenin yüzeyinden içeri nüfuz etmesi.....	10
Şekil 1.6. Pozitif yüzey enerjisinin kaynağı. a) Sınırdaki nüfuz derinliği ve uyum aralığı. b) Serbest enerjiye olan katkılar. c) Toplam serbest enerji	13
Şekil 1.7. Negatif yüzey enerjisinin kaynağı. a) Sınırdaki nüfuz derinliği ve uyum aralığı. b) Serbest enerjiye olan katkılar. c) Toplam serbest enerji	14
Şekil 1.8. Normal göbekleri ve onların etrafında dolanan süperakım girdaplarını gösteren karışık hal. Düşey çizgiler göbeklerden geçen akıyı temsil etmektedir. Yüzey akımları diyamagnetizmayı muhafaza eder.....	16
Şekil 1.9. H_{c1} 'den büyük bir uygulanan magnetik alan şiddetinde karışık durum. a) Göbek örgüsü ve onunla ilişkili girdaplar. b) Süper elektron konsantrasyonunun konumla değişimi. c) Akı yoğunluğunun değişimi.....	17
Şekil 1.10. II.Tip süperiletkenler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980)	19
Şekil 1.11. Tersinmez II.tip süperiletkenler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980).....	20
Şekil 1.12. Aynı II.tip süperiletken tellerin, dik magnetik alan içinde, karışık durumda voltaj-akım karakteristikleri. A, B ve C eğrileri sırasıyla daha az mükemmel numuneleri belirtmektedir	21
Şekil 1.13. Karışık durumda, uygulanan magnetik alan (geçen akıma dik) şiddetinin II.tip bir süperiletkenin V-I karakteristiğine etkisi ($H_{c1} < H_1 < H_2 < H_3 < H_{c2}$).....	22
Şekil 1.14. Farklı rejimler için voltaj-akım karakteristiğinin şematik gösterimi (Cyrot ve Pavuna, 1992).....	27
Şekil 1.15. Kritik hal modellerinde yaygın olarak kullanılan a) dilim ve b) silindir geometrisi.....	33

Şekil 1.16. Silindir veya dilim geometrisi için Bean Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Negatif magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. İlk (virgin) eğri, ilk tam nüfuz alanına ulaşınca yani, $H_a=H_*$, sabit değere ulaşmaktadır. Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terketmesini gösteren akı profilleri. Akı profilinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir. (d) Akı nüfuzu (e) akı çıkışı esnasında numunede dolaşan kritik akım	36
Şekil 1.17. Silindir veya dilim geometrisi için Kim Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. İlk (virgin) eğri ile dış zarfa ait eğrinin kesistiği yerdeki alan değeri ilk tam nüfuz alanını yani H_* 'ı verir. Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terk etmesini gösteren akı profilleri. Akı profillerinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir	37
Şekil 1.18. BSCCO numunesi için $f=125$ Hz'de ve $H_{ac}=20-1280$ A/m (rms) alan aralığında ölçülen AC alınganlığın a) sanal ve b) gerçel bileşenlerinin sıcaklıkla değişimi (Çelebi vd., 1998).....	39
Şekil 1.19. Farklı elektrik alanlar için, I_c kritik akımının uygulanan alana göre değişimi. Düz çizgiler alan artarken, kesikli çizgiler alan azalırken alınan değerleri göstermektedir (Evetts ve Glowacki, 1988)	41
Şekil 1.20. Farklı dilim kalınlıkları d için, ölçülen ve hesaplanmış $\langle J_c \rangle - H_a$ histeresiz eğrileri (Müller ve Matthews, 1992)	41
Şekil 2.1. Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer ölçüm sisteminin şematik gösterimi	46
Şekil 2.2. Kritik akım yoğunluğu ölçüm düzeneği.....	47
Şekil 2.3. Lake Shore 7000 AC alınganlık ölçümü sisteminin şematik gösterimi	49
Şekil 2.4. Birincil ve ikincil bobinlerin arakesit şematik gösterimi	49
Şekil 2.5. $2X$ genişlikli dilim veya R yarıçaplı silindir şeklindeki numunede a) alan artarken ve b) alan azalırken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profili. c) Meissner akımının alan bağıllığı	51
Şekil 2.6. $0 \leq H_a \leq H_{c1}$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim veya R yarıçaplı silindir şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri.....	53
Şekil 2.7. $H_{c1} \leq H_a \leq H_*$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri.....	55
Şekil 2.8. a) $H_* \leq H_a \leq H_{max}$, b) $H_{max} \geq H_a \geq (H_{max}-H_{**})$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri	57
Şekil 2.9. $H_{c1} \leq H_a \leq (H_{max}-H_{**})$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profili	58

- Şekil 2.10. a) $H_{c1} \leq H_a \leq 0$ alan aralığı, b) $H_a = 0$ için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri.....59
- Şekil 2.11. Aşama VI'dan sonra, alanın $-z$ yönünde a) $0 \leq H_a \leq H_{c1}$, b) $H_a = H_{c1}$, c, d) $H_{c1} \leq H_a \leq H^*$, e) $H^* \leq H_a \leq H_{max}$, f) $H_{max} \geq H_a \geq (H_{max} - H^{**})$, g) $H_{c1} \leq H_a \leq (H_{max} - H^{**})$, h) $H_{c1} \geq H_a \geq 0$, i) $H_a = 0$ alan değerlerine karşılık gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri61
- Şekil 2.12. a) $0 \leq H_a \leq H_{c1}$, b) $H_a = 0$ alan değerlerine karşılık gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri.....64
- Şekil 2.13. a, b) Farklı $H_{c1} \leq H_a$ alan değerlerine karşılık gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri.....65
- Şekil 2.14. a) Dilim, b) silindir geometrisi için $n=0$, $hc1=0$, $p=0$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - h_a eğrisi. $n=0$ Bean (Bean, 1964) kritik hal modeline karşılık gelmektedir. $hc1=0$ seçildiğinden Meissner akımı ihmal edilmiş yani $im=0$ olur ve $p=0$ Meissner akımının alan bağımlılığının olmaması demektir. Dilim ve silindir geometrisi için, tuzaklanan magnetizasyon değerlerinde geometriden dolayı farklılık olacaktır (0.5 ve 0.33 gibi).....66
- Şekil 2.15. a) Dilim, b) silindir geometrisi için $n=0.5$, $hc1=0$, $p=0$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - h_a eğrisi. $n=0.5$ Yasokochi (Yasokochi vd., 1966) kritik hal modeline karşılık gelmektedir. $hc1=0$ seçildiğinden Meissner akımı ihmal edilmiş yani $im=0$ olur ve $p=0$ Meissner akımının alan bağımlılığının olmaması demektir. Dilim ve silindir geometrisi için, tuzaklanan magnetizasyon değerlerinde geometriden dolayı farklılık olacaktır (0.6 ve 0.45 gibi).....67
- Şekil 2.16. a) Dilim, b) silindir geometrisi için $n=1$, $hc1=0$, $p=0$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - h_a eğrisi. $n=1$ Kim (Kim vd., 1962) kritik hal modeline karşılık gelmektedir. $hc1=0$ seçildiğinden Meissner akımı ihmal edilmiş yani $im=0$ olur ve $p=0$ Meissner akımının alan bağımlılığının olmaması demektir. Dilim ve silindir geometrisi için, tuzaklanan magnetizasyon değerlerinde geometriden dolayı farklılık olacaktır (0.66 ve 0.53 gibi)68
- Şekil 2.17. Dilim geometrisi için, a) $n=0$, $hc1=0.1$, $p=0.25$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - h_a eğrisi. b) Aynı alan aralığı ve parametreler için (im - h_a) Meissner akımının uygulanan alanla değişimi eğrisi.....69
- Şekil 2.18. Dilim geometrisi için, a) $n=0.5$, $hc1=0.25$, $p=0.5$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - h_a eğrisi. b) Aynı alan aralığı ve parametreler için (im - h_a) Meissner akımının uygulanan alanla değişim eğrisi.....70
- Şekil 2.19. Dilim geometrisi için, a) $n=1$, $hc1=0.25$, $p=0.5$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - h_a eğrisi. b) Aynı alan aralığı ve parametreler için (im - h_a) Meissner akımının uygulanan alanla değişim eğrisi.....71
- Şekil 2.20. Tanımlanan nicelikler, Z yüksekliğine sahip a) $2X$ kalınlığında dilim ve b) R yarıçaplı silindir geometrisine sahip numuneler üzerinde gösterilmektedir.....73

Şekil 2.21. $T=T^*$ için, sabit h_0 genliği ve farklı DC H_b alanlarının uygulandığı, a) $H_b > h_0$, b) $H_b = 0$ ve c) $H_b < h_0$ olası durumlarına ait histeresiz çevrimleri ile ilişkili $B = \mu_0 H$ profilleri	79
Şekil 2.22. $n=1$, $h_0/H_{*0}=0.2$ ve a) $m=1$, b) $m=2$ olan farklı iki sıcaklık bağımlılığı için, değişik H_b/H_{*0} büyüklüklerindeki χ_{ac} 'nin T ile değişimini göstermektedir	80
Şekil 2.23. Şekil 2.22'deki eğrilerden elde edilen χ_{max} 'ın H_b/h_0 ile değişimi	81
Şekil 2.24. $n=0$, $h_0/H_{*0}=0.2$, tüm H_b 'ler ve farklı $\alpha(T)$ durumları için χ_{ac} 'nin T/T_c ile değişimi	82
Şekil 2.25. $T=T^*$ için, sabit H_b DC alanında ve farklı h_0 genliklerinde, a) $H_b > h_0$, b) $H_b = h_0$ ve c) $H_b < h_0$ olası durumlarına ait histeresiz çevrimleri ile ilişkili $B = \mu_0 H$ profilleri.....	83
Şekil 2.26. $n=0.5$, $H_b/H_{*0}=0.2$ ve a) $m=1$, b) $m=2$ olan farklı iki sıcaklık bağımlılığı için, değişik h_0 büyüklüklerindeki χ_{ac} 'nin T/T_c ile değişimini göstermektedir	84
Şekil 2.27. Şekil 2.26'daki eğrilerden elde edilen, a) χ_{max} 'ın H_b/h_0 ile ve b) χ_{max} 'ın T/T_c ile değişimi	85
Şekil 2.28. $n=0$ (Bean yaklaşımı), $m=1$ ve tüm H_b değerleri için, $h_0/H_{*0}=0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ ve 0.1 (soldan sağa pikler) olduğunda χ_{ac} 'nin T/T_c ile değişimi	86
Şekil 3.1. a) A numunesinin 77 K 'de ölçülen magnetizasyon histeresiz eğrileri. b) Kritik hal modeli ile hesaplanan, deneysel verilere en uygun teorik magnetizasyon eğrileri.....	89
Şekil 3.2. a) B numunesinin 77 K 'de ölçülen magnetizasyon histeresiz eğrisi. b) Kritik hal modeli ile hesaplanan, deneysel verilere en uygun teorik magnetizasyon eğrisi	91
Şekil 3.3. Şekil 3.2'den elde edilen deneysel ve hesaplanmış a) Meissner akımı I_M ve b) bulk kritik akımı I_b 'nin alan bağıllığı. İçi boş daireler deneysel verileri ve katı çizgiler teorik verileri göstermektedir	92
Şekil 3.4. B numunesi için, deneysel ve teorik magnetizasyon eğrilerinden elde edilen kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı.....	93
Şekil 3.5. a) Han vd.'nin (1997), QMG yöntemi ile hazırlanmış $YBa_2Cu_3O_7$ numunesinin Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer kullanılarak 4.2 K 'de 23 T 'ya kadar alan uygulayarak ölçülen magnetizasyon eğrisini göstermektedir. b) (a)'daki numune için teorik hesaplamalarla elde edilen en uygun teorik eğriyi göstermektedir	94
Şekil 3.6. Değişik alanlarda, a) C1 (YBCO) ve b) C2 (ağırlıkça %1 ZnO ilaveli YBCO) numunelerine ait E-J grafiği. Her alan değeri için deneysel verilere en iyi uyum sağlayan teorik eğriler çizdirilerek β akı sürüklenme (flux creep) parametresi belirlenmiştir	97

- Şekil 3.7. a) C1 ve b) C2 numunesi için Şekil 3.4'te elde edilen β akı sürüklenme parametresinin uygulanan alan ile değişimi. Uygulanan alan arttıkça β 'nin azaldığına dikkat edilmelidir98
- Şekil 3.8. a) C1 ve b) C2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun uygulanan alan ile değişimi101
- Şekil 3.9. $YBa_2Cu_3O_7$ tanelerinde akı tuzaklanması ve magnetik süperpozisyonun şematik gösterimi. Bir çember bir taneyi temsil etmektedir. Transport akım soldan sağa doğru akar ve gölgeli alan bir zayıf bağlantıyı (weak link), kalın oklar ise uygulanan dış alan şiddetini göstermektedir (Evetts ve Glowacki, 1988)102
- Şekil 3.10. Alan altında soğutmada ve alanı sıfıra azaltma durumunda (FCD, $B=0$ 'da) taneler, $B=0$ 'da ZFCD durumunda olandan daha büyük bir şekilde paramagnetik olarak mıknatıslanır. Bu da $B=0$ ' da FCD işlemine ait J_c 'nin ZFCD işlemine ait olandan daha küçük olması anlamına gelir (Öztürk vd., 2002)103
- Şekil 3.11. a, b, c) T^* sıcaklığında sabit H_b alanı ve farklı h_0 genliklerindeki histeresiz çevrimleriyle ilişkili $B=\mu_0H$ profillerinin şematik gösterimi, d) (b)'deki durum için, $B=\mu_0H$ profilinin T ile değişimi, e) profillerdeki sıcaklıkların alınganlığın sanal kısmındaki karşılık geldiği yerleri temsili olarak göstermektedir. χ_m'' 'nin maksimumlarının bir çukur (vadi) gösterdiğine dikkat edilmelidir106
- Şekil 3.12. C2 numunesinin, $f=20$ Hz'de, $H_b=0$ olduğu durumda, değişik AC alan genliklerinde AC alınganlığın a) gerçel kısmının, b) sanal kısmının sıcaklıkla değişimi108
- Şekil 3.13. C2 numunesi için, $f=20$ Hz ve $H_{ac}=600$ A/m (rms)'de AC alınganlığın gerçel (χ') kısmına karşı sanal (χ'') kısmının çizimi.....109
- Şekil 3.14. C2 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=250$ A/m ve 40 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde sıcaklığa karşı χ_m'' -T grafiği110
- Şekil 3.15. C2 numunesi için, $H_b=0$ olduğu durumda, T_p (K) pik sıcaklıklarına karşı H_{ac} (A/m)'nin çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri göstermektedir. Kalın çizgi ise, $H_*(T) = H_{*0} \left[\left(1 - T_p / T_{cm} \right)^m \right]^{1/(1+n)}$ formülü gereği, $H_{*0}=8800$ A/m, $n=0.25$, $m=2$, $T_{cm}=85$ K değerleri ile çizdirilen eğriyi göstermektedir111
- Şekil 3.16. a) C2 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=250$ A/m ve 40 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde T/T_c 'ye karşı χ_m'' grafiği. b) Teorik hesaplama112
- Şekil 3.17. C2 numunesi için, $H_b=250$ A/m'de H_{ac} (A/m)'ye karşı χ_{max}'' çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri ve katı çizgi teorik verileri göstermektedir114
- Şekil 3.18. C2 numunesi için, $H_b=250$ A/m'de T/T_c 'ye karşı χ_{max}'' çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri ve katı çizgi teorik verileri göstermektedir114

- Şekil 3.19. a) C2 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 8 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde T/T_c 'ye karşı χ''_m grafiği. b) Teorik hesaplama115
- Şekil 3.20. C1 numunesinin, $f=20$ Hz'de, $H_b=0$ olduğu durumda, değişik AC alan genliklerinde AC alınganlığın a) gerçel kısmının, b) sanal kısmının sıcaklıkla değişimi116
- Şekil 3.21. C1 numunesi için, $f=20$ Hz ve $H_{ac}=600$ A/m (rms)'de AC alınganlığın gerçel (χ') kısmına karşı sanal (χ'') kısmının çizimi.....117
- Şekil 3.22. C1 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 200 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde sıcaklığa karşı χ''_m-T grafiği117
- Şekil 3.23. C1 numunesi için, $H_b=0$ olduğu durumda, T_p (K) pik sıcaklıklarına karşı H_{ac} (A/m)'nin çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri göstermektedir. Kalın çizgi ise, $H_*(T) = H_{*0} \left[\left(1 - T_p / T_{cm} \right)^m \right]^{1/(1+n)}$ formülü gereği, $H_{*0}=1700$ A/m, $n=0.2$, $m=1.8$, $T_{cm}=86$ K değerleri alınarak çizdirilen en iyi uyum eğrisini göstermektedir118
- Şekil 3.24. a) C1 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 200 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde T/T_c 'ye karşı χ''_m grafiği. b) Teorik hesaplama119

TABLÖLAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. C1 ve C2 numunelerine ait bazı süperiletkenlik parametreleri	120
---	-----



SEMBOLLER DİZİNİ

B	Numune İçindeki İndüksiyon (Magnetik Akı Yoğunluğu)
E	Elektrik Alan
F_P	Çivileme Kuvveti
F_L	Lorentz Kuvveti
H	Magnetik Alan
H_a	Uygulanan Magnetik Alan
H_c	Kritik Magnetik Alan
H_{c1}	Alt Kritik Alan
H_{c2}	Üst Kritik Alan
H^*	İlk Tam Nüfuz Alanı
H_{*0}	T=0'daki İlk Tam Nüfuz Alanı
I_c	Kritik Akım
J_c	Kritik Akım Yoğunluğu
k	Boltzman Sabiti
M	Magnetizasyon (Mıknatıslanma)
R	Direnç
T_c	Kritik Geçiş Sıcaklığı
T_{cm}	Matris Kritik Sıcaklığı
U_0	Çivileme Potansiyeli
V	Gerilim
χ	Magnetik Alınganlık
χ'	Magnetik Alınganlığın Gerçel Kısmı
χ''	Magnetik Alınganlığın Sanal Kısmı
Φ	Magnetik Akı
λ	Nüfuz Derinliği
μ_0	Boşluğun Magnetik Geçirgenlik Katsayısı
ρ	Özdirenç
ξ	Uyum Uzunluğu

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Genel Giriş

Süperiletkenlik Onnes (1911) tarafından, sıvılaştırılmış helyum yardımıyla soğutulan civada (Hg) (~ 4.15 K) keşfedilmiştir. Bir çok metal ve alaşım, sıcaklık yaklaşık 4.2 K'e (sıvı helyum sıcaklığı) ulaştığında süperiletken hale gelirler. En yüksek süperiletken-normal geçiş sıcaklığına sahip element $T_c=9.2$ K olan niyobyumdur (Nb). Süperiletkenliğin keşfinden beri yüksek geçiş sıcaklığına sahip malzemeler araştırılmaktadır. 1972'de 23 K'lik geçiş sıcaklığına sahip Nb_3Ge keşfedildi. 14 yıl sonra, Bednorz ve Müller (1986) yaklaşık 30 K geçiş sıcaklığına sahip La-Ba-Cu-O seramik oksit süperiletkenini buldular. 1987'de, 92 K geçiş sıcaklığına sahip Y-Ba-Cu-O seramik süperiletkeni ve 1988'de geçiş sıcaklığı 110 K olan Bi-Sr-Ca-Cu-O seramik süperiletkeni bulundu. Yine 1988'de 125 K'lik geçiş sıcaklığına sahip Tl-Ba-Ca-Cu-O bulundu. Şimdiye kadar ulaşılan en yüksek kritik sıcaklık 138 K ile Hg-tabanlı ($Hg:1223$) $Hg_{1-x}Tl_xBa_2Ca_2Cu_3O_{8.33}$ ($x=0.2$) bileşiğine aittir (Dai vd., 1995). Kritik sıcaklığın sahip olacağı maksimum değer için teorik bir sınırlama olmadığından, oda sıcaklığında süperiletken özelliği gösteren bir malzeme keşfetmek imkansız değildir. Bu gerçekleştiğinde soğutma sistemine ihtiyaç duyulmayacağı için daha yaygın ve pratik uygulama alanı bulacaktır.

Süperiletkenlik alanındaki çalışmalar, ince film, şerit, tel, disk, silindir ve içi oyuk silindir geometrisindeki süperiletkenlerin, değişik elementlerden yapılan katkılarla hazırlanması ve değişik şartlarda yapısal, elektriksel ve magnetik özelliklerinin araştırılması şeklinde devam etmektedir. Teknolojik uygulanabilirlik, fiziksel özelliklerini anlama ve süperiletkenlerle ilgili teorilere katkıda bulunmak bakımından, yapılacak çeşitli ve ayrıntılı araştırmaların sayısının çok sayıda olması oldukça önemlidir.

Bu tez çalışmasında, süperiletken malzemeler üretilerek veya başka araştırmacıların ürettiği malzemeler temin edilerek, bu malzemelerin pinning mekanizması ve magnetik akı dinamiği çerçevesinde deneysel ve teorik olarak çok yönlü incelenmesi, ve malzemeye ait teknolojik uygulamada büyük öneme sahip süperiletkenlik parametrelerinin belirlenmesi amaçlandı.

Bu tez çalışmasının kapsamı, deneysel çalışmalar ve teorik çalışmalar olarak sınıflandırılabilir:

Deneysel çalışmalar:

1) M-H histeresiz ilmekleri: Bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer (VSM: Vibrating Sample Magnetometer) aleti yardımıyla malzemenin, sabit sıcaklıkta uygulanan alana bağlı olarak magnetizasyon ölçümleri gerçekleştirildi.

2) E-J karakteristikleri ve J_c -B histeresiz eğrileri: Standart dört nokta yöntemi kullanılarak; sıvı azot sıcaklığında (77 K), Helmholtz bobinleri vasıtasıyla transport akıma dik şekilde uygulanan alan altında malzemenin kritik akım yoğunluğu ölçümleri gerçekleştirildi.

3) AC alınganlık ölçümleri: Bir AC Alınganlıkölçer (Susceptometer) kullanılarak malzemenin magnetik alınganlığının gerçel ve sanal kısımları, DC alanın (H_b) sabit tutulup AC alan genliğinin (h_0) değiştiği durumlarda sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü.

Teorik çalışmalar:

1) Deneysel M-H ilmeklerine uyum yapabilmek için Mathematica programından yararlanıldı. Öncesinde Kritik Hal Kavramı ve Maxwell Denklemleri kullanılarak teorik denklemler türetildi. Programın genel olmasına ve deneysel verilere iyi uyum yapacak yetenekte olmasına çalışıldı. Bu sayede malzemelere ait bazı süperiletkenlik parametreleri belirlendi.

2) Deneysel E-J eğrilerine, $E = E_c(J/J_c)^\beta$ gereğince çizdirilen en iyi uyum eğrilerinden akı sürüklenme (flux creep) parametresi, β belirlendi. J_c -B histeresiz eğrileri kritik hal çerçevesinde yorumlandı.

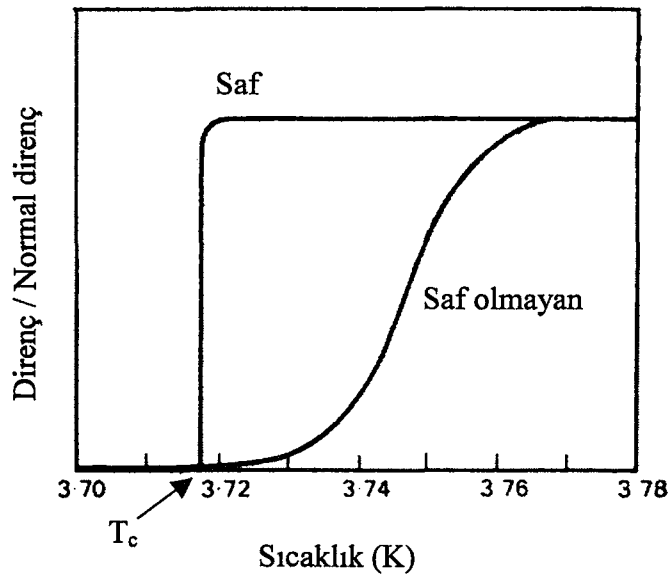
3) Deneysel AC alınganlık ölçümlerine uyum yapabilmek amacıyla Mathematica programından faydalanıldı. Bir DC alanın varlığında gerçekleştirilen AC alınganlık ölçümlerinde, AC alınganlığın sanal (imajiner) kısmının maksimumlarının gösterdiği dikkat çekici vadi (veya çukur) üzerine yoğunlaşıldı. Gerekli teorik denklemler türetildi. Hazırlanan bu programın da genel olmasına ve deneysel verilerle iyi uyum yapacak yeterlilikte olmasına dikkat edildi. Bunun sonucu olarak, malzemeye ait bazı süperiletkenlik parametreleri belirlendi.

Yapılan çalışmalar, bulgular ve tartışmaya geçmeden önce süperiletkenlerin temel özelliklerini ve bu tez çalışmasının ilgi alanını oluşturan konular hakkında ön bilgi vermek faydalı olacaktır.

1.2. Süperiletken Geçiş Sıcaklığı (T_c)

Bir süperiletkenin direncini kaybettiği sıcaklığa onun süperiletken geçiş sıcaklığı veya kritik sıcaklığı denir, T_c ile gösterilir ve her metal için farklıdır. Magnetik safsızlıklar geçiş sıcaklığını düşürmesine rağmen, genelde geçiş sıcaklığı küçük miktardaki safsızlığa duyarlı değildir. İridyum ve molibdenyum gibi birkaç metalin saf haldeki süperiletkenliği, oldukça düşük geçiş sıcaklıklarına sahiptir ve çok az miktardaki magnetik safsızlığın varlığında yok olabilir. Bu yüzden böyle elementler sadece son derece saf iseler süperiletkenlik gösterirler ve normal ticari saflığa sahip bu metallerin numuneleri süperiletken değildir. Saf metallerin tümü süperiletken bulunmamıştır; örneğin bakır, demir ve sodyum ulaşılan en düşük sıcaklığa soğutulduğunda süperiletkenlik göstermemiştir. Mutlak sıfırda bile tüm metallerin süperiletkenlik göstermesi gerektiğine dair temel neden yoktur. Bununla beraber, süperiletkenlik nadir bir olay değildir, metalik elementlerin yaklaşık yarısı süperiletken olarak bilinir ve alaşımların büyük miktardaki sayısı süperiletkendirler.

Soğutmada, numune saf ve fiziksel olarak mükemmel ise süperiletken hale geçiş oldukça dik olabilir. Örneğin iyi bir galyum numunede geçiş 10^{-5} derecelik bir sıcaklık aralığında gözlenmiştir. Ancak, numune saf değil ve düzeni bozuk bir kristal yapısına sahipse süperiletkenliğe geçiş oldukça geniş olabilir. Şekil 1.1 saf ve saf olmayan kalay (Sn) için geçişi göstermektedir.



Şekil 1.1. Kalayın süperiletkenlik geçişi (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.3. Kritik Alanlar

Süperiletkenlik, kritik sıcaklığa ilave olarak birkaç kritik magnetik alanla karakterize edilir. Magnetik alan altındaki davranışlarıyla ayırt edilebilen iki tip süperiletkenlik vardır. Bunlar *I.tip süperiletkenler* ve *II.tip süperiletkenler* adı altında sınıflandırılırlar.

Süperiletken halden normal hale geçene kadar, magnetik akıyı tamamen dışarlayan süperiletken malzemeler I.tip süperiletkenler olarak adlandırılır. Eski literatürde genellikle “yumuşak” veya “saf” süperiletkenler olarak adlandırılır. Vanadyum (V) ve niyobyum (Nb) hariç, tüm süperiletken elementler ve çoğu alaşımları I.tip süperiletkenlerdir (Cyrot ve Pavuna, 1992). I.Tip bir süperiletken için söz konusu kritik alan H_c 'dir.

Yüksek geçiş sıcaklığına sahip süperiletkenler II.tip'tir. II.Tip bir süperiletken için iki kritik alan vardır: alt kritik alan H_{c1} ve üst kritik alan H_{c2} .

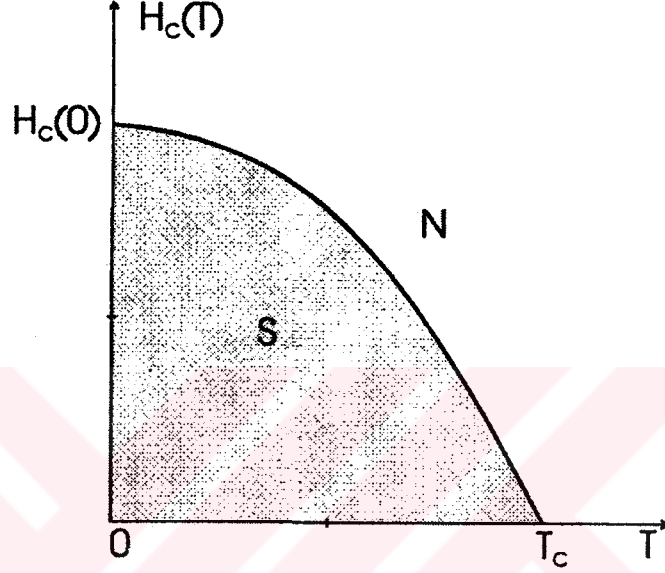
II.Tip süperiletkenlerde magnetik akı, alt kritik alan H_{c1} 'den büyük ve üst kritik alan H_{c2} 'ye kadar olan magnetik alanlar için, süperiletken malzemeye kuantize olmuş akı çizgileri şeklinde nüfuz ederler (Seeber, 1998).

1.3.1. Termodinamik Kritik Alan (H_c)

Bulk bir süperiletkenin önemli bir magnetik karakteristiği termodinamik kritik alandır ve H_c ile gösterilir. Meissner ve Ochsenfeld, bir süperitekenin zayıf bir manyetik alanda, $H_a < H_c$, T_c 'nin altına soğutulduğunda, alanın numeneden dışarlandığını buldular (Seeber, 1998). Bu mükemmel diyamagnetizma bir süperiletkenin temel özelliğidir ve *Meissner olayı* olarak adlandırılır. Fiziksel olay, perdeleyici akımların numunenin yüzeyinde ince bit tabakada akmaları ve dış alanı tamamen dışarlamalarıdır. Bunun sonucu olarak, süperiletkenin içinde magnetik alan sıfır olur. H_c 'nin sıcaklığa bağlılığı

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$

ile iyi bir şekilde ifade edilir. Burada $H_c(0)$, mutlak sıfırdaki kritik alandır ve T_c geçiş sıcaklığıdır. Kritik alan, geçiş sıcaklığına yaklaştıkça küçülür. Her süperiletken kendi özel $H_c(0)$ ve T_c değerleri ile karakterize edilir. H_c 'nin sıcaklık bağılılığı şematik olarak Şekil 1.2'de gösterilmektedir. Şekil 1.2'deki gibi bir diyagram faz diyagramı olarak adlandırılır (Seeber, 1998; Rose ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.2. Bir süperiletkenin kritik magnetik alanının sıcaklıkla değişimini gösteren faz diyagramı (Seeber, 1998).

1.3.2. Alt Kritik Alan

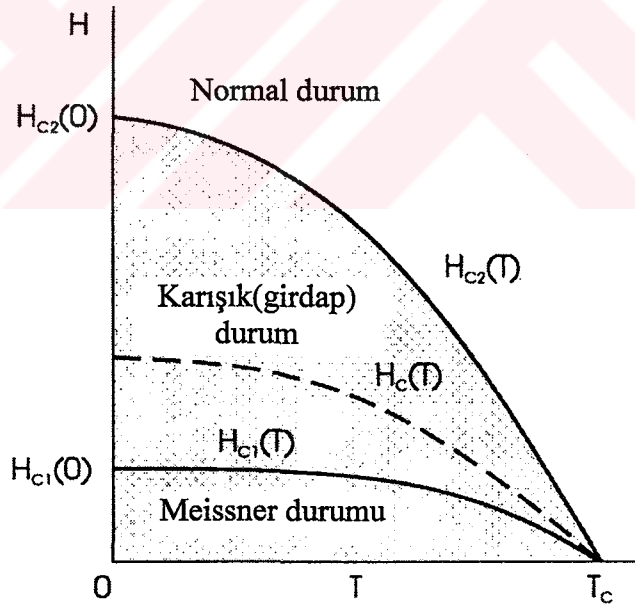
II.Tip bir süperiletken bir magnetik alan içine konulduğunda, enerji yönünden uygun olan karışık duruma geçebilmesi için, uygulanan alanın belli bir minimum şiddete sahip olması gerekir. Bu alan, *alt kritik alan* H_{c1} olarak bilinir (Şekil 1.3). Φ_0 , her girdabın sahip olduğu magnetik akı kuantumu, λ , nüfuz derinliği ve ξ , uyum uzunluğu olmak üzere, alt kritik alan

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.2)$$

ile verilir (Cyrot ve Pavuna, 1992). $T=0$ için H_{c1} ile H_c arasında $H_{c1} = \frac{\ln \lambda / \xi}{\sqrt{2} \lambda / \xi} H_c$ ilişkisi vardır (Seeber, 1998).

1.3.3. Üst Kritik Alan

I.Tip bir süperiletkende, H_c alan şiddetinde, süperiletkenin magnetik serbest enerjisi öyle bir büyüklüğe yükselir ki, onun için normal duruma geçmek enerji yönünden elverişli hale gelir. Ancak uygulanan bir alanda, karışık durumdaki II.tip bir süperiletken, I.tip bir süperiletken ve mükemmel diyamagnetik olduğunda sahip olacağından daha düşük bir serbest enerjiye sahiptir. Bu yüzden, II.tip bir süperiletkeni normal hale geçirmek için H_c 'den daha güçlü bir alan uygulanması gerektiğini tahmin edebiliriz. Karışık durumun mevcut olabildiği fakat bu değerden sonra süperiletkenin normal hale geçtiği yüksek magnetik alan şiddeti *üst kritik alan* H_{c2} olarak adlandırılır (Şekil 1.3).



Şekil 1.3. II.Tip süperiletkenlerin faz diyagramı (Seeber, 1998).

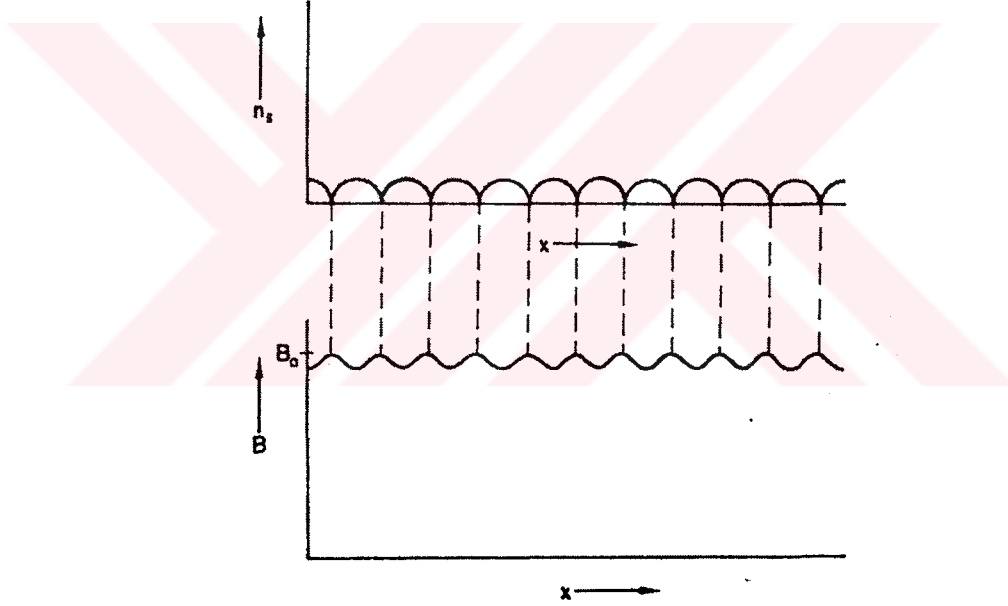
II.Tip bir süperiletken, alt kritik alan şiddeti H_{c1} 'de süperiletken durumdan bütünüyle karışık duruma geçer ve bir paralel göbekler örgüsü oluşur. Uygulanan magnetik alanın şiddeti H_{c1} 'in üzerine artırılırsa, göbekler birbirine yaklaşır, her göbek belli bir

miktar akı taşıdığından, süperiletkendeki ortalama akı yoğunluğu B artar. Yeterince yüksek magnetik alan değerinde göbekler birleşir ve malzemede göbeklerden kaynaklanan ortalama akı yoğunluğu ve diyamagnetik yüzey akımı uygulanan magnetik alanın $\mu_0 H_a$ akı yoğunluğuna yaklaşır (Şekil 1.4). Üst kritik alan H_{c2} 'de, akı yoğunluğu $\mu_0 H_a$ 'ya eşit olur ve malzeme normal duruma geçer.

II. Tip bir süperiletken,

$$H_{c2} = (\sqrt{2})(\lambda/\xi) H_c \quad (1.3)$$

üst kritik alan değerine sahiptir. Yüksek bir λ/ξ değerine sahip malzemeler karışık halde kalırlar ve güçlü magnetik alanlar uygulanmadıkça normal hale geçmezler.



Şekil 1.4. H_{c2} 'nin hemen altındaki bir uygulanan magnetik alan şiddetinde karışık durum. n_s süper elektron yoğunluğunu ifade etmektedir (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.4. Kritik akım (I_c)

Süperiletkenlerin önemli karakteristik özelliklerinden biri de, kayıpsız taşıyabilecekleri mümkün maksimum iletim akımı, yani kritik akım I_c 'dir. Kritik akımın değeri numune geometrisine ve kalitesine bağlıdır. Eğer akım bu kritik değeri aşarsa direnç ortaya çıkar.

Genelde, bir süperiletkenin yüzeyinde akan akıma iki katkı olabilir. Örneğin içinden bir batarya yardımıyla boyunca bir akım geçirilen bir süperiletken tel göz önüne alınsın. Bu akım, yükleri telin içine ve dışına taşıdığı için “iletim (transport) akımı” olarak adlandırılır. Tel uygulanan bir magnetik alan içerisindeyse, perdeleyici akımlar metalin içindeki akı yoğunluğunu iptal edecek şekilde dolanırlar. Bu perdeleyici akımlar iletim akımının üzerine ilave olurlar ve herhangi bir noktadaki akım yoğunluğu \vec{J} , iletim akımından kaynaklanan \vec{J}_i ve perdeleyici akımlardan kaynaklanan \vec{J}_s bileşenlerinin toplamı olarak düşünülebilir:

$$\vec{J} = \vec{J}_i + \vec{J}_s \quad (1.4)$$

Herhangi bir noktadaki toplam akım yoğunluğu \vec{J} 'nin büyüklüğü kritik akım yoğunluğu \vec{J}_c değerini aştığında süperiletkenliğin bozulması beklenebilir.

Bir süperiletken üzerinden akan toplam akım yeterince büyükse, yüzeydeki akım yoğunluğu \vec{J}_c kritik değerine ulaşacak ve yüzeyde bununla ilişkili magnetik alan şiddeti H_c değerine sahip olacaktır. Bunun tersi şekilde, yüzeydeki bir H_c magnetik alan şiddeti daima yüzey süperakım yoğunluğu \vec{J}_c ile ilişkilidir. Bu şu genel hipoteze gider: *yüzeyde herhangi bir noktada, iletim akımı ve uygulanan magnetik alandan kaynaklanan toplam magnetik alan şiddeti kritik alan şiddeti H_c 'yi aştığında süperiletken sıfır direncini kaybeder* (Silsbee, 1916). Süperiletkenin bir parçası boyunca direnç oluşturmaksızın geçirilebilen maksimum iletim akımı miktarı, bu parçanın kritik akımının ne olduğuna bağlıdır. Açık şekilde, uygulanan magnetik alan ne kadar güçlü ise kritik akım o kadar küçük olacaktır.

Uygulanan magnetik alan yoksa, sadece herhangi iletim akımı tarafından oluşturulan magnetik alan varsa, bu durumda kritik akım, iletkenin yüzeyinde kritik magnetik alan şiddeti H_c 'yi oluşturan akım olacaktır.

Kritik magnetik alan şiddeti H_c 'nin sıcaklığa bağlı olduğu, sıcaklık yükseldikçe azaldığı ve geçiş sıcaklığı T_c 'de sıfıra düştüğü bilinmektedir. Bu kritik akım yoğunluğunun da sıcaklığa benzer halde bağlı olduğunu, kritik akım yoğunluğunun yüksek sıcaklıklarda azaldığını ifade eder. Bunun tersi şekilde, bir süperiletken bir akım taşıyorsa onun geçiş sıcaklığı azalır (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.5. Nüfuz Derinliği

Meissner olayı, bir süperiletken içinde $B=0$ olduğunu göstermektedir. Ancak, bu süperiletkenin yüzeyinde doğru olamaz. Aslında, B 'yi iptal etmek için, yüzeyde M magnetizasyonuna neden olan ve süperiletkenin içinde $M+H=0$ verecek akımlar gereklidir. Direnç sıfır olduğu için, bu yüzey akımları enerji kaybına neden olmaz. Bu yüzden bu akımları *süper akımlar* (perdeleyici akımlar) olarak adlandırılır. Süper akımların numunede aktığı kalınlık, magnetik alanın *nüfuz derinliği*, λ olarak adlandırılır (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Süperiletken bir numune uygulanan bir alanda bulunduğunda, içerideki akıyı iptal edecek şekilde dolanan perdeleyici akımlar bu yüzey tabakası içinde akmalıdırlar. Bu sebeple, akı yoğunluğu metalin sınırında birdenbire sıfıra düşmez bunun yerine, perdeleyici akımların aktığı bölgede yavaş yavaş ortadan kalkar. Bunun için, mükemmel diyamagnetik olan bir süperiletkenden bahsedilmesine rağmen, aslında magnetik akının oldukça ince bir nüfuzu vardır, yüzeyde yavaş yavaş ortadan kalkan akı yoğunluğu Şekil 1.5'te gösterilmektedir.

Metalin içinde x mesafesinde akı yoğunluğu $B(x)$ değerine düşerse, nüfuz derinliği λ

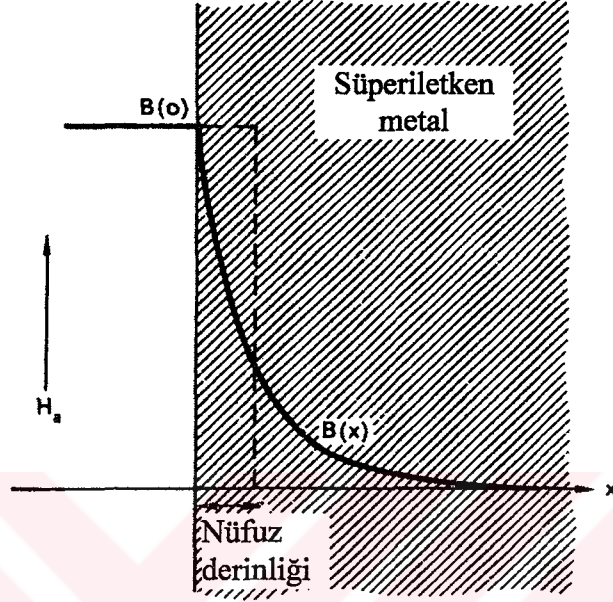
$$\int_0^{\infty} B(x) dx = \lambda B(0) \quad (1.5)$$

ile belirlenir. Burada $B(0)$ metalin yüzeyindeki akı yoğunluğudur. Diğer bir deyişle, dış alanın akı yoğunluğu metalin içine doğru bir λ mesafesinde sabit kalırsa, süperiletkenin içinde aynı miktarda akı olur.

Süperiletkenliğin London teorisi, nüfuz derinliğinden daha kalın bir numunedeki magnetik akı yoğunluğunun metale nüfuzunun üstel (eksponansiyel) olarak azaldığını öngörür:

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.6)$$

Ancak, basit hesaplamalarda, uygulanan alanın $B(0)$ akı yoğunluğunun metalin içine doğru bir λ mesafesinde sabit kalması ve birdenbire sıfıra düşmesi yaklaşığının kullanılması genellikle yeterli olmaktadır.



Şekil 1.5. Magnetik akının süperiletkenin yüzeyinden içeri nüfuz etmesi

Nüfuz derinliği sabit bir değere sahip değildir ve sıcaklıkla değişir. Düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan hemen hemen bağımsızdır ve metallerin karakteristik değeri olan $\lambda(0)$ (0° K'deki λ değeri) değerine sahiptir. Nüfuz derinliği, sıcaklık geçiş sıcaklığına yaklaşınca hızlı bir şekilde artar ve sıcaklık geçiş sıcaklığına ulaşınca sonsuz olur (Rose ve Rhoderick, 1980).

Nüfuz derinliğinin sıcaklık bağılığı için iyi bir yaklaşım

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{1/2}} \quad (1.7)$$

formülü ile verilir (Müller ve Ustinov, 1997).

1.6. Uyum Kavramı ve Yüzey Enerjisinin Kaynağı

Bir süperiletken geçiş sıcaklığının altına soğutulduğunda, iletim elektronları arasında bazı ekstra düzen biçimi oluşur ve süperiletken, normal elektronlar ve süper elektronlardan oluşan birbiri içine nüfuz eden iki elektronik akışkan gibi düşünülebilir. Süper elektronlar normal elektronlara göre bir yolla daha büyük düzene sahip olurlar ve süperiletken fazın düzen derecesinin süperiletken elektronların yoğunluğu n_s ile tanımlandığı düşünülebilir. Pippard, süperiletkenlerin davranışının birkaç yönünü gözönüne alarak, n_s 'nin konumla hızlı şekilde değişmediği fakat sadece, saf süperiletkenler için 10^{-4} cm mertebesinde bir mesafede kayda değer şekilde değiştiği fikrine önderlik etti (Rose ve Rhoderick, 1980). Pippard bu mesafeyi uyum (coherence) uzunluğu ξ diye adlandırdı. Uyum uzunluğunun varlığına ait bir sonuç şudur: bir normal ve bir süperiletken bölge arasındaki sınır keskin olamaz, çünkü süper elektronların yoğunluğu, normal bölgeden süperiletken bölgeye sıfırdan başlayarak ve derece derece yükselerek yaklaşık uyum uzunluğuna eşit bir mesafede kendi n_s yoğunluğuna ulaşır (Şekil 1.6).

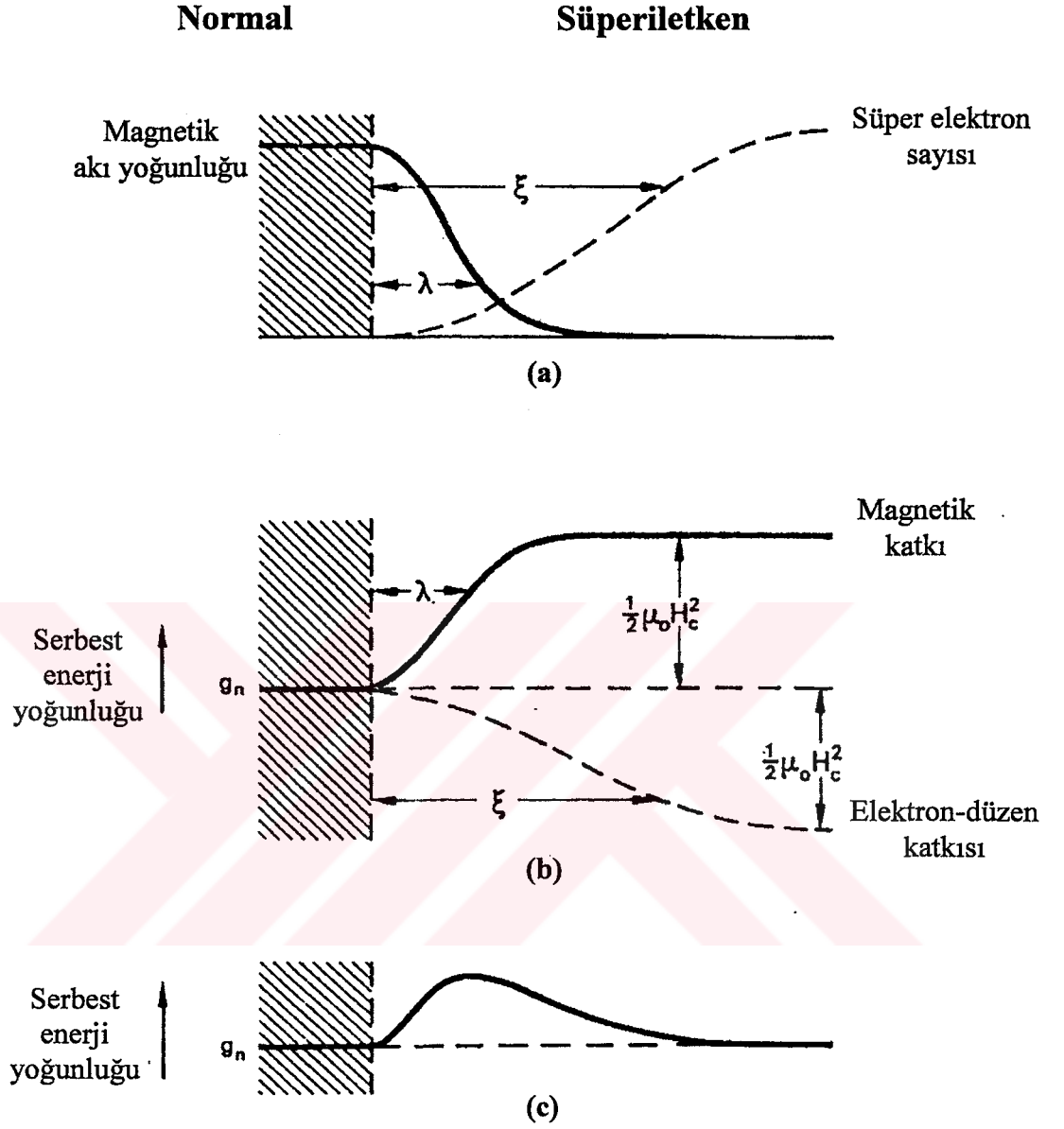
Uyum uzunluğunun önemli bir özelliği metalin saflığına bağlı olmasıdır. Safsızlıklar varsa uyum uzunluğu azalır. Mükemmel saflıkta olan bir süperiletkende uyum uzunluğu metalin özden bir özelliğidir ve ξ_0 ile gösterilir, saf olmayan metal veya alaşımda ξ ile gösterilir.

Sınırdaki, tamamen normal davranıştan tamamen süperiletken davranışa geçişte ani bir değişiklik yoktur. Akı yoğunluğu süperiletken bölgeye bir λ mesafesinde nüfuz eder ve uyum kavramı ile uyumlu olarak, süperiletken bölgede birim hacimdeki süper elektronların sayısı n_s , yaklaşık ξ uyum uzunluğuna eşit bir mesafe üzerinden yavaşça artar (Şekil 1.6).

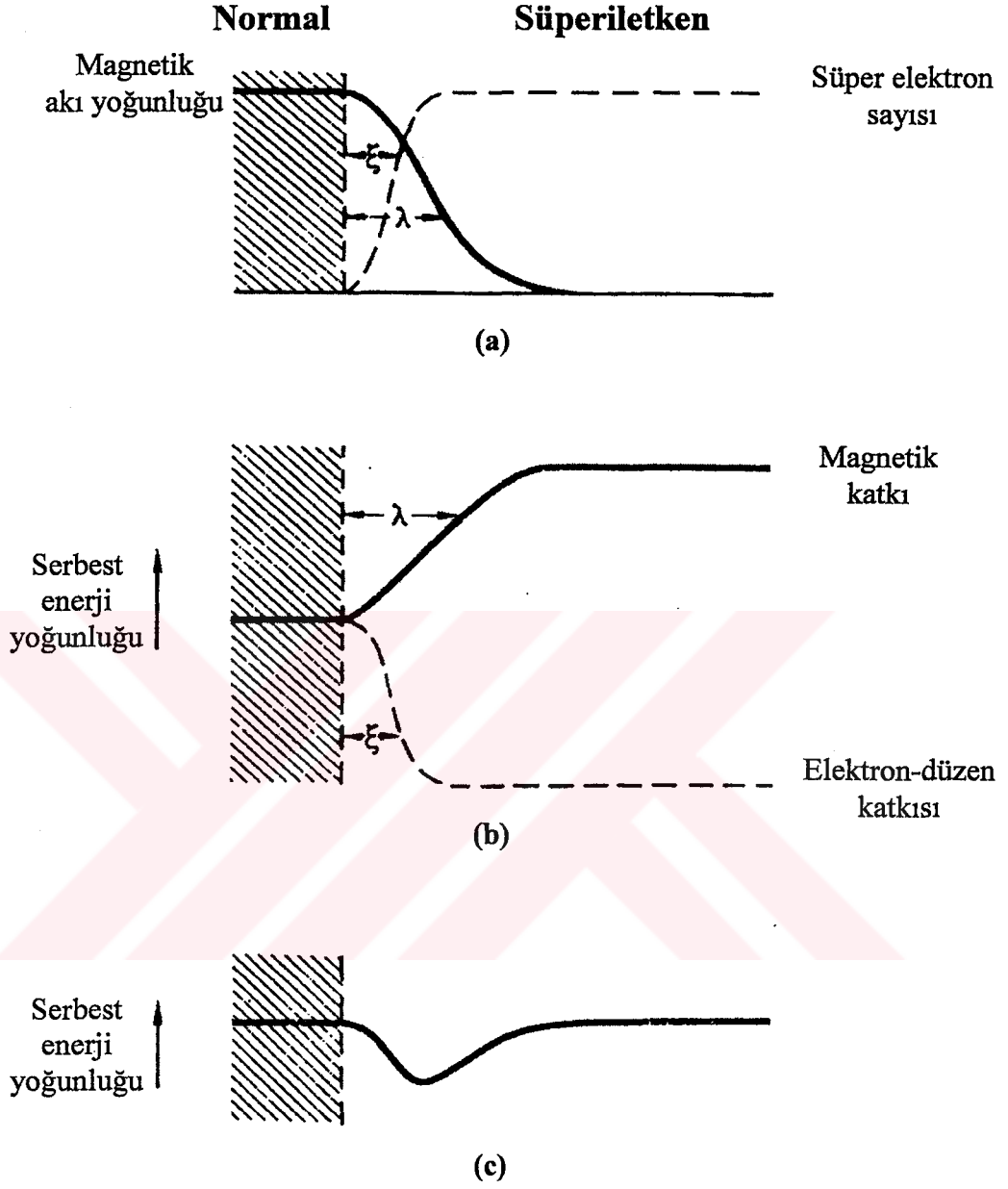
Sınırdaki serbest enerji göz önüne alınsın. Sınır kararlı ise, süperiletken ve normal bölgeler dengede olmalıdır, yani birim hacim başına serbest enerjilerinin aynı olması demektir. Normal bölgeye göre süperiletken bölgenin serbest enerjisini değiştiren iki katkı vardır. Düzenli süper elektronların varlığından dolayı, süperiletken durumun serbest enerjisi $g_n - g_s$ kadar azalır ve buna ilave olarak süperiletken bölge, içerdeki akı yoğunluğunu iptal eden bir magnetizasyona sahip olduğundan, serbest enerji yoğunluğuna pozitif bir $(1/2)\mu_0 H_c^2$ "magnetik" katkı vardır. Denge için $(1/2)\mu_0 H_c^2 = g_n - g_s$ olur, böylece süperiletken bölgede iki katkı ortadan kalkar ve serbest enerji yoğunluğu iki komşu normal bölgede aynı olur. Ancak, sınırdaki düzen derecesi (yani süper elektronların

sayısı n_s), uyum uzunluğu ξ ile belirlenen bir mesafe üzerinden yavaş yavaş yükselir, böylece elektronların düzenindeki artmadan kaynaklanan serbest enerjide azalma aynı mesafe üzerinden gerçekleşir. Öte yandan, serbest enerjideki “magnetik” katkı yaklaşık λ nüfuz derinliği mesafesi üzerinden yükselir. Genelde ξ ve λ aynı değildir, bu yüzden iki katkı sınır yakınında kaybolmaz. Eğer uyum uzunluğu nüfuz derinliğinden uzunsa, toplam serbest enerji yoğunluğu sınıra yakın artar, yani *pozitif yüzey enerjisi* var demektir. Şekil 1.6’dan, kabaca, sınırın birim alanı başına yüzey enerji değerinin yaklaşık $(1/2)\mu_0 H_c^2 (\xi - \lambda)$ olduğu görülebilir. Eğer uyum uzunluğu nüfuz derinliğinden kısa ise, Şekil 1.7’den de görülebileceği gibi, süperiletkenin *negatif yüzey enerjisi* var demektir. Bu yüzey enerjisi bir süperiletkenin davranışını belirlemede önemli rol oynamaktadır, örneğin malzemenin I.tip veya II.tip süperiletken olup olmadığını belirler.

Çoğu saf metalde uyum uzunluğu nüfuz derinliğinden önemli derecede büyüktür, bu yüzden böyle metallerde yüzey enerjisi pozitifdir ve I.tip süperiletkendirler. Elektronun ortalama serbest yolundaki azalma, uyum uzunluğunu azaltır ve nüfuz derinliğini artırır. Bir metaldeki safsızlıklar da elektronun ortalama serbest yolunu azalttığından, saf olmayan bir metalde uyum uzunluğu nüfuz derinliğinden küçük olur. Bu yüzden alaşımlar ve yeterince saf olmayan metaller genellikle II.tip süperiletkenlerdir (Rose ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.6. Pozitif yüzey enerjisinin kaynağı. a) Sınırdaki nüfuz derinliği ve uyum aralığı. b) Serbest enerjiye olan katkılar. c) Toplam serbest enerji



Şekil 1.7. Negatif yüzey enerjisinin kaynağı. a) Sınırdaki nüfuz derinliği ve uyum aralığı. b) Serbest enerjiye olan katkılar. c) Toplam serbest enerji

1.7. II. Tip Süperiletkenlerde Karışık Hal

Negatif yüzey enerjili bir metalin magnetik alan içine konduğu düşünölsün. Bir malzemenin en düşük toplam serbest enerjili duruma sahip olduğu varsayılır, bu yüzden yeterince negatif yüzey enerjili bir durumda, süperiletken malzemenin, minimum serbest enerjili durumu oluşturmak için büyük sayıda normal bölgeler oluşturması beklenir. Malzeme, sınırları uygulanan magnetik alana paralel uzanan normal ve süperiletken bölgelerin biraz ince (çok küçük) ölçekli bir karışım haline ayrılır. Düzenlenme, normal malzemenin hacmine göre maksimum sınır alanını verecek şekilde olur. Bu *karışık durum* olarak adlandırılır. Uygun bir kofigürasyon, uygulanan magnetik alana paralel uzanan ve süperiletkenin içinden geçen normal malzeme silindirleri şeklindedir. Bu silindirlere *normal göbekler* adı verilir.

Malzeme diyamagnetik olduğu için, uygulanan alandan kaynaklanan akıya, numunenin çevresi etrafında dolanan diyamagnetik yüzey akımı tarafından karşı konulur. Bu diyamagnetik malzemenin içinden, uygulanan magnetik alana paralel olarak uzanan normal göbekler geçer ve her göbek uygulanan magnetik alanla aynı yönü alan magnetik akıdır. Her göbek içindeki akı, diyamagnetik yüzey akımına zıt yönde ve göbeğin etrafında dolanan bir kalıcı akım girdabı (vortex) tarafından oluşturulur (Şekil 1.8).

Her girdap,

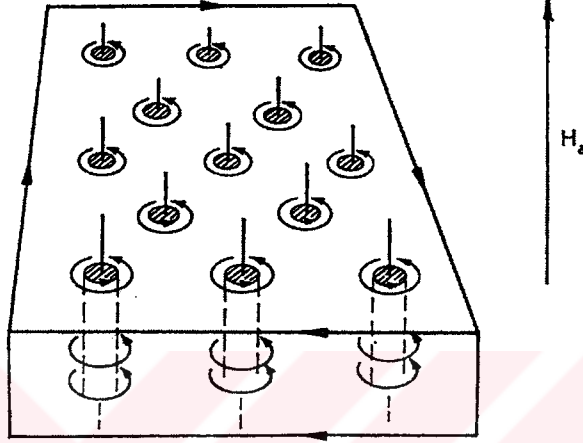
$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.067 \times 10^{-15} \text{ Weber} \quad (1.8)$$

olan bir magnetik akı (flukson) taşır, burada h Planck sabiti ve e elektronun yüküdür (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Normal bir göbeğin etrafında dolanan girdap akımı, diğer bir göbek etrafında dolanan girdap akımı tarafından oluşturulan magnetik alan ile etkileşir ve bunun sonucu olarak iki göbek birbirini iter. Bu paralel iki selenoid veya çubuk mıknatısın birbirini itmesiyle biraz benzerdir. Bu karşılıklı etkileşmeden dolayı karışık halde, bir süperiletkenin içinden geçen göbekler rastgele yayılmaz, Şekil 1.8'de gösterildiği gibi düzenli periyodik hegzagonal (altıgen) tertipte dizilirler. Bu tertip genellikle *flukson örgüsü* olarak bilinir.

Her girdabın merkezine doğru süper elektronların n_s konsantrasyonu sıfıra düşer, bu yüzden her girdabın merkezi çok ince bir normal malzeme göbeğidir (tam manasıyla bir

çizgidir). Süper elektron konsantrasyonundaki çukurlar yaklaşık olarak 2ξ genişliğindedir. Uygulanan magnetik alandan kaynaklanan akı yoğunluğu normal göbeklerde ortadan kalkmaz ve göbeklerden yaklaşık bir λ kadar uzakta küçük bir değere düşer. Etrafında dolanan bir girdap akımı tarafından her göbekte oluşturulan toplam akı sadece bir flukson (Φ_0) kadardır (Şekil 1.9).

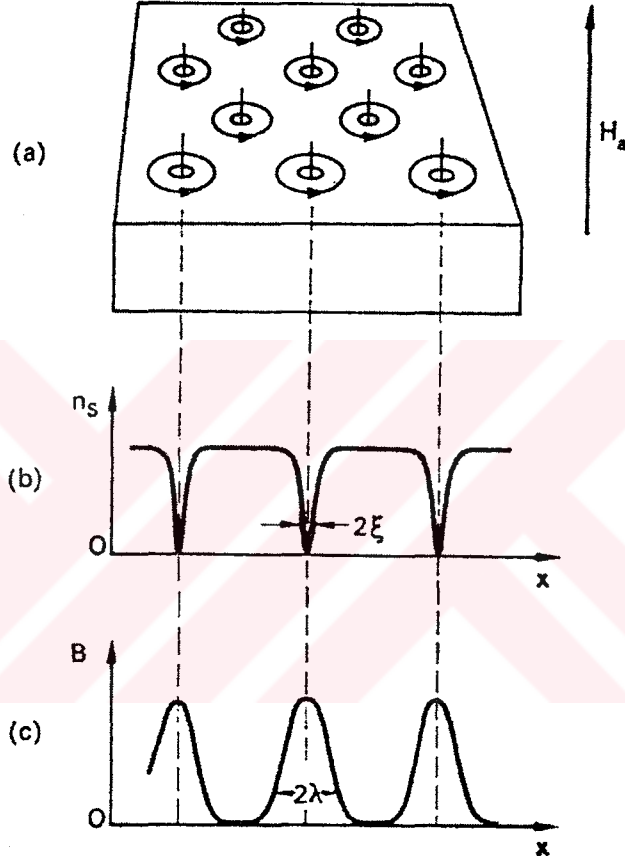


Şekil 1.8. Normal göbekleri ve onların etrafında dolanan süperakım girdaplarını gösteren karışık hal. Düşey çizgiler göbeklerden geçen akıyı temsil etmektedir. Yüzey akımları diyamagnetizmayı muhafaza eder

II. Tip bir süperiletkene bir magnetik alan uygulandığında, göbeklerin ortaya çıkışının serbest enerjide bir azalma ile sonuçlandığı doğrulanabilir. Her göbekte elektronların n_s sayısı azalır ve çitleri ayırmak için enerji sağlanmalıdır. Bir yaklaşım olarak, her göbek ξ yarıçaplı bir normal malzeme silindiri gibi düşünebilir. Böylece normal göbeğin ortaya çıkışı, elektron düzenindeki azalmadan dolayı göbeğin birim uzunluğu başına serbest enerjide bir $\pi\xi^2 \cdot (1/2)\mu_0 H_c^2$ yerel artışı ile sonuçlanır. Ancak, yaklaşık bir λ yarıçapı üzerinde malzeme diyamagnetik değildir. Bu yüzden, H_a uygulanan alanın şiddeti olmak üzere, magnetik enerjide birim uzunluk başına yaklaşık $\pi\lambda^2 \cdot (1/2)\mu_0 H_a^2$ 'ye eşit yerel bir azalma olur. Böyle göbeklerin oluşumu ile serbest enerjide net bir azalma varsa,

$$\pi\xi^2 \cdot \frac{1}{2}\mu_0 H_c^2 < \pi\lambda^2 \cdot \frac{1}{2}\mu_0 H_a^2 \quad (1.9)$$

elde edilir. Bu ilişkiye göre, H_c 'den küçük uygulanan alanlarda karışık durum ortaya çıkıyorsa (gerekli bir şarttır, aksi halde tüm süperiletken, karışık hal kurulmadan normal duruma geçer), $\xi < \lambda$ olur. Bu negatif yüzey enerjisi için belirlenen aynı koşuldur (Rose ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.9. H_{c1} 'den büyük bir uygulanan magnetik alan şiddetinde karışık durum. a) Göbek örgüsü ve onunla ilişkili girdaplar. b) Süper elektron konsantrasyonunun konumla değişimi. c) Akı yoğunluğunun değişimi

1.8. Metallerde ve Alaşımlarda Ginzburg-Landau Sabiti

Nüfuz derinliğinin uyum uzunluğuna oranı

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.10)$$

malzemenin Ginzburg-Landau sabiti olarak bilinir. Bu süperiletkenlerin birkaç özelliğini belirleyen önemli bir parametredir, örneğin süperiletkenin tipini (I.tip veya II.tip) belirler. Yüzey enerjisinin işareti ve karışık durumun oluşma olasılığı, κ 'nın $1/\sqrt{2}$ 'den küçük veya büyük olmasına bağlıdır:

$\kappa < 0.71$ yüzey enerjisi pozitif (I.tip)

$\kappa > 0.71$ yüzey enerjisi negatif (II.tip).

Daha önce değindiğimiz gibi, alaşımlarda ve saf olmayan metallerde uyum aralığı saf metallere kıyasla kısadır. Bu yüzden κ büyük bir değere sahiptir ve bu süperiletkenler genellikle II.tip'tir. Ancak, saf metallere de II.tip olması mümkündür. Üç süperiletken metal (niyobyum, vanadyum ve tekniyum) safsızlıkların yokluğunda bile 0.71'den büyük κ değerine sahiptir. Bunlar *özden* II.tip süperiletkenler olarak adlandırılırlar. Saf niyobyum, vanadyum ve tekniyum sırasıyla 0.78, 0.82 ve 0.92 κ değerlerine sahiptirler. Ancak, saf metallere genellikle I.tip ve alaşımlar genellikle II.tip'tirler.

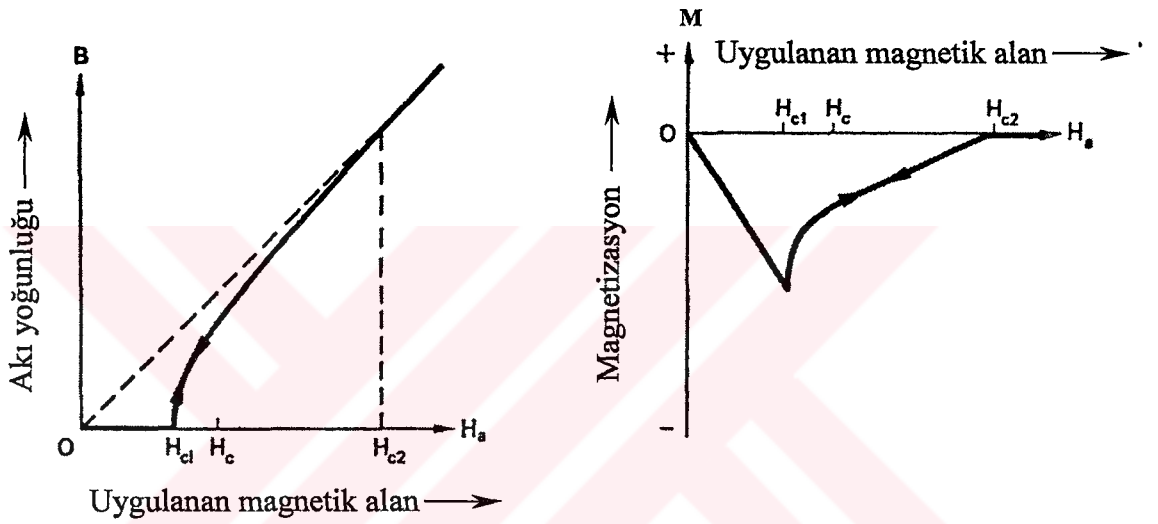
Safsızlıklar içeren bir süperiletkenin κ Ginzburg-Landau parametresi onun normal durumdaki direnci ile ilişkilidir çünkü, safsızlıklar tarafından elektronların saçılması ξ uyum aralığını kısaltır ve aynı zamanda ρ normal direncini artırır. Bu yüzden verilen bir metal için κ , normal durum direnci ile artar (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.9. II.Tip Süperiletkenlerde Magnetizasyon

H_{c1} 'in altındaki uygulanan H_a magnetik alan şiddetlerinde, II.tip bir süperiletken aynı bir I.tip süperiletken gibi davranır, mükemmel diyamagnetizma gösterir ve magnetizasyon $-H_a$ 'ya eşit olur (Şekil 1.10). Uygulanan magnetik alan şiddeti H_{c1} 'e ulaştığında, girdapla ilişkili normal göbekler yüzeyde oluşur ve malzemenin içine girerler.

Girdapların içinden geçen akı uygulanan magnetik alandan kaynaklandığından onunla aynı yönlüdür. Bu yüzden, malzemenin içindeki akı artık sıfıra eşit değildir ve magnetizasyonun büyüklüğü aniden azalır. H_{c1} ve H_{c2} alanları arasında, numuneyi işgal eden girdapların sayısı, girdapların birbirini itmesi ile yönetilir. Uygulanan magnetik alanın verilen bir şiddeti için birim alandaki normal göbeklerin sayısı, diyamagnetik olmayan her

göbeğin varlığından kaynaklanan malzemenin serbest enerjisindeki azalma ile girdaplar arasındaki karşılıklı itmenin varlığı arasında denge ile belirlenir. Uygulanan magnetik alan şiddeti artırıldığında, normal göbekler birbirine yaklaşır, böylece malzemede ortalama akı yoğunluğu artar ve magnetizasyonun büyüklüğü H_a 'nın artmasıyla yumuşak bir şekilde azalır. Üst kritik alan H_{c2} yakınında, akı yoğunluğu ve magnetizasyon uygulanan magnetik alanla doğrusal bir şekilde değişir. H_{c2} 'de akı yoğunluğu ve magnetizasyon eğrilerinin eğiminde ayrı bir değişiklik olur ve H_{c2} 'nin üzerinde malzeme, akı yoğunluğu $\mu_0 H_a$ ve magnetizasyonu sıfıra eşit olan normal durumdadır.

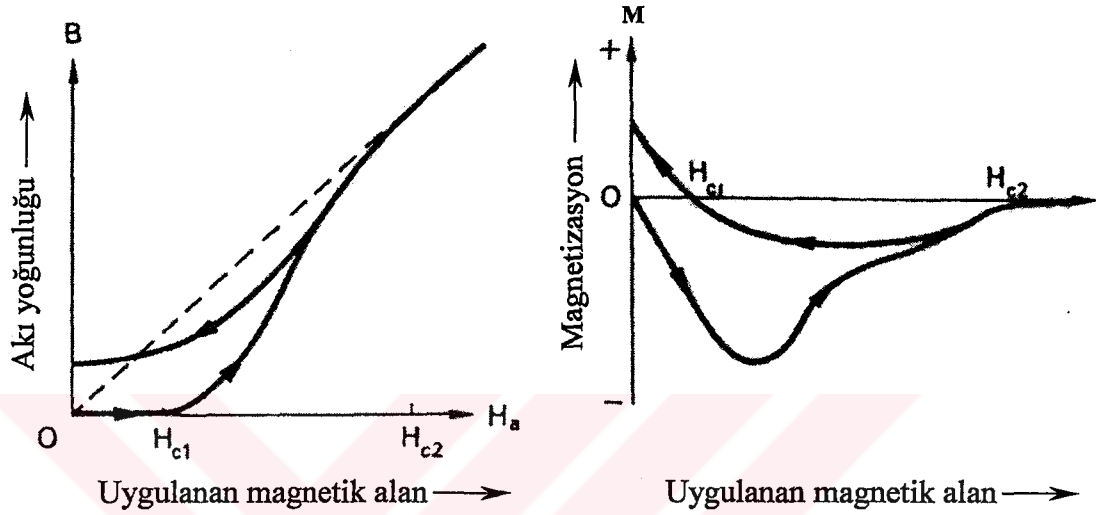


Şekil 1.10. II.Tip süperiletkenler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.10. Tersinmez Magnetizasyon

II.Tip bir süperiletken mükemmel derecede homojen ise, magnetizasyonu tersinir olur, yani Şekil 1.10'daki magnetizasyon eğrisi uygulanan alan H_a sıfırdan artarken veya H_{c2} 'den büyük bir değerden azaltılırken aynı olur (aynı yolu izler). Ancak, gerçek numuneler magnetik karakteristiklerinde genellikle biraz tersinmezlik gösterirler (Şekil 1.11). Tersinmezlik, karışık durumda süperiletkenden geçen normal göbeklerin malzemedeki kusurlara "çivilenmesi" ve bu yüzden serbestçe hareket etmelerinin engellenmesine atfedilir. Bu nedenle, uygulanan alan şiddetini sıfırdan artırmada, yüzeyde oluşan göbeklerin içeri girmesi engellendiğinden H_{c1} 'de ani bir akı girişi olmaz. Benzer şekilde, uygulanan magnetik alan şiddetini H_{c2} 'den büyük bir değerden azaltırken bir

histeresiz olur ve bazı normal göbekler çivilendiği ve kaçamayacakları için, akı numunede kalıcı bir şekilde tuzaklanabilir. Boyutları uyum uzunluğu kadar veya daha büyük olan herhangi bir çeşit kusur normal göbekleri çivileyebilir. Örnek olarak, hem dislokasyonlar olarak adlandırılan örgü kusurlarının uzun zincirleri hem de oksitler gibi kimyasal safsızlık parçacıkları magnetik tersinmezliğe sebebiyet verebilir.



Şekil 1.11. Tersinmez II.tip süperiletkenler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980).

Süperiletken bir malzemenin tersinirliğinin, çivileme etkisine ve kritik akım yoğunluğuna bağlılığı şu şekildedir:

a) Çivileme yoksa (pinning free), yani $J_c=0$ ise malzeme tersinirdir.

b) Çivileme normal şiddette yani $J_{c1}>0$ ise ve dikkate değer Meissner akımı yüzeyde dolaşıyorsa, malzeme yarı tersinirdir.

c) Çivileme çok kuvvetli ise, yani $J_{c2}>J_{c1}$ ise malzeme tersinmezdir.

Süperiletken bir malzemede çivileme şiddeti arttıkça;

i) Girdapların hareketinden kaynaklanan kayıplar azalır,

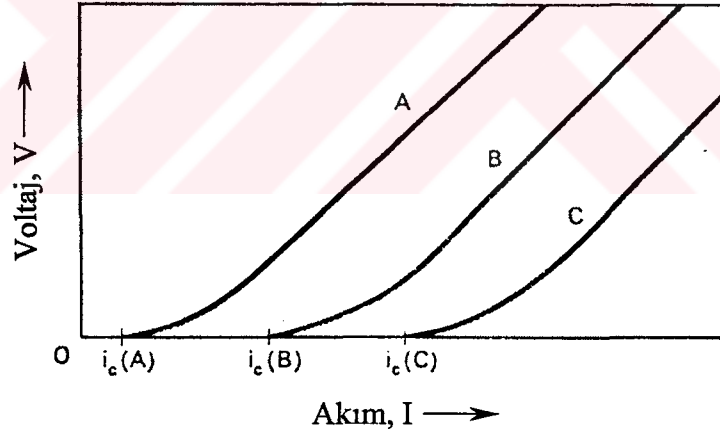
ii) Girdaplar harekete başlamadan, malzemedeki geçirilebilecek maksimum akım yoğunluğu J_c artar,

iii) Magnetizasyon eğrisinin genişliği artar ve

iv) Kalıcı veya tuzaklanan magnetizasyon artar (Çelebi, 2004).

1.11. Akı Akış Direnci

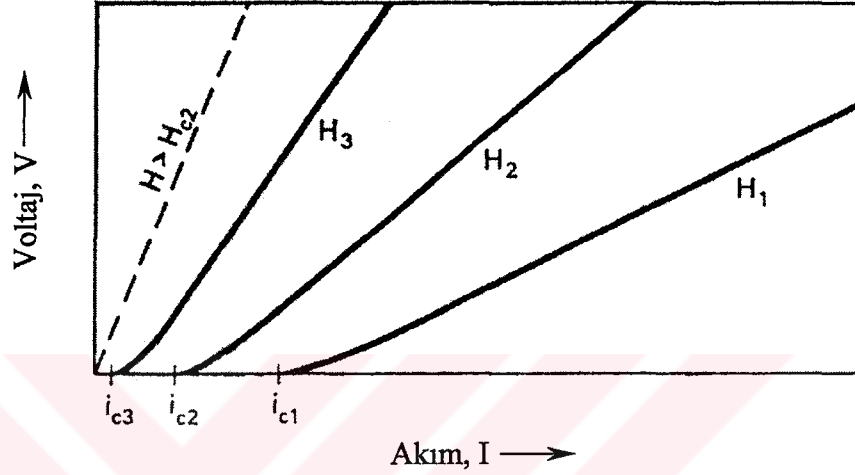
Belli uzunlukta II.tip bir süperiletken tel olsun ve onu karışık duruma sokacak yeterli şiddette ve dik doğrultuda bir H_a magnetik alan uygulansın. Tel boyunca bir I akımı geçsin ve telin uçları arasında oluşan V voltajı gözlemlensin. Akım I_c kritik değerinden az olduğu sürece tel boyunca hiçbir voltaj gözlenmez. Fakat akım I_c 'nin üzerine çıktığında bir voltaj ortaya çıkar, I_c 'den biraz büyük akımlarda bu voltaj artan akımla doğrusal olarak değişir. Oluşan voltaj, tel normal halde iken oluşan voltajdan önemli derecede azdır. Şekil 1.12, farklı mükemmellik derecesine sahip fakat aynı çaplı, aynı II.tip üç süperiletken telin, aynı uygulanan magnetik alan şiddetinde ölçülen voltaj-akım karakteristiklerini göstermektedir. Kritik akım üç tel için de farklıdır, daha saf veya daha kusursuz numune daha düşük kritik akımlara sahiptir fakat, karakteristiklerin eğimi üç numune için de aynıdır. Görüldüğü gibi, bir numunenin kritik akımı, malzemenin mükemmelliğine bağlı olmasına rağmen, kritik akım aşıldığında voltajın ortaya çıktığı oran malzemenin tabii bir karakteristiğidir ve ne kadar mükemmel olduğuna bağlı değildir.



Şekil 1.12. Aynı II.tip süperiletken tellerin, dik magnetik alan içinde, karışık durumda voltaj-akım karakteristikleri. A, B ve C eğrileri sırasıyla daha az mükemmel numuneleri belirtmektedir

Karakteristiğin I_c 'nin üzerindeki akımlarda ulaştığı dV/dI eğiminin değeri, numunenin R' (akı) akış direnci olarak bilinir. Malzemenin ρ' akış öz direnci numunenin hangi malzemedен yapıldığına bağlıdır ve $R'=\rho'(l/A)$ ile belirlenir. Verilen bir uygulanan alan şiddeti için, akış direncinin metalin normal direnci ile orantılı olduğu bulunmuştur.

Dahası, akış direnci magnetik alan şiddetinin artması ile artar, alan şiddeti H_{c2} 'ye ulaştığında normal dirence sahip olur. Şekil 1.13, II.tip bir süperiletkende karışık durumda, uygulanan farklı alan şiddetlerinde ölçülen V-I karakteristiklerini göstermektedir. Alan şiddetlerinin artmasıyla, kritik akım değerleri azalır ve yine alan şiddetlerinin artmasıyla dV/dI eğim değerleri, yani akış direnci artmaktadır (Rose ve Rhoderick, 1980).



Şekil 1.13. Karışık durumda, uygulanan magnetik alan (geçen akıma dik) şiddetinin II.tip bir süperiletkenin V-I karakteristiklerine etkisi ($H_{c1} < H_1 < H_2 < H_3 < H_{c2}$)

1.12. Akı Akışı

II.tip bir süperiletkenden bir akım geçirildiğinde ve uygulanan bir magnetik alan tarafından karışık duruma sokulduğunda, I.tip süperiletkenlerdeki gibi akım sadece yüzeyde değil, süperiletkenin *tüm gövdesi boyunca* akar.

H_{c1} 'den büyük, akıma dik uygulanan bir magnetik alan şiddetinde belli uzunlukta II.tip süperiletken göz önüne alalım. Numuneden bir akım geçirildiğinde, her noktada belli bir iletim kritik akım yoğunluğu J olacaktır. Ancak süperiletken karışık halde olduğundan, içinden normal göbeklerle ilişkili magnetik akı geçecektir. Dolayısıyla, bu akı ve akım arasında bir elektromagnetik kuvvet (Lorentz kuvveti) olacaktır. Burada kuvvet iletim akımını taşıyan elektronlar ile göbeklerde akıyı oluşturan girdaplara tesir etmektedir. Böylece her girdap üzerinde, hem iletim akımının yönüne ve hem de akı yönüne dik yönde bir F_L Lorentz kuvveti olacaktır.

Numunenin uzunluğu l , kesit alanı A olmak üzere akım yönü ile θ açısı yapan bir magnetik alanda I akımı taşısın. Alanın akı yoğunluğu B ise, numune üzerindeki Lorentz kuvveti $lB\sin\theta$ 'dır. Her girdap Φ_0 kadar akı miktarını çevrelediğinden, n , B 'ye dik birim alandaki girdap sayısı olmak üzere, ortalama akı yoğunluğu $B=n\Phi_0$ 'dır ve böylece Lorentz kuvveti $ln\Phi_0 \sin\theta$ olur. Numuneden geçen tüm girdapların toplam uzunluğu n/A 'dır, buradan girdabın birim uzunluğu başına ortalama kuvvet $(I/A)\Phi_0.\sin\theta$ olur. Akım yoğunluğu göbekler arasında değişmesine rağmen, ortalama akım yoğunluğu $J=I/A$ 'dır ve her girdabın birim uzunluğundaki Lorentz kuvveti

$$F_L = J \Phi_0 \sin\theta \quad (1.11)$$

olur. Uygulanan magnetik alanın, akımın yönüne dik olması durumunda $\theta=90^\circ$ ve Lorentz kuvveti

$$F_L = J \Phi_0 \quad (1.12)$$

olur. Malzemede göbeklerin kusurlara çivilenme eğiliminde olduğu bilinmektedir. Bu yüzden, Lorentz kuvveti çok büyük değilse, göbekler sabit kalır ve hareket etmez. Göbeklerin birim uzunluğu başına ortalama çivileme (pinning) kuvveti F_P olsun. İletim akım yoğunluğu J , göbek birim uzunluğu başına F_P 'den küçük bir Lorentz kuvveti oluşturduğu sürece, göbek örgüsü hareket etmeyecektir, yani

$$J \Phi_0 < F_P \quad (1.13)$$

ise, sabit (durağan, kararlı) bir durum olacaktır. Ancak, iletim akımı artırılırsa ve Lorentz kuvveti F_P 'yi aşarsa, göbek örgüsünün numune boyunca hareketi önlenemez. Göbekler hareketli ise ve onların hareketine karşı biraz viskoz kuvveti varsa, bu hareketi sürdürmek için iş yapılmalıdır. Bu iş sadece iletim akımı tarafından sağlanabilir ve bu akımı malzeme boyunca akıtmak için enerji harcanmalıdır. Başka bir deyişle, eğer akım göbekleri harekete geçirirse ve göbeklerin hareketi engellenirse, *malzeme boyunca bir voltaj düşmesi olacaktır*. Göbeklerin (ve içerdikleri fluksonların) malzeme boyunca hareketleri “*akı akışı*” olarak bilinir ve kritik akımdan büyük akımlarda gözlenen akış direncinin kaynağıdır.

I.Tip ve II.tip süperiletkenlerde voltaj ile ilgili olan durum farklıdır. I.Tip bir süperiletkende, kritik akım aşılsa, voltaj tüm numune boyunca uzanan normal bölgeler boyunca akan iletim akımından kaynaklanır. II.Tip bir süperiletkende akı akışı gerçekleştiğinde malzeme halen karışık durumdadır ve tüm numuneden geçen sürekli süperiletken yollar vardır.

Göbekleri çivileme merkezlerinden sökmek için yeterli (yetecek) Lorentz kuvvetini oluşturan kritik akım yoğunluğu

$$J \Phi_0 = F_p \quad (1.14)$$

ile verilir. Kusurlu numunelerin yüksek kritik akımlara sahip olduğu bilinmektedir. Bunun nedeni şudur; eğer çok kusur varsa göbeklerin daha büyük bir oranı malzemeye çivilenecektir ve göbek başına ortalama çivileme kuvveti daha büyük olacaktır (Rose ve Rhoderick, 1980).

1.13. Akı Sürüklenmesi (Flux Creep)

Akı çizgilerinin hareketi bunlara dik olarak etki eden Lorentz kuvvetinden kaynaklanmaktadır. Akı çizgileri herhangi bir dış akım yokken bile, akı çizgileri örgüsünün bozulmasına neden olan kusurlar tarafından sabitleştirilir. Mutlak sıfır sıcaklığında akı çizgilerinin hareketi, Lorentz kuvvet yoğunluğu ortalama çivileme kuvvet yoğunluğunu aşarsa mümkündür. Eğer $J_{dış} < J_c(0,B)$ ise $J_{dış}$ akım yoğunluğu, bir güç kaybına neden olmaz. $J_{dış} > J_c$ için akı çizgilerinin hareketi, bir elektrik alanın doğmasına ve bundan dolayı da sonlu bir V gerilimine neden olur. Bu durum önceki kesimde tanımlanan akı akışı rejimidir. Bununla birlikte sonlu bir sıcaklıkta çivileme enerji engellerini aşma olasılığı da mevcuttur. Bundan dolayı $J_{dış} < J_c(T,B)$ için bile bir miktar hareket ve öz direnç olacaktır. Bu ısıl olarak uyarılmış akı sürüklenmesi olarak bilinir. $J_{dış} \gg J_c(T,B)$ olduğu zaman yukarıda tanımlanan akı akışı gerçekleşir.

Akı sürüklenmesi çok iyi bilinmeyen değişik parametrelere bağlıdır. Fakat bu olayın nitel bir analizi basit bir yolla yapılabilir. Aslında çoğu durumlarda akı çizgileri demetinin hareketi gözlenebilir. Bu bir yerden komşu başka bir yere ısıl olarak uyarılmış bir atlamadır. En basit durumda bir akı çizgisi demetinin atlaması ile aşılacak $U_0(T,B)$

aktivasyon (veya engel) serbest enerjisi uygun bir hacimle çarpılan bir bölgedeki akı çizgileri tarafından kazanılan yoğunlaşma enerji yoğunluğu ile belirlenir.

Mutlak sıfır sıcaklığında $U_0(0,B)$ engeli, $J_c(0,B)$ kritik akım yoğunluğu ile ilişkilidir. $J_{dış}=J_c$ için Lorentz kuvvet yoğunluğu, çivileme kuvvet yoğunluğuna eşit olması gerektiğinden

$$U_0(0,B)=J_c(0,B)BV_c d \quad (1.15)$$

elde edilir. Burada d , akı demetinin (bundle) hareket ettiği mesafedir.

Geleneksel süperiletkenlerde tüm $T \leq T_c$ sıcaklıkları için daima $U_0(T,B) \gg kT$ 'dir. U_0/k yaklaşık olarak 100 ile 1000 K arasındadır ki bu aralıkta akı sürüklenmesi çok küçük bir olaydır (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Akı sürüklenmesi teorisi, termal destek olmaksızın taşınabilen sıfır direnç kritik akım yoğunluğu $J_c(0)$ ve gözlenen kritik akım yoğunluğu $J_c(T)$ parametrelerini tanıtır. Bu iki akım arasındaki ilişki, çivileme etkileşmesinden kaynaklanan U_0 yüksekliğindeki bir potansiyel kuyusundaki girdabın salınımlarını v frekansı ile tanımlayarak ve uygulanan akım altında etkin kuyu derinliğini modelleyerek $U_0(1-J/J_c(0))$ şeklinde elde edilir. Girdapların difüzyonunun, $U(J)$ çivileme engeli üzerinden termal destek ile kaynaklandığı bulunur. I-V karakteristiği üsteldir:

$$E = Bvd \exp \left[-\frac{U_0}{kT} \left(1 - \frac{J}{J_c(0)} \right) \right]. \quad (1.16)$$

Burada E oluşan elektrik alan, B numunedeki magnetik indüksiyon ve d çivileme merkezleri arasındaki mesafedir.

Bir deneyde belirlenen kritik akım yoğunluğu, ölçülebilen en küçük elektrik alanına (E_c) bağlı olacaktır:

$$J_c(T) = J_c(0) \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left(\frac{Bdv}{E_c} \right) \right]. \quad (1.17)$$

Bu son eşitlik, $J_c(T)$ 'nin sıcaklıkla doğrusal olarak azaldığını göstermektedir. Üstel I-V ilişkisinin diğer sonucu, sabit bir dış alanda numunede tuzaklanan akı, t zamanıyla logaritmik olarak azalacaktır. Uzun periyotlar için, zamana bağlı kritik akım yoğunluğu,

$$J_c(t) = J_c(0) \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln t \right] \quad (1.18)$$

ile verilir (Seeber, 1998).

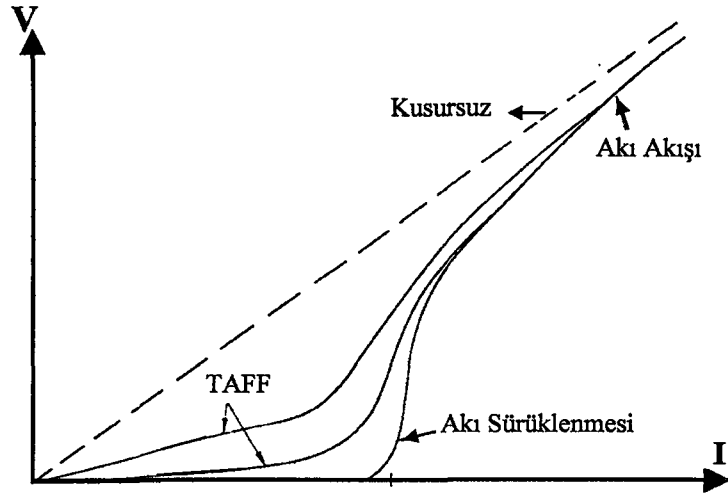
1.14. Isıl Destekli Akı Akışı (TAFF: Thermally Activated Flux Flow)

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde U_0/kT oranı, geleneksel süperiletkenlerinkine göre oldukça küçüktür. Bunun birinci nedeni U_0 'ın, uyum uzunluğuna açıkça bağlı olması gereken uygun bir hacimle yoğunlaşma enerjisinin çarpılmasıyla belirlenmesidir. Bu uzunluk yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde daha kısadır, bu yüzden U_0 daha küçüktür. İkincisi, sıcaklığın alışılmış süperiletkenlerinkinden daha yüksek olmasıdır. Bu yüzden akı sürüklenmesi küçük bir etki olamaz ve bazen dev akı sürüklenmesi olayından bahsedilir.

Yukarıda tanımladığımız gibi akı sürüklenmesi, sürücü kuvvetin çivileme kuvvetine hemen hemen eşit olduğu durumda meydana gelen bir olaydır. Fakat çivileme engeli küçük ve sıcaklık bu engeli aşacak kadar yeterince yüksek ise bu olay küçük sürücü kuvvet sınırında gözlenebilir. Alışılmış akı sürüklenmesini $J \ll J_c$ için oluşan bu etkiden ayırt etmek için yeni bir isim tanımlanmıştır: Isıl olarak uyarılmış akı akışı (Thermally Activated Flux Flow: TAFF). TAFF sadece potansiyel engelinin düşük olduğu durumda gözlenebilir ve

$$\rho \sim \rho_0 \exp - \frac{U_0}{k_B T} \quad (1.19)$$

öz direncine neden olur (Şekil 1.14).



Şekil 1.14. Farklı rejimler için voltaj-akım karakteristiğinin şematik gösterimi (Cyrot ve Pavuna, 1992).

1.15. Standart Kritik Hal Çerçevesi

Yüksek sıcaklık (II.tip) süperiletkenlerinin ilgilenecek özellikleri şunlardır: a) Bu malzemeler oldukça büyük miktarda kalıcı akımlar taşıyabilirler, b) magnetik histeresiz gösterirler, c) statik bir magnetik alanda T_c 'nin üzerindeki bir sıcaklıktan soğutulduğunda başlangıçta nüfuz eden magnetik akının bir kısmını dışarılarlar (yani, küçük bir Meissner olayı gösterirler). İdeal olmayan (kusurlu, tersinmez, histeresize sahip) II.Tip süperiletkenlerin bu özellikleri birbiri ile ilişkilidir. Bu kesimde, bu özelliklerin temel ana hatları belirlenecek ve bu olayların nasıl bağlantılı olduğunu gösterilecektir.

1.15.1. İdeal (Tersinir) II.Tip Süperiletkenlerde Meissner Olayı

II.Tip süperiletkenlerde Meissner olayı, akı girdaplarının (akı çizgilerinin) i) birbirleriyle ve ii) dış magnetik alanla etkileşmelerinin bir sonucudur. Bu etkileşmeleri basit bir biçimde incelenecektir.

Komşu paralel iki akı çizgisine ait $\vec{B}_1(r)$ ve $\vec{B}_2(r)$ magnetik akı yoğunluklarının ve $\vec{J}_1(r)$ ve $\vec{J}_2(r)$ dolanan girdap akı yoğunluklarının süperpozisyonları, yalıtılmış iki girdabın toplam magnetik ve kinetik enerjilerini artırır, bunlar

$$\int \vec{B}_1(r) \cdot \vec{B}_2(r) dv \text{ ve } \int \vec{J}_1(r) \cdot \vec{J}_2(r) dv \quad (1.20)$$

ile orantılıdır. Burada integraller numunenin hacmi üzerinden alınır. Akı çizgilerinin ayrılması arttığında bu enerjiler azaldığından, paralel akı çizgileri birbirlerini iterler. Sonuç olarak, çivilemenin ve dış magnetik alanın olmadığı durumda, akı çizgileri birbirlerini numuneden dışarı atarlar. Bu nedenle, ideal (çivileme merkezlerine sahip olmayan) II.Tip süperiletkenler akı tuzaklamazlar. H_{c1} 'den büyük bir dış alanın uygulanıp uzaklaştırılmasından sonra, kalıntı (artık) magnetik moment sıfırdır.

Bir H_a dış alanı, akı çizgilerini II.tip süperiletkenin içine hapsedme eğilimindedir. Bunun nedeni, dış magnetik alanla akı çizgilerinin etkileşmesinin karşılıklı itme olmasıdır. Bu etkileşme nitel olarak da kolayca anlaşılabilir. Numunenin yüzeyinde nüfuz bölgesindeki magnetik akı yoğunluğu $B_M(r)$ ve bu akı nüfuzu ile ilişkili Meissner akım yoğunluğu $J_M(r)$ olsun. Magnetik akı yoğunluklarının $\vec{B}_1(r)$, $\vec{B}_2(r)$ vs. ve dolanan girdap akı yoğunluklarının $\vec{J}_1(r)$, $\vec{J}_2(r)$ vs., $B_M(r)$ ve $J_M(r)$ ile süperpozisyonları, sistemin toplam magnetik ve kinetik enerjilerini

$$\int \vec{B}_M(r) \cdot \vec{B}_1(r) dv \text{ ve } \int \vec{J}_M(r) \cdot \vec{J}_1(r) dv \quad (1.21)$$

ile orantılı şekilde artırır. Bu enerji terimlerinin sonucunda uygulanan magnetik alan H_a 'nın akı çizgilerinin örgüsü üzerine bir "basınç" uyguladığı ve akı çizgilerini numune içinde tutmaya (hapsedmeye) meyilli olduğu söylenir. $H_a < H_{c1}$ olduğunda, akı çizgilerinin karşılıklı birbirini itmesi baskın gelir ve dış magnetik alan tarafından uygulanan hapsedme çabasını yener. Akı çizgilerinin tümü birbirini çivileme merkezlerine sahip olmayan (pinning free) numuneden dışarıladığında, yani $\langle B \rangle = 0$ (mükemmel Meissner Olayı) olduğunda dengeye ulaşılır.

Uygulanan bir $H_{c1} < H_a < H_{c2}$ aralığındaki magnetik alan içindeki ideal numune için, numune içindeki denge akı çizgisi yoğunluğu, akı çizgilerinin karşılıklı birbirlerinin itmeleri ve H_a tarafından uygulanan hapsedilme çabası arasındaki denge tarafından belirlenir. Denge durumuna numuneye normal durumda nüfuz eden akı çizgilerinin bir kesri dışarılandıktan sonra ulaşılır. Dengeye ulaşılmadan önce dışarılanması gereken akı çizgilerinin kesri, H_a alanı H_{c2} 'ye yaklaştıkça azalmaktadır. Bu yüzden Meissner olayı ideal, tersinir malzemede, $H_a > H_{c1}$ olduğunda daima % 100'den azdır ve H_a , H_{c1} 'den H_{c2} 'ye

yükseldikçe tekdüze (monoton) şekilde azalır. Çivileme mevcut olduğunda, Meissner olayı ideal kesrinden azalır ve güçlü çivilemeye sahip malzemelerde sıfır olur.

II. tip süperiletkenlerde tersinmezlik (histeresiz), akı çizgilerinin çivilenmesinin bir göstergesi olduğundan, bu, çivileme şiddet yoğunluğunun yani çivileme merkezlerinin veya kusurların yoğunluğunun ölçümüne hizmet edebilir. Aynı zamanda çivileme, malzemenin kayıpsız akım taşıma kapasitesi dolayısı ile kritik iletim akımı I_c ile yakından ilişkilidir (Çelebi, 1993).

1.15.2. Kritik Hal Modeli

Denge durumunda, çivilemeye sahip olmayan malzemenin iç bölgesindeki bir akı çizgisine, komşuları tarafından tüm yönlerde eşit itildiği için hiçbir net kuvvet etki etmez. Burada “iç” den kasıt, yüzeyden nüfuz derinliği dışındaki tüm hacimdir. Dış magnetik alan artırıldığında, yeni akı çizgileri yüzeyde çekirdeklenir ve yeni düzgün denge dağılımına ulaşıncaya kadar malzemeye nüfuz eder. Dış magnetik alan azaltıldığında, tutucu magnetik basınç azalır, akı çizgileri denge kuruluncaya kadar numuneden dışarı hareket ederler.

Yukarıda anlatılan çivileme etkisini açıklamak için, birkaç özel duruma odaklanmak faydalı olur. İlk olarak, $H_a=0$ iken T_c 'nin altındaki T sıcaklığına soğutulmuş “virgin” yani hiç girdap içermeyen bir numuneye bir H_a alanının sıfırdan başlayarak uygulandığı düşünölsün. H_a , H_{c1} 'i aştığında, akı çizgileri çekirdeklenmeye başlar ve numuneye nüfuz eder. Eğer numune çivileme merkezlerine sahip değil (ideal) ise bu akı çizgileri numune kesiti boyunca düzgün şekilde dağılır. Ancak çivileme kuvvetleri akı çizgilerinin nüfuzuna ve hareketine karşı koyacaktır. Bu yüzden, akı çizgilerinin dağılımı düzgün olmaz ve akı yoğunluğu profilinde kritik bir meyil (gradyent) oluşturulur.

Tekdüze (düzgün) olmayan bir konfigurasyonda, tek bir akı çizgisi üzerine (veya akı çizgisi tabakasına) etki eden kuvvetleri incelemek öğretici olur. Akı çizgilerinin karşılıklı itmelerinden ötürü, her akı çizgisi arkasındaki akı çizgisinden dolayı içeri doğru (ileri) bir itmeye ve önündeki akı çizgisinden dolayı dışarı doğru (geriye) bir itmeye maruz kalır. Ancak akı çizgilerinin yoğunluğu ilerleme yoluna boyunca değişirse, yani bir akı çizgisi yoğunluğu gradyenti dB/dx oluşursa, net bir kuvvet ortaya çıkacaktır. Yer değiştirme eşliğindeki sabit bir akı çizgisi üzerine etki eden net (itici) kuvvet, çivileme merkezlerinden kaynaklanan $F_p(B)$ maksimum çivileme kuvvet yoğunluğu ile dengelenir.

Akı çizgisi yoğunluğunda küçük bir artış olması için, çivileme engellerinin aşılması gerekir. Bu yüzden dB/dx , bir kritik halde mevcut olmalıdır.

Magnetik akı yoğunluğu profili ve ona eşlik eden indüklenmiş kalıcı akımların deseninin kritik bir halde olduğu bir konfigürasyon ortaya çıkar. Buradan, Maxwell-Ampere denklemi

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c \quad (1.22)$$

olur ve \vec{B} 'nin y - z düzlemi boyunca yönlendiği düzlemsel geometri için

$$\frac{dB}{dx} = \pm \mu_0 J_c \quad (1.23)$$

şekline indirgenir. İzotropik (her yönde aynı özelliği gösteren) malzemelerde, indüklenmiş elektrik alan \vec{E} ve kritik akım yoğunluğu \vec{J}_c , akı çizgisi yoğunluğu \vec{B} 'ye diktir (ortogondur). Kritik akım yoğunluğu J_c , akı çizgilerini yerinden sökmek (depinning) için gerekli eşik kuvveti ile ilişkilidir ve Lorentz sürücü kuvveti,

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (1.24)$$

\vec{F}_p çivileme kuvvet yoğunluğunu yendiğinde bu değere ulaşılır.

Buradan kritik hal

$$\vec{J}_c \times \vec{B} + \vec{F}_p = 0 \quad (1.25)$$

şeklinde yazılabilir.

H_a , H_{c1} 'in üzerinde artmaya devam ettikçe, ilerleyen akı önü sonunda numunenin merkezine (bir dilim için orta düzlem veya bir silindir için eksen) ulaşır. Bu duruma karşılık gelen H_a ilk tam nüfuz alanı olarak adlandırılır ve H^* ile belirtilir.

Akı çizgilerini yerinden söken (depinning) kritik akımlar, akım yoğunluğu kritik değer J_c 'yi aştığında $\vec{E} \cdot \vec{J}$ oranında enerji kaybına yol açarlar. Dolanmaları, normal

metallerde olduğu gibi tamamen elektrik alanın yönü ile belirlenir. Normal metallere önemli fark, bu akımlar yoğunlukları J_c değerini aşmadıkça kayıpsız olmaları ve dolayısı ile kalıcı olmalarıdır (Çelebi ve LeBlanc, 2002).

1.15.3. Taneli Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Kritik Hal

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin çoğu, seçilen kompozisyondaki preslenen tozların tavllanmasıyla oluşur. Bu malzemeler sadece polikristal değildir, aynı zamanda “taneli” davranış da gösterirler. Bu malzemelerde bireysel taneler büyük miktarda kritik akım yoğunlukları J_{cg} taşıyabilirler. Taneler oldukça yöne bağlıdır ve \vec{J}_{cg} sadece kristal eksenlerine göre tanelerin yönüne değil, aynı zamanda bu eksenlerin \vec{B} ’ye göre yönelmesine de bağlıdır.

Tanelerin yüksek hızlı nötronlarla, gama ışınlarıyla ve yüklü parçacıklarla bombardımanı ile J_{cg} ’nin kayda değer miktarda arttığı gösterilmiştir. Tahminen bu gelişme, akı çizgileri için uygun çivileme merkezlerini netice veren değişik kusurların oluşmasından kaynaklanmaktadır. Külçe numunelerin kayıpsız akım taşıma kapasitesi, yani bu çalışmada J_{cm} ile gösterilen kritik iletim akım yoğunluğu, bireysel taneler için ölçülen J_{cg} değerinden önemli miktarda küçüktür. Bu taneler arasındaki arayüzlerden, temaslardan ve bağlantılardan oluşur, zayıf bağlantılar olarak kabul edilir ve akımın bir taneden diğerine geçmesini engelleyen darboğazlar oluşturur. Bu yüzden J_{cm} taneler arası (matrix) kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılır.

Şimdi tanelerin bir matrise gömülü olduğu şekilde tanımlanan numuneye kritik hal modeli uygulansın. Sıfır alan altında soğutulmuş numunenin dış sınırlarına uygulanan bir magnetik alan matrisin içine nüfuz edecektir. Bu magnetik alan ve magnetik akı yoğunluğu

$$H_m(x) = \frac{B_m(x)}{\mu_0} \quad (1.26)$$

ile verilir. Düzlem geometrisi için, kritik hali içine alan Maxwell denklemi

$$\frac{dH_m}{dx} = \pm J_{cm}(B(x)) \quad (1.27)$$

olur.

Yukarıda verilen kritik hal düşüncesi bireysel tanelere de uygulanabilir. Bazı araştırmacılar hem tanelar arası hem de tane içi dolaşan akımları hesaba katarak, deneysel magnetik ölçümlerini analiz etmişlerdir. Ancak bu durumda problem biraz daha karmaşık olacağı için bazı yaklaşım ve basitleştirmeler yapılması gerekebilir (Müller, 1989, LeBlanc vd., 1993).

1.16. Kritik Hal Modelleri

Bean (1964) ve London (1963) tarafından ortaya konulan kritik hal modeli, II. tip süperiletkenlerin magnetik davranışının analizinde birçok araştırmacı tarafından kullanılmıştır. Bu basit modelde, J_c kritik akım yoğunluğu, B magnetik akı yoğunluğundan bağımsız varsayılır. Kim vd.'nin (1962) modeli $J_c = k/(B_0 + |B_i|)$, kritik akım yoğunluğunun B 'ye bağıllığını içermekteydi. Irie ve Yamafuji (1967) ve Green ve Hlawiczka (1967) bir üs yasası modeli yani $J_c = k/B^n$ önerdiler. Burada k ve n pozitif sabitlerdir. $n=0.5$ Yasukochi vd. (1964,1966) tarafından önerildi. Tüm bu modeller düşük kritik alan H_{c1} 'in altındaki akı dışarlama etkisini ihmal ettiler. Fietz vd. (1964) kritik hal modelini denge magnetizasyonu ile iyileştiren bir üstel (eksponansiyel) model $J_c = J_{c0} \exp(-B_i/B_0)$ önerdiler. Clem (1979), numunenin içine akı girişi (dışarı çıkışı) için ekstra alan artışı $\Delta H_{en}(\Delta H_{ex})$ gerektiren yüzeyde potansiyel bariyeri içeren bir kritik hal modeli öne sürdü. LeBlanc ve Lorrain (1984) kritik akım yoğunluğu J_c 'nin B 'den bağımsız olduğu ve $\Delta H = \Delta H_{ex} = \Delta H_{en} = \text{sabit}$ için bazı basit ilmeklerin hesabını gerçekleştirdiler. Chen ve Sanchez (1992), II. Tip süperiletkenlerin özelliklerini açıklamak için, külçe çivileme etkilerini, termal denge magnetizasyonu ve yüzey bariyerini içeren bir modeli geliştirdiler. Tochiyama vd. (1998) ve Yasuoka vd. (1998) biraz değiştirilmiş Kim-Anderson kritik hal modeli çerçevesinde başlangıç magnetizasyonunun ve tam histeresiz ilmeklerinin hesabını yayınladılar. Çelebi vd. (1999) ve Leblanc vd. (2000) yüzeyde dolaşan Meissner akımında hesaba katan kritik hal modelini kullanarak deneysel magnetik verilerini analiz ettiler. İlk ve anlaşılması kolay olması bakımından Bean ve Kim kritik hal modellerini tanıtmak uygun olacaktır.

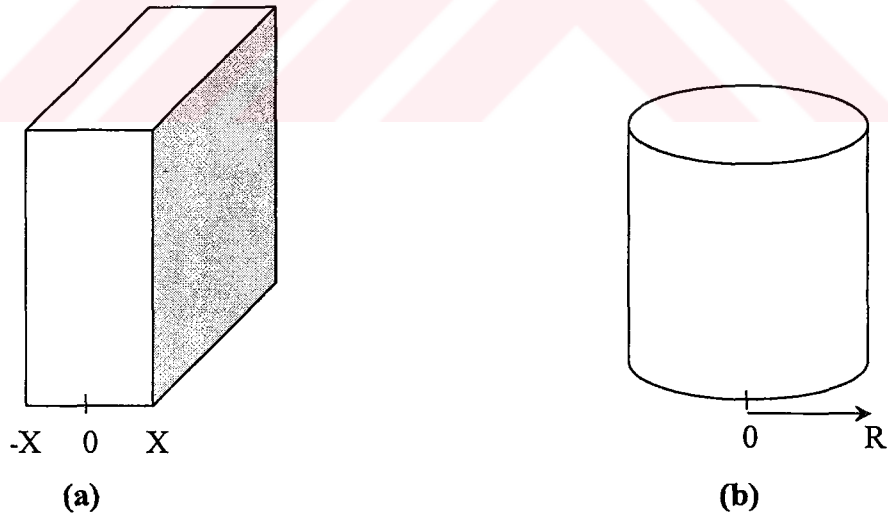
1.16.1. Bean Kritik Hal Modeli

Bean (1964) kritik hal modeli tersinmez (irreversible) II.tip süperiletkenlerin, karışık halde, elektromagnetik davranışını tanımlar. Bean modelinde numune, merkezi sıfır, kalınlığı $2X$ olan, sonsuz genişlikte dilim (slab) veya yarıçapı R olan sonsuz uzunlukta silindir olarak düşünölmektedir (Şekil 1.15.a,b). Magnetik alan dilim yüzeyine (silindir eksenine) paralel olarak uygulanmaktadır. Numuneye nüfuz eden akı yoğunluğunun eğimi, $H_{c1}=0$ alınırsa ($H_a=H_s$, Meissner etkisinden doğan etki ihmal ediliyor), Maxwell denkleminde

$$\nabla \times H = J_c \quad (1.28)$$

$$\frac{dH}{dx} = \pm J_c = \pm \alpha_B \quad (1.29)$$

J_c 'yi verecektir.



Şekil 1.15. Kritik hal modellerinde yaygın olarak kullanılan a) dilim ve b) silindir geometrisi

Şekil 1.16'da dilim veya silindir geometrisi için Bean modelinin şematik gösterimi görülmektedir. Şekil 1.16 (a)'da alan yok iken soğutulmuş numuneye magnetik alan uygulanması, $H_a=2H_*$ değerine kadar artırılması ve sonra alanın sıfıra düşürülerek ardından da zıt yönde alan uygulanmasına karşılık gelen magnetizasyon histeresiz eğrisi görülmektedir. Şekil 1.16 (b) ve (c) akı yoğunluğu profilini (d) ve (e) ise akım yoğunluğunun numune boyutuna göre değişimini göstermektedir. Bu modelde kritik akım yoğunluğu sabit ve uygulanan alandan bağımsız kabul edilir. $\langle M \rangle$ birim hacim başına magnetizasyondur ve dilim geometrisi için

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad (1.30)$$

ve silindir geometrisi için

$$\langle M \rangle = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int H(r) r dr - H_a \quad (1.31)$$

ile verilir. Formüllerdeki $H(x)$ veya $H(r)$ değerleri ile integralin sınırları, alan artırılırken veya azaltılırken akı yoğunluğu profilinin alacağı şekle göre belirlenecektir.

Magnetik alanın numuneye x_0 değerine kadar nüfuz ettiği düşünülürse $H=J_c(X-x_0)$ olacaktır. Numunenin tamamından akımın dolaşması için uygulanan en düşük alana, ilk tam nüfuz alanı (first full penetration field) adı verilir ve H_* ile gösterilmektedir. Dolayısıyla $H_*=J_c X$ ile verilir ve kritik akım yoğunluğunun ve numune geometrisinin bir fonksiyonudur.

Bean modeli formülasyonunda, kritik akım yoğunluğu J_c hem AC hem de DC magnetizasyon ölçümlerinden elde edilebilir. DC ölçümlerinde, J_c histeresiz ilmeğinin genişliği ΔM ile orantılıdır ve SI birim sisteminde $J_c=\Delta M/X$ (A/m^2) ile verilir. AC ölçümlerinde, sanal temel alınganlık bileşeni χ'' ($\chi = \chi' + i\chi''$) histeretik kayıplar ile orantılıdır ($\chi'' \propto W \propto fHdM$), yani χ'' analizinden J_c hesaplanabilir.

1.16.2. Kim Kritik Hal Modeli

Kim (1962) kritik hal modelinde kritik akım yoğunluğu, Bean kritik hal modelinden farklı olarak alan bağımlılığına sahiptir. Kim modeline göre kritik akım yoğunluğu

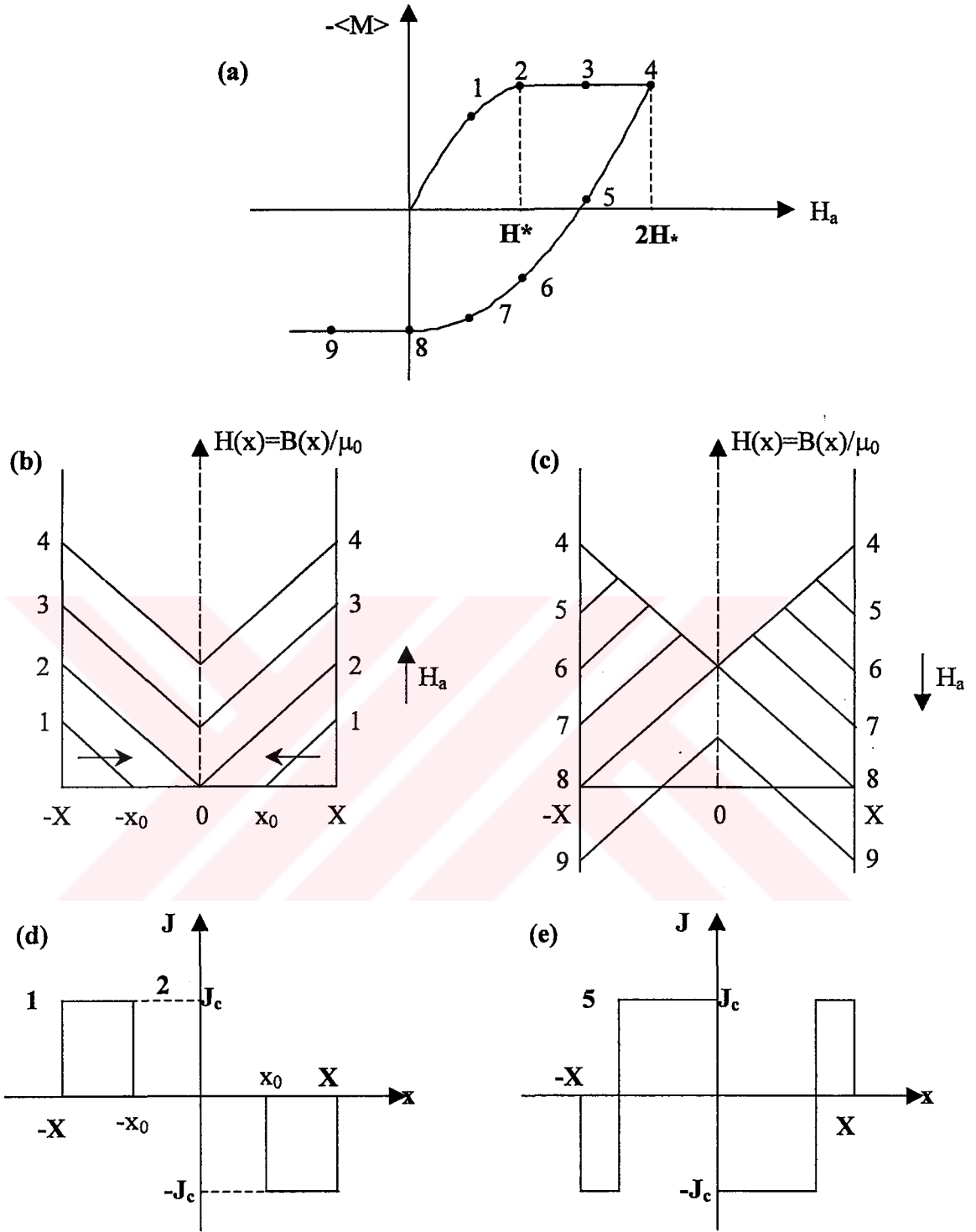
$$J_c(B) = \frac{k}{(B_0 + |B_i|)} \quad (1.32)$$

ile verilir. Burada k ve B_0 sabitlerdir. B_i ise iç yerel magnetik akı yoğunluğudur. Bulk kritik akım yoğunluğunun J_c 'ye eşit olması ve alt kritik alanın sıfır olması ($H_{c1}=0$) ilave varsayımlardır. $B_0=0$ almakla basit Kim modeli çerçevesinde çalışılmış olunur. Şekil 1.17'de dilim veya silindir geometrisi için Kim modelinin şematik gösterimi görülmektedir. Şekil 1.17.(a)'da alan yok iken soğutulmuş numuneye magnetik alan uygulanması, $H_a=2H^*$ değerine kadar artırılması ve sonra alanın sıfıra düşürülerek ardından da zıt yönde alan uygulanmasına karşılık gelen magnetizasyon histeresiz eğrisi görülmektedir. Şekil 1.17.(b) ve (c) akı yoğunluğu profilini göstermektedir.

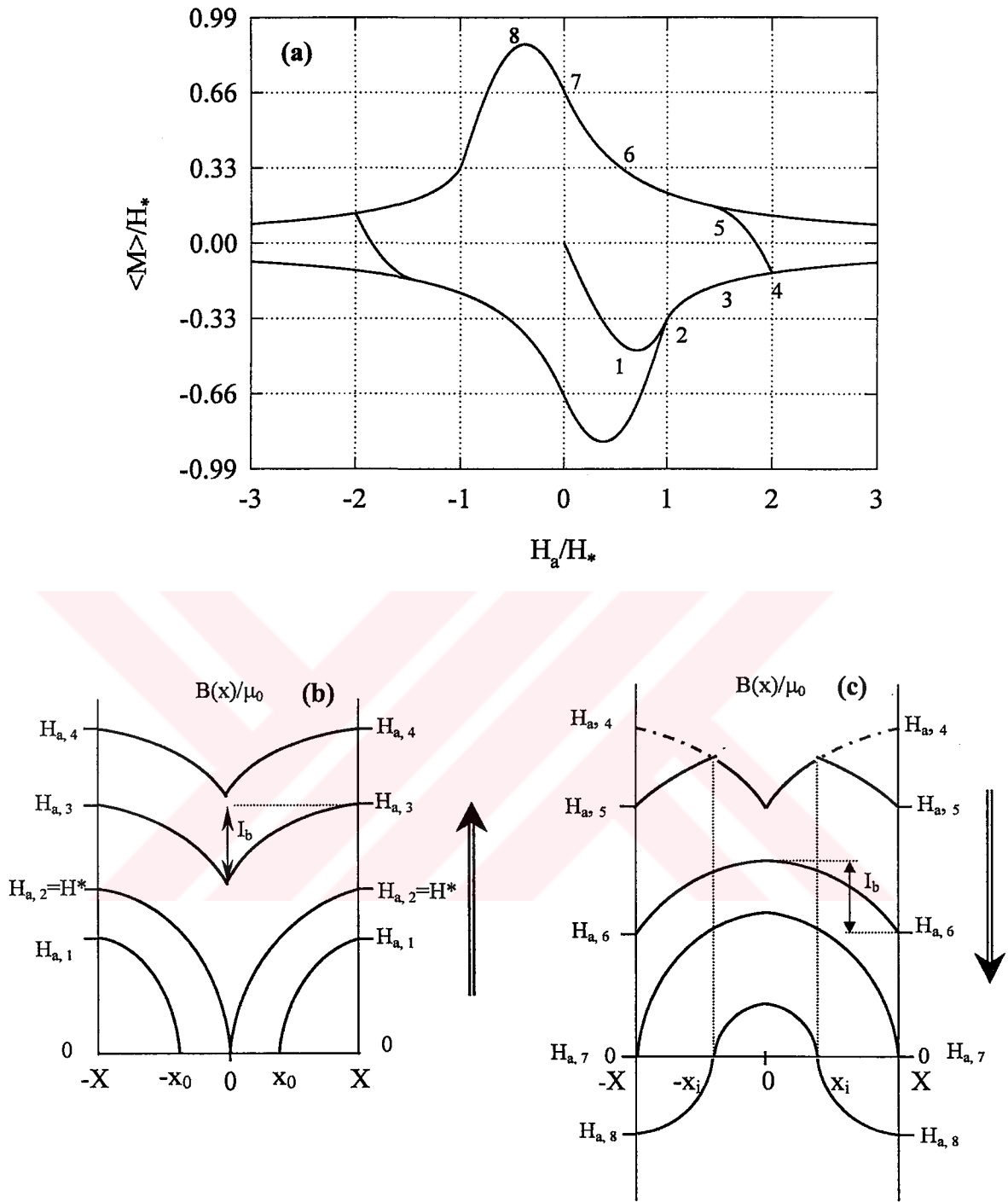
Yine $\langle M \rangle$, birim hacim başına magnetizasyonu temsil etmektedir ve dilim geometrisi için (denklem 1.30) ve silindir geometrisi için (denklem 1.31), yani

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad \text{ve} \quad \langle M \rangle = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int H(r) r dr - H_a$$

ile verilir. Yine bu formüllerdeki $H(x)$ veya $H(r)$ değerleri ile integralin sınırları, alan artırılırken veya azaltılırken akı yoğunluğu profilinin alacağı şekle göre belirlenecektir.



Şekil 1.16. Silindir veya dilim geometrisi için Bean Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Negatif magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. İlk (virgin) eğri, ilk tam nüfuz alanına ulaşıncaya yani, $H_a = H^*$, sabit değere ulaşmaktadır. Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terk etmesini gösteren akı profilleri. Akı profilinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir. (d) Akı nüfuzu, (e) akı çıkışı esnasında numunede dolaşan kritik akım



Şekil 1.17. Silindir veya dilim geometrisi için Kim Modeli'nin şematik gösterimi. (a) Magnetizasyonun uygulanan magnetik alanla değişimi. İlk (virgin) eğri ile dış zarfa ait eğrinin kesiştiği yerdeki alan değeri ilk tam nüfuz alanını yani H_* 'i verir. Akı çizgilerinin (b) girmesini, (c) terk etmesini gösteren akı profilleri. Akı profillerinde verilen sayılar (a)'da görülen magnetizasyonda verilen sayılara karşılık gelmektedir

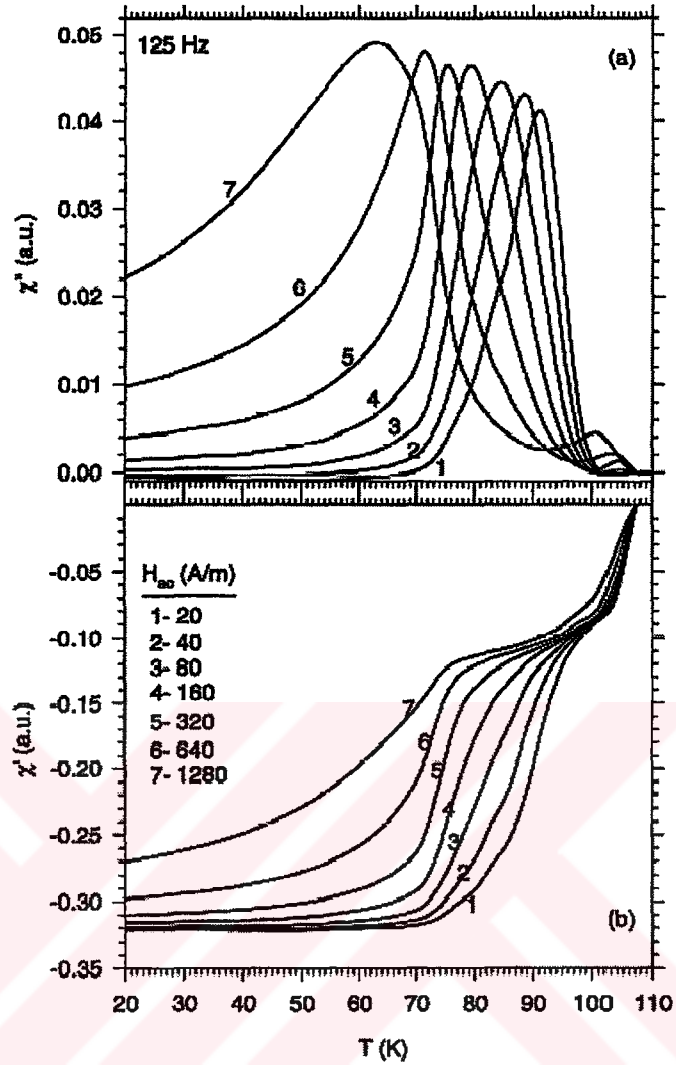
1.17. Kritik Hal Modelleri Çerçevesinde AC Alınganlık Verilerinin Analizi

Taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde AC alınganlık ölçümleri, süperiletkenlik özellikleri hakkında çok önemli bilgiler vermektedir. Bu teknik hem hazırlanan süperiletken numunenin karakterizasyonu hem de akı çizgilerinin dinamiği konusunda birçok araştırmacı tarafından kullanılmıştır (Müller, 1989; Chen vd., 1989; Yamamoto vd., 1992; Gencer vd., 1996; Çelebi vd., 1997). Zayıf AC magnetik alanlarda, kritik hal modelleri (Bean, 1964; Anderson, 1962; Kim vd., 1962; Clem, 1988; LeBlanc ve LeBlanc, 1992) taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin magnetik davranışını da tanımladığından, taneler arası çivileme mekanizmasının doğası AC alınganlık çalışmaları ile araştırılabilmektedir (Müller, 1989; Chen vd., 1989).

Histeretik bir $\langle B \rangle - H_{ac}$ ilmeğinin çevrelediği alan, $\langle B \rangle$ numunenin boyutları üzerinden ortalama akı yoğunluğu ve H_{ac} uygulanan dış magnetik alan olmak üzere, H_{ac} 'nin çevrimi başına numunedeki kayıp enerjisinin bir ölçüsüdür ve aynı zamanda kompleks AC alınganlığın sanal kısmı AC kayıpları ile yakından ilişkilidir. Düşük magnetik alan genliği aralığında taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde AC alınganlığın sanal kısmı taneler arası külçe çivileme kayıplarını temsil eder (Çelebi vd., 1997; Müller vd., 1991) Çünkü düşük alanlarda akı çizgileri tane içi kritik akımın J_{cg} büyüklüğünden dolayı tanelere nüfuz edemezler ve T_c yakınında J_{cg} ile ilgili pik gözlenmez, yani sadece taneler arası J_{cm} ile ilgili pik gözlenir (Şekil 1.18).

Deneysel çalışmalar (Çelebi vd., 1998), uygulanan alan yeterince büyük ise T 'nin bir fonksiyonu olarak χ'' 'nin çiziminin biri T_c yakınında J_{cg} ile ilişkili, diğeri düşük bir sıcaklıkta J_{cm} ile ilişkili iki pik gösterebileceğini belirtmektedir (Şekil 1.18). Düşük sıcaklıklarda J_{cg} büyüktür, bu yüzden akı çizgisi yoğunluğu gradyenti $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c$ olduğundan (daha) dik hale gelir. Bu durumda tanelere akı nüfuzundan dolayı kayıplar ihmal edilebilir hale gelir. Bu nedenle $\chi'' - T$ 'deki pik, taneler arası bileşene karşılık gelir.

Şekil 1.18'de $\chi' - T$ eğrisi iki adım özelliği göstermektedir. Numune T_c 'nin hemen altındaki bir sıcaklıkta iken, uygulanan alan ilk önce süperiletken hale geçen taneler tarafından perdelenir. Bu da negatif bir χ' olarak ölçülür. Yeterince düşük sıcaklıklarda χ' 'nin taneler arası bileşeni ortaya çıkar. Oldukça düşük sıcaklıklarda numunenin tüm hacminin, numunenin etrafında dolaşan süperakımlar tarafından perdelenmesi beklenir ve bu yüzden $\chi' - T$ eğrisi doyuma ulaşır.



Şekil 1.18. BSCCO numunesi için $f=125$ Hz'de ve $H_{ac}=20-1280$ A/m (rms) alan aralığında ölçülen AC alınganlığın a) sanal ve b) gerçel bileşenlerinin sıcaklıkla değişimi (Çelebi vd., 1998).

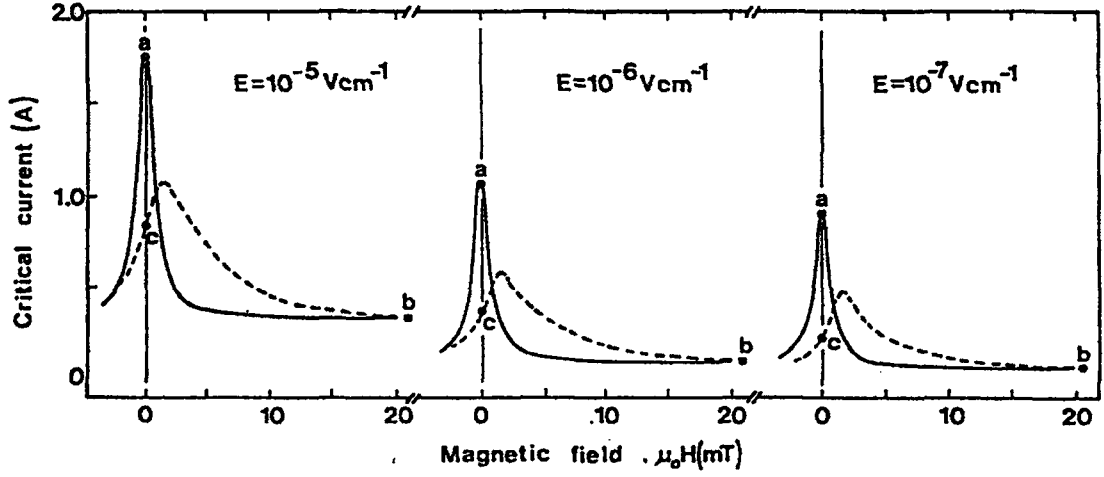
Akı çizgileri malzemeye bütünüyle nüfuz ettiğinde, yani $H_m = \sqrt{2}H_{ac}$ (rms) ilk tam nüfuz alanı H^* 'a eşit olduğunda, AC kayıpları maksimuma ulaşır (Clem, 1988). Dolayısıyla, Bean modelini kullanarak, pik sıcaklığındaki (T_p) kritik akım yoğunluğu hesaplanabilir (Bean, 1964). Belirli bir sıcaklıktaki kritik akım yoğunluğunun sabit olduğu (J_c =sabit) Bean modeline göre, T_p pik sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğu için

$$J_c(T_p) = \frac{H_m}{a} \approx \frac{H_m}{\sqrt{ab}} \quad (1.33)$$

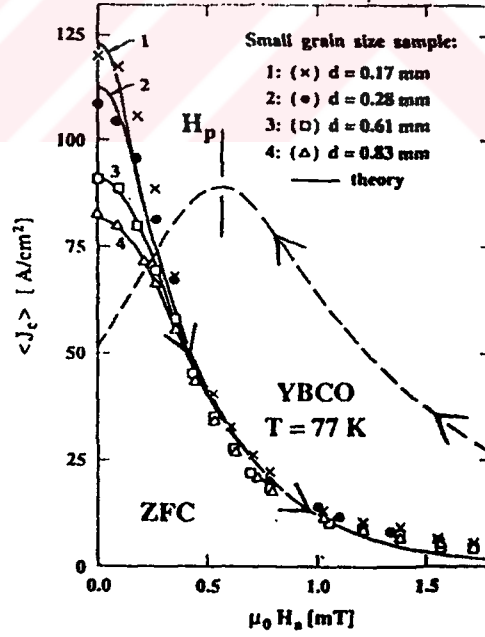
yazılabilir. Burada dikdörtgen çubuk biçimli numunenin kesiti $2a \times 2b$ 'dir. Tuzaklanmış (kalıcı) akı hesaplamaları, kare numune için hesaplamaların π ile değiştirilmesi gereken 4 faktörü hariç, sonsuz silindirin hesaplamaları ile benzer olduğunu göstermektedir (Çelebi ve LeBlanc, 1994). Bu nedenle, dikdörtgen prizması şeklindeki numune için, silindir geometrisi için yapılan hesaplamalar iyi bir yaklaşıklıkla kullanılabilir.

1.18. Magnetik Alan Altında Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, kritik akım, magnetizasyon ve alınganlık, numunenin magnetik ve sıcaklık geçmişine bağlıdır. Evetts ve Glowacki (1988), sinterlenmiş YBCO süperiletkeninde kritik akımının histeretik davranış gösterdiğini gözlemler ve bu davranışın, tanelerdeki tuzaklanan magnetik akımın, numune içindeki etkin alanı artırıcı ve azaltıcı katkısından ileri geldiğine atfettiler (Şekil 1.19). Bunlardan önce ve günümüze kadar, hem Y-Ba-Cu-O (McHenry vd., 1989; Yang vd., 1990; Müller ve Matthews, 1992; Altshuler vd., 1993), hem Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O (Muné vd., 1994; Muné vd., 1996;), hem de Tl-temelli (1223) (List vd., 1997) süperiletkenlerde gözlenen kritik akım histeresizi literatürde yayımlanmıştır (Şekil 1.20). Bazı araştırmacılar seramik taneli (granular) süperiletkenlerde gözlenen bu kritik akımın magnetik histeresizini açıklayan modeller ortaya koydular (Altshuler vd., 1993; Muné vd., 1996; List vd., 1997). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin taneli yapıda olması, çeşitli fiziksel özellikler ile ilgili sonuçların nicel analizinde büyük zorluklara neden olmaktadır. Bu yüzden, kritik akım histeresizi ile ilgili şu anda geçerli olan modelleri destekleyen veya yeni ve düzeltilmiş modellerin teklif edilmesine neden olabilecek yeni gözlemler ne kadar çok yayımlanırsa o kadar yarar sağlayacağı kuşkusuzdur.



Şekil 1.19. Farklı elektrik alanlar için, J_c kritik akımının uygulanan alana göre değişimi. Düz çizgiler alan artarken, kesikli çizgiler alan azalırken alınan değerleri göstermektedir (Evetts ve Glowacki, 1988).



Şekil 1.20. Farklı dilim kalınlıkları d için, ölçülen ve hesaplanmış $\langle J_c \rangle$ - H_a histeresiz eğrileri (Müller ve Matthews, 1992).

1.19. E-J Karakteristiği

Mikroskobik modellere dayanan çeşitli E(J) yasaları önerilmiştir. Girdap-cam (vortex-glass) (Fisher vd., 1991) ve ortak sürüklenme (collective creep) (Fiegl'man vd., 1991) teorisine göre, E-J karakteristiği ve etkin çivileme potansiyeli

$$E=E_c \exp(-U/kT) \quad (1.34)$$

$$U(J)=\left(\frac{U_0}{\mu}\right)\left[\left(\frac{J_c}{J}\right)^\mu -1\right] \quad (1.35)$$

formülleri ile verilir, burada k Boltzman sabiti olmak üzere, U_0 ve J_c , akı sürüklenmesinin olmadığı durumda sırasıyla çivileme potansiyeli ve kritik akım yoğunluğudur. E_c , J_c 'nin belirlendiği elektrik alan kriteri ve μ karakteristik üstür. $\mu=-1$ için (1) denklemi

$$U(J)=U_0\left[1-\left(\frac{J}{J_c}\right)\right] \quad (1.36)$$

Anderson-Kim modeline (Anderson ve Kim, 1964) indirgenir. $\mu = 1$ için (1.35) denklemi

$$U(J)=U_0\left[\left(\frac{J_c}{J}\right)-1\right] \quad (1.37)$$

haline gelir (girdap-cam teorisi). Fakat $\mu = 0$ için (1.35) denklemi

$$U(J)=U_0 \ln\left(\frac{J_c}{J}\right) \quad (1.38)$$

verir ve enerji bariyerinin logaritmik bağlılığına karşılık gelir (Zeldov vd., 1990). (1.38) denklemini (1.34)'de yerine yazarak

$$\begin{aligned}
E &= E_c \exp\left[-\frac{U}{kT}\right] \\
&= E_c \exp\left[-\frac{U_0}{kT} \ln(J_c/J)\right] \\
&= E_c \exp\left[\frac{U_0}{kT} \ln(J/J_c)\right] \\
&= E_c \exp\left[\ln(J/J_c)^{\frac{U_0}{kT}}\right] \\
E &= E_c (J/J_c)^\beta
\end{aligned} \tag{1.39}$$

üs yasası elde edilir. Burada β üssü

$$\beta = U_0/kT \tag{1.40}$$

ile verildiğinden U_0 ' dan dolayı çivileme şiddeti ile ilişkilidir. Magnetik alan arttıkça çivileme şiddeti azalacağından sürüklenme parametresinin β , alan arttıkça azalacağı öngörülmektedir (Yamasaki ve Mawatari, 2000). E-J eğrileri akı sürüklenmesi (flux creep) ile yakından ilişkilidir. Büyük akı sürüklenmesi etkin çivileme merkezi sayısının az olduğunu söyler. Küçük β değerleri etkin çivileme merkezlerinin sayısının az olması ile açıklanabilir (Kumakura vd., 1999). Böylece, akı sürüklenmesi ne kadar büyükse β değeri o kadar küçük olacaktır.

1.20. II.Tip Süperiletkenlerde AC Kayıpları

Magnetik akı yoğunluğunun uzaysal ortalaması $\langle B \rangle$ 'ye karşı dış magnetik alan H_{ac} 'nin histeresiz ilmeği ile çevrelenen alan, her H_{ac} çevrimi başına numunedeki enerji kaybının bir ölçüsüdür ve AC alınganlık aynı zamanda ac kayıpları ile yakından ilişkilidir. II.Tip süperiletkenlerde çeşitli kayıp mekanizmaları vardır (Clem, 1982; Clem ve Perez-Gonzales, 1984; Clem, 1991): a) Eddy-akım kayıpları, akı-akışı kayıpları veya viskoz kayıpları. Bu kayıplar frekansa bağlıdır ve ideal (tersinir) II.tip süperiletkenlerde ve aynı zamanda ideal olmayan (tersinmez) II.tip süperiletkenlerde yüksek frekanslarda önemli olmaktadır. b) külçe çivileme (bulk-pinning) histeresiz kayıpları ve yüzey çivileme histeresiz kayıpları. Bu kayıplar frekanstan bağımsızdır fakat magnetik alana bağlıdır. c) akı-çizgisi kesişimi kayıpları. Bu kayıplar için iki koşul sağlanmalıdır: i) kritik akım

yoğunluğunun \bar{B} 'ye paralel bileşeni olmalıdır ve ii) bu bileşen akı çizgisi kesişimi için eşik değerini aşacak kadar büyük olmalıdır. Akı çizgisi oluşumuna ait deneysel delil birçok araştırmacı tarafından yayımlanmıştır (LeBlanc vd., 1993; Çelebi ve LeBlanc, 2002).

Bu tez çalışmasında, kayıp mekanizmalarından külçe çivileme (bulk-pinning) histeresiz kayıpları ile ilgilenilmektedir.

1.21. II.Tip Süperiletkenlerde AC Kayıp Vadisi

II.Tip süperiletkenlerin “çivileme” özellikleri oldukça ilgi çeken bir araştırma alanlarından biridir. AC histeresiz kayıpları da bu “çivileme” özelliğinin bir yansımasıdır. II. tip süperiletkenlerin birçok çeşitinde AC kayıpları, belli bir h_0 genliğine sahip H_a uygulanan alanı için birim hacim ve birim çevrim başına enerji kaybı $W(h_0, H_b, T, \nu)$ olmak üzere, sabit bir T sıcaklığında ve sabit düşük ν frekansında, h_0 ile aynı doğrultuda olan H_b statik magnetik alanın fonksiyonu olarak ölçüldüğünde bir vadi gösterirdiği bazı bilim adamları tarafından yayınlanmıştır (Thomson vd., 1979; Kovachev, 1980; Ciszek vd., 1980; Ciszek vd., 1981; Gijsberte vd., 1981; LeBlanc vd., 1992). Bu özellik Clem vadisi olarak bilinir. Bu olay özellikle $h_0 < H^*$ olduğunda fark edilir olur ve $0 < H_b \leq H^*$ aralığında gerçekleşir. Burada H^* indüklenmiş akımların tam nüfuzu için gerekli alandır ve magnetik geçmişi olmayan bir numune içindeki (sıfır alan altında soğutulmuş) akı yoğunluğu profili ile ilişkilidir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Deneysel Çalışmalar

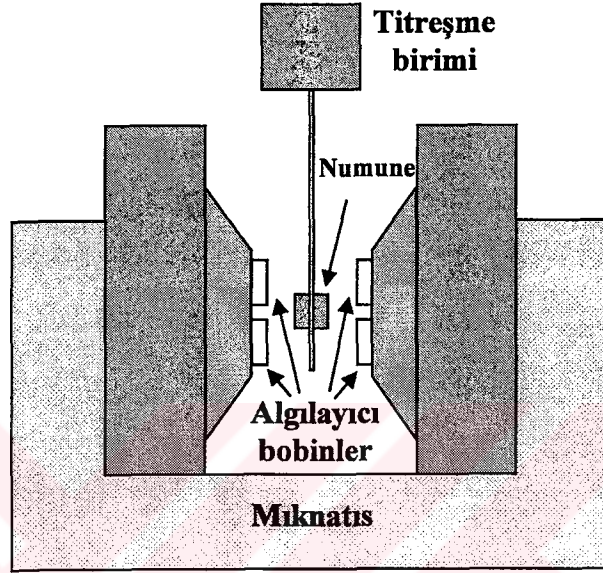
2.1.1. Süperiletken Numuneler

Bu tez çalışmasında, üç farklı grup YBCO (123) numune kullanılmıştır ve numuneler KTÜ Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda üretilmiştir. Bunlardan ilki, katıhal tepkime yöntemi ile üretilmiş A grubu numunedir, üretim şartları ve magnetik analizi Çelebi vd.'de (1999) verilmektedir. A numunesinin boyutları $2.1 \times 2.7 \times 10.5$ (kalınlık \times genişlik \times uzunluk) mm^3 'tür. İkincisi, eritme-döküm-büyütme (FQMG: Flame-Quench-Melt-Growth) yöntemi ile üretilen B grubu numunedir, bu yöntem hakkında ayrıntılı bilgi Ateş vd.'de (1998) ve magnetik analizi Çelebi vd.'de (2000) verilmektedir. B numunesinin boyutları $1 \times 4 \times 4$ mm^3 'tür. Üçüncü grup, katıhal tepkime yöntemi ile üretilen, ağırlıkça %0 ZnO ilaveli (saf) YBCO ve %1 ZnO ilaveli YBCO, sırası ile C1 ve C2 numuneleridir, üretim şartları ve yapısal özellikleri Kölemen vd.'de (2004) verilmektedir. C1 numunesinin boyutları $2.54 \times 2.72 \times 12.92$ mm^3 ve C2 numunesinin boyutları $2.12 \times 2.82 \times 12.66$ mm^3 'tür.

2.1.2. Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer İle Gerçekleştirilen Ölçümler

DC magnetizasyon ölçümleri Pakistan'da (Quaid-i-Azam University), ticari bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer (VSM) ile, sıfır alan altında soğutma işlemi sonrasında 77 K'de gerçekleştirildi. Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer sistemi, malzemelerin magnetik özelliklerini magnetik alanın, sıcaklığın ve zamanın fonksiyonu olarak ölçmek için kullanılır. Araştırma ve geliştirme, ürün testi, kalite ve işlem kontrolü için ideal şekilde uygundur. Tozlar, katılar, sıvılar, tek kristaller ve ince filmler bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer'e yerleştirilerek ölçüm elde edilebilir. Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer ölçüm sistemi şematik olarak Şekil 2.1'de gösterilmektedir. Eğer bir malzeme düzgün bir H magnetik alanı içine yerleştirilirse, numunede bir M magnetik momenti indüklenir. Bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer'de numune algılayıcı

bobinlerin içine yerleştirilir ve sinüsel harekete maruz bırakılır, yani mekanik olarak titreştirilir. Ortaya çıkan magnetik akı değişiklikleri algılayıcı bobinlerde, numunenin magnetik momenti ile orantılı bir voltaj indükler. Magnetik alan bir elektromıknatis ile üretilebilir. Değişken sıcaklıklar kriyostat kullanılarak elde edilebilir.



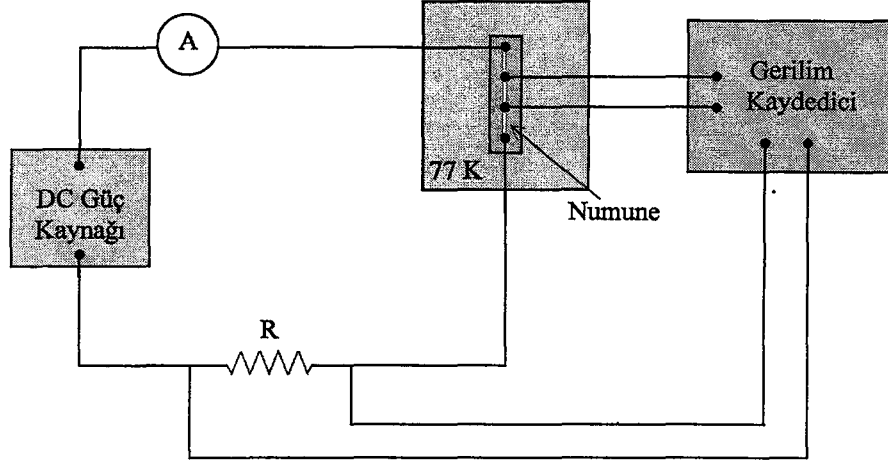
Şekil 2.1. Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer ölçüm sisteminin şematik gösterimi

2.1.3. Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri

Kritik akım yoğunluğu ölçümleri, sıvı azot sıcaklığında (77 K) standart dört nokta yöntemi kullanılarak Şekil 2.2'deki sistemde ölçüldü. Güç kaynağından gelen akımın 1.4 Ω 'luk sabit direnç (R) üzerinde oluşturduğu gerilim ve bu akımın numune üzerinde oluşturduğu gerilim bir kaydediciye aktarılarak kritik akım belirlendi.

Sıvı azot sıcaklığında süperiletken durumda bulunan numune üzerinden geçen akım süperiletkenliği bozacak kadar büyük değilse iç uçlar arasındaki gerilim sıfır olacaktır. Akım, numuneyi süperiletken halden normal hale dönüştürünceye kadar arttırıldığında, iç uçlar arasında sıfırdan farklı bir gerilim oluşmaya başladığı akıma kritik akım adı verilir ve I_c ile gösterilir. Kritik akım yoğunluğu, bu akım değerinin numunenin kesit alanına bölünmesiyle elde edildi ($J_c=I_c/A$).

Magnetik alan altında yapılan kritik akım yoğunluğu ölçümlerinde alan, Helmholtz bobinleri aracılığıyla sağlandı. Magnetik alan, numuneden geçen transport akıma dik olacak şekilde uygulandı.



Şekil 2.2. Kritik akım yoğunluğu ölçüm düzeneği

2.1.4. Manyetik Alınganlık Ölçümleri

AC alınganlık ölçümleri, Malezya'da (Universiti Putra Malaysia), Lake Shore 7000 model AC Alınganlıkölçer (Susceptometer) ile yapıldı. AC alınganlık ölçüm sistemi, şematik olarak, Şekil 2.3'te gösterilmektedir. Çalışma prensibi, malzemenin küçük bir alternatif manyetik alan ile etkileşmesi esasına dayanır. Malzemenin ileri gelen akı değişimi, malzemenin sararı ölçücü bobin tarafından ölçülür ve bunun sonucunda bobinde indüklenen voltaj kaydedilir. Bu voltaj, malzemenin manyetik alınganlığı ile doğrudan ilişkilidir.

Şekil 2.4, birincil ve ikincil bobinlerin ara kesitlerini şematik olarak göstermektedir. Alternatif manyetik alan, dönüştürücü devrede birincil olarak görev yapan P bobini ile üretilir. P bobini, değişken genlik ve frekanslı AC akım kaynağı ile çalıştırılır. P bobinine DC akım sağlanması ile bir DC alanı da üretilebilir. Algılayıcı eş (denk) S1 ve S2 bobinleri, birincil bobinin içine simetrik olarak ikincil bobinler olarak yerleştirilmişlerdir. Algılayıcı bobinler, kendilerinden veya istenmeyen dış kaynaklardan indüklenen voltajı engelleyecek şekilde birbirlerine bağlanmışlardır. Algılayıcı bobinlerin sarımlarının ve

simetrisinin kusursuz olduğu varsayılırsa, numune yok iken kilitlemeli yükseltici (lock-in amplifier) tarafından hiçbir voltaj tespit edilmeyecektir.

Sistem içerisine malzeme yerleştirildiği zaman voltaj dengesi bozulacak ve ölçülen voltaj alınganlığın bir ölçüsü olacak ancak, voltajın yanı sıra aşağıda verilen diğer deneysel parametrelere de bağlı olacaktır;

$$v = (1/\alpha) V f H \chi \quad (2.1)$$

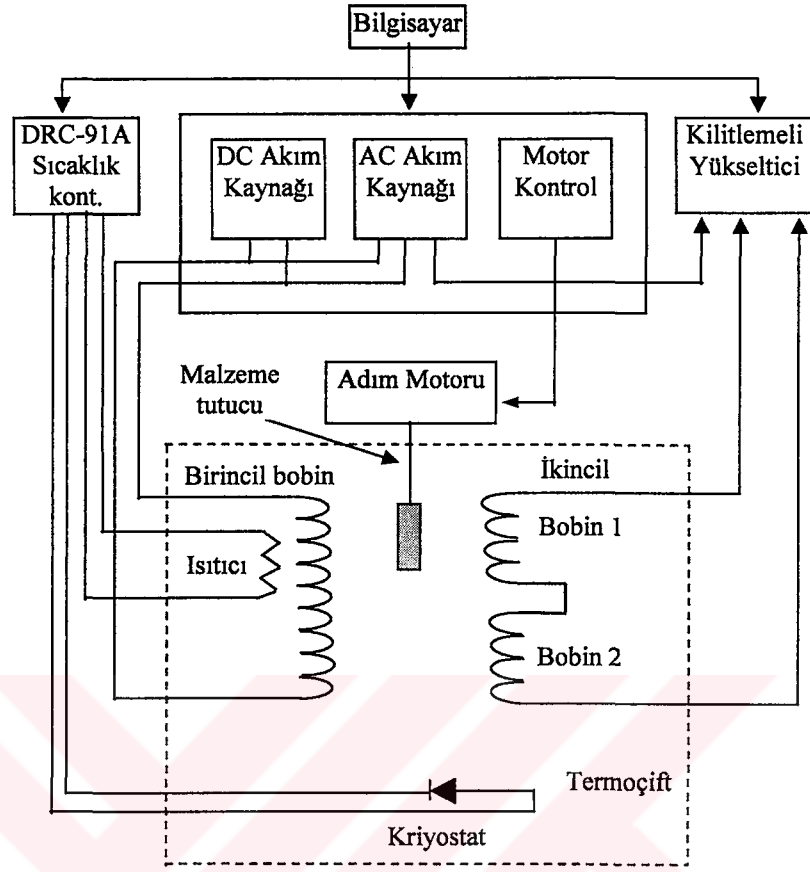
Burada v ölçülen RMS voltajı, α kalibrasyon katsayısı, V malzemenin hacmi, f AC alan frekansı, H RMS magnetik alanı, χ malzemenin hacimsel alınganlığıdır. Deneysel parametrelerin doğruluğuna bağlı olan malzemenin alınganlığı ise

$$\chi = \alpha v / V f H \quad (2.2)$$

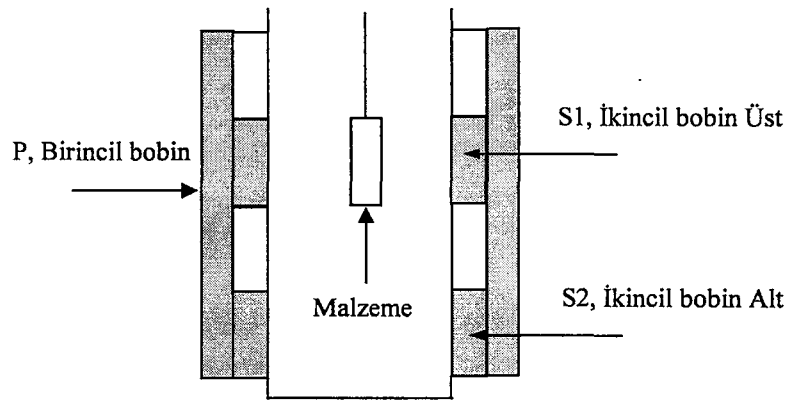
olarak verilir. Lineer bir sistem için, örneğin bir halka yapıda, AC alınganlık sanal bir niceliktir ve

$$\chi = \chi' + i\chi'' \quad (2.3)$$

olarak tanımlanır. Dış sürücü kuvvetin birincil bobinde oluşturduğu sinyal ile ikincil bobin tarafından algılanan sinyaller arasında bir faz farkı olacaktır. Alınganlığın, gerçel bileşeni (χ') uygulanan AC alan ile aynı fazda ve sanal bileşeni (χ'') ise 90° ileri fazdadır.



Şekil 2.3. Lake Shore 7000 AC alınganlık ölçümü sisteminin şematik gösterimi



Şekil 2.4. Birincil ve ikincil bobinlerin arakesit şematik gösterimi

2.2. Teorik Çalışmalar

2.2.1. Meissner Akımını İçeren Kritik Hal Modeli Hesapları

Bean (1964) modelinde ve basit Kim (1962) modelinde $H_{c1}=0$ kabul edilmekte yani Meissner etkisi ihmal edilmektedir. Bean modelinde ayrıca kritik akım yoğunluğu J_c alandan bağımsız ve sabit kabul edilmektedir. Kim modelinde ise kritik akım yoğunluğu alana H^{-1} ile orantılı şekilde bağlıdır. Daha gerçekçi bir model hem numunenin yüzeyinde dolaşan Meissner akımının varlığını ve alan bağıllığını ve hem de kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığını en genel şekilde içermelidir. Teorik hesaplamalar gerçekleştirilirken Mathematica programından yararlanıldı. Şekil 2.5'te dilim veya silindirik geometrisi için akı yoğunluğu profili açıklanan terimlerle birlikte gösterilmektedir.

Kullanılan modelde kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı ve çivileme şiddeti bağımlılığı için

$$j_c(H, T) = j_{c0}(T) / [(H_a + H_0 - I_M) / H_{ref}]^n \quad (2.4)$$

şeklinde n üssü ile belirlenen basit analitik fonksiyonunu öngörülmektedir. Burada H_a uygulanan alan, H_0 bir sabit, I_M uygulanan alana bağlı Meissner akımıdır. H_{ref} parametresi ise $j_{c0}(T)$ niceliğinin akım yoğunluğu birimlerine sahip olması için verilmektedir. SI birim sisteminde bir metrelik yüzey boyunca ve H_a 'ya ters olarak akan I_M Meissner akımı, $H_a = H_{c1}$ olduğunda H_{c1} 'e eşit olmaktadır. Alt kritik alan H_{c1} 'e kadar numune içine bu Meissner akımının dolandığı nüfuz bölgesi hariç hiçbir akı girişi gerçekleşmeyecektir (Şekil 2.5 a,b). Meissner akımı I_M için iki durum söz konusudur:

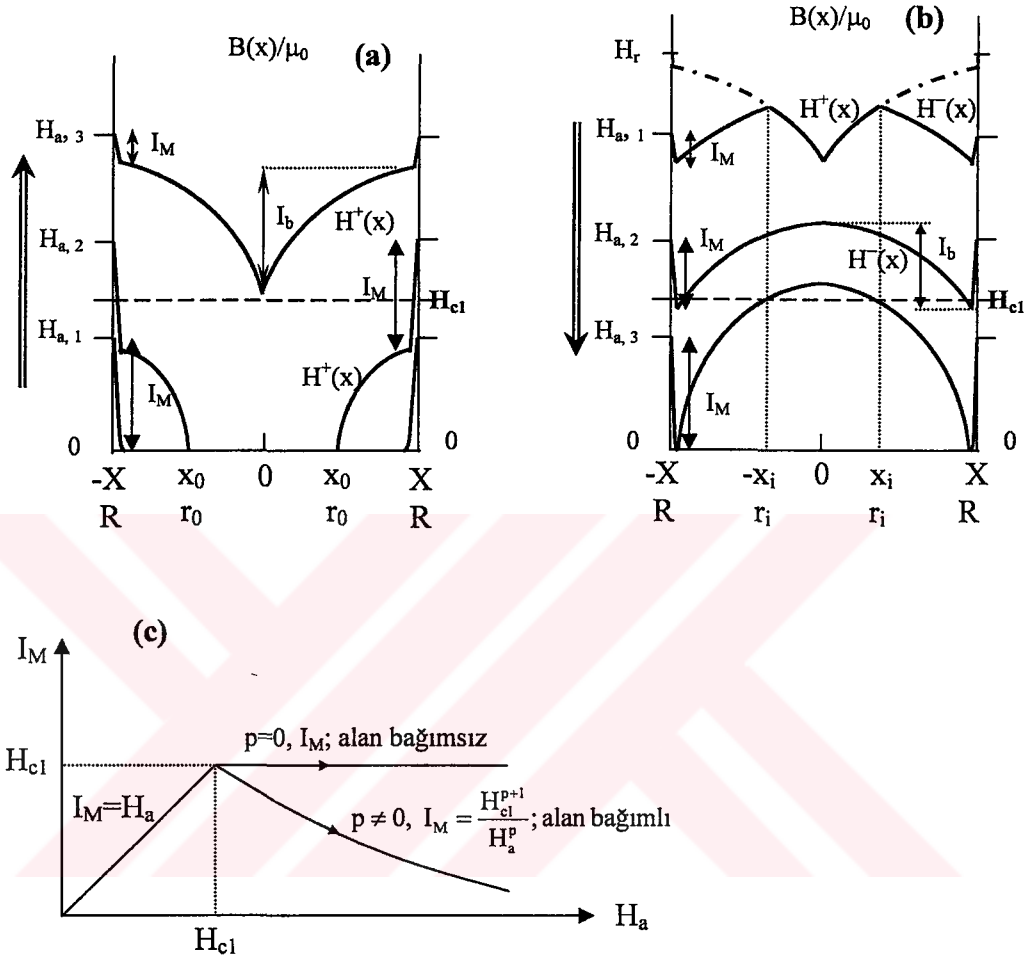
$H_a \leq H_{c1}$ için,

$$I_M = H_a \quad (2.5)$$

olacaktır ve $H_a \geq H_{c1}$ için,

$$I_M = \frac{H_{c1}}{(H_a / H_{c1})^p} = \frac{H_{c1}^{p+1}}{H_a^p} \quad (2.6)$$

şeklinde p üssü ile belirleneceği öngörülmektedir.



Şekil 2.5. $2X$ genişlikli dilim veya R yarıçaplı silindir şeklindeki numune de a) alan artarken ve b) alan azalırken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profili. c) Meissner akımının alan bağıllığı

Magnetizasyon hesaplamalarında dilim geometrisi için

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad (2.7)$$

ve silindir geometrisi için

$$\langle M \rangle = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int H(r) r dr - H_a \quad (2.8)$$

integralleri çözülmelidir. Formüllerdeki $H(x)$ veya $H(r)$ değerleri ile integralin sınırları, alan artırılırken veya azaltılırken akı yoğunluğu profilinin alacağı şekle göre belirlenir. Bundan sonra, aşama aşama bu değerleri elde etmek için izlenecek adımlar verilmektedir.

2.2.1.1. Aşama I

$H_a \leq H_{c1}$ için, I_M , denklem 2.5'te verilen

$$I_M = H_a$$

değerine sahip olacaktır (Şekil 2.6 a, b). Numunenin boyutları üzerinden ortalaması alınmış magnetizasyon

$$\langle M \rangle = \langle H \rangle - H_a \quad (2.9)$$

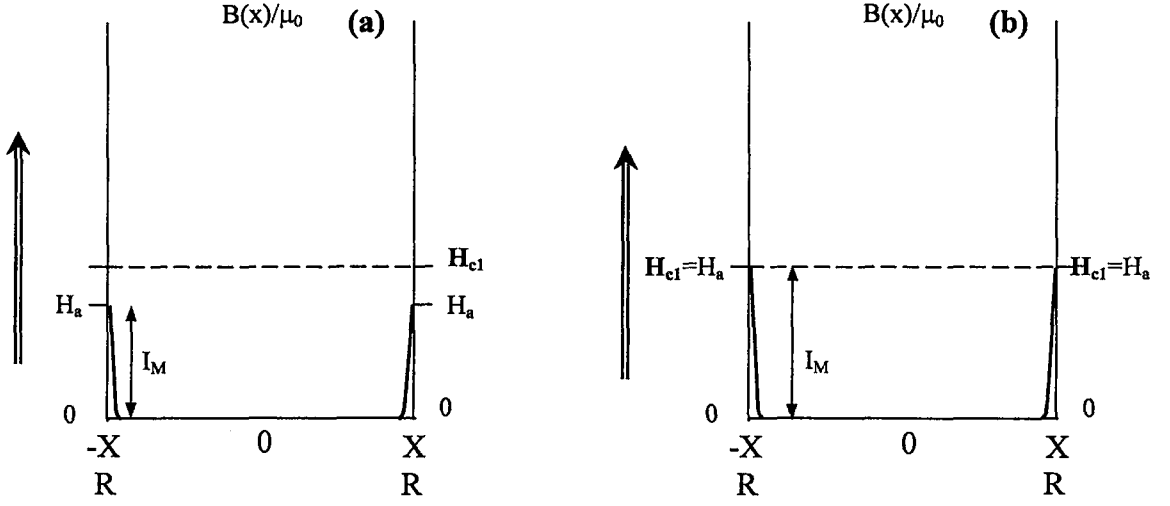
olacaktır. Bu alan aralığında numune içerisine nüfuz bölgesi dışında hiçbir akı girişi gerçekleşmeyeceğinden ($\langle H \rangle = \langle B \rangle / \mu_0 = 0$),

$$\langle M \rangle = -H_a \quad (2.10)$$

olacaktır. Ortalama magnetizasyon değerini birimsiz hale getirmek amacıyla Aşama II'de açıklanan H^* değerine bölünür ve normalize edilmiş olur:

$$m = -h_a \quad (2.11)$$

Magnetizasyonun uygulanan alan ile değişimi Şekil 2.14-16'da gösterilmektedir. H_{c1} değeri, numuneye akı çizgilerinin ilk girişini başlatmak için gerekli uygulanan alan olduğundan, bu nicelik $m-h_a$ başlangıç eğrisinin lineerlikten ilk ayrıldığı yerdeki uygulanan alan ölçülerek bulunabilir.



Şekil 2.6. $0 \leq H_a \leq H_{c1}$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim veya R yarıçaplı silindir şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri

2.2.1.2. Aşama II

$H_a \geq H_{c1}$ için, I_M Meissner akımı denklem (2.6) ile verilen

$$I_M = \frac{H_{c1}}{(H_a / H_{c1})^p} = \frac{H_{c1}^{p+1}}{H_a^p}$$

değerine sahip olacaktır. $H_a \geq H_{c1}$ için $p=0$ değerinde Meissner akımının alan bağıllığı olmayacak H_{c1} değerinden sonra hep aynı $I_M=H_{c1}$ değerini alacaktır (Şekil 2.5 c). Kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı

$$J_c = \frac{\alpha}{(H + H_0)^n} \quad (2.12)$$

ile verilmektedir. Burada K bir sabit ve H_0 numuneye ait bir sabittir. Sonsuz uzunlukta ve genişlikte $2X$ kalınlıklı dilim veya sonsuz uzunlukta R yarıçaplı silindir geometrisi için $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_c$ Maxwell denklemini kullanarak

$$\frac{dH}{dx} = J_c \quad (\text{dilim}) \quad \text{veya} \quad \frac{dH}{dr} = J_c \quad (\text{silindir})$$

olacaktır. Bu aşamada oluşan akı yoğunluğu profiline ait $H(x)$ veya $H(r)$ denklemini bulmak için akı yoğunluğu profiline ait eğrinin sınırlarından yararlanılır. Basitlik için 0 noktası etrafında simetriye sahip numunenin sadece 0-X veya 0-R bölümü ile ilgilenilebilir. Böylece dilim geometrisi için,

$$H(x) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0 \quad (2.13)$$

ve silindir geometrisi için

$$H(r) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(R-r) \right]^{1/n+1} - H_0 \quad (2.14)$$

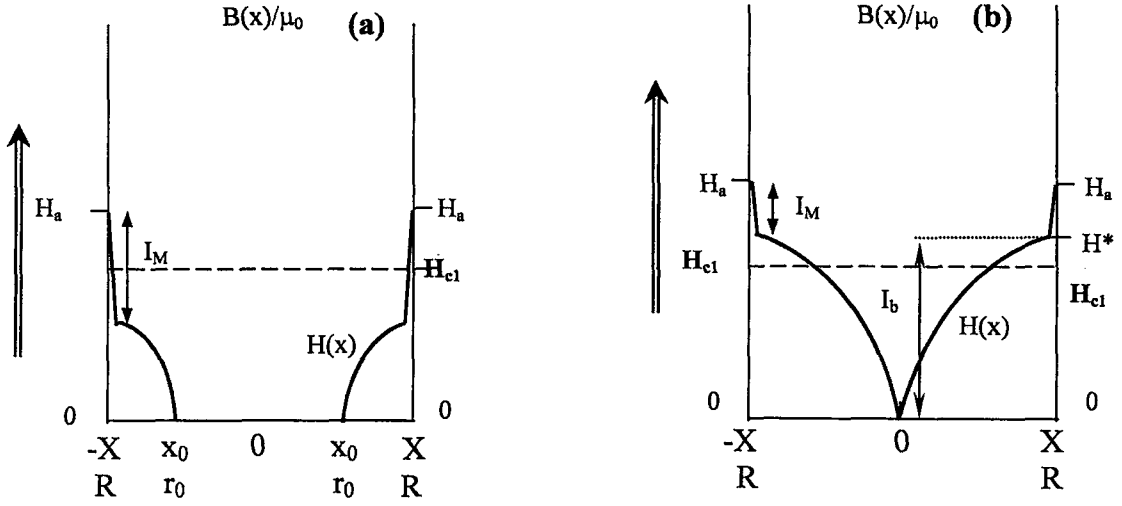
elde edilmiş olur. Bu alan aralığındaki ortalama magnetizasyonu bulurken $\langle H \rangle$ 'nin sınırları x_0 (veya r_0)' dan X (veya R)'e kadar olacaktır (Şekil 2.7). x_0 (veya r_0) değeri numune içinde akı yoğunluğunun sıfır olduğu noktayı göstermektedir ($H_1(x_0$ veya $r_0)=0$). Ortalama magnetizasyonu bulmak için, dilim geometrisinde

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int_{x_0}^X \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} dx - H_a \quad (2.15)$$

ve silindir geometrisinde

$$\langle M \rangle = \frac{2}{R^2} \int_{r_0}^R \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(R-r) \right]^{1/n+1} r dr - H_a \quad (2.16)$$

integrali çözülmelidir.



Şekil 2.7. $H_{c1} \leq H_a \leq H^*$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri

Örnek olarak dilim geometrisi için,

$$\langle M \rangle = \frac{1}{\alpha(1+n)(2+n)X} \left\{ (1+n)(H_a - I_M + H_0)^{2+n} - (2+n)H_0(H_a - I_M + H_0)^{1+n} + H_0^{n+2} \right\} - H_a \quad (2.17)$$

bulunur.

Uygulanan alan ve magnetizasyonun birimsiz sayılar haline getirmek için H_* dediğimiz değere ortalama magnetizasyon eşitliği normalize edilir ($m = \langle M \rangle / H_*$, $h_a = H_a / H_*$, $h_m = I_M / H_*$, $h_{c1} = H_{c1} / H_*$, $h_0 = H_0 / H_*$). H_* , akı çizgilerinin numunenin merkezine (0 noktasına) ulaştığı anda numunenin yüzeyindeki alan değeridir (Şekil 2.7 b) ve dilim geometrisi için,

$$H_* = [\alpha(1+n)X]^{1/n+1} \quad (2.18)$$

eşitliği ile verilir. Aynı eşitlik silindir geometrisi için

$$H_* = [\alpha(1+n)R]^{1/n+1}$$

eşitliği ile verilir. Ortalama magnetizasyon H_* değerine bölünerek normalize edilirse

$$m = \frac{(1+n)}{(2+n)} (h_a - i_m + h_0)^{2+n} - h_0 (h_a - i_m + h_0)^{1+n} + \frac{1}{(2+n)} h_0^{n+2} - h_a$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik için yapılan normalizasyon işlemini örnek olarak verilip, bu aşamadan sonraki hesaplarda normalize edilmemiş değerler vermekle yetinilecektir. Bu alan aralığında m-ha değişimi Şekil 2.14-16'da gösterilmektedir. Bundan sonraki aşamalarda, yöntem aynı olduğu için sadece dilim geometrisi göz önüne alınacaktır.

2.2.1.3. Aşama III

$H_a \geq H^*$ için, akı yoğunluğu profiline ait denklem yine

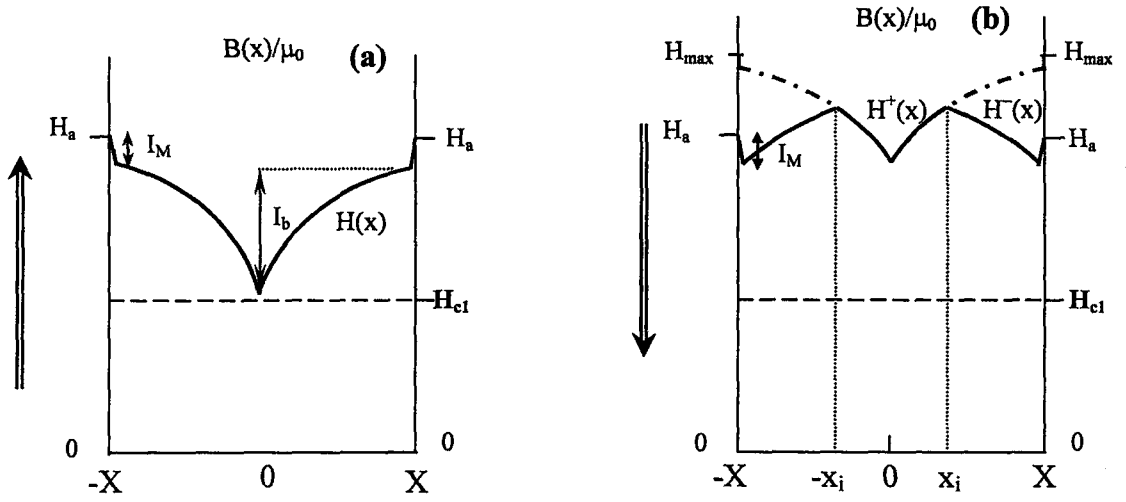
$$H(x) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0$$

şeklindedir (Şekil 2.8). Ortalama magnetizasyonu bulmak için

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int_0^X H(x) dx - H_a$$

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int_0^X \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} dx - H_a$$

integrali çözülmelidir. İntegralin sınırlarının 0 ve X olduğuna dikkat edilmelidir. Çünkü bu alan aralığında akı çizgileri artık numunenin merkezine ulaşmıştır ve herhangi bir H_{\max} alanına kadar sınırlar 0'dan X'e kadar alınacaktır. Bu aralıktaki m-ha değişimi Şekil 2.14-16'da gösterilmektedir.



Şekil 2.8. a) $H_* \leq H_a \leq H_{max}$, b) $H_{max} \geq H_a \geq (H_{max} - H_{**})$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri

2.2.1.4. Aşama IV

$H_{max} \geq H_a \geq (H_{max} - H_{**})$ için, $H^+(x)$ ve $H^-(x)$ denklemleri (Şekil 2.8 b)

$$H^+(x) = \left[(H_{max} - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/(n+1)} - H_0$$

$$H^-(x) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/(n+1)} - H_0$$

şeklinde elde edilir. H_{**} , akı çizgilerinin numunenin tüm $(2X)$ kalınlığına nüfuz etmesi için gerekli alandır ve $H_{**} = 2^{1/(1+n)} H_*$ ile verilir. Ortalama magnetizasyonu bulmak için

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ \int_0^{x_i} H^+(x) dx + \int_{x_i}^X H^-(x) dx \right\} - H_a$$

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ \int_0^{x_i} \left[(H_{max} - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/(n+1)} - H_0 dx \right.$$

$$\left. + \int_{x_i}^X \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/(n+1)} - H_0 dx \right\} - H_a$$

integralleri çözülmelidir.

2.2.1.5. Aşama V

$(H_{\max}-H_{**}) \leq H_a \leq H_{c1}$ için, yine

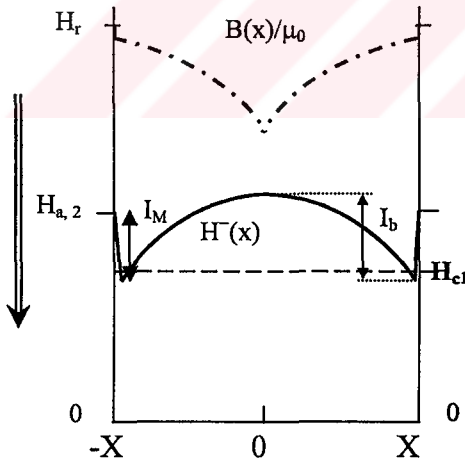
$$H^-(x) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0$$

denklemleri kullanılarak ortalama magnetizasyon için

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ \int_0^X H^-(x) dx \right\} - H_a$$

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ \int_0^X \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0 \right\} dx - H_a$$

integrali çözülmelidir (Şekil 2.9). Sonuç denklemi ile, magnetizasyonun uygulanan alanla değişimi belirlenir (Şekil 2.14-16).



Şekil 2.9. $H_{c1} \leq H_a \leq (H_{\max} - H_{**})$ alan aralığı için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profili

2.2.1.6. Aşama VI

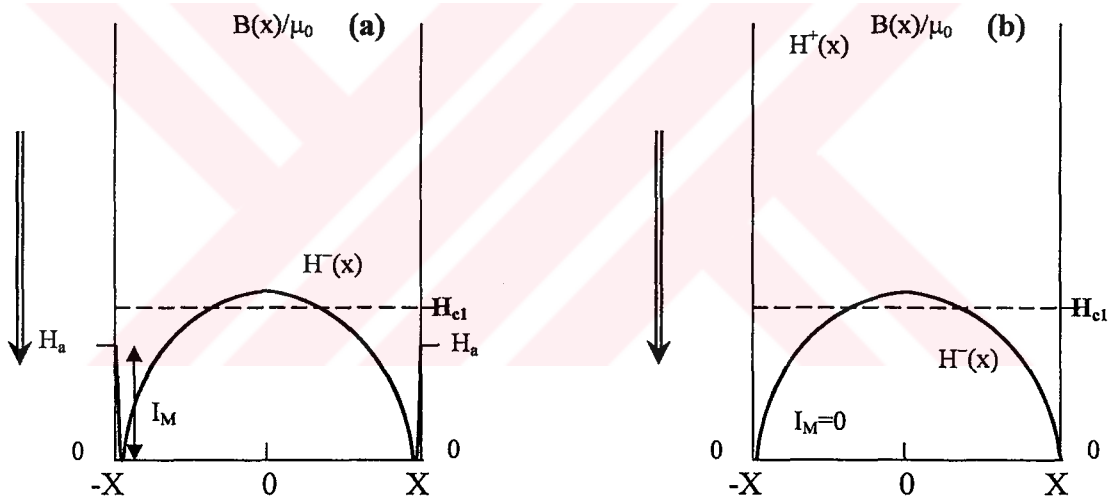
$H_{c1} \geq H_a \geq 0$ için, kullanılacak denklem yine

$$H^-(x) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0$$

olacaktır, fakat bu alan aralığında Meissner akımı için kullanılacak denklem

$$I_M = H_a$$

olacaktır (Şekil 2.10).



Şekil 2.10. a) $H_{c1} \leq H_a \leq 0$ alan aralığı, b) $H_a = 0$ için, $2X$ genişlikli dilim şeklindeki numunede alan artarken meydana gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri

Ortalama magnetizasyon için

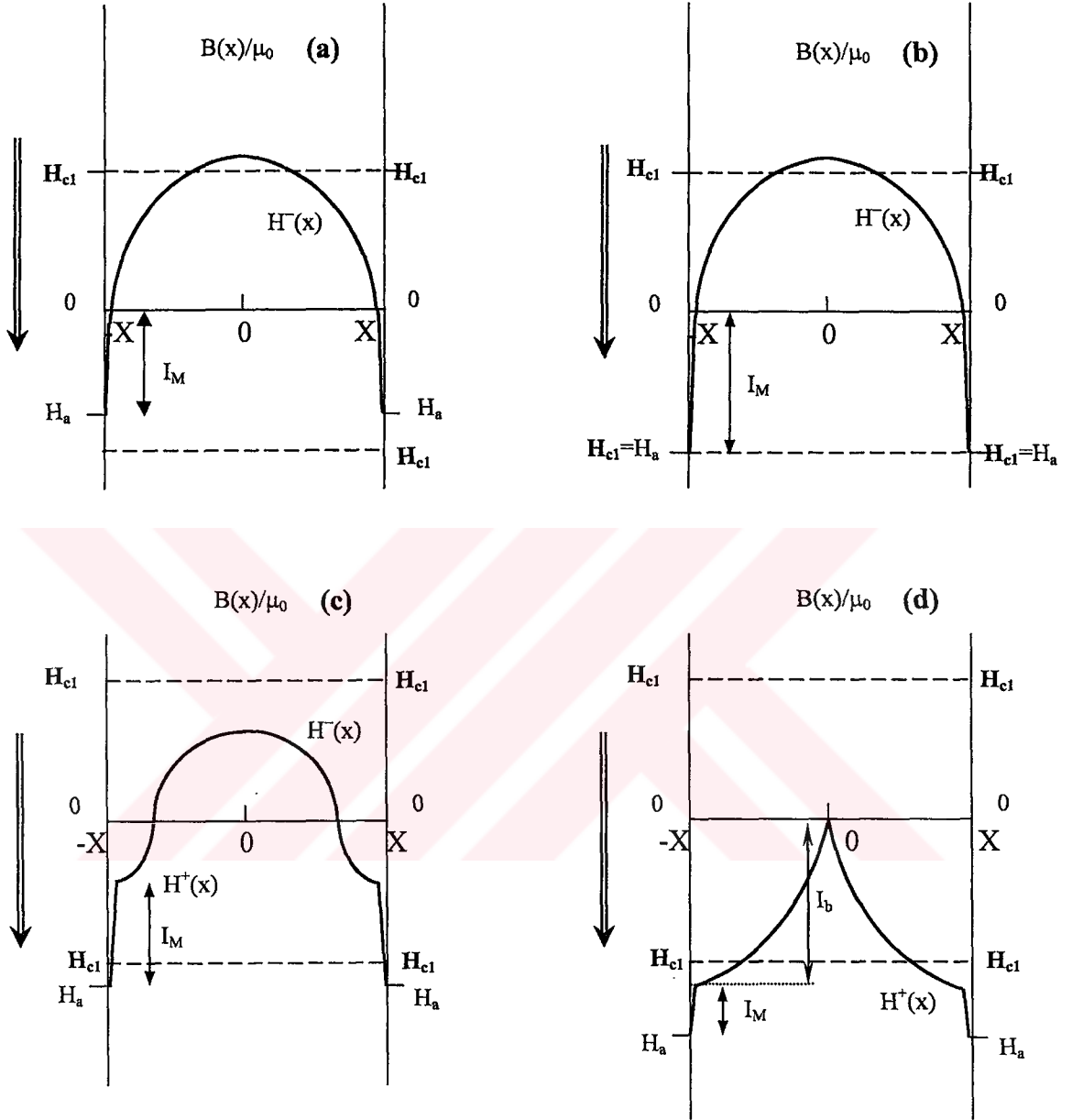
$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ \int_0^X H^-(x) dx \right\} - H_a$$

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ \int_0^X \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0 dx \right\} - H_a$$

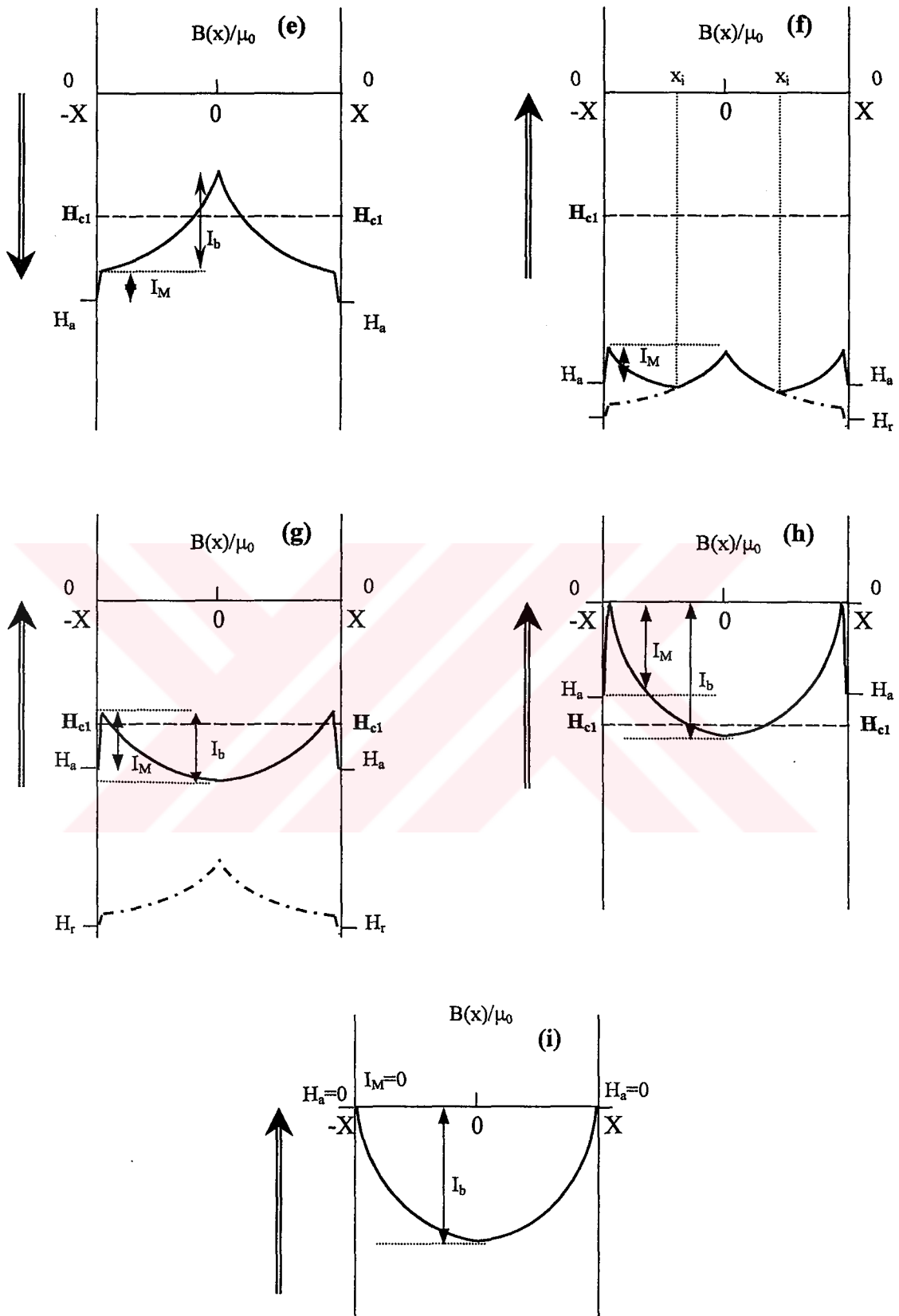
integrali çözümlenerek magnetizasyonun uygulanan alanla değişimi belirlenir (Şekil 2.14-16).

Bu aşamadan sonra tam bir histeresiz çevrimi elde etmek için ters yönde ($-z$) alan uygulanması gerekmektedir. Bu geçişin, numunenin mevcut magnetik geçmişinin korunarak üzerine devam edildiğine dikkat edilmelidir. Bu durumda oluşacak profiller Şekil 2.6'da gösterilmektedir. Bu bölgede, uygulanan alanın $-$ (negatif) ve numune içindeki ortalama akı yoğunluğunun $-$ (negatif) alınması dışında $+z$ yönünde alan uygulanmasından başka bir fark olmayacaktır. Yani; denklemlerde ve hesaplamalarda, yukarıda bahsettiğimiz farklılıklar dışında her şey aşama I, II, III., IV, V ve VI'daki ile aynı olacaktır. Bu aşamalara karşılık gelen profiller Şekil 2.11'de gösterilmektedir.





Şekil 2.11. Aşama VI'dan sonra, alanın $-z$ yönünde a) $0 \leq H_a \leq H_{c1}$, b) $H_a = H_{c1}$, c, d) $H_{c1} \leq H_a \leq H^*$, e) $H^* \leq H_a \leq H_{max}$, f) $H_{max} \geq H_a \geq (H_{max} - H^{**})$, g) $H_{c1} \leq H_a \leq (H_{max} - H^{**})$, h) $H_{c1} \geq H_a \geq 0$, i) $H_a = 0$ alan değerlerine karşılık gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri



Şekil 2.11'in devamı

-z yönünde alan $-H_{\max}$ değerine kadar uygulanıp sıfır yapıldıktan sonra (Şekil 2.14-16), tekrar başlangıçtaki eğriye (zarfa) ulaşana kadar +z yönünde alanı artırmaya devam ederek “hibrit bölgesi” denilen bu bölgeyi oluşturulmaktadır.

2.2.1.7. Hibrit Bölgesi

2.2.1.7.1. Aşama A

$0 \leq H_a \leq H_{c1}$ için, kullanılacak denklem

$$H(x) = \left[(H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0$$

olacaktır, fakat bu alan aralığında Meissner akımı için kullanılacak denklem yine

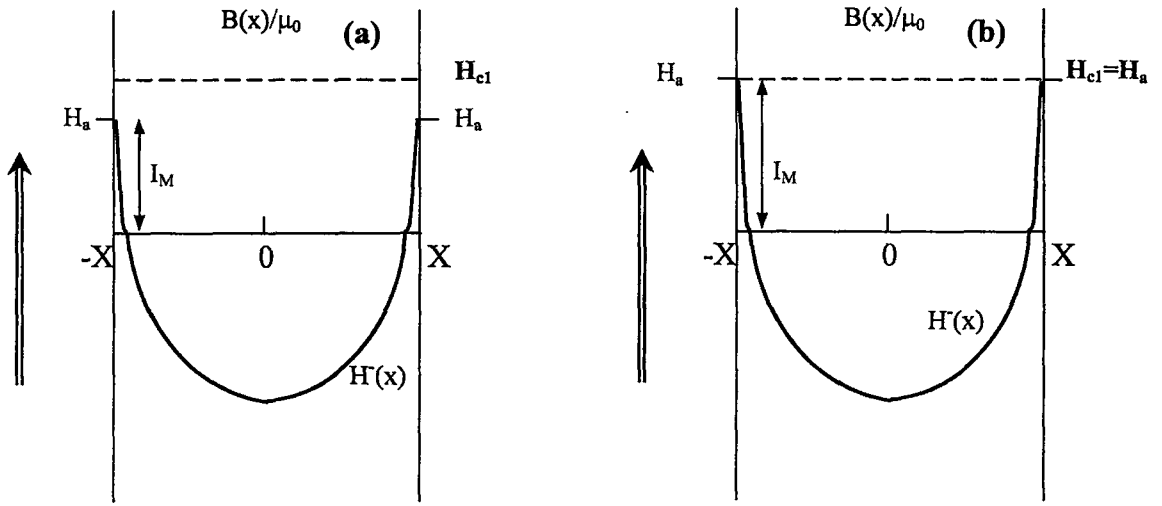
$$I_M = H_a$$

olacaktır (Şekil 2.12). Ortalama magnetizasyon için

$$\langle M \rangle = -\frac{1}{X} \left\{ \int_0^X H(x) dx \right\} - H_a$$

$$\langle M \rangle = -\frac{1}{X} \left\{ \int_0^X \left[(H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0 dx \right\} - H_a$$

integrali çözülür ve magnetizasyonun uygulanan alanla değişimi belirlenir (Şekil 2.14-16).



Şekil 2.12. a) $0 \leq H_a \leq H_{c1}$, b) $H_a = 0$ alan değerlerine karşılık gelen $H(x) = B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri

2.2.1.7.2. Aşama B

$H_{c1} < H_a < H^*$ için, kullanılacak denklemler

$$H^-(x) = \left[(H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0$$

ve

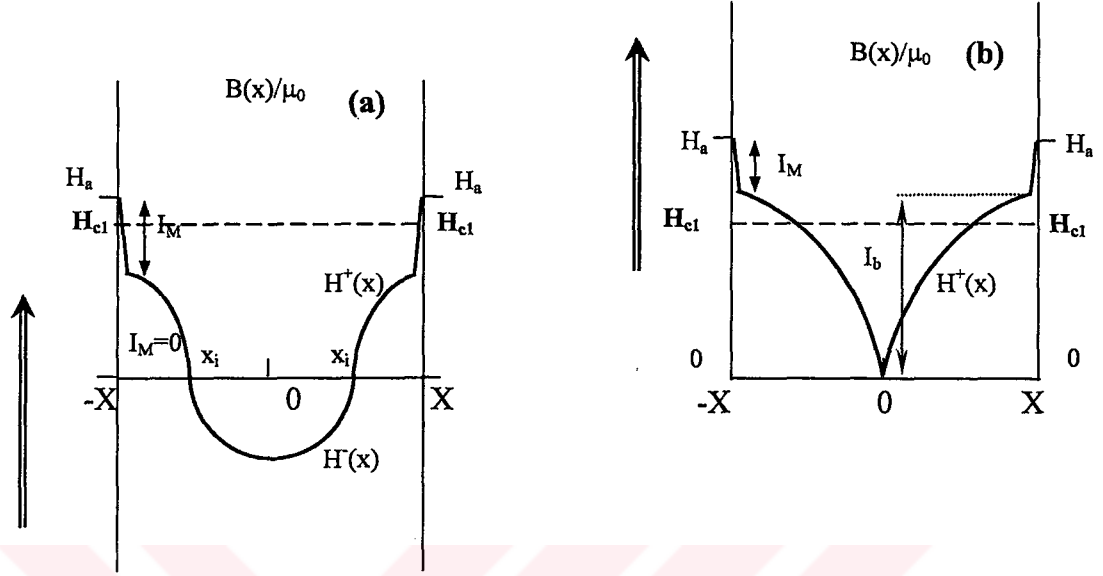
$$H^+(x) = \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0$$

olacaktır (Şekil 2.13). Ortalama magnetizasyon için

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \left\{ - \int_0^{x_j} H^-(x) dx + \int_{x_j}^X H^+(x) dx \right\} - H_a$$

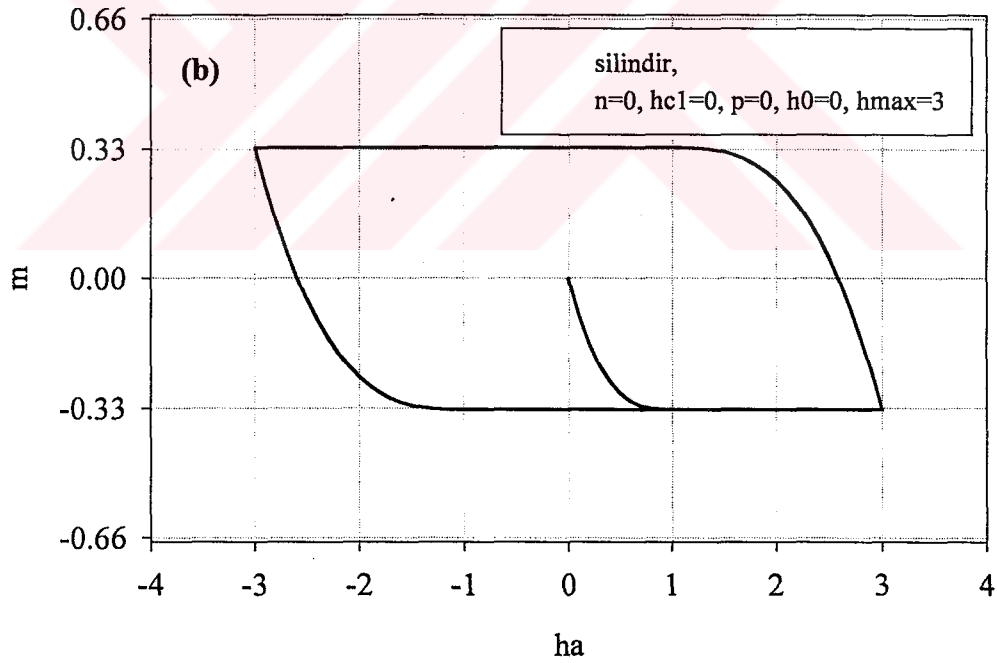
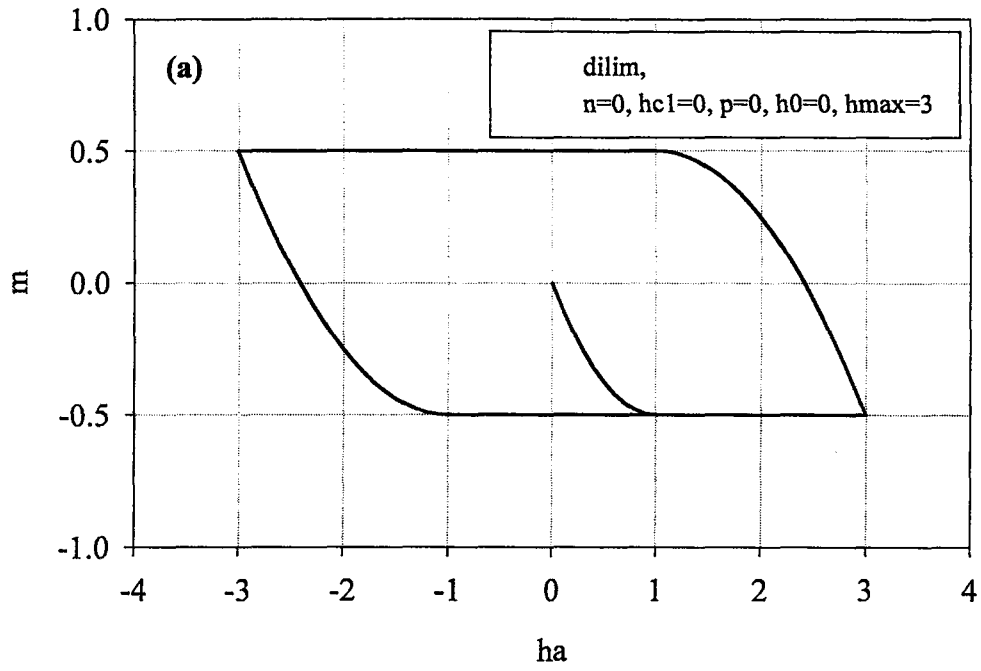
$$\langle M \rangle = - \frac{1}{X} \left\{ - \int_0^{x_j} \left[(H_0)^{n+1} + \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0 dx \right. \\ \left. + \int_{x_j}^X \left[(H_a - I_M + H_0)^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} - H_0 dx \right\} - H_a$$

integralleri çözümlenerek magnetizasyonun uygulanan alanla değişimi bulunur (Şekil 2.14-16).

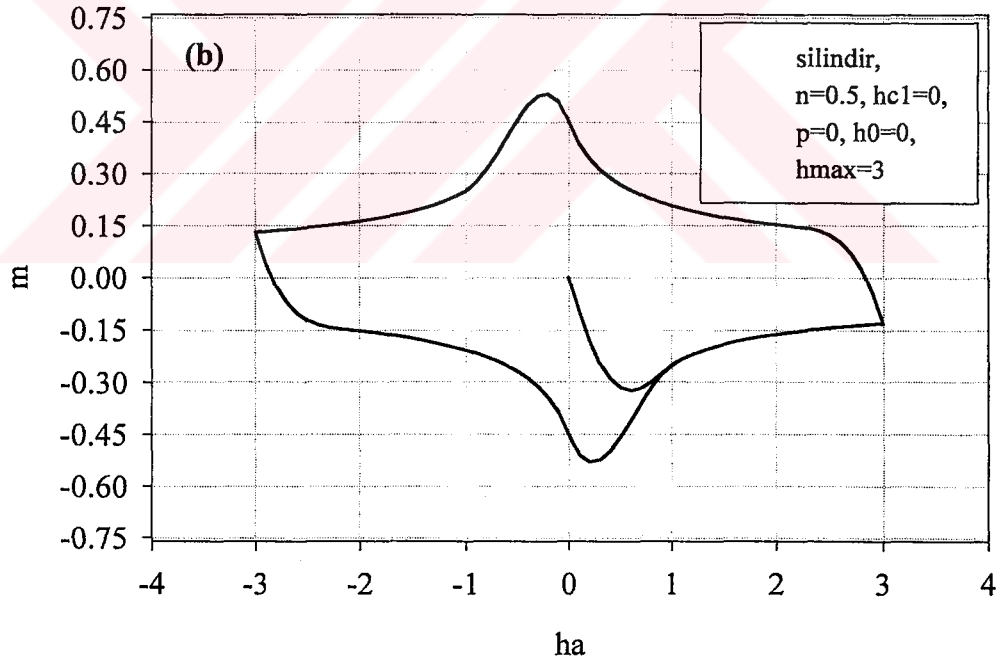
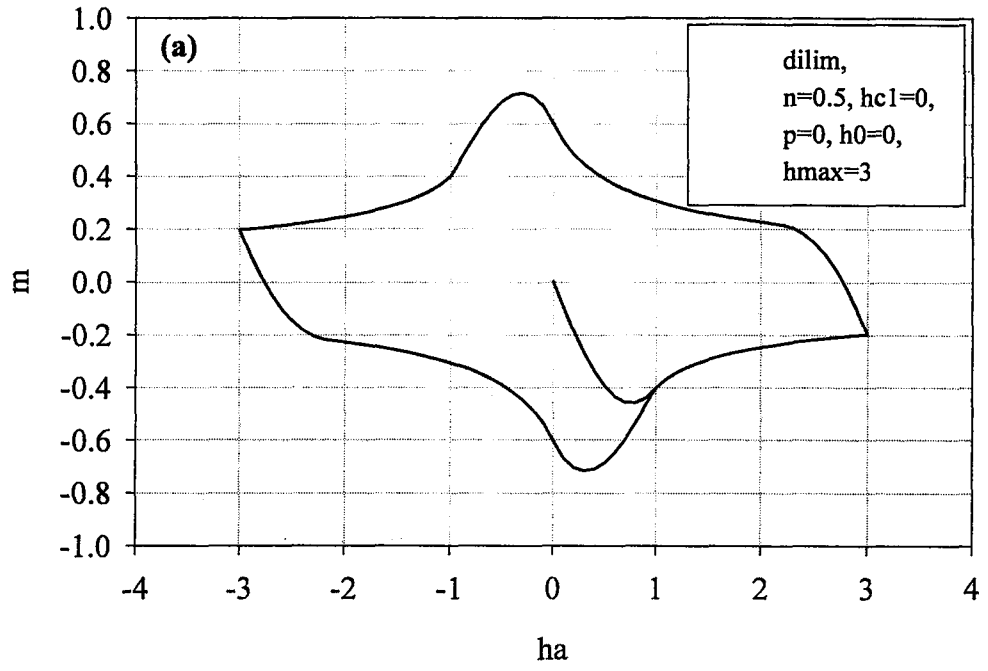


Şekil 2.13. a, b) Farklı $H_{c1} \leq H_a$ alan değerlerine karşılık gelen $H(x)=B(x)/\mu_0$ akı yoğunluğu profilleri

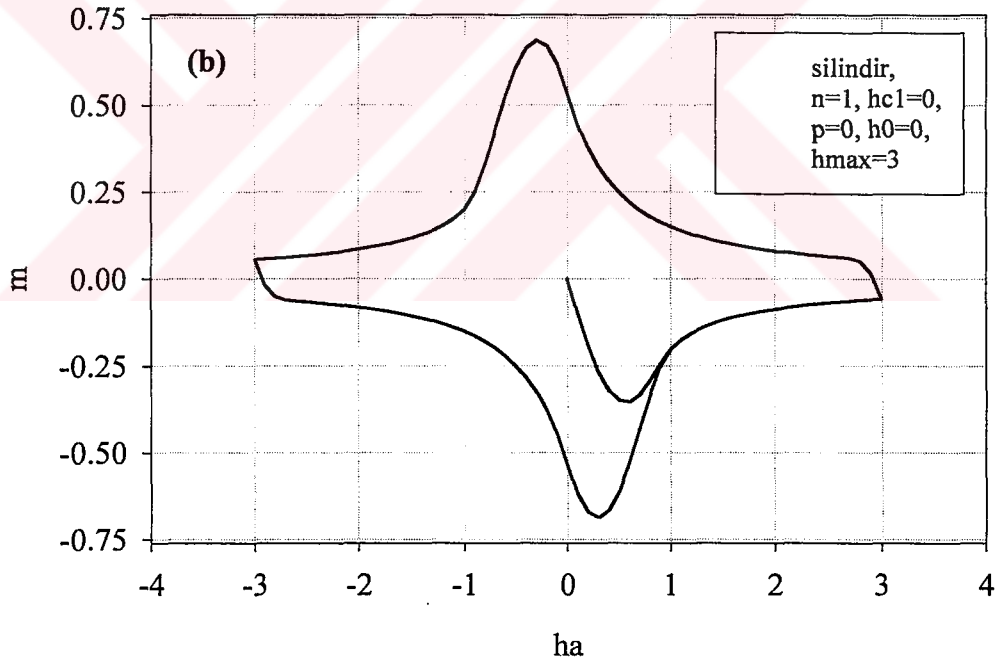
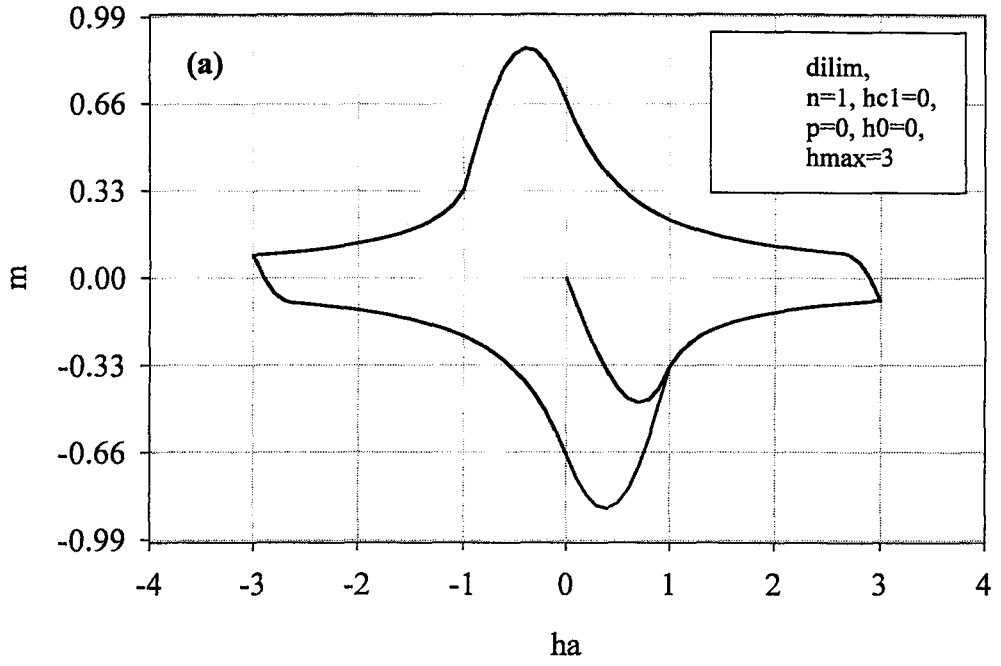
Değişik parametreler için yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen m - h_a ve im - h_a grafikleri Şekil 2.14-19'da verilmektedir.



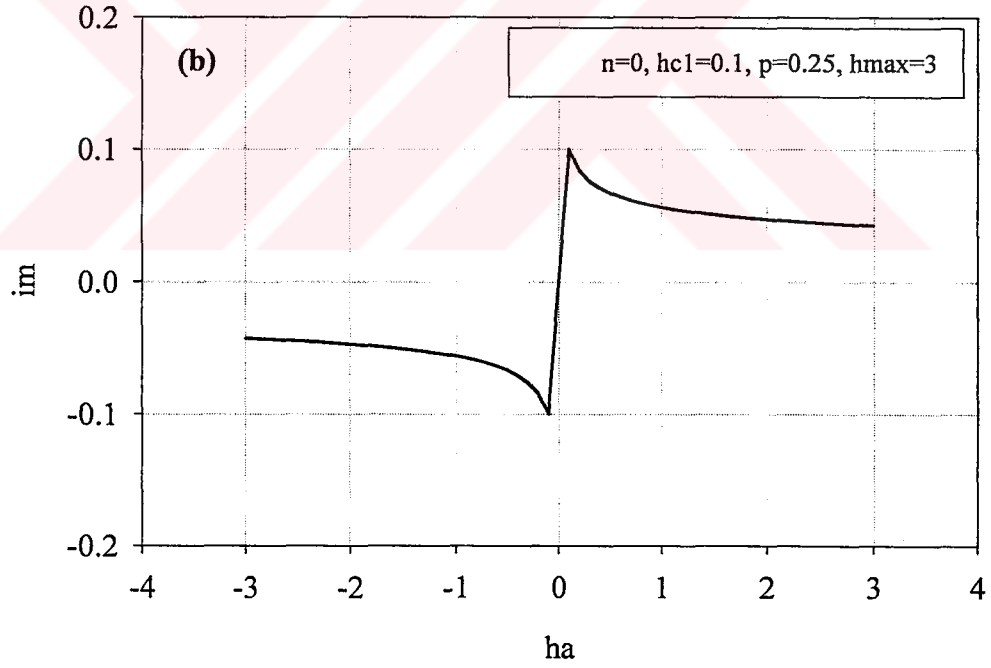
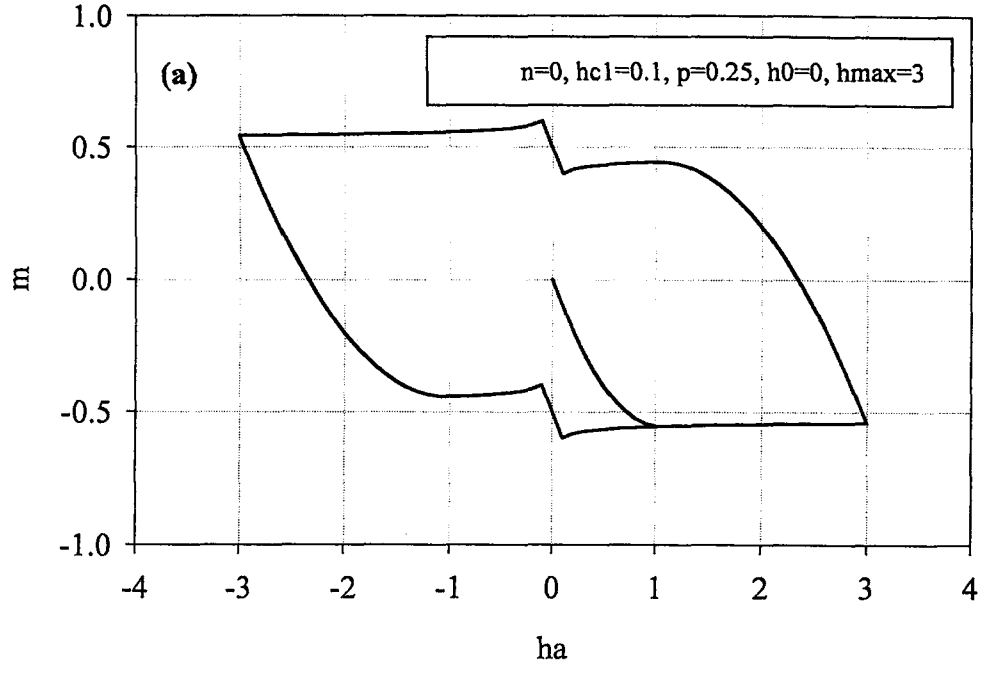
Şekil 2.14. a) Dilim, b) silindir geometrisi için $n=0, hc1=0, p=0, hmax=3$ değerleri ile elde edilen $m-ha$ eğrisi. $n=0$ Bean (Bean, 1964) kritik hal modeline karşılık gelmektedir. $hc1=0$ seçildiğinden Meissner akımı ihmal edilmiş yani $im=0$ olur ve $p=0$ Meissner akımının alan bağımlılığının olmaması demektir. Dilim ve silindir geometrisi için, tuzaklanan magnetizasyon değerlerinde geometriden dolayı farklılık olacaktır (0.5 ve 0.33 gibi)



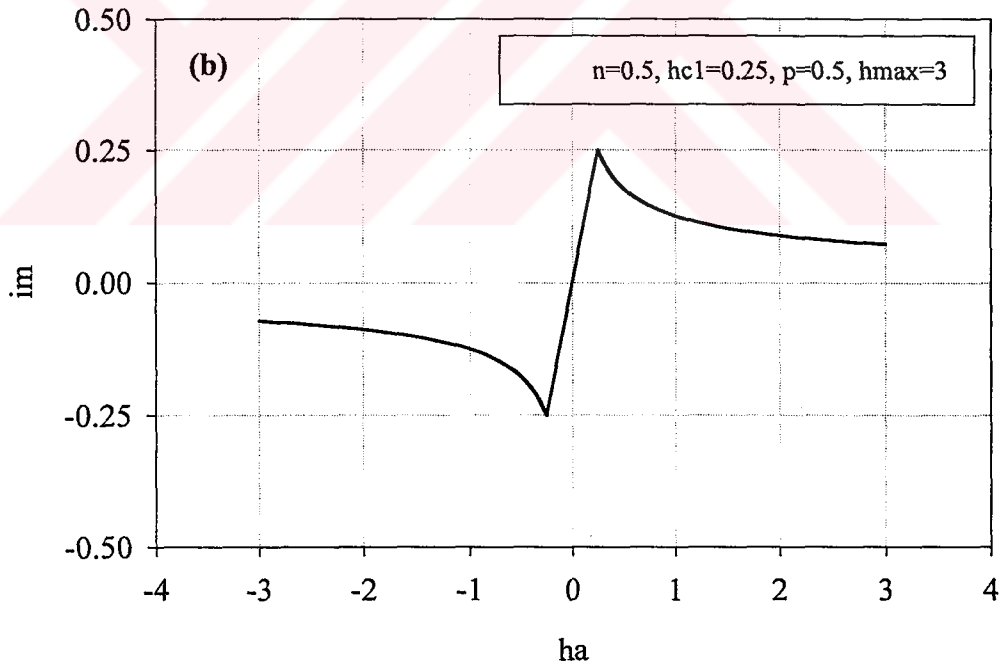
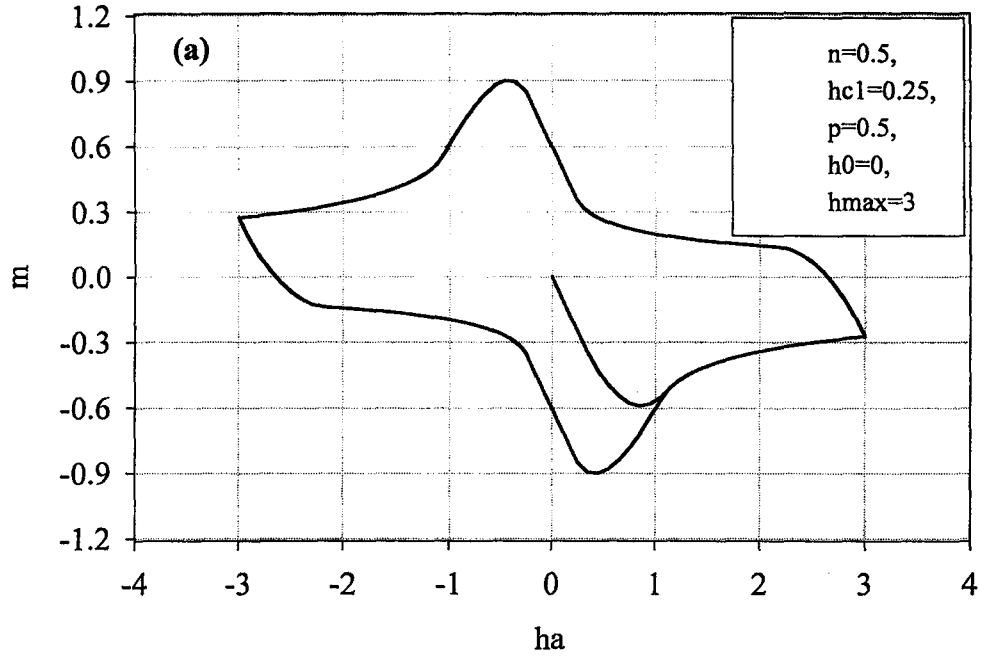
Şekil 2.15. a) Dilim, b) silindir geometrisi için $n=0.5$, $hc1=0$, $p=0$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - ha eğrisi. $n=0.5$ Yasokochi (Yasokochi vd., 1966) kritik hal modeline karşılık gelmektedir. $hc1=0$ seçildiğinden Meissner akımı ihmal edilmiş yani $im=0$ olur ve $p=0$ Meissner akımının alan bağımlılığının olmaması demektir. Dilim ve silindir geometrisi için, tuzaklanan magnetizasyon değerlerinde geometriden dolayı farklılık olacaktır (0.6 ve 0.45 gibi)



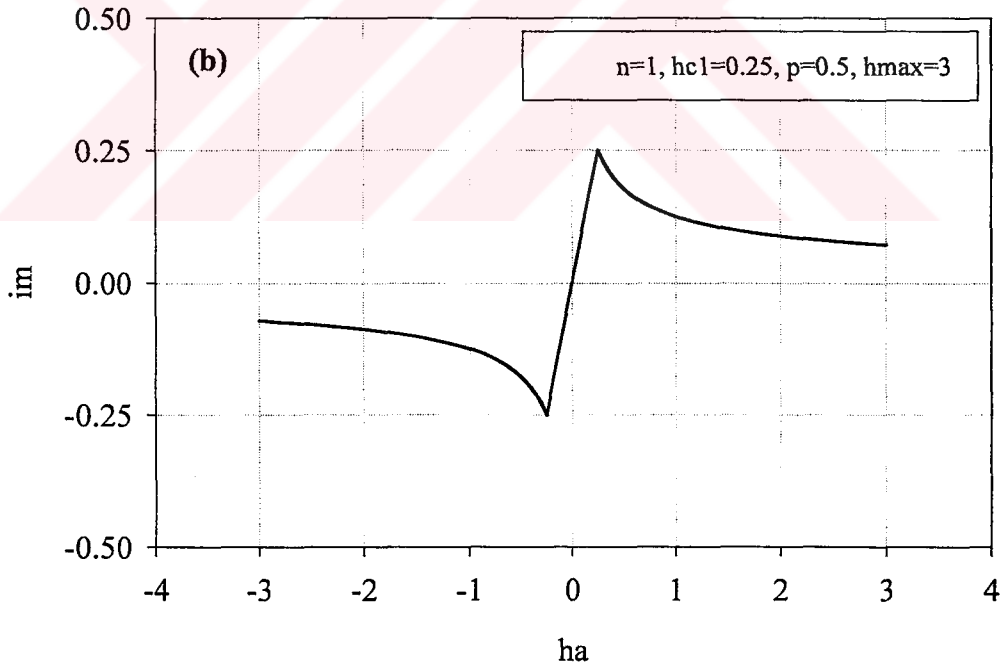
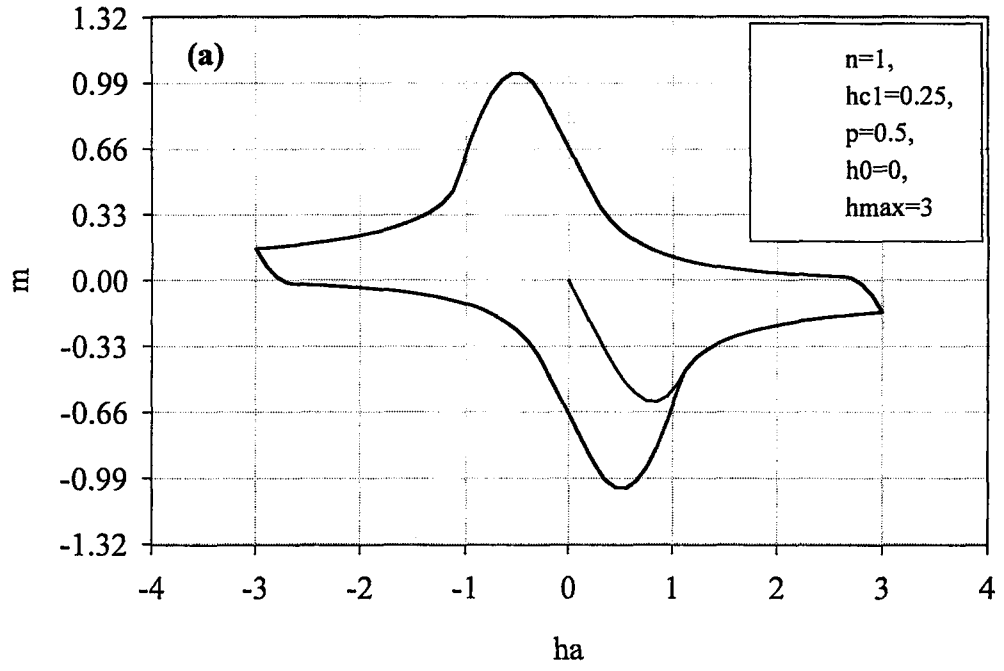
Şekil 2.16. a) Dilim, b) silindir geometrisi için $n=1$, $hc_1=0$, $p=0$, $h_{max}=3$ değerleri ile elde edilen $m-h_a$ eğrisi. $n=1$ Kim (Kim vd., 1962) kritik hal modeline karşılık gelmektedir. $hc_1=0$ seçildiğinden Meissner akımı ihmal edilmiş yani $i_m=0$ olur ve $p=0$ Meissner akımının alan bağımlılığının olmaması demektir. Dilim ve silindir geometrisi için, tuzaklanan magnetizasyon değerlerinde geometriden dolayı farklılık olacaktır (0.66 ve 0.53 gibi)



Şekil 2.17. Dilim geometrisi için, a) $n=0, hc1=0.1, p=0.25, h_{max}=3$ değerleri ile elde edilen $m-ha$ eğrisi. b) Aynı alan aralığı ve parametreler için ($im-ha$) Meissner akımının uygulanan alanla değişim eğrisi



Şekil 2.18. Dilim geometrisi için, a) $n=0.5$, $hc1=0.25$, $p=0.5$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - ha eğrisi. b) Aynı alan aralığı ve parametreler için (im - ha) Meissner akımının uygulanan alanla değişim eğrisi



Şekil 2.19. Dilim geometrisi için, a) $n=1$, $hc1=0.25$, $p=0.5$, $hmax=3$ değerleri ile elde edilen m - ha eğrisi. b) Aynı alan aralığı ve parametreler için (im - ha) Meissner akımının uygulanan alanla değişim eğrisi

2.2.2. Magnetizasyon Eğrilerinin Analizi

Magnetizasyon $\langle M \rangle = \frac{\langle B \rangle}{\mu_0} - H_a$ yüzeyden geçen I_M akımı ile numunenin içinden geçen kalıcı (persistent) akım cinsinden ifade edilebilir. Magnetik moment μ ,

$$\mu = IZS$$

şeklinde yazılabilir. Burada IZ , Z yüksekliğinde ve S kesit alanındaki bir hacmin çevresinde dolaşan akımı temsil etmektedir (Şekil 2.20). Magnetizasyon, birim hacim başına magnetik moment şeklinde

$$\langle M \rangle = \frac{\mu}{V} = \frac{IZS}{ZS} = I \quad (2.19)$$

tanımlanır. Dolayısıyla, I_M , denge veya Meissner yüzey akımına eşlik eden tersinir magnetizasyon M_{rev} ,

$$M_{rev} = -I_M \quad (2.20)$$

şeklinde yazılabilir. Çünkü I_M , akı perdeleyici (flux screening) yönde dolaşır.

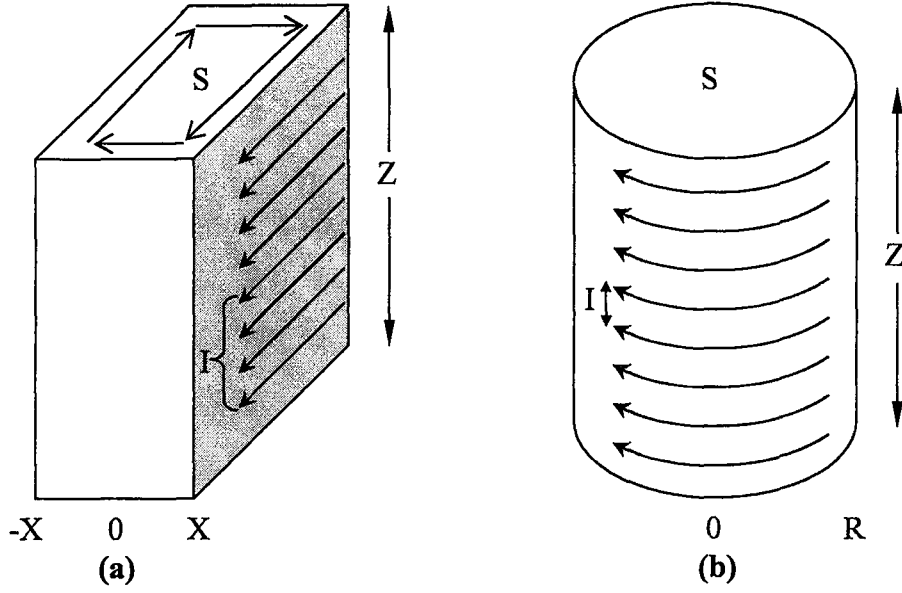
$0 < H < H_{c1}$ durumunda $\langle B \rangle = 0$ ve $\langle M \rangle = -H_a$ olduğundan

$$I_M = H_a \quad (2.21)$$

$H_{c1} < H < H_{c2}$ durumunda I_M ve H_a arasındaki bağıntı bu kadar basit değildir. Ancak

$$I_M = \frac{H_{c1}^{p+1}}{H_a^p} \quad (2.22)$$

yaklaşıklığı kullanılacaktır.



Şekil 2.20. Tanımlanan nicelikler, Z yüksekliğine sahip a) 2X kalınlığında dilim ve b) R yarıçaplı silindir geometrisine sahip numuneler üzerinde gösterilmektedir

İdeal II. Tip Süperiletkenlerde girdaplar arası mesafeden çok büyük boyutlarda $B(x)$, numune içinde sabittir. Numune içinde dolaşan kalıcı akım sıfırdır ($I_b=0$). Histeretik II. Tip Süperiletkenlerde, çivileme bölgelerinden dolayı, akı yoğunluğu gradyanı oluşur. Dolayısıyla J_c kritik akım yoğunluğuna sahip I_b akımı numune içinden akacaktır. Birim yükseklik başına akımı I_b ile gösterilirse,

$$I_b = \int_0^X J_c dx = \langle J_c \rangle X, \quad \text{dilim için} \quad (2.23.a)$$

$$I_b = \int_0^R J_c dr = \langle J_c \rangle R, \quad \text{silindir için} \quad (2.23.b)$$

I_b akımından ileri gelen magnetik moment μ_{irr} ,

$$\mu_{irr} = Z \sum \Delta I_b S = Z \sum (J_c \Delta x) (2xY) = 2ZY \int_0^X J_c x dx \quad (2.24)$$

2X kalınlığında Y genişliğinde ve Z yüksekliğinde bir dilim için yazılabilir. Benzer şekilde R yarıçaplı Z yüksekliğindeki bir silindir için

$$\mu_{\text{irr}} = Z \sum \Delta I_b S = Z \sum (J_c \Delta r) \pi r^2 = Z \pi \int_0^R J_c r^2 dr \quad (2.25)$$

Eğer, J_c 'deki değişim numune kalınlığı boyunca çok küçük ise, o zaman

$$\int_0^X J_c x dx \cong \langle J_c \rangle \int_0^X x dx = \langle J_c \rangle \frac{X^2}{2}, \quad \text{dilim için} \quad (2.26.a)$$

$$\int_0^R J_c r^2 dr \cong \langle J_c \rangle \int_0^R r^2 dr = \langle J_c \rangle \frac{R^3}{3}, \quad \text{silindir için} \quad (2.26.b)$$

$M = \frac{\mu}{V}$ ve dilim için $V=2XYZ$ ve silindir için $V=\pi R^2 Z$ olduğu hatırlanır ve (2.26.a) ve (2.26.b) denklemleri (2.23.a) ve (2.23.b) ile birleştirilirse, sırası ile dilim ve silindir için

$$M_{\text{irr}} = \frac{I_b}{2} \quad \text{ve} \quad M_{\text{irr}} = \frac{I_b}{3} \quad (2.27)$$

elde edilir.

Toplam magnetik moment, $\bar{\mu} = \sum_i \bar{\mu}_i$ olduğundan bileşke net magnetizasyon

$$M_{\uparrow} = M_{\text{rev}} + M_{\text{irr}} = -I_M - gI_b \quad (2.28)$$

$$M_{\downarrow} = M_{\text{rev}} + M_{\text{irr}} = -I_M + gI_b \quad (2.29)$$

şeklinde yazılabilir. Burada M_{\uparrow} , H artarken maksimum magnetizasyonu, M_{\downarrow} , H azalırken maksimum magnetizasyonu temsil etmektedir. g ise geometrik faktörü (dilim için 1/2, silindir için 1/3) göstermektedir. Tersinmez magnetizasyon (+) veya (-) olabilir. Çünkü

tersinmez kalıcı akım I_b , akı girişine karşı koyacak yönde (diyamagnetik), akı çıkışına karşı koyacak yönde (paramagnetik) dolaşabilir.

(2.28) ve (2.29) denklemlerini birleştirirsek $\langle M \rangle$ 'nin H_a ile değişim eğrisinden I_M ve I_b 'nin H_a ile değişimini elde edilebilir,

$$I_b = \frac{|M_{\uparrow} - M_{\downarrow}|}{2g} \quad (2.30)$$

bu magnetizasyon eğrisinin üst ve alt kolları arasındaki farkı ve

$$I_M = \frac{|M_{\uparrow} + M_{\downarrow}|}{2} \quad (2.31)$$

magnetizasyon eğrisinin üst ve alt kollarının ortalamasını temsil eder.

2.2.3. AC Kayıp Vadisi Hesaplamaları

II. tip süperiletkenlerin birçok çeşitinde AC kayıpları, belli bir h_0 genliğine sahip H_a uygulanan alanı için birim hacim ve birim çevrim başına enerji kaybı $W(h_0, H_b, T, \nu)$, sabit bir T sıcaklığında ve sabit düşük ν frekansında, h_0 ile aynı doğrultuda olan H_b statik magnetik alanın fonksiyonu olarak ölçüldüğünde bir vadi gösterirler (LeBlanc vd., 1986). Bu olay özellikle $h_0 < H^*$ olduğunda farkedilir olur ve $0 < H_b \leq H^*$ aralığında gerçekleşir. Burada H^* indüklenmiş akımların tam nüfuzu için gerekli alandır ve magnetik geçmişi olmayan bir numune içindeki (sıfır alan altında soğutulmuş) akı yoğunluğu profili ile ilişkilidir. H_{*0} $T=0$ daki H^* değerini ifade etmektedir.

AC alınganlık

$$\chi_{ac}(h_0, H_b, T, \nu) = \frac{W(h_0, H_b, T, \nu)}{\pi \mu_0 h_0^2} \quad (2.32)$$

ile verilir, burada $\mu_0=4\pi\times 10^{-7}$ Tesla.m/A' dir. Magnetik akı yoğunluğundaki değişimin bulk (külçe) numunede $J_c(B,T)$ kritik akım yoğunluğunda kalıcı akımlar indükleyeceği kritik hal yaklaşımını izlenirse, böylece Maxwell denklemi

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_c(H, T) \quad (2.33)$$

verir. Kritik akım yoğunluğunun alan bağımlılığı

$$J_c(H, T) = \frac{\alpha(T)}{H^n} \quad (2.34)$$

ile verilerek, sonsuz-dilim geometrisi için

$$\frac{dH}{dx} = \pm \frac{\alpha(T)}{H^n} \quad (2.35)$$

denklemi elde edilir, n kritik akım yoğunluğunun alan bağımlılığını belirleyen sabittir.

Çivileme şiddet parametresi $\alpha(T) = \alpha_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m$ ile verilir, m bu terimin sıcaklık

bağımlılığını belirleyen sabittir. Sonsuz uzunlukta ve genişlikte 2X kalınlıklı dilim veya sonsuz uzunlukta R yarıçaplı silindir geometrisi için

$$\frac{dH}{dx} = \frac{\alpha}{H^n} \quad (\text{dilim}) \quad \text{veya} \quad \frac{dH}{dr} = \frac{\alpha}{H^n} \quad (\text{silindir})$$

olacaktır (uygulanan alan $H = zH(x)$ 'dir). Bu aşamada oluşan akı yoğunluğu profiline ait $H(x)$ veya $H(r)$ denklemini bulmak için, akı yoğunluğu profiline ait eğrinin sınırlarından faydalanılmaktadır. Basitlik için 0 noktası etrafında simetriye sahip numunenin sadece 0-X veya 0-R bölümü ile ilgilenilebilir. Böylece dilim geometrisi için,

$$H(x) = \left[H_a^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/(n+1)} \quad (2.36)$$

ve silindir geometrisi için

$$H(r) = \left[H_a^{n+1} - \alpha(1+n)(R-r) \right]^{1/n+1} \quad (2.37)$$

elde edilmiş olur. Histeresiz ilmeği tarafından çevrelenen alan

$$\frac{W}{\mu_0} = \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} H_a \frac{d\langle H \rangle \uparrow}{dH_a} - \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} H_a \frac{d\langle H \rangle \downarrow}{dH_a} \quad (2.38)$$

şeklinde yazılabilir. Burada integrallerin sınırları $H_{\max} = H_b + h_0$ ve $H_{\min} = H_b - h_0$ arasındadır. Ayrıca, H_a artarken $\frac{d\langle H \rangle \uparrow}{dH_a}$ ve H_a azalırken $\frac{d\langle H \rangle \downarrow}{dH_a}$ türevleri bulunmalıdır.

Ortalama akı yoğunluğunu ($\langle B \rangle = \mu_0 \langle H \rangle$) bulmak için, dilim geometrisinde

$$\langle H \rangle = \frac{1}{X} \int_{x_0}^X H(x) dx$$

$$\langle H \rangle = \frac{1}{X} \int_{x_0}^X \left[H_a^{n+1} - \alpha(1+n)(X-x) \right]^{1/n+1} dx \quad (2.39)$$

ve silindir geometrisinde

$$\langle H \rangle = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int_{r_0}^R H(r) r dr$$

$$\langle H \rangle = \frac{2}{R^2} \int_{r_0}^R \left[H_a^{n+1} - \alpha(1+n)(R-r) \right]^{1/n+1} r dr \quad (2.40)$$

integrali çözülmelidir. (2.39) ve (2.40) integralleri çevrim esnasında meydana gelecek tüm olası akı yoğunluğu profillerini içerecek şekilde alınmalıdır. İntegrallerin sonucunun H_a 'ya

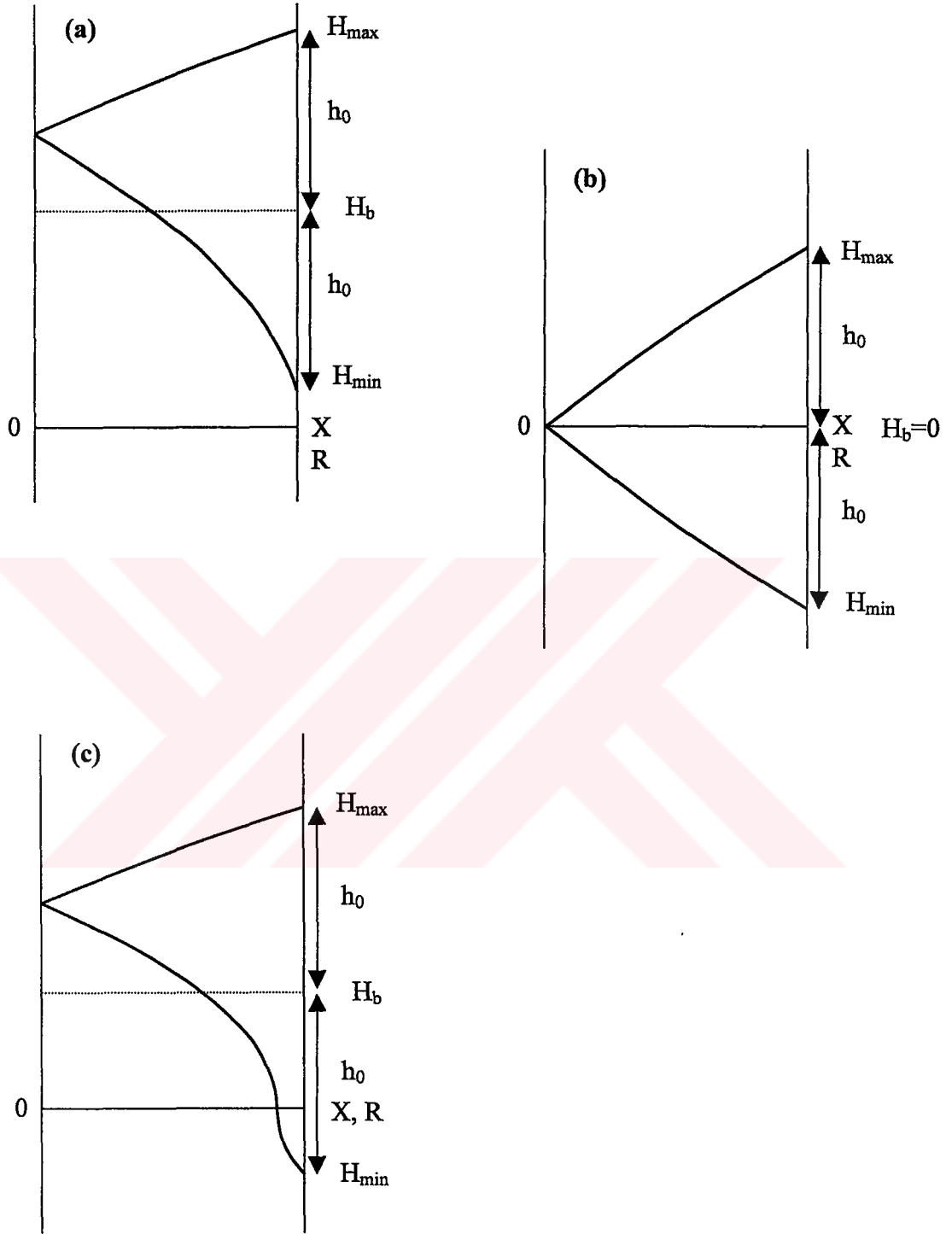
göre türevi alınarak (2.38) denkleminde yerine yazılır. (2.38) denklemi de (2.32)'de yerine yazılarak alınganlık değeri elde edilmiş olur.

$H(x)$, $\langle H \rangle$, H_b ve h_0 büyüklüklerinin $T=0$ 'daki H_* değeri olan H_{*0} ' a normalize etmek faydalıdır:

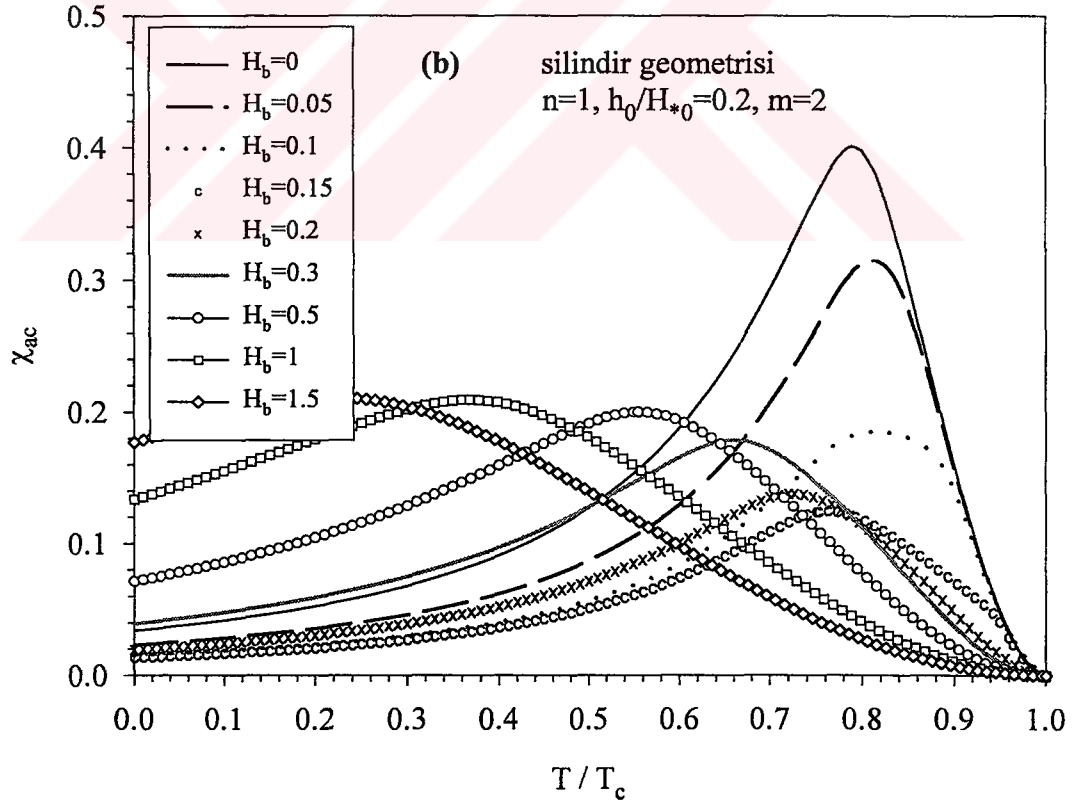
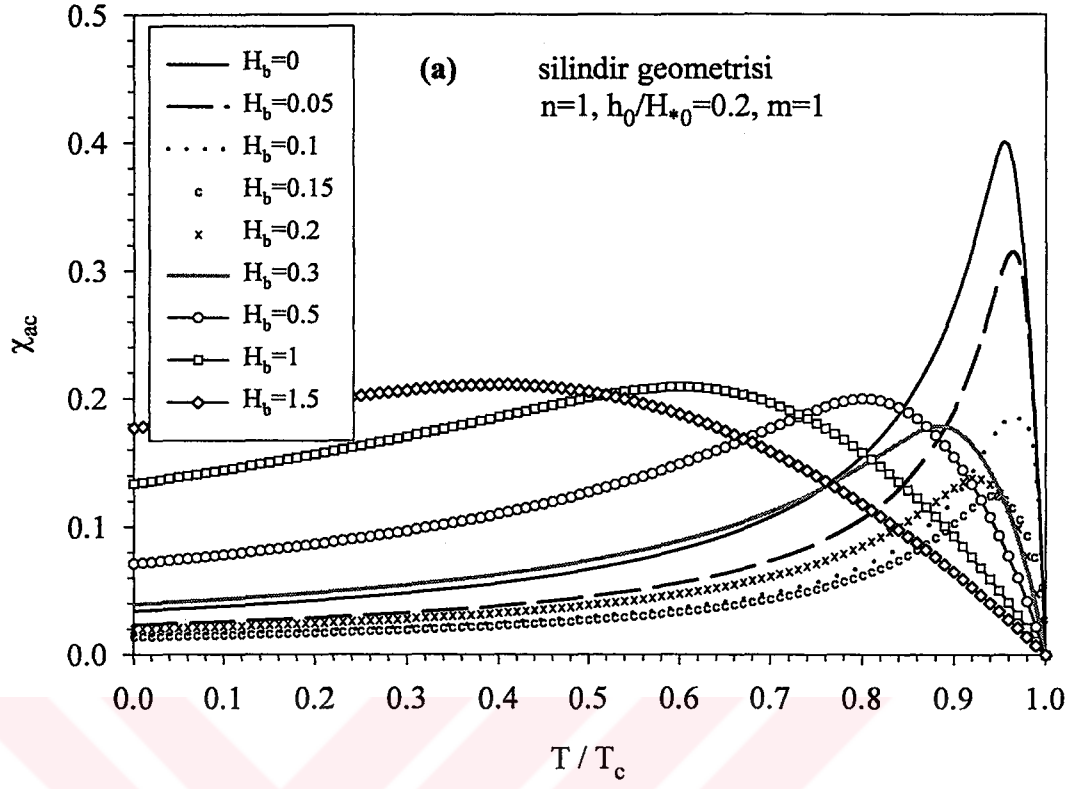
$$\begin{aligned} H_* &= [(1+n)\alpha X]^{1/(1+n)} & \text{veya} & \quad H_* = [(1+n)\alpha R]^{1/(1+n)} \\ H_{*0} &= [(1+n)\alpha_0 X]^{1/(1+n)} & \text{veya} & \quad H_{*0} = [(1+n)\alpha_0 R]^{1/(1+n)} \\ H_* &= H_{*0} \left[1 - \frac{T}{T_c} \right]^{m/(1+n)} & & \quad (2.41) \end{aligned}$$

LeBlanc ve LeBlanc (1992), modelleme hesapları ile dilim geometrisi için, sabit h_0 genlikli bir AC alan ve değişen bir H_b DC alanı varlığında χ_{ac} 'ın T ' ye göre değişimi eğrilerini elde ettiler. χ_{max} değerlerinin H_b alanının etkisi ile $n \neq 0$ için bir vadiden geçtiğini gösterdiler. Bu tez çalışmasında, benzer hesaplar silindir geometrisi için yapılarak bu alandaki çalışmalara bir yenilik katmaya çalışıldı. Ayrıca, literatürde rastlanılmayan sabit bir H_b DC alanı ve değişen h_0 genlikli bir AC alan varlığında deneysel χ_{ac} 'ın T ' ye göre değişimi eğrilerini elde edilerek paralelinde, bu duruma ait teorik modelleme hesaplamaları gerçekleştirildi ve oldukça iyi uyum elde edildi.

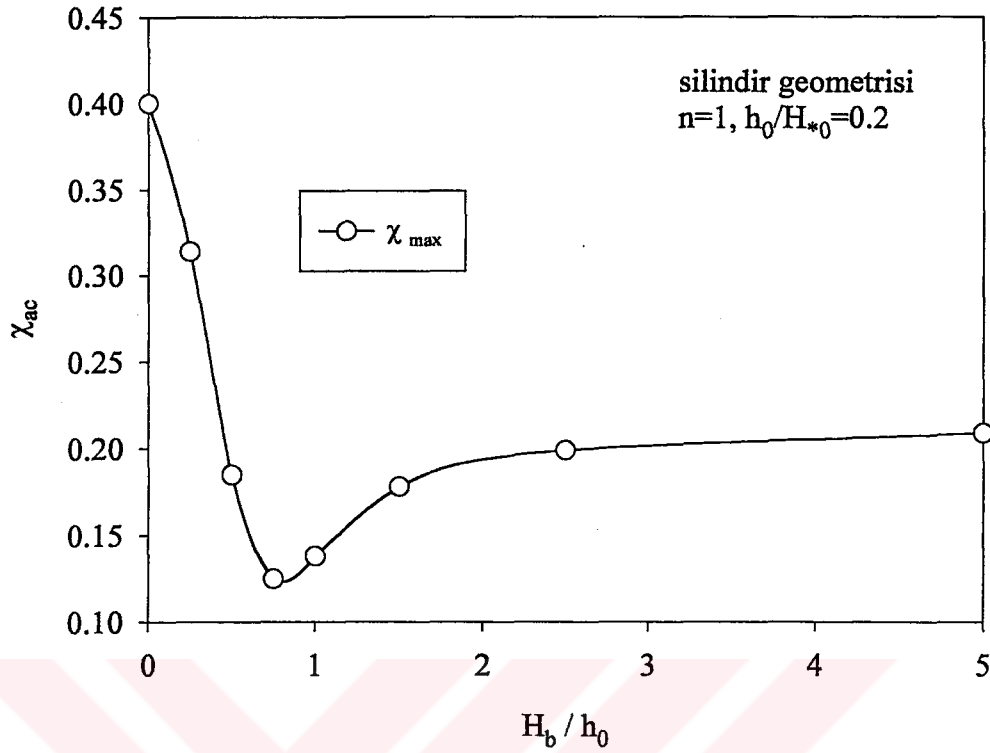
$H_b > h_0$, $H_b = 0$ ve $H_b < h_0$ durumları için oluşan olası profiller, akı çizgilerinin numunenin tam merkezine ulaştığı sıcaklık olan T^* için Şekil 2.21 a, b ve c'de verilmektedir. Şekil 2.22, $n=1$, $h_0/H_{*0}=0.2$ ve farklı iki sıcaklık bağımlılığı ($m=1$ ve $m=2$) için, değişik H_b/H_{*0} büyüklüklerindeki χ_{ac} 'nin T/T_c ile değişimini göstermektedir. $m=1$ ve $m=2$ durumları için χ_{max} büyüklüğü değişmemektedir. Yani belli bir n değeri için, χ_{max} değerleri m değerinden bağımsızdır, m 'nin değişiminden etkilenmemektedir. Ancak, m kritik akım yoğunluğunun sıcaklık bağımlılığının üs değeridir ve m değerinin artmasıyla, Şekil 2.22'den görülebileceği gibi pikin meydana geldiği sıcaklık sola, yani düşük sıcaklık bölgesine kaymaktadır. Bu eğrilerden elde edilen $\chi_{max}-H_b/h_0$ değişimi Şekil 2.23'te verilmektedir. Şekil 2.23, $n \neq 0$ için, sabit bir h_0 genliği için, uygulanan H_b DC alanını değiştirmekle $H_b \approx h_0$ civarında χ_{ac} ' de meydana gelen çukuru göstermektedir. χ_{max} ' ın H_b/H_{*0} ile değişimi n parametresinin seçimine duyarlıdır. χ_{max} değerleri, n ' nin seçimine göre farklı değerler almaktadır.



Şekil 2.21. $T=T^*$ için, sabit h_0 genliği ve farklı DC H_b alanlarının uygulandığı, a) $H_b > h_0$, b) $H_b = 0$ ve c) $H_b < h_0$ olası durumlarına ait histeresiz çevrimleri ile ilişkili $B = \mu_0 H$ profilleri

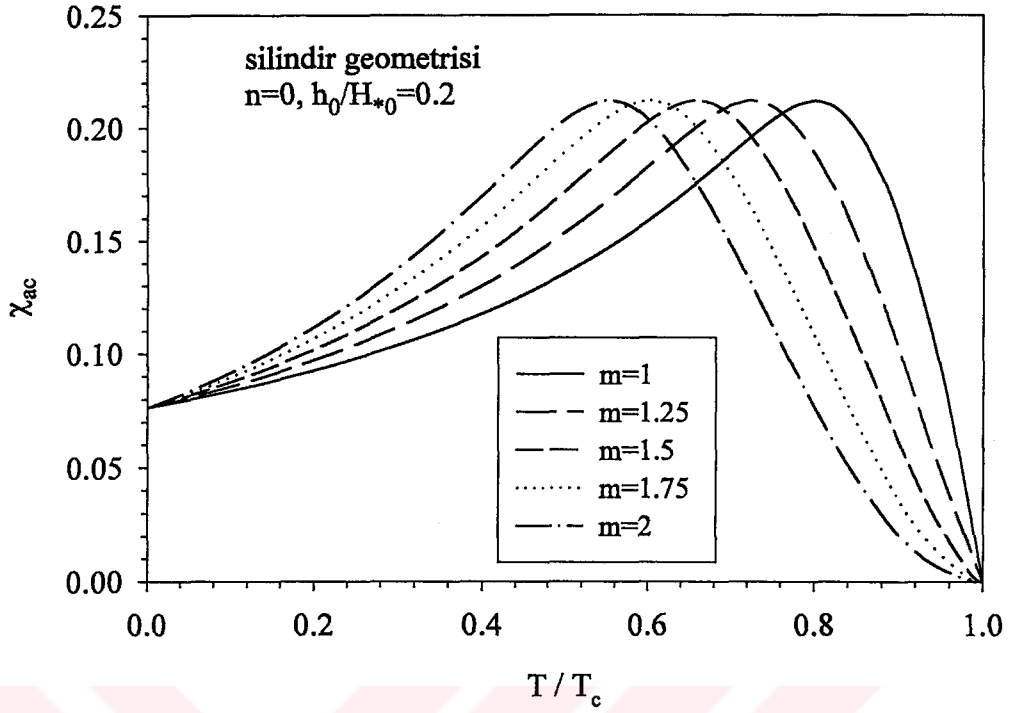


Şekil 2.22. Silindir geometrisi için, $n=1, h_0/H_{*0}=0.2$ ve a) $m=1$, b) $m=2$ olan farklı iki sıcaklık bağımlılığı için, değişik H_b/H_{*0} büyüklüklerindeki χ_{ac} 'nin T ile değişimini göstermektedir



Şekil 2.23. Şekil 2.22'deki eğrilerden elde edilen χ_{max} 'ın H_b/h_0 ile değişimi

Şekil 2.24, $h_0/H_{*0}=0.2$ ve farklı $\alpha(T)$ durumları için χ_{ac} 'nin T ile değişimini göstermektedir. $n=0$ için, χ_{ac} 'ye karşı T değişimi H_b 'den bağımsızdır ve aynı zamanda χ_{max} , tüm $\alpha(T)$ durumları için aynıdır, yani $\alpha(T)$ 'den bağımsızdır. Fakat, m değerinin artmasıyla χ_{max} değerinin meydana geldiği sıcaklık düşük sıcaklık bölgesine kaymaktadır. Ayrıca $T=0$ da beklenildiği gibi, tüm m değerlerinin aynı χ_{ac} değerini verdiği kayda değer bir özelliktir.

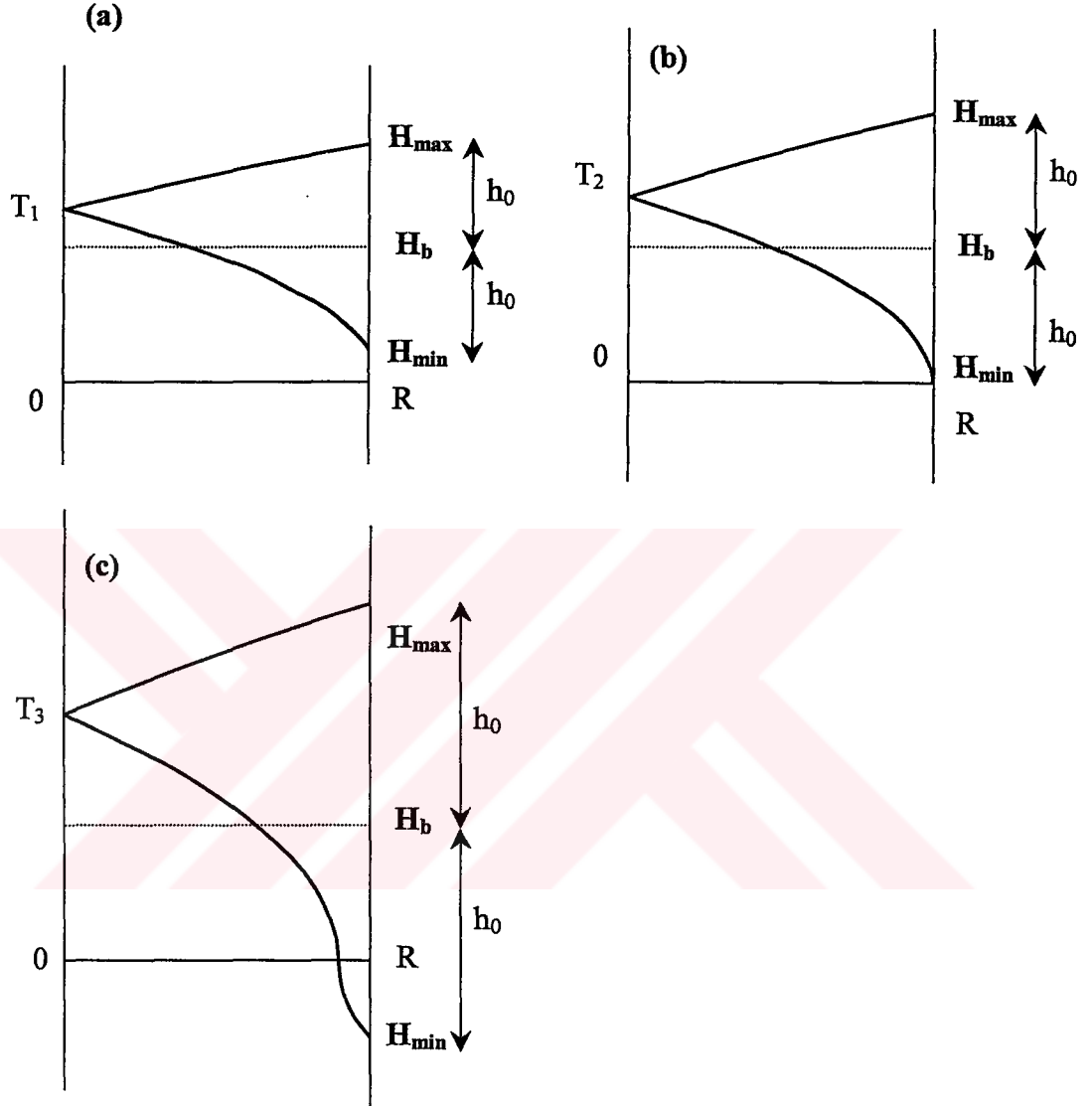


Şekil 2.24. $n=0$, $h_0/H_{*0}=0.2$, tüm H_b 'ler ve farklı $\alpha(T)$ durumları için χ_{ac} ' nin T/T_c ile değişimi

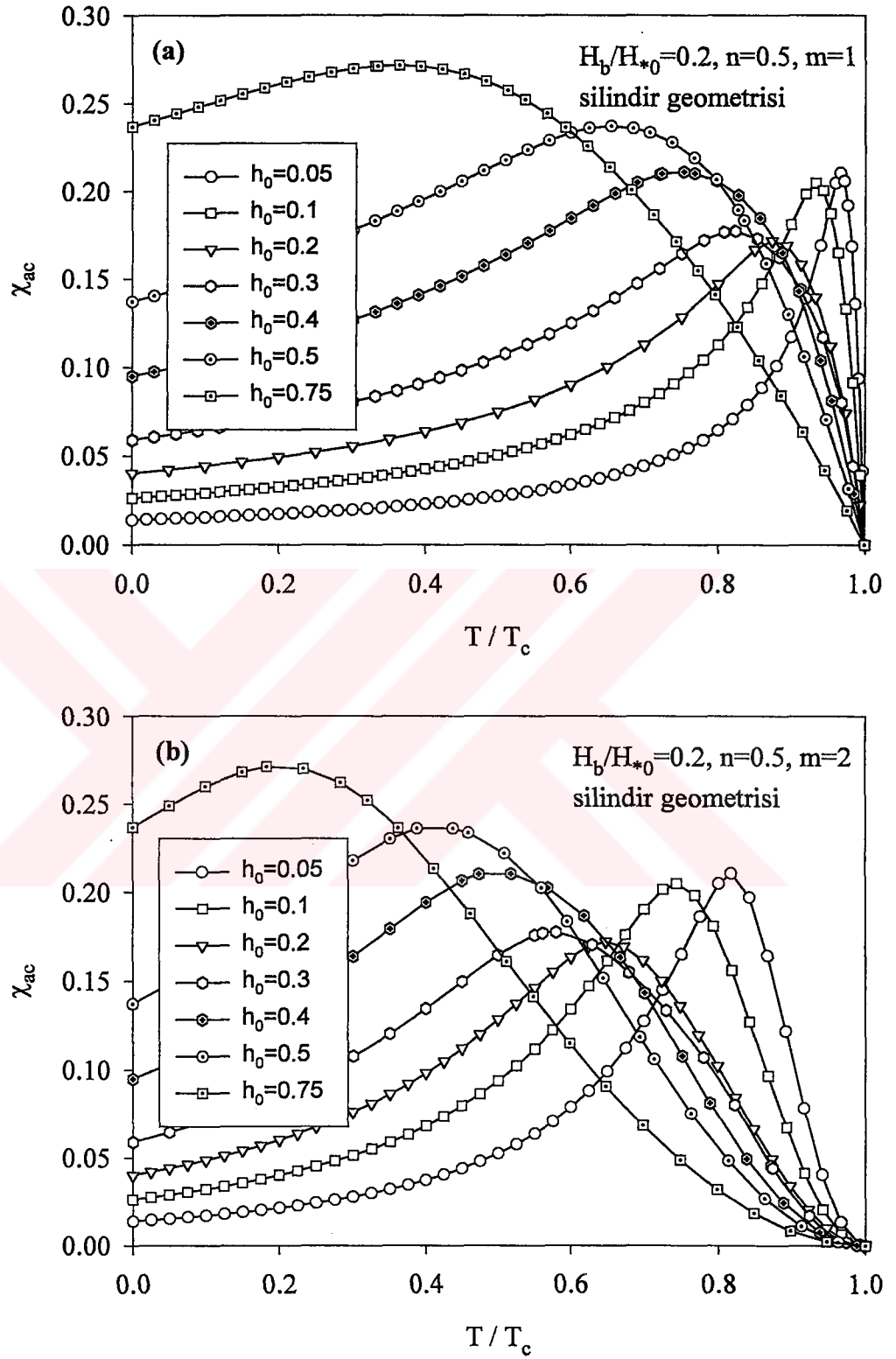
$H_b > h_0$, $H_b = h_0$ ve $H_b < h_0$ durumları için oluşan olası bazı profiller, akı çizgilerinin numunenin tam merkezine ulaştığı sıcaklık olan T^* için Şekil 2.25 a, b ve c' de verilmektedir. Şekil 2.26, $n=0.5$, $H_b/H_{*0}=0.2$ ve farklı iki sıcaklık bağımlılığı için, değişik h_0/H_{*0} büyüklüklerindeki χ_{ac} 'nin T/T_c ile değişimini göstermektedir. Bu eğrilerden elde edilen $\chi_{max}-H_b/h_0$ değişimi Şekil 2.27 (a) 'da verilmektedir. Şekil 2.27, $n \neq 0$ için, sabit bir H_b DC alanı varlığında, h_0 genliğini değiştirmekle $H_b \approx h_0$ civarında χ_{ac} ' de meydana gelen çukuru göstermektedir. Sabit h_0 genliği ve değişen H_b DC alanı durumunda olduğu gibi, $m=1$ ve $m=2$ durumları için χ_{max} büyüklüğü değişmemektedir. Yani belli bir n değeri için, χ_{max} değerleri m değerinden bağımsızdır, m 'nin değişiminden etkilenmemektedir. Ancak, m kritik akım yoğunluğunun sıcaklık bağımlılığının üs değeridir ve m değerinin artmasıyla, Şekil 2.26 (aynı zamanda Şekil 2.27 (b))' den görülebileceği gibi pikin meydana geldiği sıcaklık sola, yani düşük sıcaklık bölgesine kaymaktadır. χ_{max} ' in H_b/H_{*0} ile değişimi n parametresinin seçimine duyarlıdır. χ_{max} değerleri, n ' nin seçimine göre farklı değerler almaktadır.

Şekil 2.28, $n=0$ (Bean yaklaşımı), $m=1$ ve tüm H_b değerleri için, normalize edilmiş genlik değerleri $h_0/H_{*0}=0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ ve 0.1 (soldan sağa pikler) olduğunda χ_{ac} ' nin

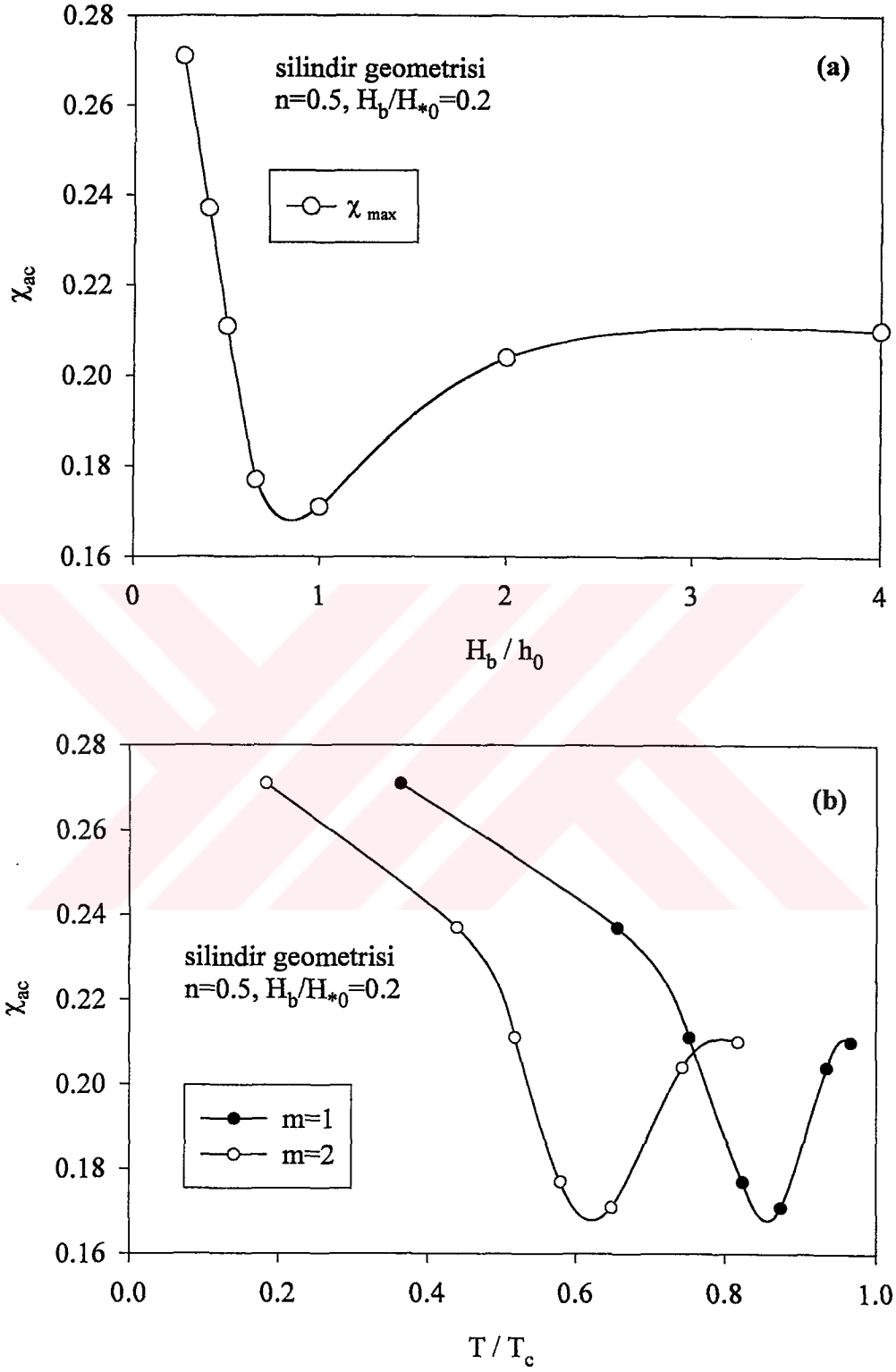
T/T_c ile değişimini göstermektedir. Genlik değeri artıkça χ_{\max} düşük sıcaklık bölgesine kaymaktadır. $n=0$ için χ_{\max} değerlerinin sabit kaldığına dikkat edilmelidir.



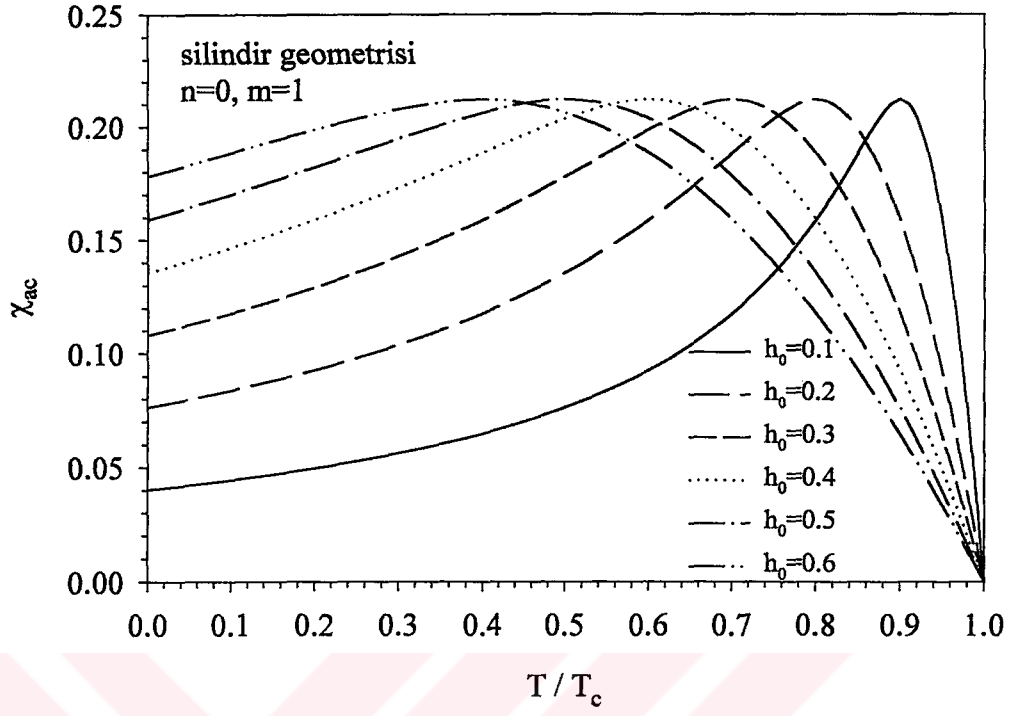
Şekil 2.25. $T=T^*$ için, sabit H_b DC alanında ve farklı h_0 genliklerinde, a) $H_b > h_0$, b) $H_b = h_0$ ve c) $H_b < h_0$ olası durumlarına ait histeresiz çevrimleri ile ilişkili $B = \mu_0 H$ profilleri



Şekil 2.26. $n=0.5, H_b/H_{*0}=0.2$ ve a) $m=1$, b) $m=2$ olan farklı iki sıcaklık bağımlılığı için, değişik h_0 büyüklüklerindeki χ_{ac} 'nin T/T_c ile değişimini göstermektedir



Şekil 2.27. Şekil 2.26'daki eğrilerden elde edilen, a) χ_{max} 'ın H_b/h_0 ile ve b) χ_{max} 'ın T/T_c ile değişimi



Şekil 2.28. $n=0$ (Bean yaklaşımı), $m=1$ ve tüm H_b değerleri için, $h_0/H^*_0=0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ ve 0.1 (soldan sağa pikler) olduğunda χ_{ac} ' nin T/T_c ile değişimi

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Meissner Akımını İçeren Kritik Hal Modeli Hesapları İle Deneysel Verilerin Karşılaştırılması

Şekil 3.1.a, A numunesinin bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer (VSM) yardımıyla, sıfır alan altında soğutma işlemi sonrasında 77 K'de gerçekleştirilen sabit sıcaklık magnetizasyon eğrilerini göstermektedir (Çelebi vd., 1999). Bu ölçümde önce alan sıfırdan 1.0 T'ya kadar artırılmış, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Bu noktadan sonra alanın işareti (yönü) değiştirilerek -1.0 T'ya kadar artırılıp, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Son olarak da kalınan noktadan alan yeniden 1.0 T değerine artırılarak magnetizasyon verilerinin kaydı gerçekleştirilmiştir. Bu eğri histeresiz zarfı olarak adlandırılır. Öncelikle başlangıç eğrisiyle dış zarf eğrisinin birleştiği anda uygulanan alanı, nüfuz (penetration) alanı olarak yani $\mu_0 H^* \approx 36$ mT belirlenmektedir. Bu numunede, H_a 'nın H^* 'dan büyük bir alan değerine artırırken ve bu değerden daha düşük değerlere azaltırken histeresiz eğrisinin diyamagnetik bölgede olduğuna dikkat edilmelidir. Bu davranış, $H_a \geq H^*$ magnetik alanlarında, bireysel tanelerin yüzeyi boyunca dolaşan I_M tarafından oluşturulan diyamagnetik momentin, her tanenin hacmi içinde dolaşan akı tutucu yönde indüklenmiş akımlar tarafından oluşturulan paramagnetik momentten daha büyük olmasından dolayı meydana gelmektedir. Bu noktada ideal I. tip ve II. tip süperiletkenlerde Meissner olayının kendisini iki yolla belli ettiğini hatırlatmak yararlı olur: (a) bir $H_a \leq H_{c2}(T)$ statik magnetik alanı altında, numuneyi süperiletken duruma soğutma işlemi sonucunda meydana gelen akı dışarlama ve (b) uygun bir $T < T_c(H_a)$ sıcaklığında uygulanan alan H_a 'nın $H_{c2}(T)$ 'den düşük bir alan değerine azaltıldığında gerçekleşen magnetik akı dışarlama. Burada $T_c(H_a)$, H_a magnetik alanında normal-süperiletken geçişi için kritik sıcaklıktır.

Şekil 3.1.a'da görülen, H_a 'nın H^* 'ın altına azaltıldığında diyamagnetiklikten paramagnetikliğe dik iniş üç faktöre atfedilebilir:

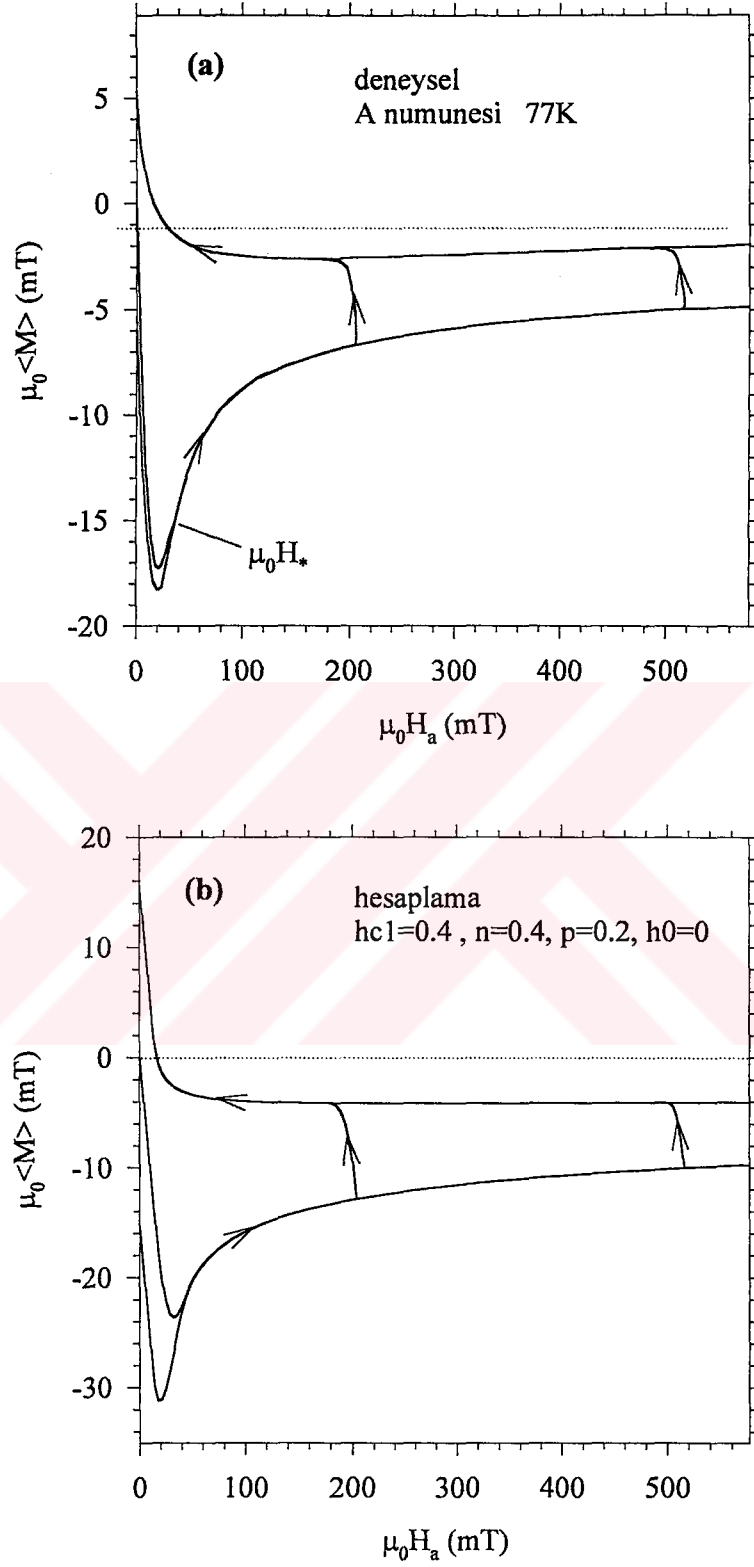
i) $0 < H_a < H_{c1}$ aralığında $I_M(H_a, T)$, dolayısıyla tanelerin diyamagnetik momentinin H_a ile birlikte lineer olarak azalması beklenir ve bu münasebetle akı tutucu yönde indüklenmiş akımlar tarafından oluşturulan paramagnetik moment kendini belli eder.

ii) düşük alan bölgesinde H 'nın azalmasıyla tane içi $J_c(H)$ dik bir şekilde artar ve

iii) taneler arası kritik akım düşük alan bölgesinde kısmen yeniden sağlanır.

Şekil 3.1.b deneysel eğrilere en iyi uyum yapan hesaplanan teorik magnetizasyon eğrilerini göstermektedir. Deneysel verilerle iyi uyum eğrileri teorik hesaplamada belirleyici olan parametrelerin değerlerini $H_{c1}=0.4H^*$ ($\mu_0H^*\approx 36$ mT; $\mu_0H_{c1}\approx 14.4$ mT), $n=0.4$, $p=0.2$ ve $H_0=0$ olarak bulunabilir .

H_a 'nın ilk uygulanması esnasında kalıcı veya tuzaklanan magnetizasyonun maksimum diyamagnetik tepkiye oranı, kritik hal hesaplamalarından elde edilen beklenen değerden daha küçüktür. Magnetizasyon değerlerindeki bu farklılıklar tanelerin hacimsel kesirleri ile doğrudan ilişkilidir. Ayrıca, taneli numuneler için magnetizasyon verilerinin analizinin karmaşık olduğu bilinmektedir. Taneler arası materyal (matrix) kesri, tanelerin büyüklüğü, şekli, yönelimi, numunenin ve tanelerin demagnetizasyon faktörleri, tane içinde ve taneler arasında akan akımların yöne bağlılığı, tane ve matriksin (akı) çivileme özellikleri, süperiletkenlik parametrelerinin hacimsel dağılımı magnetik verileri etkileyen başlıca faktörlerdir.



Şekil 3.1. a) A numunesinin 77 K'de ölçülen magnetizasyon histeresiz eğrileri. b) Kritik hal modeli ile hesaplanan, deneysel verilere en uygun teorik magnetizasyon eğrileri

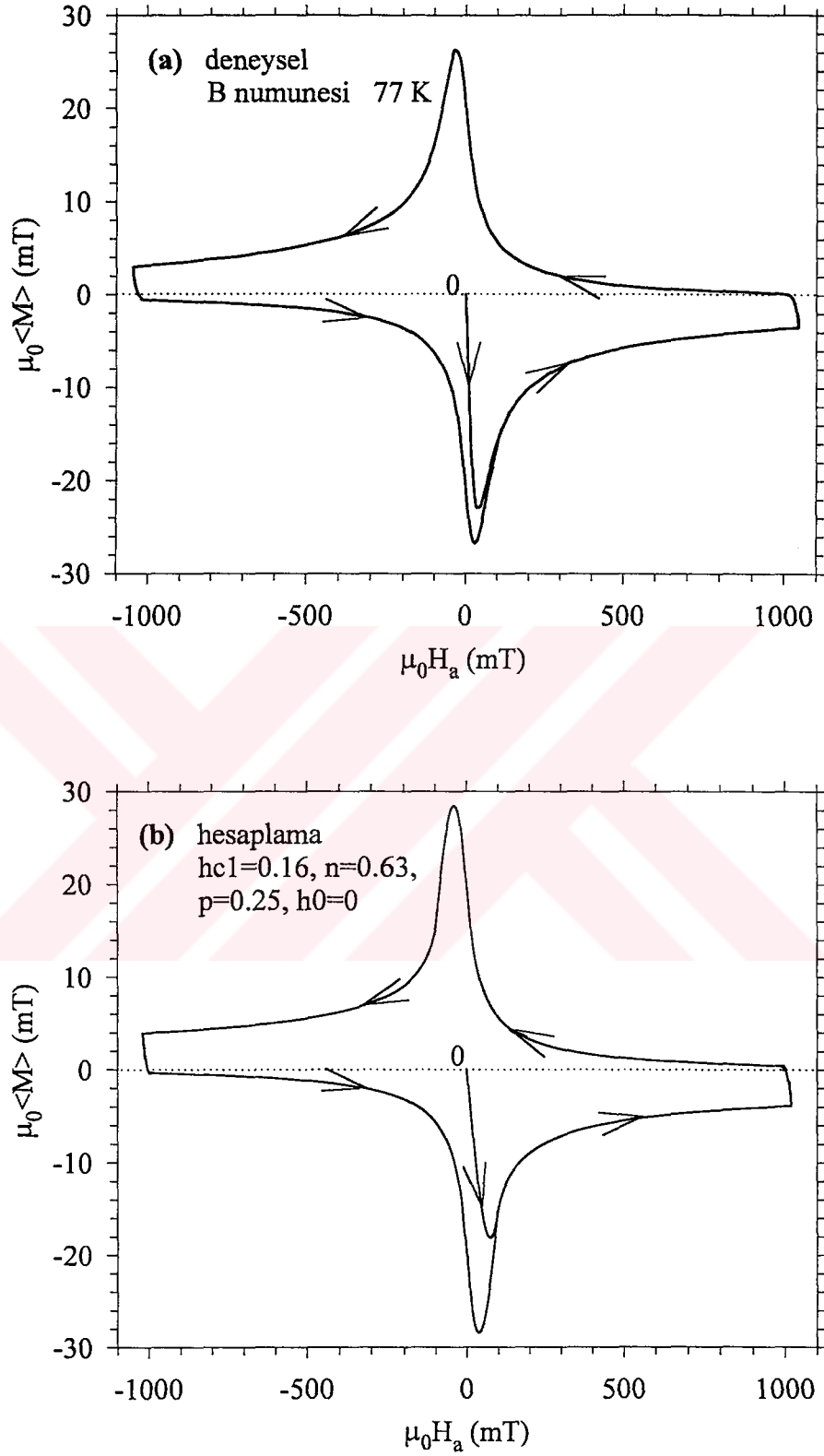
Şekil 3.2.a, B numunesinin bir Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer yardımıyla, sıfır alan altında soğutma işlemi sonrasında 77 K'de gerçekleştirilen sabit sıcaklık magnetizasyon eğrilerini göstermektedir (Çelebi vd., 2000). Bu ölçümde önce alan sıfırdan 1.02 T'ya kadar artırılmış, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Bu noktadan sonra alanın işareti (yönü) değiştirilerek -1.02 T'ya kadar artırılıp, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Daha sonra alan yeniden 1.02 T değerine artırılarak magnetizasyon verilerinin kaydı gerçekleştirilmiştir. Alansız soğutma işleminden (ZFC) hemen sonraki başlangıç eğrisiyle dış zarf eğrisinin birleştiği yerden $\mu_0 H_* \approx 90$ mT olarak belirliyoruz. Bu numune için deneysel verilerle en iyi uyuma $H_{c1} = 0.16 H_*$ ($\mu_0 H_* \approx 90$ mT; $\mu_0 H_{c1} \approx 14.4$ mT), $n = 0.63$, $p = 0.25$ ve $H_0 = 0$ değerleri için elde edilir (Şekil 3.2.b).

$$\text{Şekil 3.3.a ve b, } I_b = \frac{|M_{\uparrow} - M_{\downarrow}|}{2g} \text{ ve } I_M = \frac{|M_{\uparrow} + M_{\downarrow}|}{2} \text{ denklemleri (denklem 2.30}$$

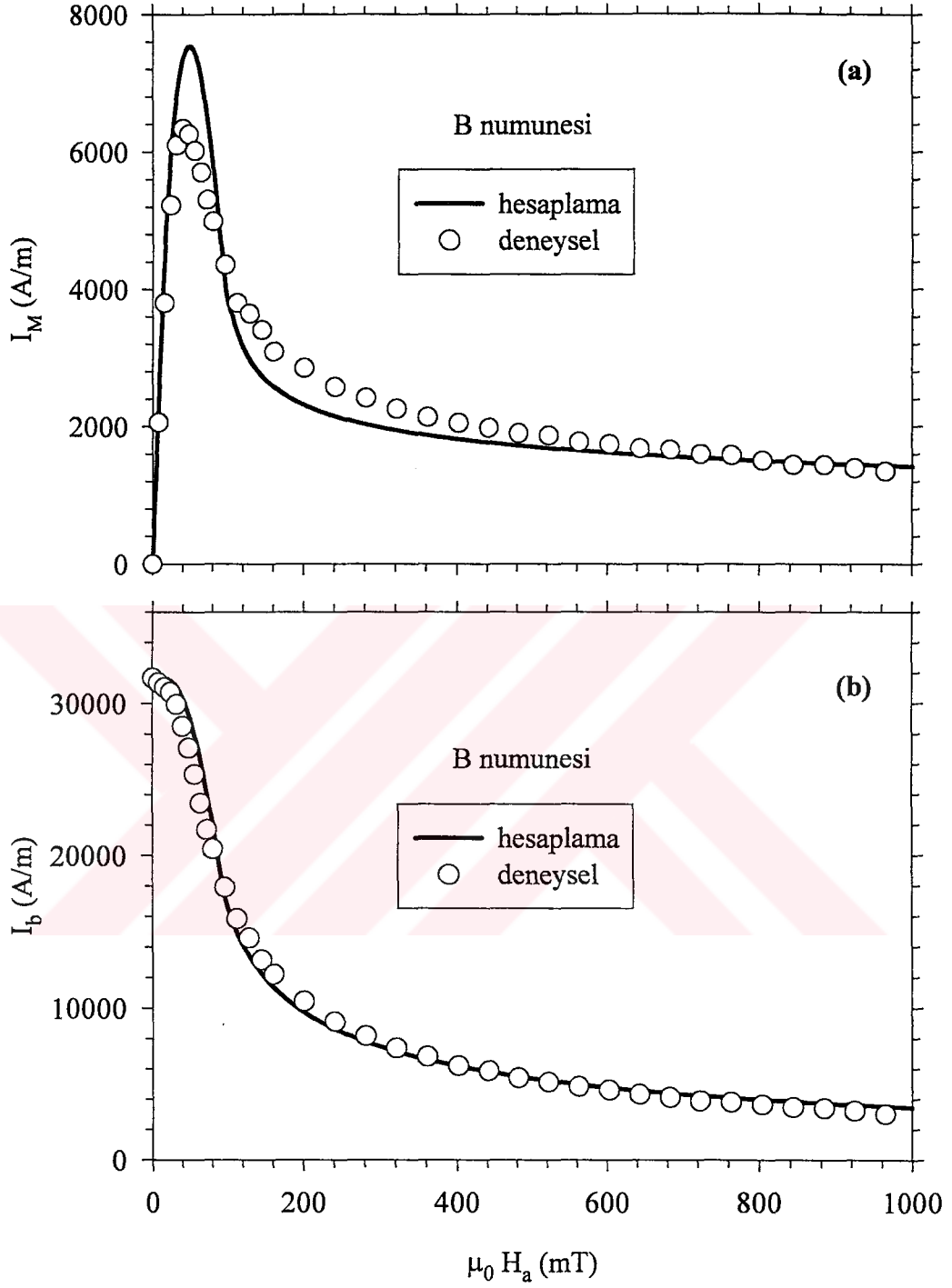
ve 2.31) kullanılarak Şekil 3.2'den elde edilen deneysel ve hesaplanmış Meissner akımı I_M ve bulk kritik akımı I_b 'yi göstermektedir.

$$\text{Şekil 3.4, } I_b = \langle J_c \rangle X \text{ denklemi (denklem 2.23.a) ve } I_b = \frac{|M_{\uparrow} - M_{\downarrow}|}{2g} \text{ (denklem}$$

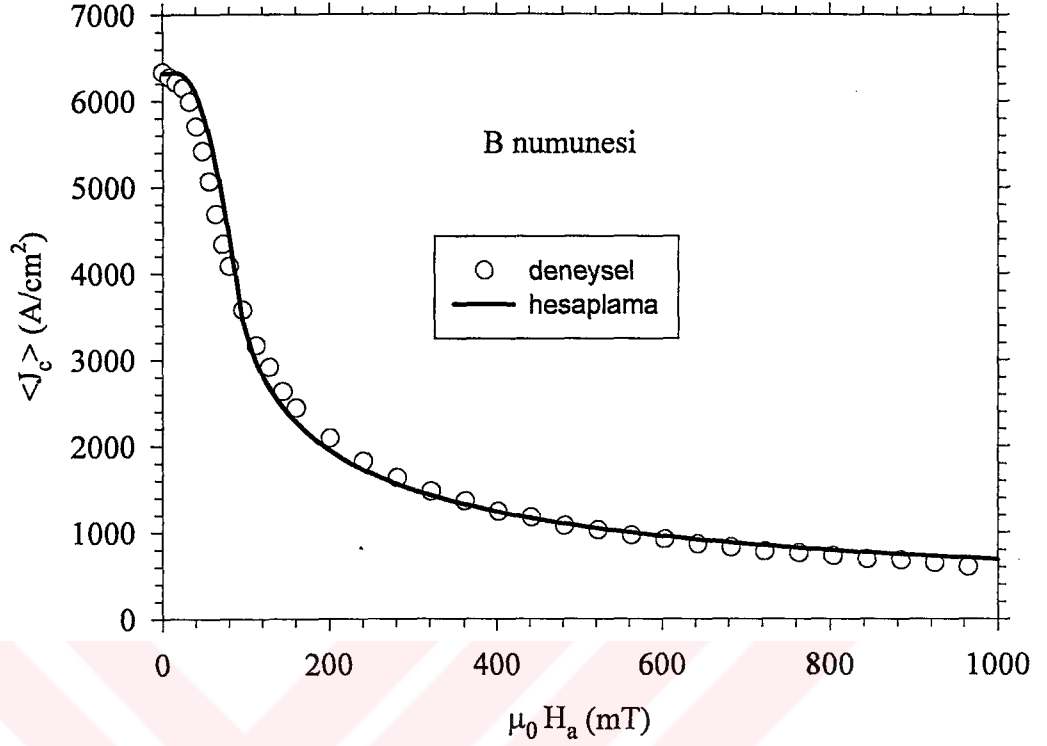
2.30) kullanılarak elde edilen ortalama kritik akım yoğunluğu $\langle J_c \rangle$ 'nin magnetik alan bağıllığını göstermektedir.



Şekil 3.2. a) B (FQMG YBCO) numunesinin 77 K'de ölçülen magnetizasyon histeresiz eğrisi. b) Kritik hal modeli ile hesaplanan, deneysel verilere en uygun teorik magnetizasyon eğrisi

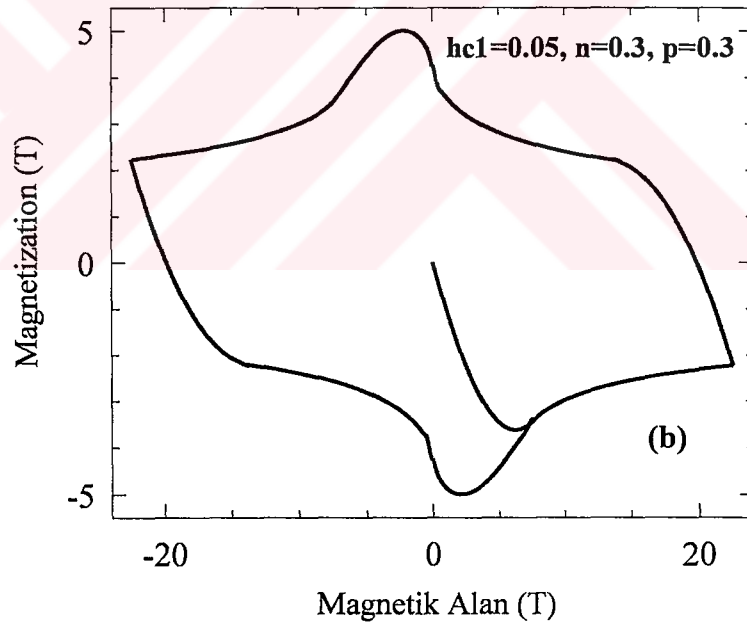
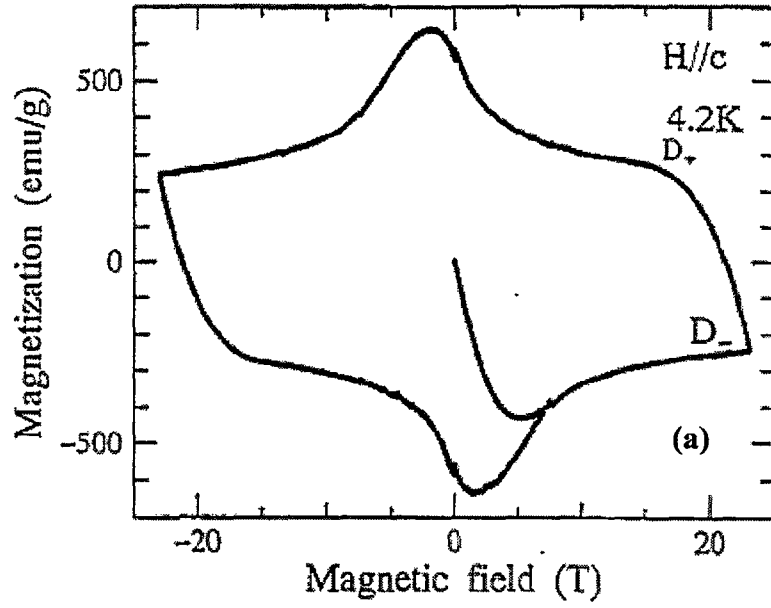


Şekil 3.3. Şekil 3.2'den elde edilen deneysel ve hesaplanmış a) Meissner akımı I_M ve b) bulk kritik akımı I_b 'nin alan bağılılığı. İçi boş daireler deneysel verileri ve katı çizgiler teorik verileri göstermektedir



Şekil 3.4. B numunesi için, deneysel ve teorik magnetizasyon eğrilerinden elde edilen kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı

Hesaplamalarda kullanılan modelleme denklemleri, literatürde yayınlanan II.tip süperiletkenler için magnetizasyon eğrilerine uyum yapabilecek genelliktedir. Yapılacak işlem, deneysel magnetizasyon eğrisinde gözlenen nüfuz alanı H^* ı belirlemek ve ve daha sonra alan bağıllığını ifade eden n değerini birkaç farklı değer kullanarak denemektir. Eğer magnetizasyon eğrisi yüzeyde dolaşan Meissner akımının etkisini içeren görünümdeyse, daha önce belirtildiği gibi alt kritik alan H_{c1} ve Meissner akımının alan bağıllığını ifade eden p değerini değiştirerek, deneysel ve teorik eğrilerin en iyi uyum sağladığı parametreler belirlenebilmektedir. Örnek olarak, Han vd.'nin (1997) yayınladığı deneysel veriye uyum eğrileri hesaplanmıştır ve Şekil 3.5'te verilmektedir (Öztürk vd., 2001).



Şekil 3.5. a) Han vd.'nin (1997) QMG yöntemi ile hazırlanmış $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ numunesinin Titreşen Örnek Magnetizasyonölçer kullanılarak 4.2 K'de 23 T'ya kadar alan uygulayarak ölçülen magnetizasyon eğrisini göstermektedir. b) (a)'daki numune için teorik hesaplamalarla elde edilen en uygun teorik eğriyi göstermektedir

3.2. Kritik Akım Yoğunluğu Ölçümleri

C1 ve C2 numunelerin 77 K' de değişik alanlarda akım-voltaj karakteristikleri elde edildi (Öztürk vd., 2002). Şekil 3.6'da her iki numune için farklı alanlarda E-J (veya V-I) karakteristiği verilmektedir. C2 numunesinin iletim kritik akım yoğunluğu ($\sim 45 \text{ A/cm}^2$), C1 numunesi ($\sim 5 \text{ A/cm}^2$) ile karşılaştırıldığında önemli ölçüde artmıştır. Alan arttıkça, β akı sürüklenme parametresinin azaldığı görülmektedir. Genel Bilgiler bölümünde "E-J Karakteristiği" adlı kısımda bahsedildiği gibi magnetik alan arttıkça çivileme şiddeti azalacağından sürüklenme parametresinin β , alan arttıkça azalacağı öngörülmektedir. Yani, Şekil 3.6'da verilen deneysel veriler teorik öngörüler ile uyum içindedir. (1.28) eşitliği, yani

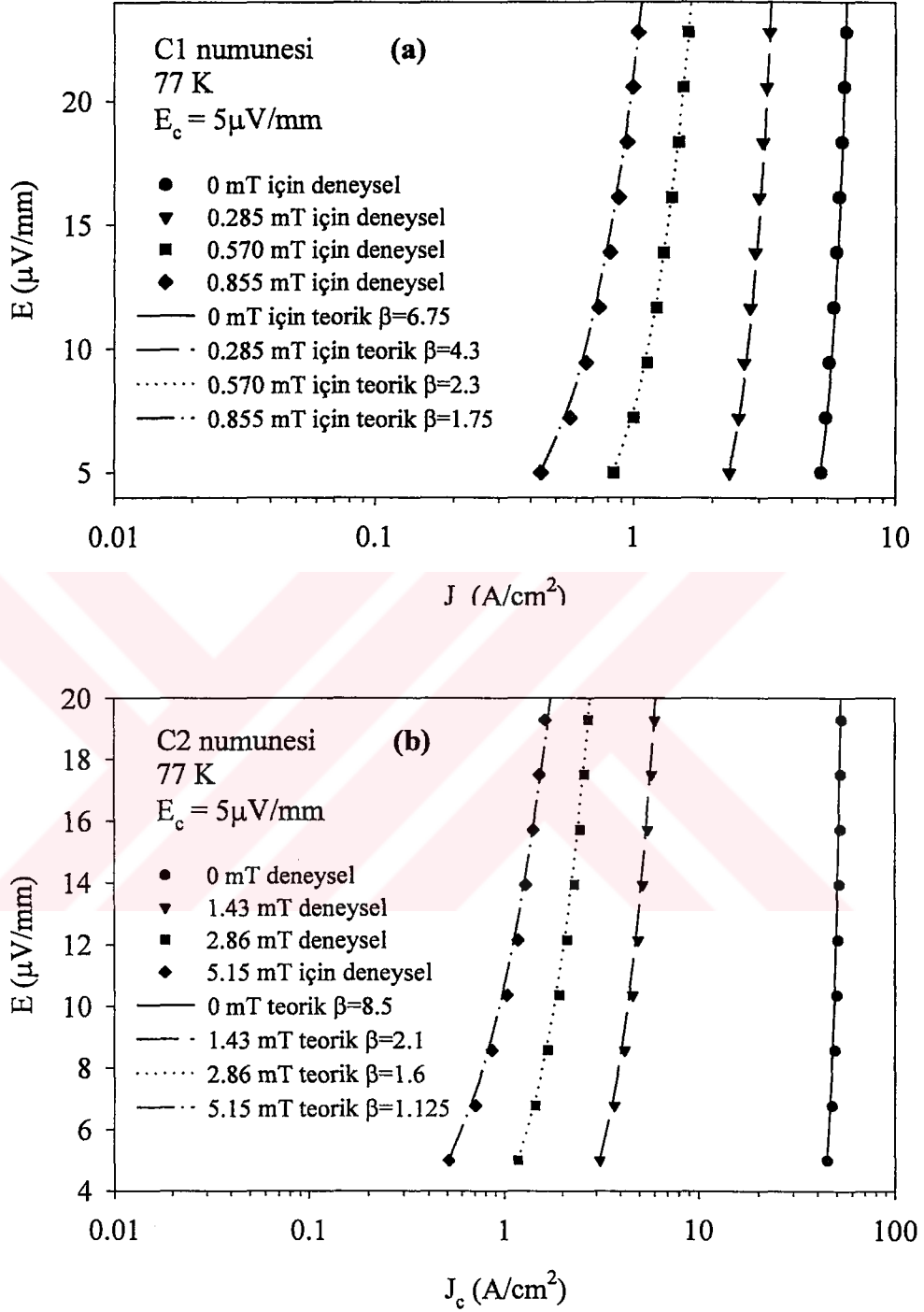
$$E = E_c (J/J_c)^\beta$$

gereğince çizdirilen en iyi uyum eğrilerinden akı sürüklenme (flux creep) parametresi, β belirlenerek Şekil 3.6'da verilmektedir. Alanın uygulanmadığı durumda C2 numunesi için β parametresi (8.5), C1 numunesinin β parametresinden (6.75) daha büyüktür. Yine "E-J Karakteristiği" adlı kısımda verildiği gibi E-J eğrileri akı sürüklenmesi ile yakından ilişkilidir. Büyük akı sürüklenmesi etkin çivileme merkezi sayısının az olduğunu söyler. Küçük β değerleri etkin çivileme merkezlerinin sayısının az olması ile açıklanabilir (Kumakura vd., 1999). Böylece, akı sürüklenmesi ne kadar büyükse β değeri o kadar küçük olacaktır. Buradan C2 numunesinde C1 numunesine göre akı sürüklenmesinin küçük olduğunu ve dolayısıyla daha fazla etkin çivileme (pinning) merkezlerine sahip olduğunu söylenebilir. Şekil 3.7'de her iki numune için elde edilen β değerlerinin uygulanan alan ile değişimi verilmektedir. Uygulanan alan arttıkça, literatürle uyumlu şekilde (Kumakura vd., 1999; Yamasaki ve Mawatari, 2000), β 'nın azaldığı görülmektedir.

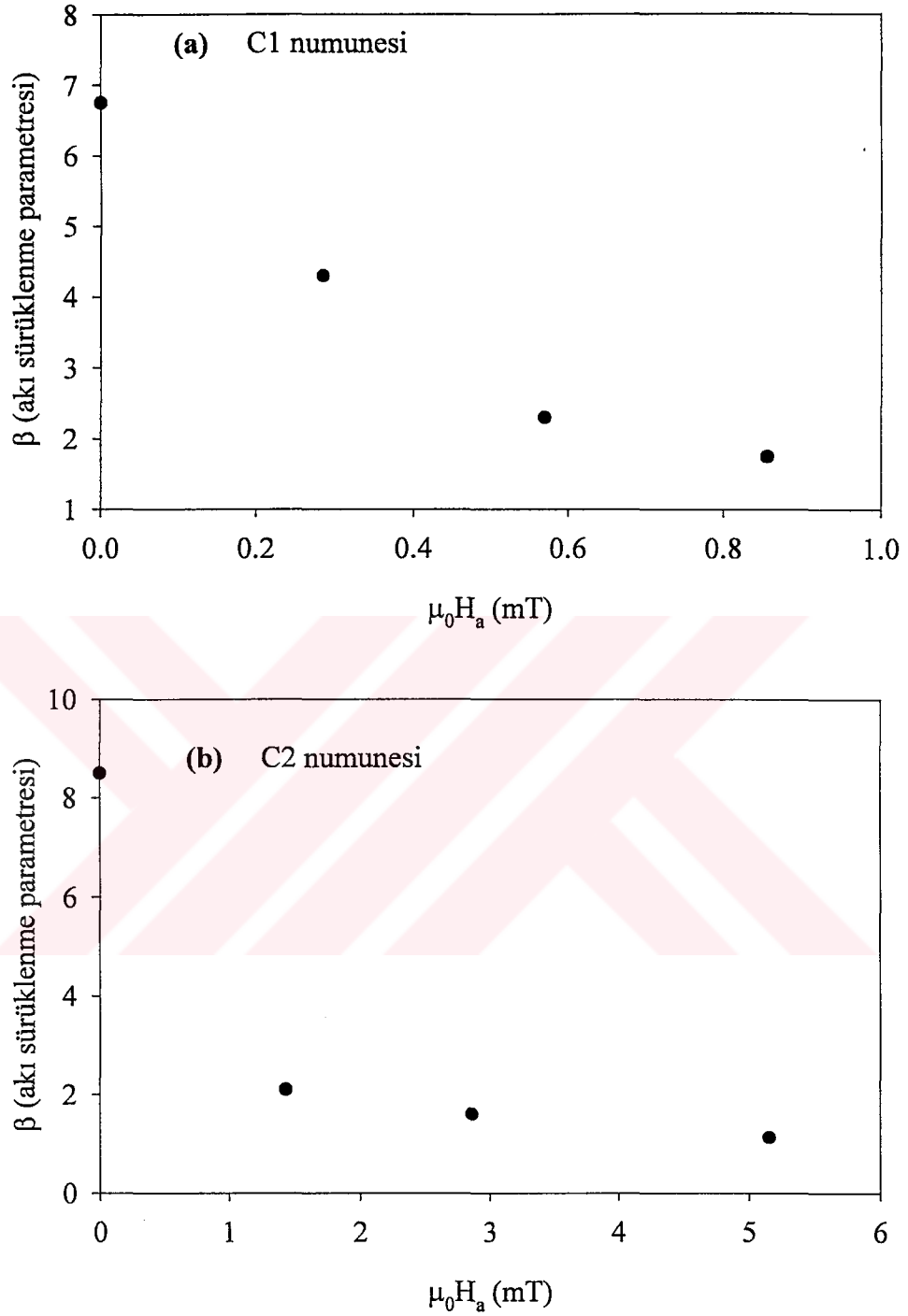
Evetts ve Glowacki (1988), sinterlenmiş YBCO süperiletkeninde kritik akımının histeretik davranış gösterdiğini gözlemlediler ve bu davranışın, tanelerdeki tuzaklanan magnetik akının, numune içindeki etkin alanı artırıcı ve azaltıcı katkısından ileri geldiğine atfettiler. Bunlardan önce ve günümüze kadar, hem Y-Ba-Cu-O (McHenry vd., 1989; Willis vd., 1989; Jones vd., 1992; Müller ve Matthews, 1992; Altshuler vd., 1993; Dai vd., 1990; Tsukamoto vd., 1992; Yang vd., 1990; Batista-Leyva vd., 2000), hem Bi-Pb-Sr-Ca-

Cu-O (Muné vd., 1994; Muné ve López, 1996; Warmont ve Jones, 2001), hem de Tl-temelli (1223) (List vd., 1997) süperiletkenlerde gözlenen kritik akım histeresizi literatürde yayımlanmıştır. Bazı araştırmacılar seramik taneli (granular) süperiletkenlerde gözlenen bu kritik akımın magnetik histeresizini açıklayan modeller ortaya koydular (Müller ve Matthews, 1992; Altshuler vd., 1993; Muné vd., 1996; List vd., 1997). Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin taneli yapıda olması, çeşitli fiziksel özellikler ile ilgili sonuçların nicel analizinde büyük zorluklara neden olmaktadır. Bu yüzden, kritik akım histeresizi ile ilgili şu anda geçerli olan modelleri destekleyen veya yeni ve düzeltilmiş modelleri oluşturacak yeni gözlemlerin yayımlanmasına her zaman ihtiyaç duyulmaktadır.

Numunelerin kritik akım yoğunluğu ölçümlerinde magnetik alan iki farklı işlem ile uygulanarak, seçilen alanda kritik akım ölçümleri gerçekleştirildi. Bunlardan biri alan yokken numunenin soğutulduğu ZFC işlemidir. ZFCV ile gösterilen veriler, ZFC işleminden sonra adım adım magnetik alan uygulanması esnasındaki ölçümlere karşılık gelmektedir. ZFCD ise, maksimum bir alandan sonra alanın adım adım azaltıldığı durumdaki ölçümleri temsil etmektedir. Diğer işlem ise seçilen dış bir magnetik alanın varlığında, numunenin soğutulduğu FC işlemidir. FCD ise, seçilen bu maksimum alandan sonra alanın adım adım azaltıldığı durumdaki ölçümleri temsil etmektedir.



Şekil 3.6. Değişik alanlarda, a) C1 (YBCO) ve b) C2 (ağırlıkça %1 ZnO ilaveli YBCO) numunelerine ait E - J_c grafiği. Her alan değeri için deneysel verilere en iyi uyum sağlayan teorik eğriler çizdirilerek β akı sürüklenme (flux creep) parametresi belirlenmiştir



Şekil 3.7. a) C1 ve b) C2 numunesi için Şekil 3.4'te elde edilen β akı sürüklenme parametresinin uygulanan alan ile değişimi. Uygulanan alan arttıkça β 'nın azaldığına dikkat edilmelidir

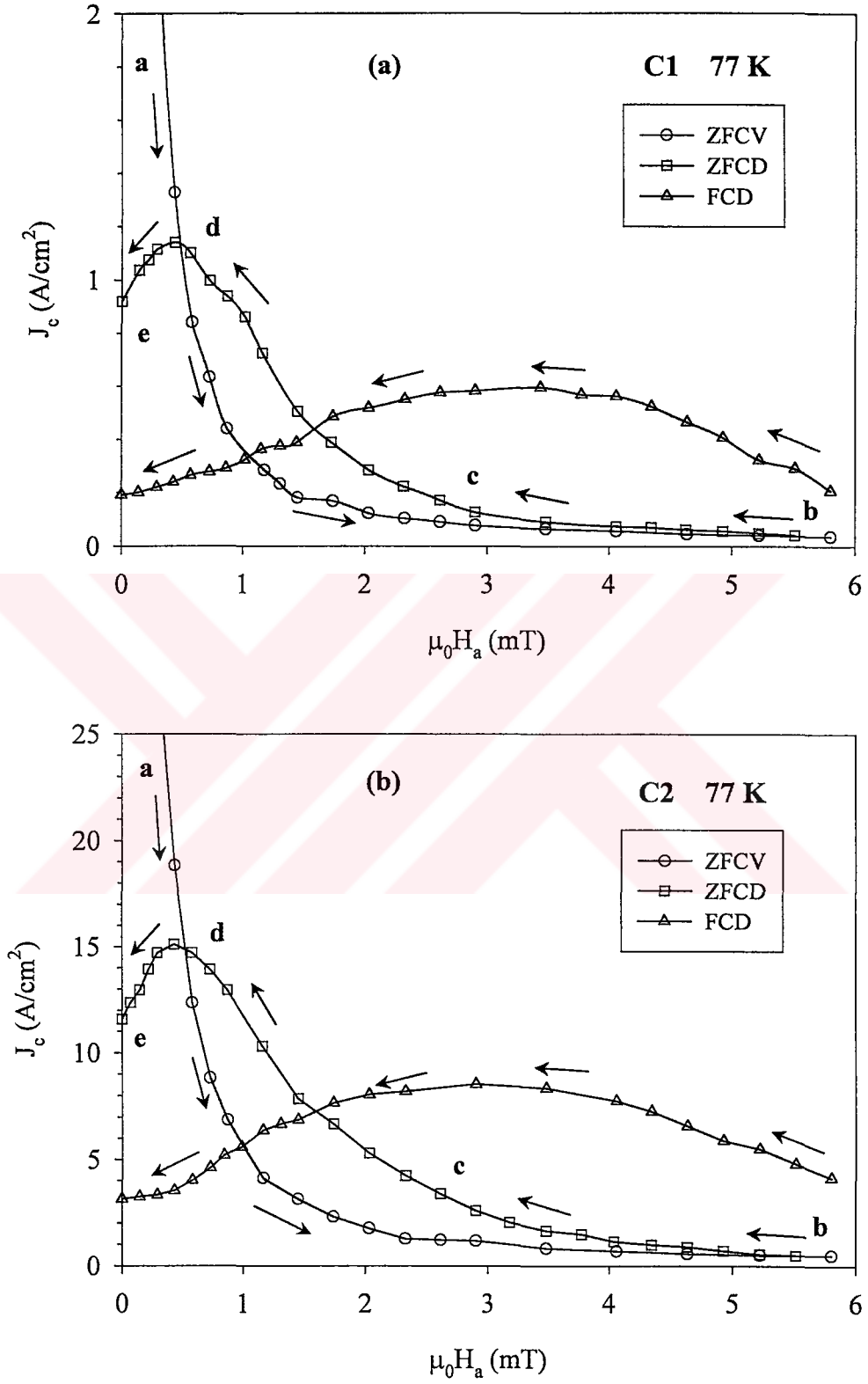
C1 ve C2 numuneleri için, kritik akım yoğunluğunun, magnetik alanın geçmişine bağlılığı Şekil 3.8’de gösterilmiştir (Öztürk vd., 2002). Şekil 3.9 ise birlikte incelemek ve karşılaştırma yapmak amacıyla verilmiştir (Evetts ve Glowacki, 1988). Sıfır alan kritik akımı, bir magnetik alanın uygulanmasından sonra azalmaktadır. Taneli yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, kritik iletim akımının, numunenin magnetik geçmişine bağlılığı mıknatıslanmış tanelerin dönüş alanı $H_g(r)$ ile ilgilidir. Uygulanan alan H_a arttığında, diyamagnetik olarak mıknatıslanmış tanelerin dönüş alanının, H_a ’ya yardım etmesi, azaldığında ise paramagnetik olarak mıknatıslanmış tanelerin dönüş alanının H_a ’ya karşı koyması beklenir. Şekil 3.9, tanelerdeki akı tuzaklanması ve farklı magnetik geçmiş için magnetik süperpozisyonu şematik olarak göstermektedir. Şekil 3.8 ile 3.9’u, birlikte incelemek amacıyla, Şekil 3.8’de ZFCV ve ZFCD eğrisinde a, b, c, d ve e gibi harfler kullanılmıştır. Dolayısıyla, kritik iletim akım veya taneler arası akım $J_{cm}(r)$ daha büyük veya daha küçük bir toplam alan içinden akar. Yani kritik hal çerçevesinde

$$J_{cm}(r) = \alpha / |H_0 + H_a \pm H_g(r)|^n \quad (3.1)$$

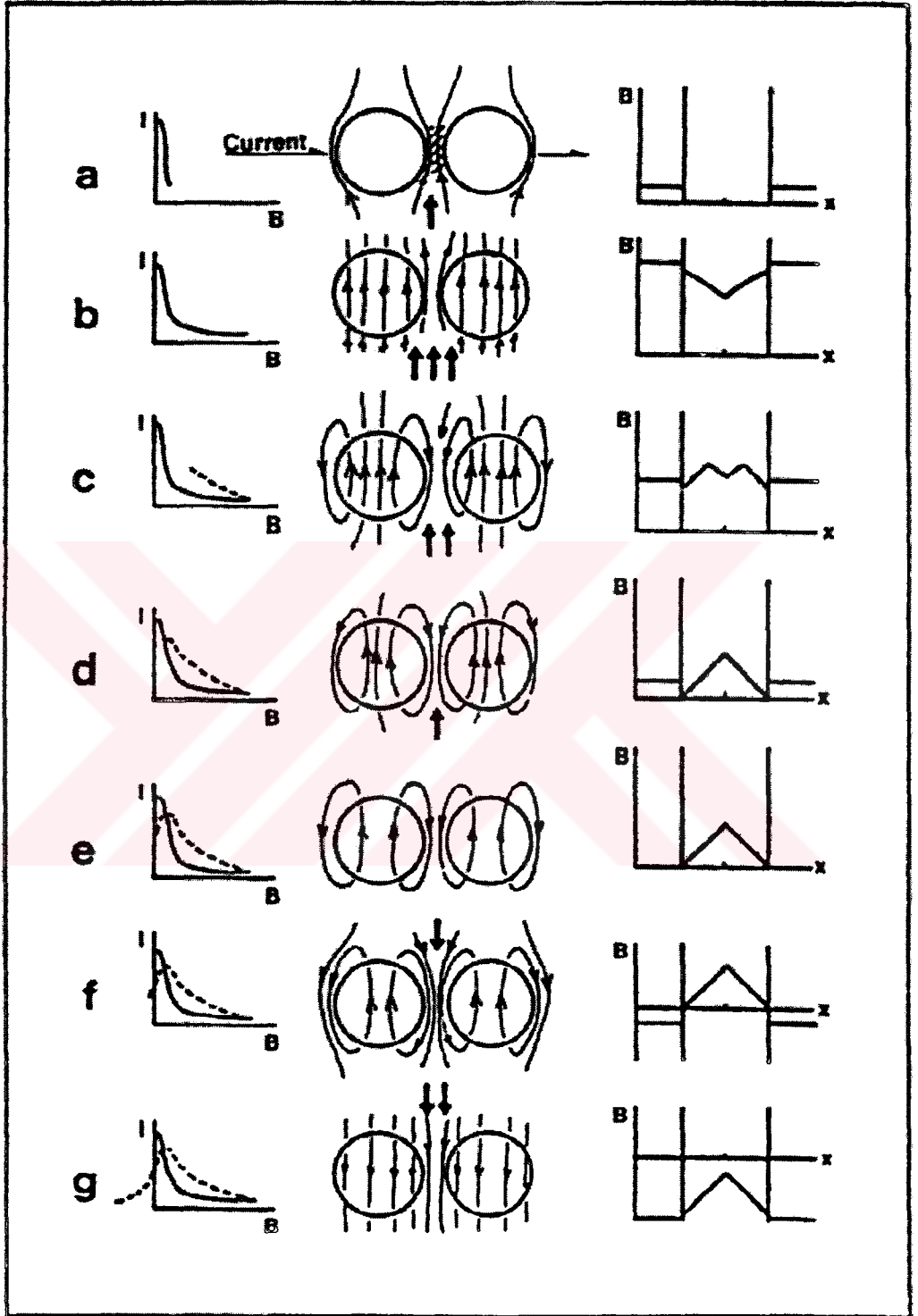
olur. Burada α numuneyi karakterize eden sıcaklığa bağlı çivileme parametresi, H_0 bir sabit, n , taneler arası kritik akım yoğunluğu J_{cm} ’nin, magnetik alana bağlılığını temsil eden bir sabittir ve pozitif işaret H_a artarken, negatif işaret ise H_a azalırken uygulanır. H_a ’nın büyük bir değerden azaltıldığı durumda, sinterlenmiş taneli malzemenin bireysel taneleri, akı tutucu yönde dolaşan akımlar ile doymuş hale gelir. Böylece her bir tane bir μ manyetik momenti kazanır ve H_a boyunca mıknatıslanmış küçük bir mıknatıs haline gelir. Dolayısıyla, kritik iletim akımı, taneler arasındaki toplam yerel alan üzerindeki tanelerin mıknatıslanmasının etkisi nedeniyle, magnetik geçmişe bağlıdır. Uygulanan alan, taneler için alt kritik alan H_{c1g} ’den küçük olursa, tersinir bir J_c - H_a eğrisi beklenir. Tanelere alan nüfuzu gerçekleşir gerçekleşmez tersinirlik kaybolur.

Şekil 3.8’den görülebileceği gibi, $B=5.8$ mT’deki FC işlemi için J_c , ZFC işleminden sonra uygulanan aynı alandaki J_c ’den daha büyüktür (Şekil 3.8’de (b) durumu). Yani FCD işlemindeki J_c , ZFCV işleminden daha büyüktür. Şekil 3.8’de (c) durumunda, alan altında soğutma ve ardından alanı azaltma durumunda (FCD) taneler, ZFCD durumunda olandan daha büyük bir şekilde paramagnetik olarak mıknatıslanır, yani $H_g(r)$ daha büyük demektir. Bu durumda H_a azaldığından ve bu yüzden kritik akım yoğunluğu ifadesinin paydasındaki $H_g(r)$ önündeki işaret – alınacağından FCD durumunda

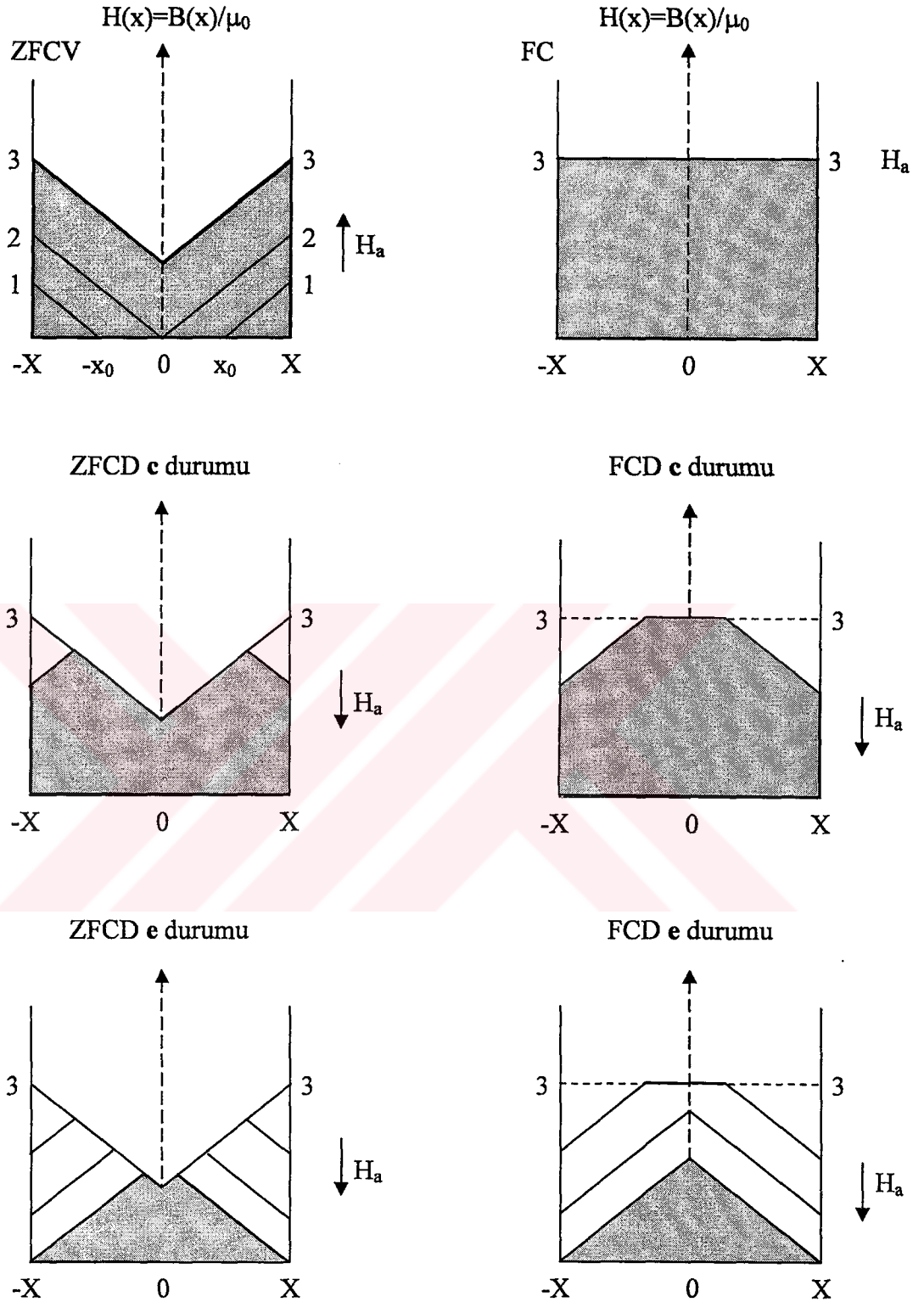
payda küçülecek ve J_{cm} daha büyük olacaktır (Şekil 3.10). Şekil 3.8'de (e) durumunda, alan altında soğutma ve alanı sifira azaltma durumunda (FCD, $B=0$ 'da) taneler, $B=0$ 'da ZFCD durumunda olandan daha büyük bir şekilde paramagnetik olarak mıknatıslanır, yani $H_g(r)$ yine daha büyük demektir. Fakat bu durumda H_a sıfır olduğundan ve FCD durumunda $H_g(r)$ büyük olduğundan payda büyük olacak ve bunun bir sonucu olarak, $B=0$ 'daki FCD işlemi için olan J_c , ZFCD işlemi için olan J_c 'den daha küçük olacaktır (Şekil 3.10). Aynı zamanda bu nicelik, maksimum uygulanan alan veya FC işlemindeki uygulanan alan arttıkça da azalır. Tahmin edildiği gibi, ZFCD işleminin piki, FCD işleminin pikinden daha düşük bir alan basamağında yer alır. Bu iki pikin aralığı, sıcaklığa, tane içi kritik akım yoğunluğuna, boyuta ve aynı zamanda tanelerin geometrisine bağlıdır (Yang vd., 1990). Sıcaklık arttıkça tane içi kritik akım yoğunluğu azalır, bu yüzden tanelerin paramagnetik momentlerindeki azalış nedeniyle her iki pik düşük alan bölgesine kayar. Ayrıntılı tartışmalar (McHenry vd., 1989; Altshuler vd., 1993; Yang vd., 1990; List vd., 1997) ve bizim elde ettiğimiz sonuçlara benzer deneysel sonuçlar (McHenry vd., 1989; Yang vd., 1990) kaynaklarında bulunabilir.



Şekil 3.8. a) C1 ve b) C2 numunesinin kritik akım yoğunluğunun uygulanan alan ile değişimi



Şekil 3.9. $YBa_2Cu_3O_7$ tanelerinde akı tuzaklanması ve magnetik süperpozisyonun şematik gösterimi. Bir çember bir taneyi temsil etmektedir. Transport akım soldan sağa doğru akar ve gölgeli alan bir zayıf bağlantıyı (weak link), kalın oklar ise uygulanan dış alan şiddetini göstermektedir (Evetts ve Glowacki, 1988).



Şekil 3.10. Alan altında soğutmada ve alanı sıfıra azaltma durumunda (FCD, $B=0$ 'da) taneler, $B=0$ 'da ZFCD durumunda olandan daha büyük bir şekilde paramagnetik olarak mıknatıslanır. Bu da $B=0$ 'da FCD işlemine ait J_{cm} 'nin ZFCD işlemine ait olandan daha küçük olması anlamına gelir (Öztürk vd., 2002).

3.3. AC Kayıp Vadisi Hesaplamaları İle Deneysel Verilerin Karşılaştırılması

AC alınganlık tekniği, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin hem karakterizasyonu hem de girdap dinamiği çalışmalarında kullanılmaktadır. AC alınganlığın gerçel kısmı numunenin perdeleme özelliğini yansıtırken, sanal kısmı AC histeresiz kayıplarının doğrudan bir ölçümüdür:

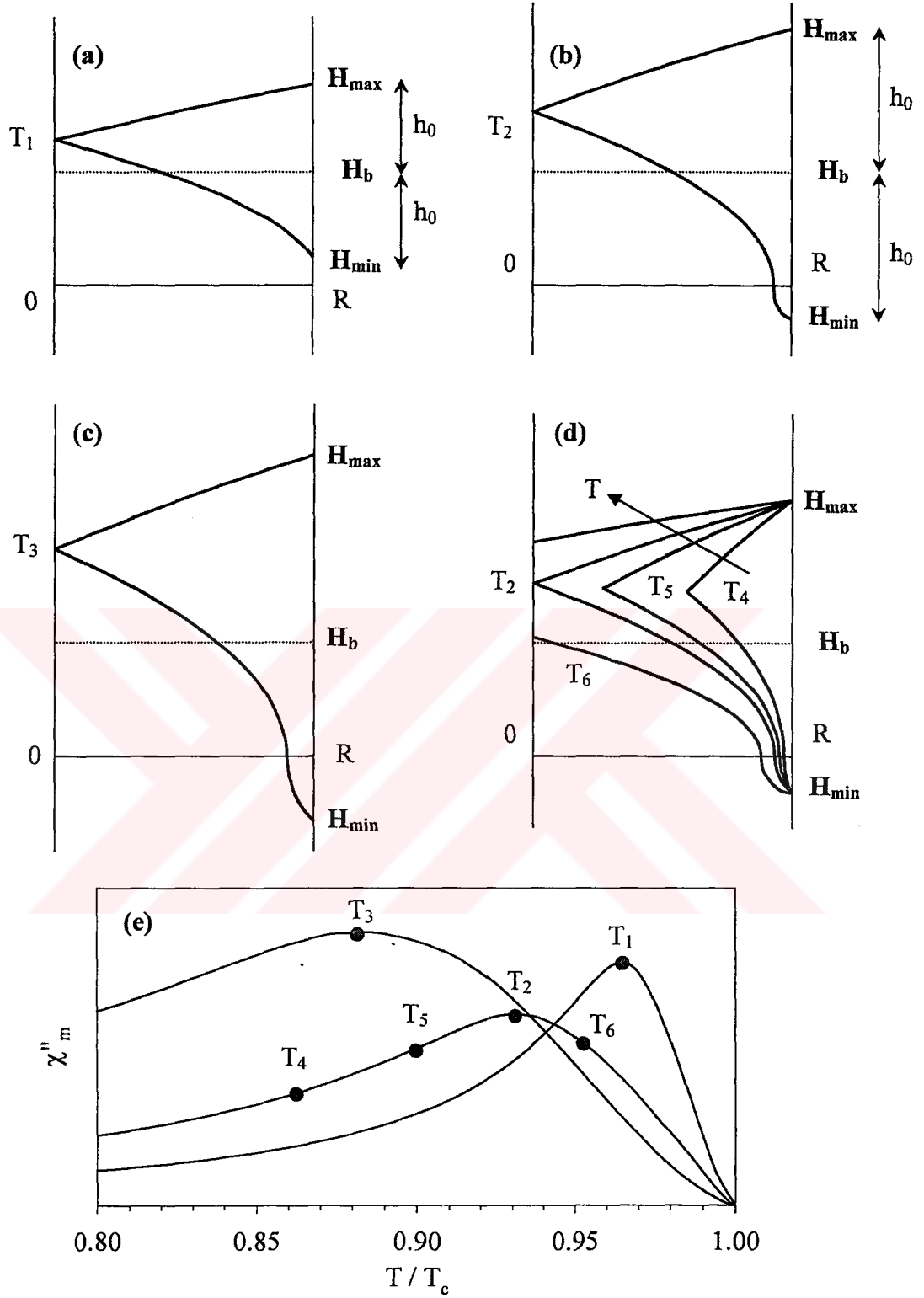
$$\chi'' = A_H / \mu_0 \pi H_{ac}^2 \quad (3.2)$$

Burada A_H , B' 'ye karşı H düzleminde histeresiz eğrisi tarafından çevrelenen alandır. DC alan ilaveli bir AC alanda kayıp teorisi Clem (1979) tarafından ayrıntılı şekilde çalışıldı. Kritik hal modelleri (KHM), $\chi''(T, H_{ac}, H_{dc})$ 'nü analiz etmede başarılı oldular. Yani AC alınganlığın; sıcaklığın, AC magnetik alanın ve DC alanın fonksiyonu olarak ölçümünden elde edilen sonuçları, KHM kullanarak yapılan hesaplamalar oldukça başarılı bir şekilde izah etmektedir.

AC alan ile DC alanın birlikte birbirine paralel olarak uygulandığı durumlarda AC alınganlık ölçümleri, çeşitli yüksek sıcaklık süperiletkenleri için literatürde yayımlanmıştır (Ishida ve Goldfarb, 1990; Sun vd., 1995; Lee ve Kao, 1995). Vuong (1996), Gjolmesli ve Fossheim'in (1994) seramik YBCO numunesinde gözledikleri ve Bean ve Kim KHM'ni kullanarak açıkladıkları iki-pik etkisini geliştirilmiş kritik hal modeli (GKHM) ile açıkladı ve teorik $\chi''(T)$ eğrilerini hesapladı. DC alan ve AC alan genliğinin eşit olduğu durum için iki pikin üst üste geldiğine gösterdi. Fakat maksimumların bir çukurdan geçtiğine işaret etmedi. Qin ve Yao (1996) sabit AC alanında değişen DC alanı için teorik alınganlık hesaplamaları yayımladılar. Qin ve Yao (1996) aynı çalışmada, sabit DC alanında değişen AC alanı için de bazı teorik hesaplamalar verdiler. Fakat, sanal kısmın maksimumlarının bir çukurdan geçmesi için gerekli AC alan genlikleri için eğrileri çizdirmediler ve bu tez çalışmasındaki deneysel ölçümlerde gözlenen AC kayıp çukuruna dikkat çekmemişlerdir. LeBlanc ve LeBlanc (1992), modelleme hesapları ile slab geometrisi için, sabit h_0 genlikli bir AC alan ve değişen bir H_b DC alanının varlığında χ_{ac} 'nin T 'ye göre değişimi eğrilerini elde ettiler. $n \neq 0$ için, χ_{max} değerlerinin, H_b alanının etkisi ile bir çukurdan geçtiğini gösterdiler. Bu tez çalışmasında, benzer hesaplamalar farklı olarak silindirik geometrisi için gerçekleştirildi. Ancak bilgilerimize göre, DC alanın sabit olduğu ve AC alanın değiştiği

durumda, AC alınganlığın bu tez çalışmasındaki gibi bir davranış gösteren ne deneysel ne de teorik bir çalışma yayımlanmamıştır. Dolayısı ile bu çalışmada sunulan hem deneysel hem de teorik çalışma literatüre yeni bir katkı sağlamaktadır.

Şekil 3.11.a,b,c, DC alan H_p 'nin sabit olduğu, AC alan genliği h_0 'ın değiştiği durumlarda T^* sıcaklığında (akı çizgilerinin numunenin merkezine ulaştığı sıcaklık) akı yoğunluğu profilini şematik olarak göstermektedir. Şekil 3.11.d, (b) durumu için akı yoğunluğu profilinin T ile gelişimini göstermektedir. T^* 'dan düşük sıcaklıklarda ($T < T^*$) akı yoğunluğu profilinin eğiminin dik ve T^* 'dan büyük ($T > T^*$) sıcaklıklarda ise yatık olduğuna dikkat edilmelidir. Bu, Maxwell denkleminde kullanılan kritik akım yoğunluğunun, düşük sıcaklıklarda büyük ve yüksek sıcaklıklarda küçük olması gerçeği ile uyum içindedir. Şekil 3.11.e, alınganlığın sanal kısmında şekillerdeki sıcaklıklara karşılık gelen yerleri temsili olarak göstermektedir. Sabit bir DC alanın varlığında farklı AC alanlar uygulanarak yapılan alınganlık ölçümlerinde, maksimumların AC alana göre çizimi bir çukur verecek şekilde ilginç sonuçlar ortaya koymaktadır. Bunun nedeninin, kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı olduğunu düşünülerek yapılan teorik hesaplamalar deneysel verilere oldukça iyi uyum sağlamaktadır. Şekil 3.11.a,b,c,d' de verilen akı yoğunluğu profillerinin, sıcaklığa, AC alana ve DC alana bağlı olarak farklı desenler verdiğine dikkat edilmelidir.



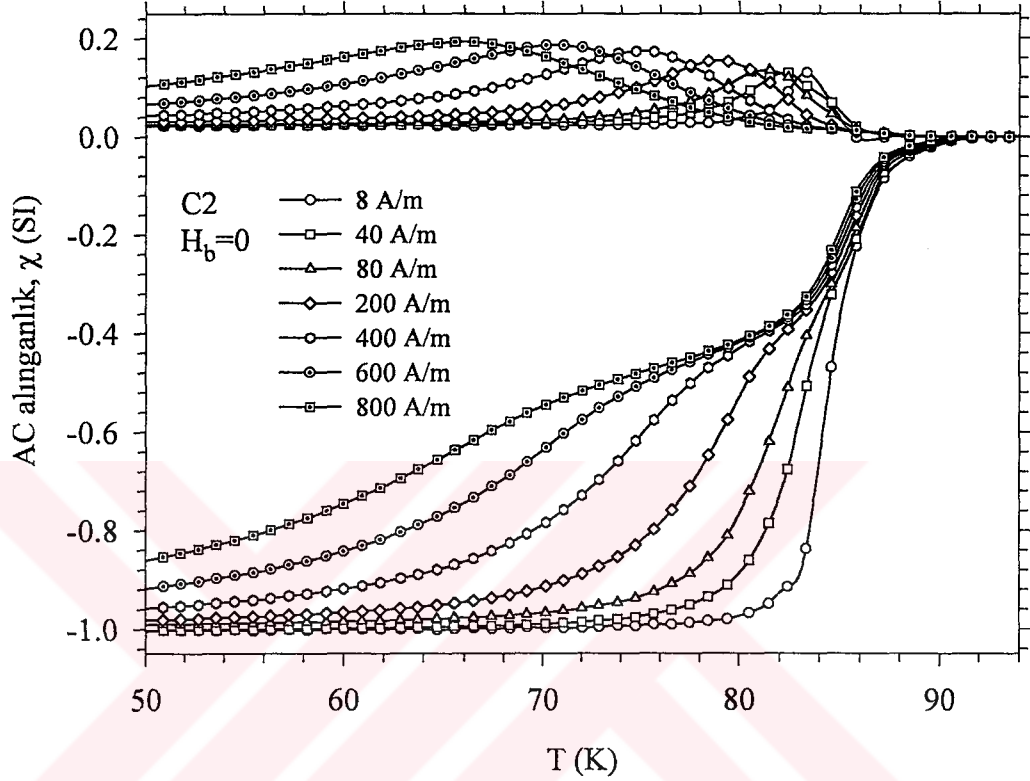
Şekil 3.11. a, b, c) T^* sıcaklığında sabit H_b alanı ve farklı h_0 genliklerindeki histeresiz çevrimleriyle ilişkili $B=\mu_0H$ profillerinin şematik gösterimi, d) (b)'deki durum için, $B=\mu_0H$ profilinin T ile değişimi, e) profillerdeki sıcaklıkların alınganlığın sanal kısmındaki karşılık geldiği yerleri temsili olarak göstermektedir. χ_m'' 'nin maksimumlarının bir çukur (vadi) gösterdiğine dikkat edilmelidir

C1 ve C2 numunelerinden C2'ye ait kritik akım yoğunluğu daha büyük olduğu için AC alınganlık ölçümleri bu numune için daha ayrıntılı bir şekilde gerçekleştirildi. Modelleme hesaplarının genelliğini göstermek için farklı bir başka numune üzerinde de ölçüm yapılmasının yararlı olacağı düşünülerek, C2 numunesi kadar ayrıntılı olmasa da, C1 numunesi için de DC alanın varlığında birkaç AC alan uygulayarak AC alınganlığın sıcaklığa bağlı ölçümü gerçekleştirildi. Sonuçlar ve onlara karşılık gelen teorik hesaplamalar daha sonra verilmektedir. Öncelikle, çok kapsamlı ölçüm yapılan C2 numunesini incelenecektir.

Şekil 3.12, C2 numunesinin değişik AC alan genliklerinde AC alınganlığın sıcaklık değişimini göstermektedir. Düşük alanlarda ve yeterince düşük sıcaklıklarda demagnetizasyon düzeltmesi $\chi' = -1$ vermesi gerektiğinden, deneysel AC alınganlık verilerini (farklı genliklerde dahil olmak üzere) en düşük alan genliğindeki ve en düşük sıcaklıktaki $|\chi'|$ değeri ile normalize edildi. $\chi''(T)$ 'deki pikler alan genliklerinin artmasıyla düşük sıcaklıklara kaymaktadırlar. Silindir geometrisinde, AC alan genliğinin herhangi bir değeri için akı çizgilerinin numunenin merkezine ulaştığı sıcaklığı T_p (veya T^*) ile gösterilmektedir. Bu durumda uygulanan alan genliği de, o numune için, T_p (veya T^*) sıcaklığındaki H_* değeri olur. Alan genliği artırıldığında aynı T^* sıcaklığında, numunenin merkezindeki akı çizgisi yoğunluğu sıfırdan farklı olacaktır. Bu yeni alan değerinden kaynaklanan akı çizgisi yoğunluğunun yalnızca numunenin merkezine kadar ulaşması için sıcaklık azaltılmalıdır. Yani, bu artırılmış yeni alan değerine karşılık gelen, numunenin merkezindeki alanın sıfır olabilmesi daha düşük bir sıcaklıkta mümkün olacaktır. Bu nedenle, AC alan genliği artırıldıkça T_p sıcaklıkları düşük sıcaklık bölgesine doğru kayacaktır. Alan genliğinin fonksiyonu olarak kayma miktarı, çivileme (pinning) kuvvetinin büyüklüğü ile orantılıdır. χ'' 'nin maksimumundaki kayma alanının artması ile ne kadar büyükse, çivileme o derece zayıf demektir ve bu durum böylece düşük kritik akım yoğunluğuna j_{cm} karşılık gelmektedir. İlk tam nüfuz alanı H_* ve pik sıcaklığı T_p arasında

$$H_*(T) = H_{*0} \left[\left(1 - \frac{T_p}{T_{cm}} \right)^m \right]^{1/(1+n)} \quad (3.3)$$

ilişkisi vardır. $H_{*0}'_1$, $T=0$ 'daki H_* değeri olarak tanımlanmaktadır. Her alan genliğine karşılık gelen T_p sıcaklıklarını belirleyerek $H_* - T_p$ noktalarına denklem (3.3) kullanılarak uyum yapıldığında H_{*0} belirlenebilir.



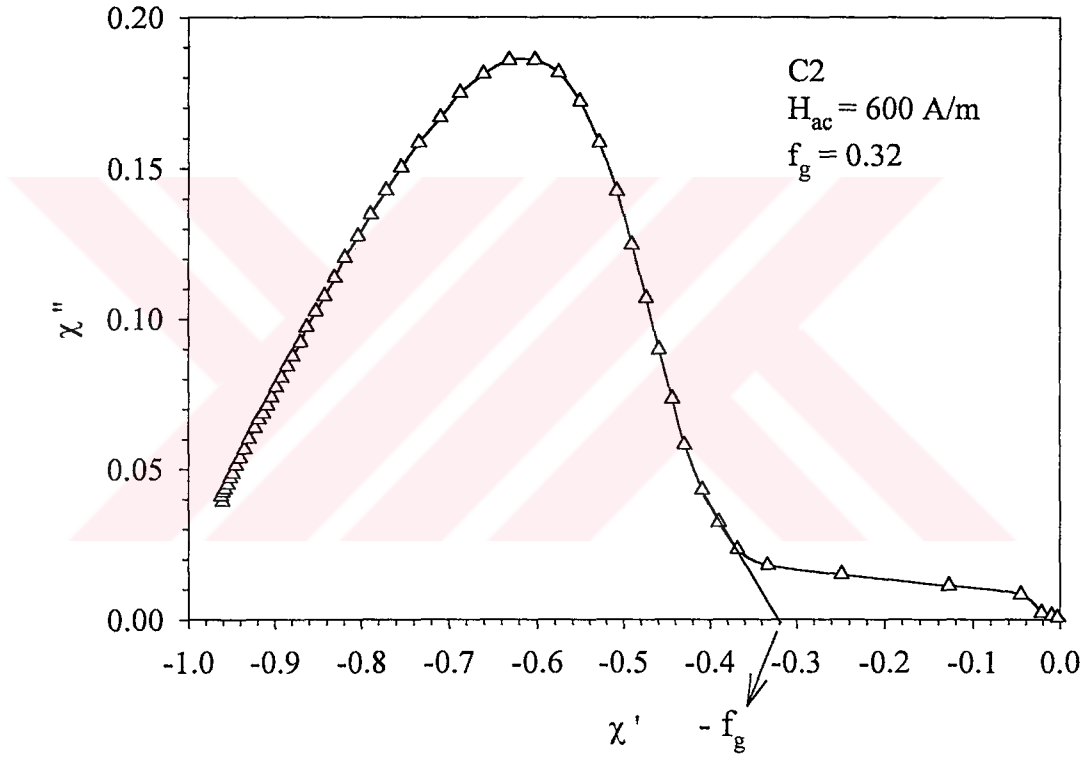
Şekil 3.12. C2 numunesinin, $f=20$ Hz'de, $H_b=0$ olduğu durumda, değişik AC alan genliklerinde AC alınganlığın a) gerçel kısmının, b) sanal kısmının sıcaklıkla değişimi

Deneyel AC alınganlık verilerine, taneler arası ve tane içi olmak üzere iki katkının olduğu bilinmektedir (Çelebi vd., 1998). Clem (1988), tanelerden ve matristen gelen katlıkları ayırma ilkelerini tanımladı ve bu pek çok araştırmacı (Müller, 1989, Chen vd., 1989) tarafından kullanıldı. Deneyel matris alınganlığı χ_m'' ve χ_m' , aşağıdaki denklemler kullanılarak ölçülen χ'' ve χ' bileşenlerinden çıkarılabilir:

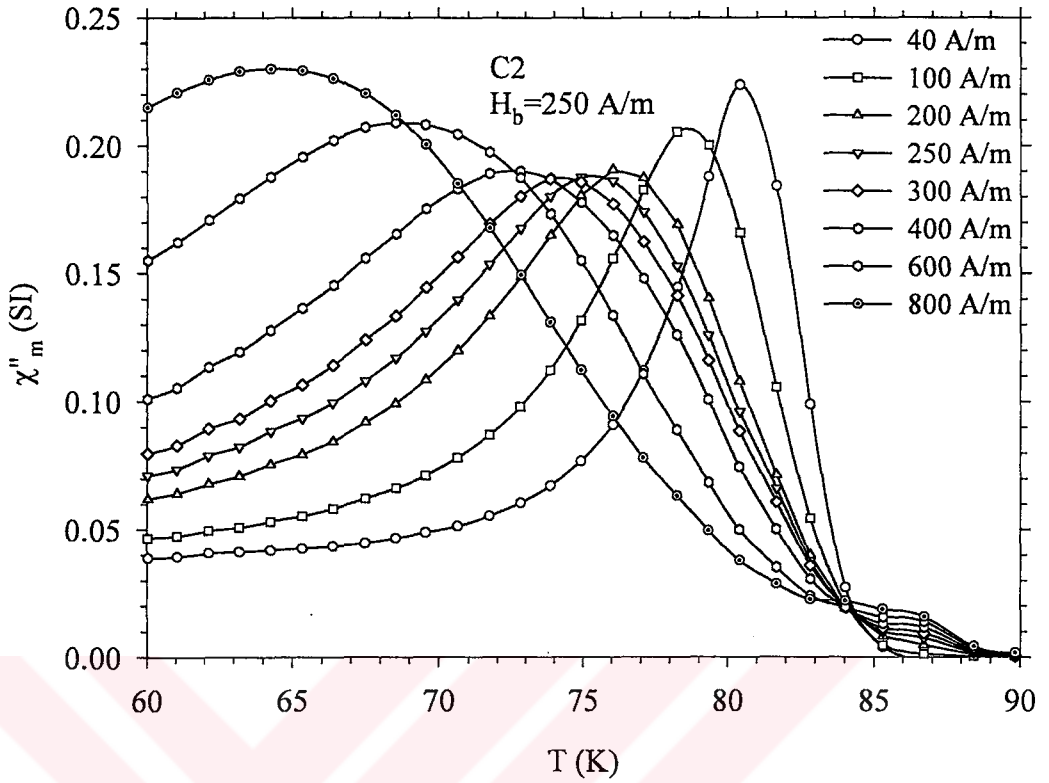
$$\chi'' = (1 - f_g) \chi_m'' \quad (3.4)$$

$$\chi' = -f_g + (1 - f_g) \chi_m' \quad (3.5)$$

Bu denklemleri kullanarak χ_m'' ve χ_m' matris alınganlığını belirlemek için f_g değerinin bilinmesi gereklidir. Çelebi (1999), AC alınganlığın sanal ve gerçel kısımlarının χ'' - χ' şeklinde çiziminden, tanelerin etkin hacimsel kesrinin f_g tahmin edilebileceğini önerdi. Şekil 3.13, C2 numunesinin, $f=20$ Hz, $H_b=0$ olduğu durumda ve $H_{ac}=600$ A/m (rms) için AC alınganlığının sanal (χ'') bileşeninin gerçel (χ') bileşene göre çizimini göstermektedir. Bu çizimden tanelerin hacimsel kesri $f_g=0.32$ olarak belirlendi. Şekil 3.14, C2 numunesi için, $f=20$ Hz'de, $H_b=250$ A/m'de, 40 A/m'den 800 A/m'ye değişen AC alan genliklerinde $f_g=0.32$ kullanılarak elde edilen χ_m'' -T grafiğini göstermektedir.

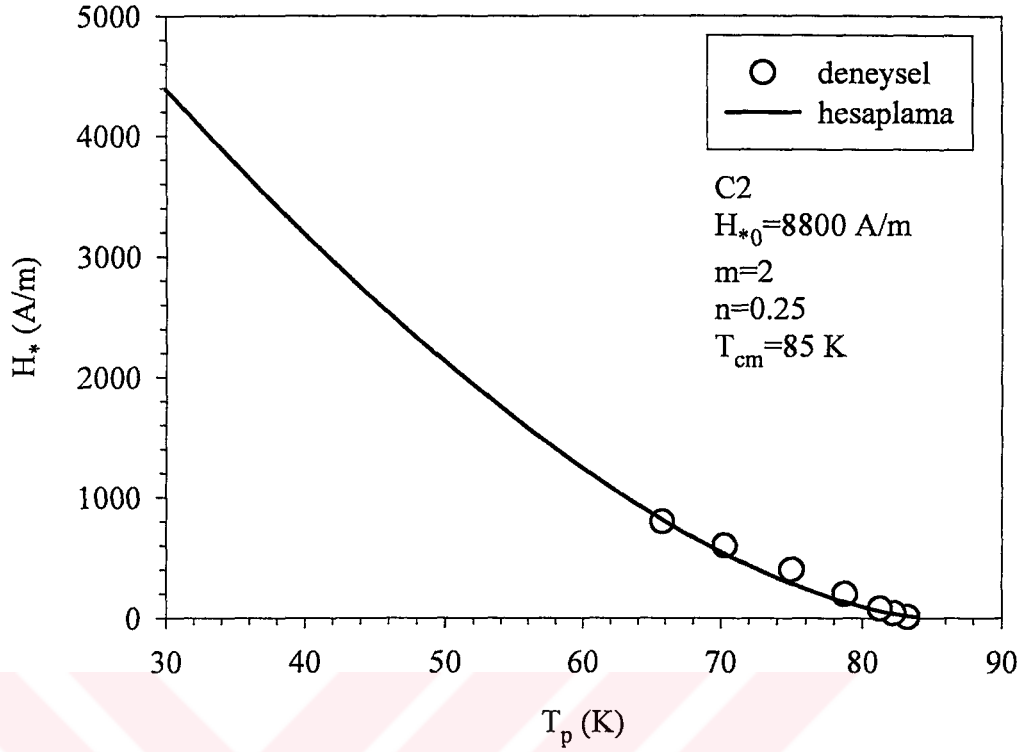


Şekil 3.13. C2 numunesi için, $f=20$ Hz ve $H_{ac}=600$ A/m (rms)'de AC alınganlığın gerçel (χ') kısmına karşı sanal (χ'') kısmının çizimi



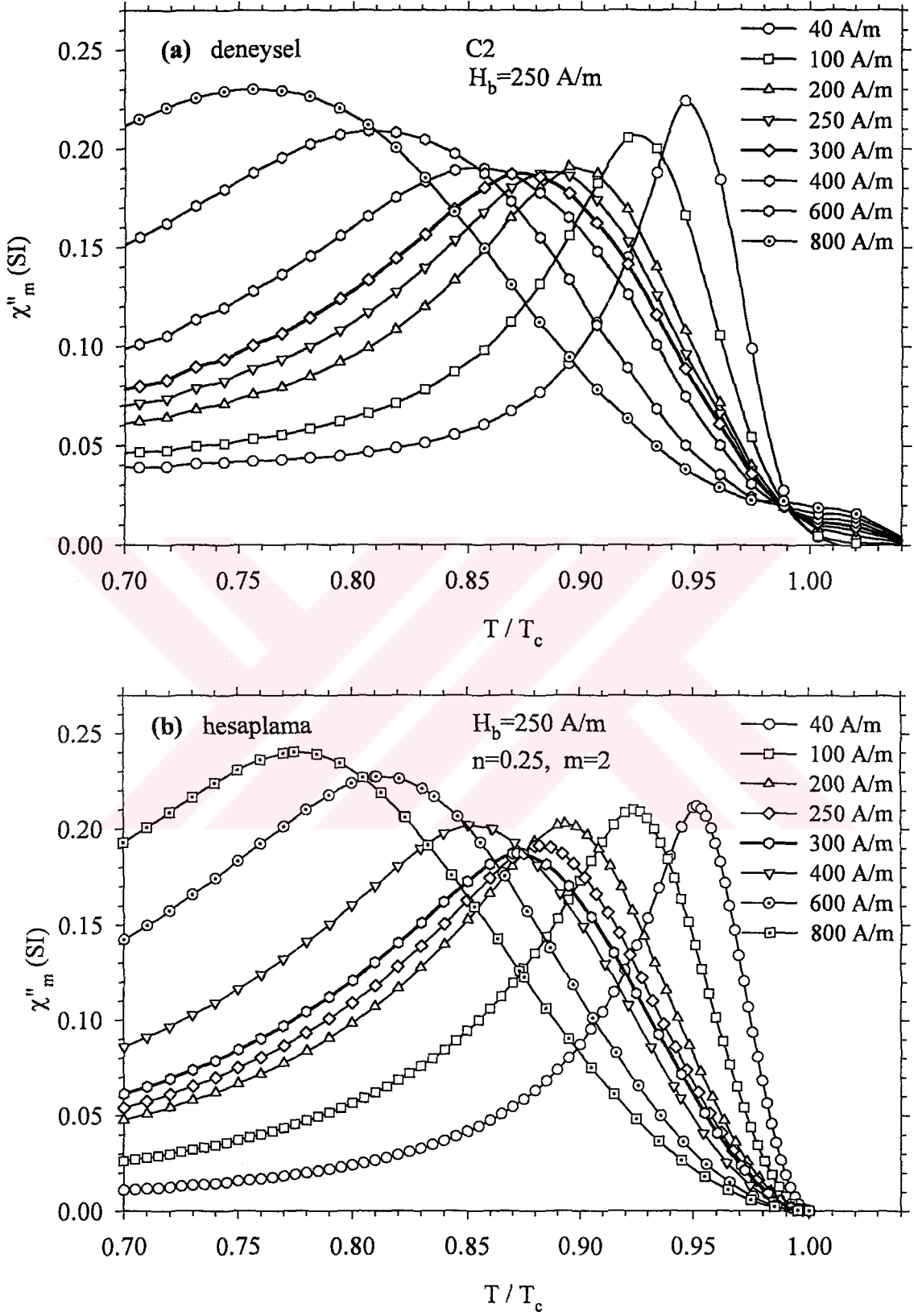
Şekil 3.14. C2 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=250$ A/m ve 40 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde sıcaklığa karşı χ''_m -T grafiği

Deneysel χ''_m matris alınganlığını belirledikten sonra, pik yüksekliklerini ($\chi''_{m,max}$) dikkate alarak, alan bağılılığının üst değeri olan n değeri belirlenmektedir. İlk tam nüfuz alanı H_* ve pik sıcaklığı T_p arasındaki denklemler (3.3) ile verilen ilişkidir H_{*0} 'ı belirleyebilir (Şekil 3.15). C2 numunesi için, $T_{cm} = 85$ K, $n=0.25$ ve $m=2$ değerleri için H_{*0} değeri 8800 A/m olarak belirlenmiştir.



Şekil 3.15. C2 numunesi için, $H_b=0$ olduğu durumda, T_p (K) pik sıcaklıklarına karşı H_{ac} (A/m)'nin çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri göstermektedir. Kalın çizgi ise, $H_*(T)=H_{*0}\left[1-T_p/T_{cm}\right]^{1/(1+n)}$ formülü gereği, $H_{*0}=8800$ A/m, $n=0.25$, $m=2$, $T_{cm}=85$ K değerleri ile çizdirilen eğriyi göstermektedir

Hazırlanan programda $H_{*0}=8800$ A/m, $H_b=250$ A/m, $n=0.25$, $m=2$ değerleri ve değişen AC alan genlikleri kullanılarak deneysel eğrilere en iyi uyum yapan teorik eğriler elde edildi (Öztürk vd., 2004). Şekil 3.16, matris alınganlığın sanal kısmına ait deneysel ve teorik eğrileri aynı anda göstermektedir. Deneysel ve teorik eğriler dikkatle karşılaştırıldığında, modelleme hesaplarının oldukça başarılı sonuçlar verdiği görülmektedir. Çünkü, kullanılan model ve parametreler ile hem her bir AC alan için χ'' -T eğrisine, hem de DC alanın varlığından kaynaklanan pik kayması ve pik yüksekliklerine iyi bir uyum sağlanmaktadır. Maksimumlardaki çukurun deneysel verilerde olduğu gibi H_b 'den hemen sonraki büyük bir AC alan genliğinde (yaklaşık 300 A/m'de) gerçekleştiği görülmektedir. Şekil 3.11'de bu çukurun oluşumunu anlatan profiller verilmiştir.

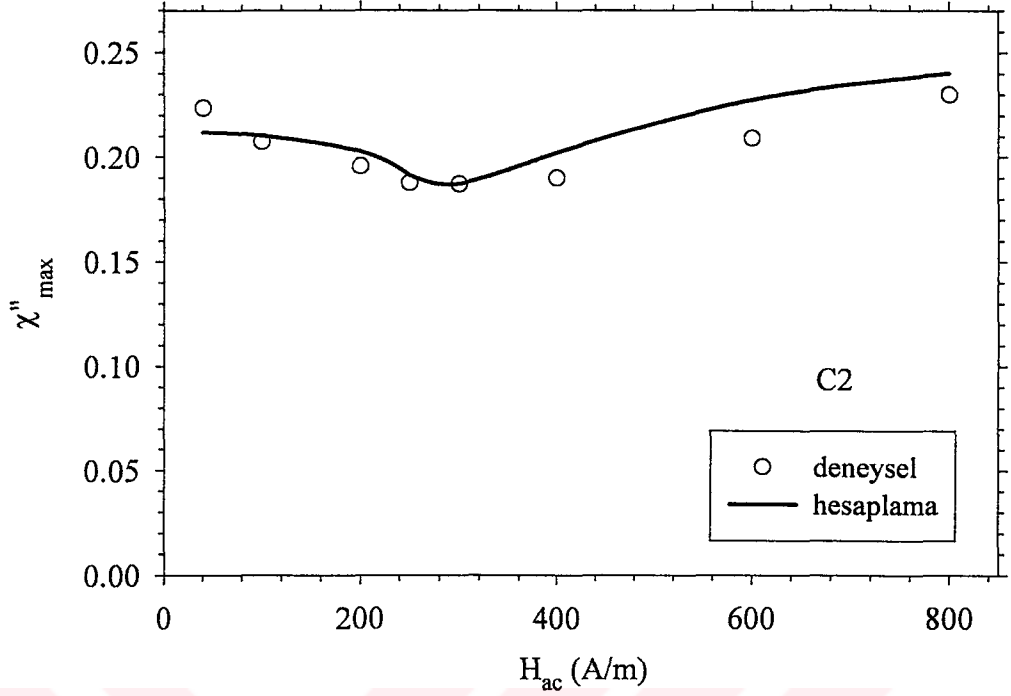


Şekil 3.16. a) C2 numunesi için, $f=20 \text{ Hz}$, $H_b=250 \text{ A/m}$ ve 40 A/m 'den 800 A/m 'ye kadar değişen genliklerde T/T_c 'ye karşı χ''_m grafiği. b) Teorik hesaplama

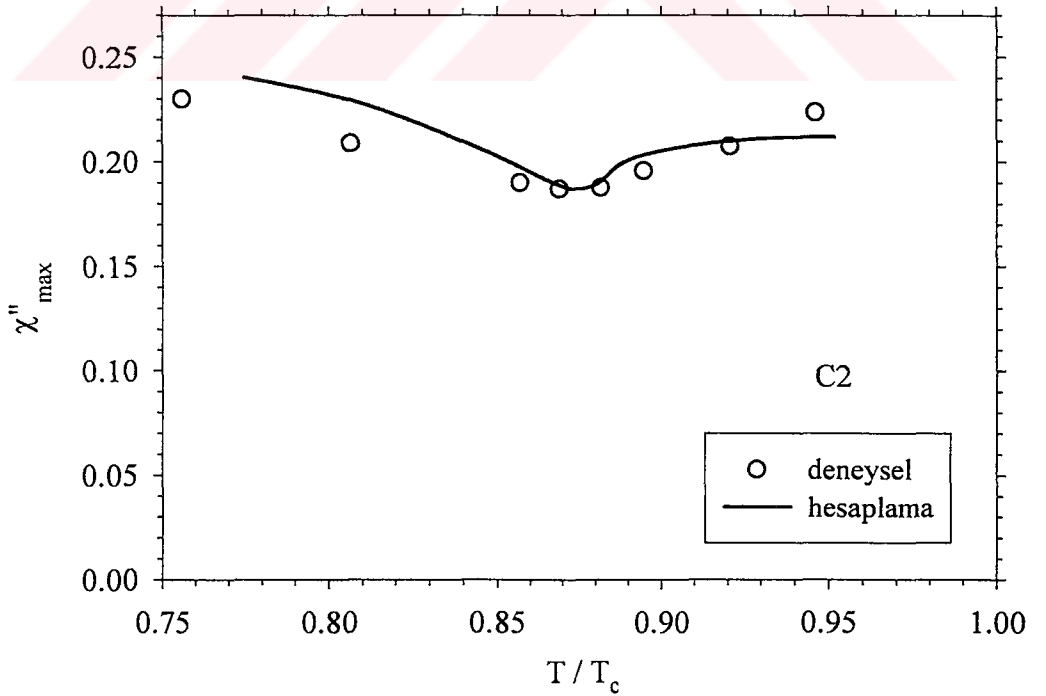
Şekil 3.17, $H_b=250$ A/m'de H_{ac} (A/m)'ye karşı χ''_{max} çizimini deneysel ve teorik hesaplama için aynı grafikte göstermektedir. AC ve DC alanın birlikte uygulanması ile gözlenen en düşük pik değerinin, düşük AC alanda ($H_{ac}=40$ A/m) gözlenen pik değerine oranı, kritik akım yoğunluğunun alan bağılılığı ile ilişkilidir. Kritik akım yoğunluğu eğer alana bağlı değilse yani $J_{cm}=\text{sabit}$ (Bean modeli) ise, o zaman pik değerlerinin AC alan göre çizimi bir çukur vermeyecek, sabit kalacak ve $\chi''_{max}=0.212$ değerini koruyacaktır.

Şekil 3.18 ise, $H_b=250$ A/m'de T/T_c 'ye karşı χ''_{max} çizimini deneysel ve teorik hesaplama için aynı grafikte göstermektedir. Deneysel ve teorik hesaplama ait verilerin büyük ölçüde uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu eğrilerin, f_g , n , ve m değerlerinin seçimi ile ilişkili olduğu göz önüne alınırsa, daha çok deneme ile çok daha iyi uyum eğrileri elde edilebilir. Problemin çok parametreye bağlı karmaşık yapısı, ve programın çok zaman tüketen özelliğinden dolayı, sunulan hesaplamalarını yeterli olduğu düşünüldü.

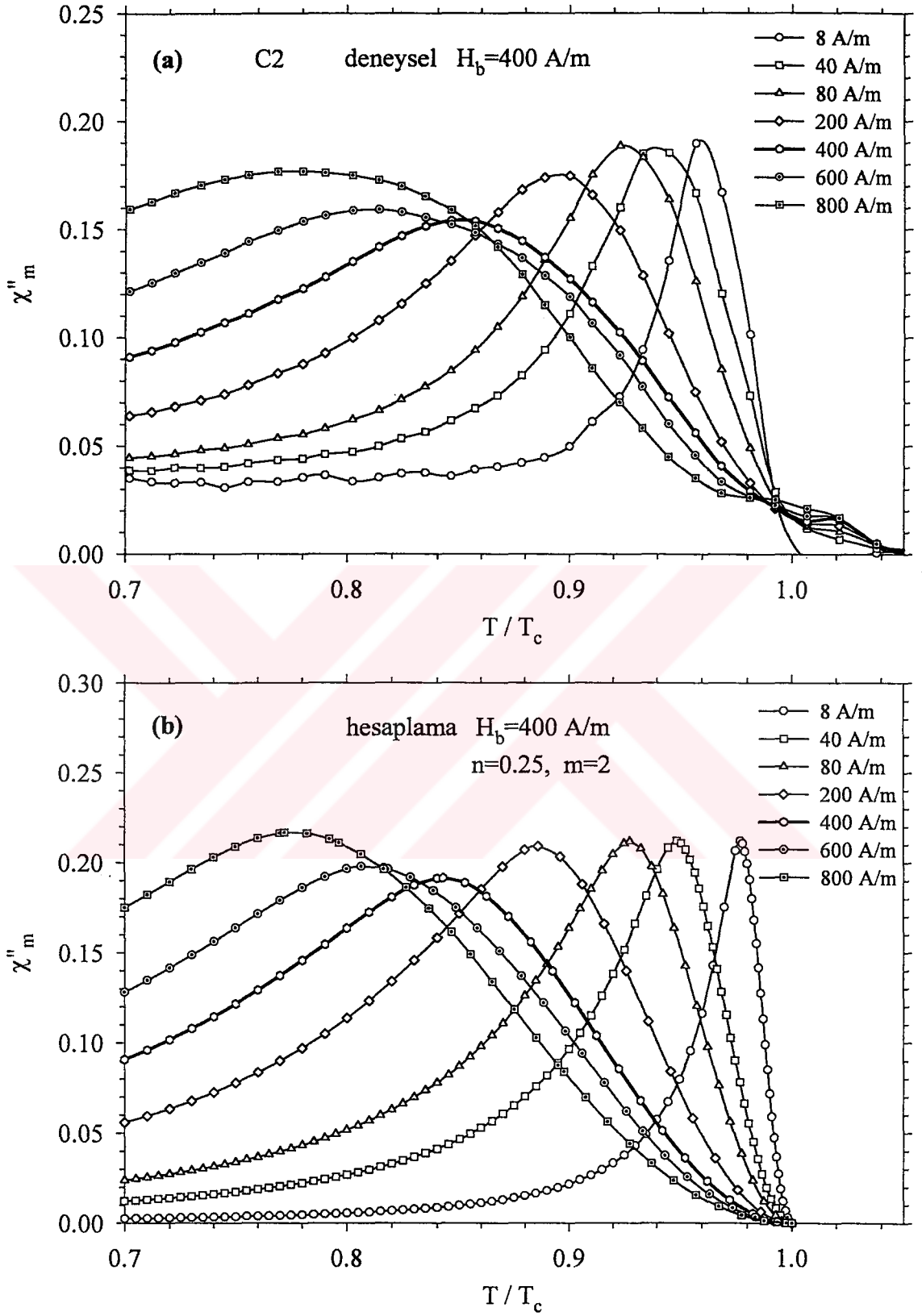
Şekil 3.19, C2 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 8 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde deneysel ve teorik hesaplama ile elde edilen T/T_c 'ye karşı χ''_m grafiklerini göstermektedir. $T/T_c > 1$ 'e karşılık gelen deneysel veriler taneler içi AC kayıpları ile ilişkilidir. Uyum eğrilerini elde ederken daha çok $H_b=250$ A/m olan durum göz önünde bulundurulmuştu. Bu yüzden, $H_b=400$ A/m olan durumda pik yüksekliklerinin uyumunda çok az farklılık gözlenmektedir. Fakat her bir AC alan genliği için ve tüm alan genlikleri beraber göz önüne alındığında, deneysel eğrilerle oldukça uyum içinde sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 3.17. C2 numunesi için, $H_b=250$ A/m'de H_{ac} (A/m)'ye karşı χ''_{\max} çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri ve katı çizgi teorik verileri göstermektedir

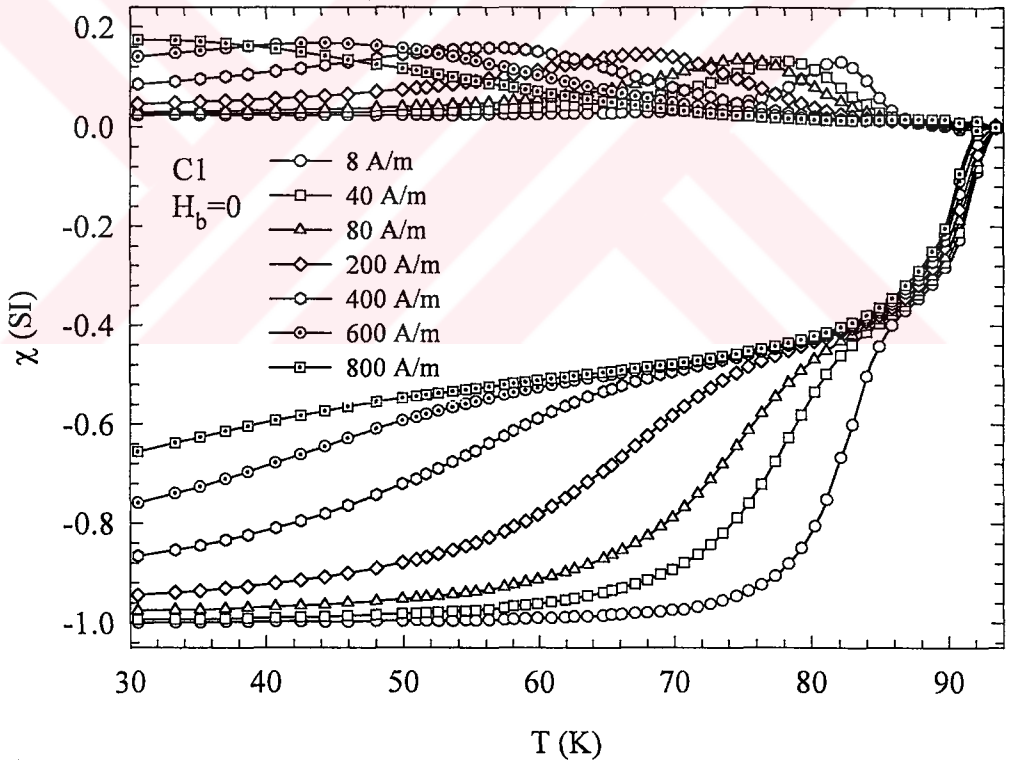


Şekil 3.18. C2 numunesi için, $H_b=250$ A/m'de, T/T_c 'ye karşı χ''_{\max} çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri ve katı çizgi teorik verileri göstermektedir

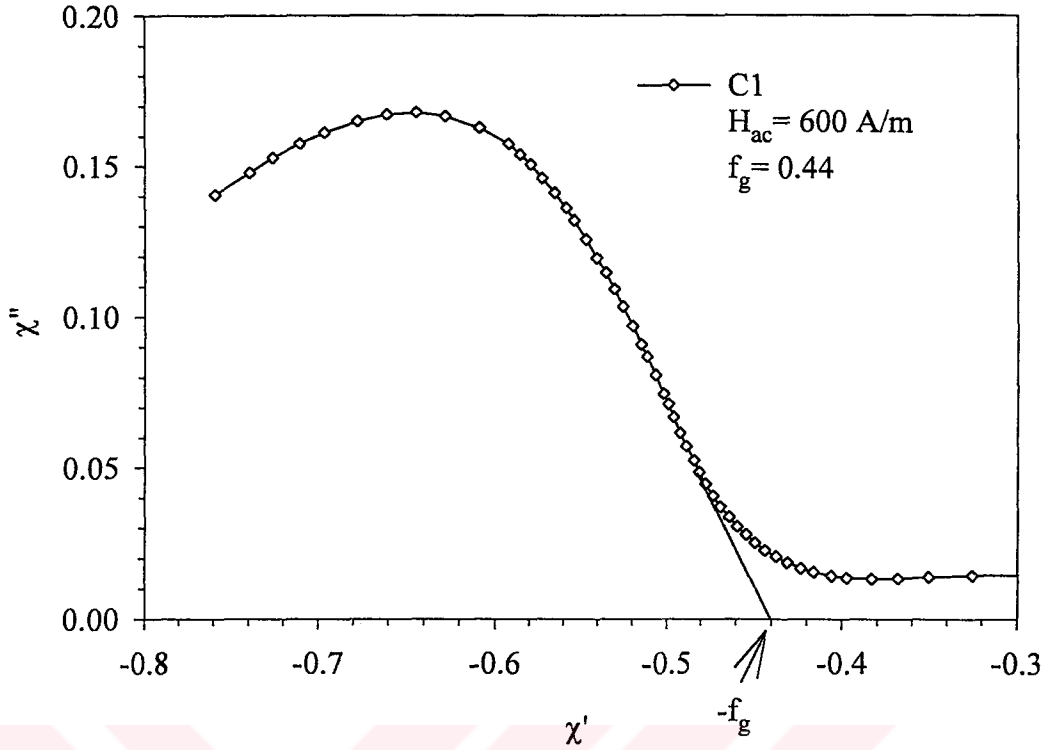


Şekil 3.19. a) C2 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 8 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde T/T_c 'ye karşı χ''_m grafiği. b) Teorik hesaplama

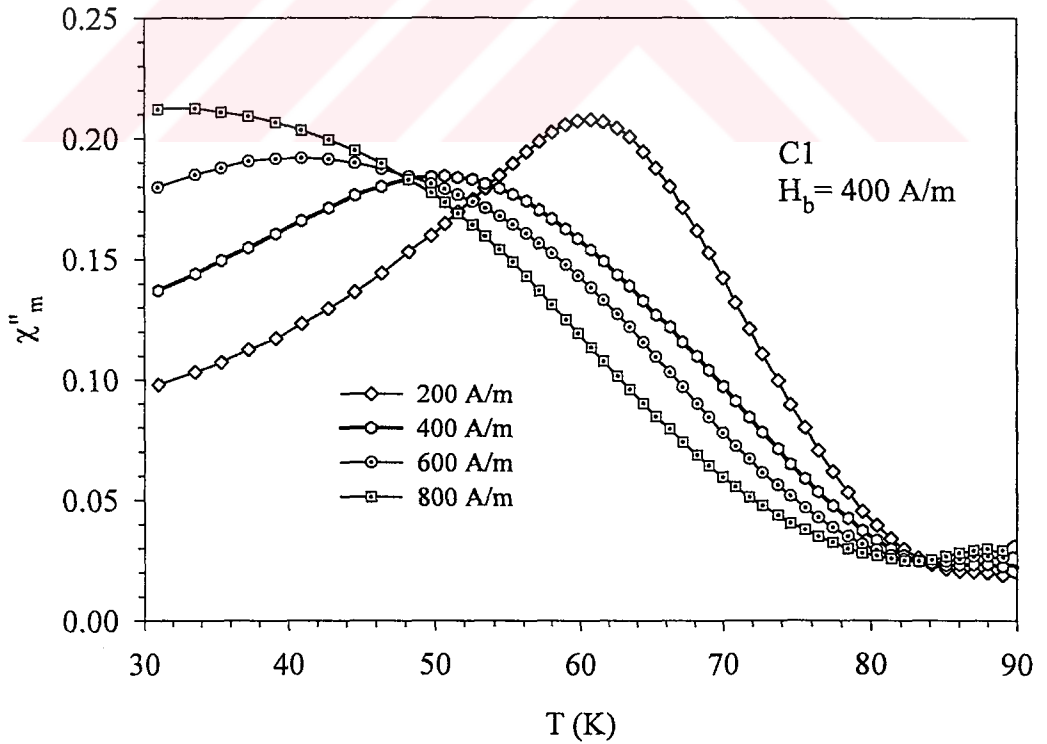
Şekil 3.20, C1 numunesinin değişik AC alan genliklerinde, AC alınganlığın sıcaklık değişimini göstermektedir. C1 numunesi için de benzer yöntemle, bir H_b DC alanının varlığında AC alan genliklerinin değiştirildiği deneysel alınganlık verilerine en iyi uyum eğrileri elde edilebilir. Şekil 3.21’de C1 numunesi için tanelerin hacim kesri $f_g=0.44$ olarak belirlenmektedir. $f_g=0.44$ değerinin kullanarak C1 numunesi için H_b DC alanının varlığındaki martis alınganlığının sıcaklık bağılılığı $\chi_m''-T$ elde edilerek Şekil 3.22’de verilmektedir. Deneysel χ_m'' matris alınganlığını belirledikten sonra, pik yüksekliklerini ($\chi_{m,max}''$) dikkate alarak, alan bağılılığının üst değeri olan n değerini belirlenmektedir. $H_b=0$ olduğu durumda, C1 numunesi için, ilk tam nüfuz alanı H^* ve pik sıcaklığı T_p arasındaki denklem 3.3 ile verilen ilişkidен yararlanarak, $n=0.2$, $m=1.8$ ve $T_{cm}=86$ K için, Şekil 3.23’ten $H_{*0}=1700$ A/m olarak belirlenmektedir.



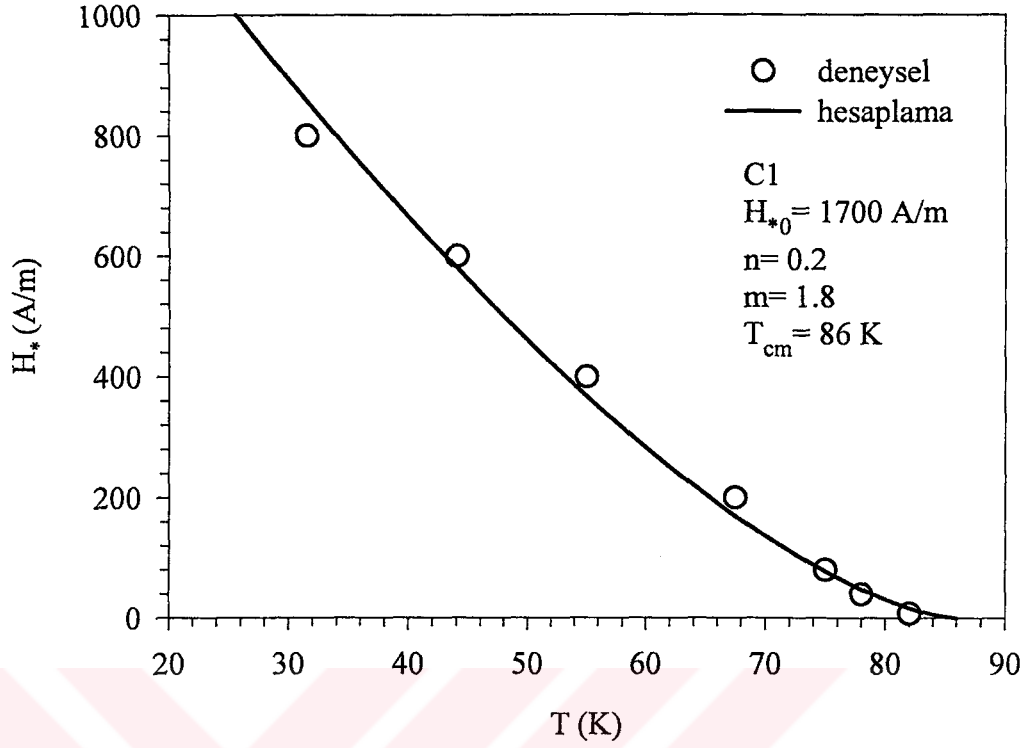
Şekil 3.20. C1 numunesinin, $f=20$ Hz’de, $H_b=0$ olduğu durumda, değişik AC alan genliklerinde AC alınganlığın a) gerçel kısmının, b) sanal kısmının sıcaklıkla değişimi



Şekil 3.21. C1 numunesi için, $f=20$ Hz ve $H_{ac}=600$ A/m (rms)'de AC alınganlığın gerçel (χ') kısmına karşı sanal (χ'') kısmının çizimi



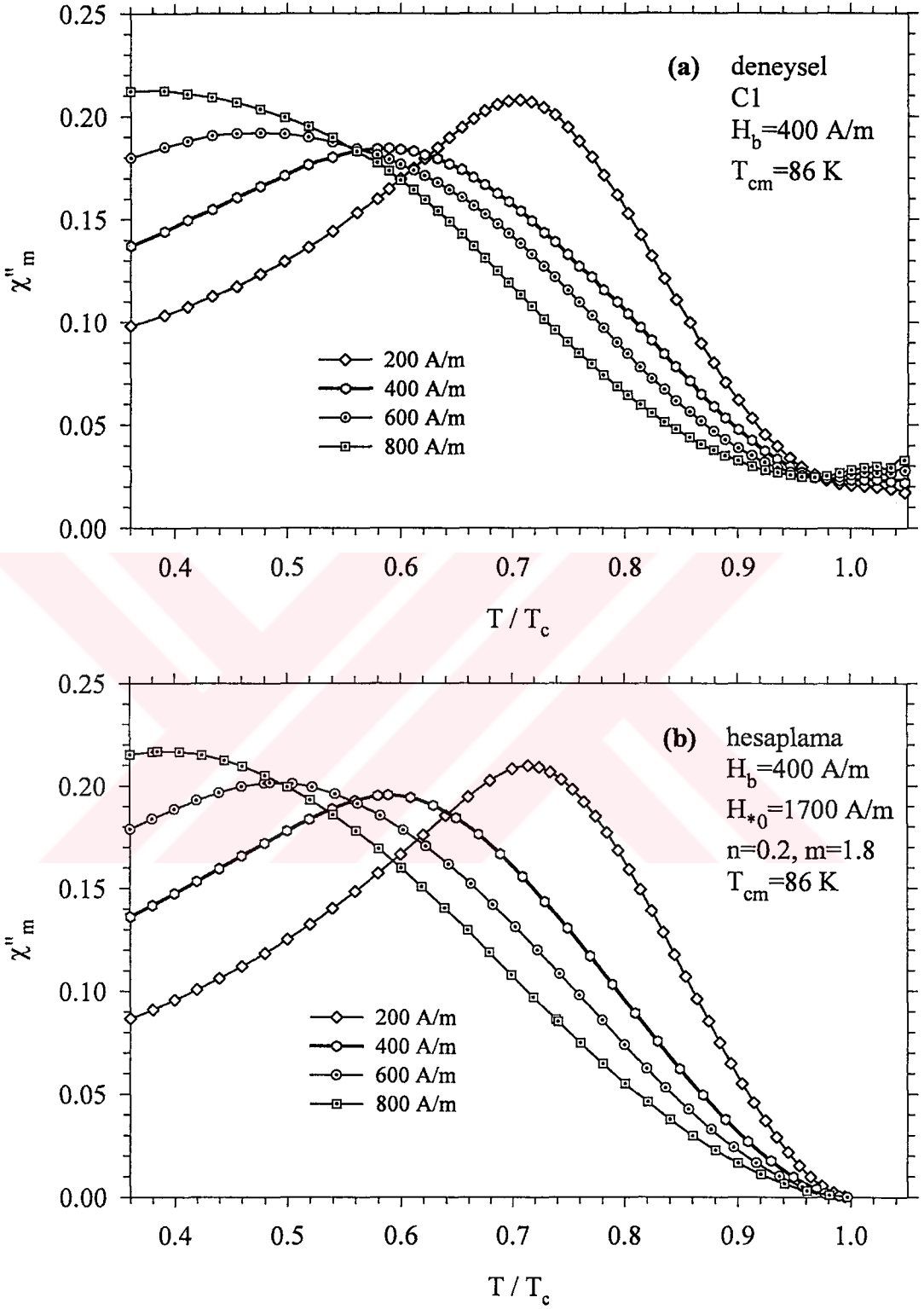
Şekil 3.22. C1 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 200 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde sıcaklığa karşı χ''_m -T grafiği



Şekil 3.23. C1 numunesi için, $H_b=0$ olduğu durumda, T_p (K) pik sıcaklıklarına karşı H_{ac} (A/m)'nin çizimi. İçi boş çemberler deneysel verileri göstermektedir. Kalın çizgi ise, $H_*(T) = H_{*0} \left[\left(1 - T_p / T_{cm} \right)^m \right]^{1/(1+n)}$ formülü gereği, $H_{*0}=1700$ A/m, $n=0.2$, $m=1.8$, $T_{cm}=86$ K değerleri alınarak çizdirilen en iyi uyum eğrisini göstermektedir

Yapılan programda $H_{*0}=1700$ A/m, $H_b=400$ A/m, $n=0.2$, $m=1.8$ değerleri ve değişen AC alan genlikleri kullanılarak deneysel eğrilere en iyi uyum yapan teorik eğriler elde edildi. Şekil 3.24, matris alınganlığın sanal kısmına ait deneysel ve teorik eğrileri aynı anda göstermektedir. Hem deneysel hem teorik eğriler karşılaştırıldığında, gerek genel desen gerekse piklerin oluşturduğu çukurların büyük ölçüde uyum içinde olduğu görülmektedir.

C1 ve C2 numunelerinin karakterize eden parametreler Tablo 1'de verilmektedir.



Şekil 3.24. a) C1 numunesi için, $f=20$ Hz, $H_b=400$ A/m ve 200 A/m'den 800 A/m'ye kadar değişen genliklerde T/T_c 'ye karşı χ''_m grafiği. b) Teorik hesaplama

Tablo1. C1 ve C2 numunelerine ait bazı süperiletkenlik parametreleri

Numuneler	f_g (600 A/m için)	n	H_{*0} (A/m)	m	T_{cm} (K)
C1	0.44	0.2	1700	1.8	86
C2	0.32	0.25	8800	2	85

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, üç farklı grup YBCO yüksek sıcaklık süperiletkeni üzerinde elektrik ve magnetik özellikler araştırıldı.

Bilindiği gibi, II. Tip süperiletkenlerin magnetik davranışını analiz etmek için kritik hal modelleri Maxwell-Amper denklemi ile birlikte kullanılmaktadır. Kritik hal modellerinden, kritik akım yoğunluğunun magnetik alan ile üssel olarak değiştiği üs yasası modeline yüzeyde dolaşan Meissner akımını da dahil ederek A ve B numuneleri analiz edildi. A grubu numune üzerinde yapılan sabit sıcaklık magnetizasyon eğrilerinden numunenin ilk tam nüfuz alanı $\mu_0 H_* = 36$ mT ve alt kritik alanı olarak $\mu_0 H_{c1} = 14.4$ mT olarak belirlendi. Deneysel verilere en iyi uyum yapan teorik eğrilerden kritik akımın alan bağıllığını ifade eden $n=0.4$ ve Meissner akımının $H_{c1} < H_a$ için alan bağıllığını ifade eden $p=0.2$ parametreleri belirlendi.

B grubu numune üzerinde yapılan sabit sıcaklık magnetizasyon eğrilerinden numunenin ilk tam nüfuz alanı $\mu_0 H_* = 90$ mT ve alt kritik alanı olarak $\mu_0 H_{c1} = 14.4$ mT olarak belirlendi. Deneysel verilere en iyi uyum yapan teorik eğrilerden $n=0.63$, $p=0.25$ parametreleri belirlendi. Meissner yüzey akımı I_M ve külçe (bulk) kritik akımı I_b 'nin magnetik alan bağıllığı belirlendi.

C grubu numunelerin, bir magnetik alan yok iken ve varlığında E-J karakteristikleri ölçüldü. Magnetik alanın olmadığı durumda, C1 (saf YBCO) ve C2 (ağırlıkça %1 ZnO ilaveli YBCO) numunelerinin iletim kritik akım yoğunlukları sırasıyla yaklaşık 5 A/cm² ve 45 A/cm² bulundu. Bu değerler katıhal tepkime yöntemi ile üretilen YBCO numuneler için biraz düşük olmasına rağmen aynı şartlarda üretilmesi nedeniyle ZnO ilavesinin kritik akım yoğunluğunu iyileştirdiği sonucuna varıldı. Magnetik alanın olmadığı durumda, deneysel E-J eğrilerine $E = E_c (J/J_c)^\beta$ formülü ile çizdirilen en iyi uyum eğrilerinden β akı sürüklenme parametresi C1 ve C2 numuneleri için sırası ile 6.75 ve 8.5 olarak belirlendi. Küçük β değerleri etkin çivileme (pinning) merkezlerinin sayısının az olması ile açıklanabilir. Böylece, C2 numunesinin etkin çivileme merkezlerinin sayısının C1 numunesine göre fazla olduğunu söylenebilir. C1 ve C2 numunelerinin, sıfır alan altında soğutma (ZFC) işleminden sonra 77 K'de, alanı artırma ve sonra azaltma sürecinde J_c -B kritik akım histeresizi gözlemlendi. Bu davranış, kritik hal modeli çerçevesinde yorumlandı.

A ve B kodlu numunelerle yapılan çalışmalardan uluslararası birer makale yayımlanmasına rağmen, bu çalışmada en önemli kısım olarak, aşağıda özetlenecek çalışmaları nitelemek mümkündür. C1 ve C2 numunelerinin, sabit frekansta, AC alan genliklerinin değiştiği, bir DC magnetik alanın olmadığı ve uygulandığı durumlarda, AC alınganlık ölçümleri sıcaklığın fonksiyonu olarak gerçekleştirildi. AC alan genliğinin artması ile pik sıcaklıklarının düşük alan bölgesine kaydığı gözlemlendi. Bu sonuç kritik akım yoğunluğunun alana ve sıcaklığa bağlılığı ile ve piklerin gerçekleştiği şartlar ile ilişkilendirilerek yorumlandı. Tanelerin etkin hacim kesri, C1 numunesi için $f_g=0.44$ ve C2 numunesi için $f_g=0.32$ olarak tahmin edildi. DC alan varlığında ölçülen AC kayıp piklerinin gösterdiği ilginç “çukur (valley)” özelliğini anlamak için DC alanın varlığını da hesaba katan kritik hal modeli çerçevesinde yapılan modelleme hesaplamaları, bu davranışı açıklamada oldukça başarılı oldu. Bu konuda hem deneysel hem de teorik olarak literatüre önemli bir katkı sağlandı. Deneysel verilere en iyi uyum yapan hesaplanmış eğrilerden C1 numunesine ait kritik akım yoğunluğunun alan bağlılığını ifade eden $n=0.2$, sıcaklık bağlılığını ifade eden $m=1.8$, ve $T=0$ 'da numune boyutuna ve kritik akım yoğunluğuna bağlı olan nüfuz alanı $H_{*0}=1700$ A/m ve C2 numunesi için $n=0.25$, $m=2$, $H_{*0}=8800$ A/m parametreleri belirlendi.

5. ÖNERİLER

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin, yüksek geçiş sıcaklığına sahip olmasının yanında, şiddetli magnetik alan altında kayıpsız büyük kritik akım taşıyabilen nitelikte olması teknolojik uygulamalar açısından oldukça önemlidir. Bu yüzden, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kritik sıcaklık ve kritik akım yoğunluğunu geliştirmek amacıyla ve bazı fiziksel özellikler için kabul gören teorileri destekleyecek ve yeni teorilere modelleme hesapları ile katkıda bulunacak çalışmalar yapılmaktadır.

Bu tez çalışmasında, YBCO yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin elektriksel ve magnetik özellikleri araştırıldı. Bu alandaki çalışmalara bir yenilik katmak hedeflendi. Elde edilen modelleme hesapları diğer çalışmacıların deneysel verilerine uyum yapabilecek niteliktedir.

Benzer deneysel ölçümler, farklı yöntemle üretilen YBCO, BSCCO veya diğer yüksek sıcaklık süperiletkenleri, ince film, tel ve şerit şeklindeki süperiletken malzemeler üzerinde de gerçekleştirilebilir ve bu tez çalışmasındaki modelleme hesaplarıyla bu malzemelere ait süperiletkenlik parametreleri belirlenerek karakterize edilebilir.

6. KAYNAKLAR

- Altshuler, E., Musa, J., Barroso, J., Papa, A.R.R. ve Venegas, V., 1993. Generation of $J_c(H_e)$ Hysteresis Curves for Granular $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Superconductors, Cryogenics, 33, 308-313.
- Anderson, P.W. ve Kim, Y.B., 1964. Hard Superconductivity: Theory of the motion of Abrikosov flux lines, Rev. Mod. Phys., 36, 39-43.
- Ateş, A., Yanmaz, E. ve Çelebi, S., 1998. Thermally activated flux dissipation in Ag-added $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (123) prepared by flame-quench-melt-growth (FQMG) method, Journal of Alloys and Compounds, 268, 215–220.
- Batista-Leyva, A.J., Cobas, R., Estéves-Rams, E., Orlando, M.T.D., Noda, C. ve Altshuler, E., 2000. Hysteresis of the Critical Current Density in YBCO, HBCCO and BSCCO Superconducting Polycrystals: a Comparative Study, Physica C, 331, 57-66.
- Bean, C.P., 1964. Magnetization of High-Field Superconductors, Review of Modern Physics, 36, 31-38.
- Bednorz, J.G. ve Müller, K.A., 1986. Possible High- T_c Superconductivity in the La-Ba-Cu-O System, Z. Phys. B-Condensed Matter, 64, 189-193.
- Brandt, E.H., 1997. Susceptibility of Superconductor Disks and Rings with and without Flux Creep, Phys. Rev. B, 55, 14513-14526.
- Chen, D.-X., Nogues, J. ve Rao, K.V., 1989. AC Susceptibility and Intergranular Critical Current Density of High T_c Superconductors, Cryogenics, 29, 800-808.
- Chen, D.-X. ve Sanchez, A., 1992. Magnetic properties of high- T_c superconducting grains, Phys. Rev. B, 45, 10793-10796.
- Chen, D.-X. ve Goldfarb, R. B., 1989. Kim model for magnetization of type-II superconductors, J. Appl. Phys., 66, 2489-2500.
- Ciszek, M., Kozłowski, G., Tekiel, P., Gijsbertse, E.A. ve Van De Klundert, L.J.M., 1980. AC loss minimum in type II superconductors, Phys. Lett. A, 77A, 271-273.
- Ciszek, M., Golab, S., Kozłowski, G. ve Tekiel, P., 1981. Influence of surface layer and trapped flux on minimum A.C. losses in superconductors, IEEE Trans. Magn., 7, 975-977.
- Clem, J. R., 1979. Theory of ac losses in type-II superconductors with a field-dependent surface barrier, Journal of Applied Physics, 50, 3518-3530.

- Clem, J.R., 1982. Flux-line-cutting losses in type-II superconductors, Phys. Rev. B, 26, 2463-2473.
- Clem, J.R. ve Perez-Gonzalez, A., 1984. Flux-line-cutting and flux-pinning losses in type-II superconductors in rotating magnetic fields, Phys. Rev. B, 30, 5041-5047.
- Clem, J.R., 1988. Granular and Superconducting-Glass Properties of the High-Temperature Superconductors, Physica C, 153-155, 50-55.
- Clem, J.R., 1991. AC losses in type II superconductors, Hein, R.A., Francavilla, T.L. ve Liebenberg, D.H. (Editörler), Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, Plenum Press, New York, 177-211.
- Cyrot, M. ve Pavuna, D., 1992. Introduction to Superconductivity and High-T_c Materials, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.
- Çelebi, S., 1993. Flux line Cutting and Cross-Flow in Tubes of High T_c Superconductors, Doktora Tezi, University of Ottawa, Canada,16-26.
- Çelebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 1994. Flux-Trapping Phenomena in Sintered Tubes of High-T_c Superconductors, Phys. Rev. B, 49, 16009-16024.
- Çelebi, S., Nezir, S., Gencer, A., Yanmaz, E. ve Altunbaş, M., 1997. AC Losses and Irreversibility Line of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O- High-T_c Superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 255, 5-10.
- Çelebi, S., Karaca, I., Aksu, E. ve Gencer, A., 1998. Frequency Dependence of The Intergranular AC Loss Peak in a High-T_c Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Bulk Superconductor, Physica C, 309, 131-137.
- Çelebi, S., Öztürk, A. ve Çevik, U., 1999. Magnetik Responses of a High-T_c Semi Reversible YBCO Superconductor, J. Alloys and Compounds, 288, 249-254.
- Çelebi, S., 1999. Comparative AC susceptibility analysis on Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O superconductors, Physica C, 316, 251-256.
- Çelebi, S., Öztürk, A., Yanmaz, E. ve Kopya, A.İ., 2000. Determination of the Material Parameters of a Melt-Textured YBCO Superconductor by DC Magnetization Analysis, J. Alloys and Compounds, 298, 285-290.
- Çelebi, S., Kölemen, U., Malik, A.I. ve Öztürk, A., 2002. Effect of ZnO Additions on the Magnetic Behaviour in YBCO Superconductors, Phys. Stat. Sol. (a), 194, 260-270.
- Çelebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 2002. Flux line cutting in granular high T_c superconducting tubes, Narlikar, A.V. (Editör), Studies of High Temperature Superconductors: Vortex Physics, Cilt 42, Nova Science Publishers, New York, 169-245.

- Çelebi, S., 2004. II. Tip Süperiletkenlerde "Pinning" Mekanizması ve Girdap Dinamiği, 11. Yoğun Madde Fiziği Ankara Toplantısı, 3 Aralık, Gazi Üniversitesi, Ankara, Özet Kitapçığı, Ç01, 10.
- Dai, P., Chakoumakos, B.C., Sun, G.F., Wong, K.W., Xin, Y. ve Lu, D.F., 1995. Synthesis and Neutron Powder Diffraction Study of the Superconductor $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ by Tl Substitution, Physica C, 243, 201-206.
- Dai, U., Deutscher, G., Lacour, C., Laher-Lacour, F., Mocaer, P. ve Lagues, M., 1990. Strong Magnetic Field Dependence of The Critical Currents Correlated to the Microstructure of YBaCuO Ceramics, Appl. Phys. Lett., 56, 1284-1286.
- Evetts, J.E. ve Glowacki, B.A., 1988. Relation of Critical Current Irreversibility to Trapped Flux and Microstructure in Polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Cryogenics, 28, 641-649.
- Feigel'man, M.V., Geshkenbein V.B. ve Vinokur, V.M., 1991. Flux creep and current relaxation in high- T_c superconductors, Phys. Rev. B, 43, 6263-6265.
- Fietz, W. A., Silcox, J., Beasley, M. R., ve Webb, W.W., 1964. Magnetization of Superconducting Nb-25%Zr Wire, Phys. Rev. A, 136, 335-345.
- Fisher, D.S., Fisher, M.P.A. ve Huse, D.A., 1991. Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors, Phys. Rev. B, 43, 130-159.
- Gencer, A., Nezir, S., Altunbaş, M. ve Aydinuraz, A., 1996. AC Susceptibility Study of $\text{BiPbSrCaCuO}(2223)$ Superconductors, Supercond. Sci. Technol., 9, 467-473.
- Gijsbertse, E.A., Sikkenga, J. ve Van De Klundert, L.J.M., 1981. Flux penetration and a.c. losses in type II superconductors: I. Model calculations, Physica B+C, 106, 59-67.
- Gjolmesli, S. ve Fossheim, K., 1994. Critical State and ac Loss of a Granular Superconductor in a Superposed ac and dc Field, Physica C, 220, 33-40.
- Green, I. M. ve Hlawiczka, P., 1967. Pinning Forces and Hysteresis in Type 2 Superconductors, Proceedings of The Institution of Electrical Engineers, 114, 1329.
- Han, G.C., Watanabe, K., Awaji, S., Kobayashi, N. ve Kimura, K., 1997. Magnetization and instability in melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ at low temperature and high fields up to 23 T, Physica C, 274, 33-38.
- Irie, F. ve Yamafuji, K., 1967. Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II Superconductors, Journal of the Physical Society of Japan, 23, 255-268.
- Ishida, T. ve Goldfarb, R.B., 1990. Fundamental and harmonic susceptibilities of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Physical Review B, 41, 13, 8937-8948.

- Jones, R., Doyle, R.A., Blunt, F.J. ve Campbell, A.M., 1992. The Relationship Between Magnetisation and Hysteresis of Critical Current in Sintered YBCO, Physica C, 196, 63-67.
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F. ve Strnad, A.R., 1962. Critical Persistent Current in Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9, 306-309.
- Kovachev, V.T., 1980. Temperature dependence of the minimum in AC power losses of $(\text{Nb}_{0.99}\text{Zr}_{0.01})_3\text{Sn}$ in parallel AC and DC magnetic fields, Journal of Applied Physics, 51, 3812-3815.
- Kölemen, U., Çelebi, S., Karal, H., Öztürk, A., Çevik, U., Nezir, S. ve Görür, O., 2004. Superconducting and Vickers hardness properties of ZnO-added YBCO polycrystalline superconductors, Phys. Stat. Sol. (b), 241, 274-283.
- Kumakura, H., Kitaguchi, H., Mochiku, T., Togano, K. ve Okayasu, S., 1999. Magnetically Investigated E-J Characteristics of Bi-2212/Ag Tape Conductors, Physica C, 324, 57-64.
- LeBlanc, M.A.R. ve Lorrain, J.P., 1984. Effect of field independent surface barriers on hysteresis losses in type II superconductors, Cryogenics, 24, 143-155.
- LeBlanc, M.A.R., Fillion, G. ve Lorrain, J.P., 1986. The role of bulk pinning in the Clem valley in hysteresis losses in type II superconductors, Journal of Applied Physics, 59, 3208-3223.
- LeBlanc, D. ve LeBlanc, M.A.R., 1992. AC-loss valley in type-II superconductors, Physical Review B, 45, 5443-5449.
- LeBlanc, M.A.R., Çelebi, S., Wang, S.X. ve Plechacek, V., 1993. Cross-flow of flux lines in the weak link regime of high- T_c superconductors, Phys. Rev. Lett., 71, 3367-3370.
- LeBlanc, M.A.R., LeBlanc, D., Cameron, D. S. M. ve Çelebi, S., 2000. Disclosure of hidden magnetic moments in low and high T_c hysteretic and semi-reversible type II superconductors during warming to T_c , Supercond. Sci. Technol., 13, 109-126.
- Lee, C.Y. ve Kao, Y.H., 1995. Low-field magnetic susceptibility studies of high- T_c superconductors, Physica C, 241, 167-180.
- List, F.A., Kroeger, D.M. ve Selvamanickam, V., 1997. Hysteresis of the Transport Critical Current of (Tl,Pb)-(Sr,Ba)-Ca-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O Conductors: Effects of Temperature and Magnetic Field, Physica C, 275, 220-230.
- London, H., 1963. Alternating current losses in superconductors of the second kind, Physics Letters, 6, 162-165.

- López, J. ve Muné, P., 1996. Anomalous Inversion of Voltage versus Current Curves in ZFC and FC Conditions in BSCCO Ceramic Superconductors, Physica C, 261, 173-178.
- McHenry, M.E., Maley, M.P. ve Willis, J.O., 1989. Systematics of Transport Critical-Current-Density Hysteresis in Polycrystalline Y-Ba-Cu-O, Phys. Rev. B, 40, 2666-2669.
- Muné, P., Altshuler, E., Musa, J.ve Garcia, S., 1994. Hysteresis in The $J_c(B_a)$ Dependence of (Bi-Pb)-Sr-Ca-Cu-O Polycrystalline Superconductors, Physica C, 226, 12-16.
- Muné, P. ve López, J., 1996. Magnetic Hysteresis of The Critical Current Density in Ceramic Superconductors Modelled As Two-Dimensional Series-Parallel Josephson Junction Array within The Intergranular Flux-Trapping Model, Physica C, 257, 360-366.
- Müller, K.H., 1989. AC Susceptibility of High Temperature Superconductors in a Critical State Model, Physica C, 159 , 717-726.
- Müller, K.H., Nikolo, M. ve Driver, R., 1991. Flux Pinning at Grain Boundaries in Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Ceramic Superconductors, Phys. Rev. B, 43, 7976-7979.
- Müller, K.-H. ve Matthews, D.N., 1992. Sample Size Dependence and Irreversibility of The Critical Current Density of Ceramic High-Temperature Superconductors, Applied Superconductivity Conference, Chicago.
- Müller, P. ve Ustinov, A.V., 1997. The Physics of Superconductors, Springer, Germany.
- Onnes, H.K., 1911. Superconductivity and Magnetizm, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 119-120.
- Öztürk, A., Çelebi, S., Karaca, İ. ve Kölemen, U., 2001. Yarı Tersinir ve Tersinmez Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerine Ait Magnetizasyon Eğrilerinin Analizi, II.Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, 11-13 Temmuz, İnönü Üniversitesi, Malatya, Bildiri Kitabı, 109-114.
- Öztürk, A., Çelebi, S. ve Kölemen, U., 2002. ZnO İlavesinin YBCO Süperiletkeninin Kritik Akım Yoğunluğu Üzerine Etkisi, TFD 21. Fizik Kongresi, 11-14 Eylül, Süleyman Demirel Üniversitesi, Isparta, Özetler, YMF_S57, 313.
- Öztürk, A., Kölemen, U., İnanır, F., Düzgün, İ. ve Çelebi, S., 2004. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Görülen AC Kayıp Vadisinin Analizi, 11. Yoğun Madde Fiziği Ankara Toplantısı, 3 Aralık, Gazi Üniversitesi, Ankara, Özet Kitapçığı, P51, 84.
- Qin, M. J. ve Yao, X.X., 1996. Ac susceptibility of high-temperature superconductors, Phys. Rev. B, 54, 10, 7536-7544.

- Rose-Innes, A.C. ve Rhoderick, E.H., 1980. Introduction to Superconductivity, İkinci Baskı, Pergamon Press Ltd., England.
- Seeber, B., 1998. Handbook of Applied Superconductivity, 1.Cilt, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK.
- Silsbee, F. B., 1916. A note on electrical conduction in metals at low temperatures, Journal of Washington Academy of Sciences, 6, 597-602.
- Sun, H.B., Russell, G.J. ve Taylor, K.N.R., 1995. DC magnetic field effects for ceramic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ using isothermal AC susceptibility, Physica C, 243, 139-152.
- Thomson, J.D., Maley, M.P. ve Clem, J.R., 1979. Hysteretic losses of a type-II superconductor in parallel ac and dc magnetic fields of comparable magnitude, Journal of Applied Physics, 50, 3531-3541.
- Tochihara, S., Yasuoka, H. ve Mazaki, H., 1998. Effect of Surface Barriers and Lower Critical Fields to Magnetization of Type-II Superconductors, Physica C, 295, 101-125.
- Tsukamoto, K., Ishii, M., Shimojima, H., Yamagishi, C., Takata, M. ve Yamashita, T., 1992. Magnetic Property of Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Superconducting Tube, Japanese Journal of Applied Physics, 31, 464-466.
- Vuong, N.V., 1996. Two-peak effect of high-Tc superconductor intergrain AC-susceptibility measured in a superposed DC and AC fields, Physica C, 258, 77-83.
- Warmont, F. ve Jones, H., 2001. Angular Effects of Transport Critical Currents in High-Temperature Superconductor Tapes, Supercond. Sci. Technol., 14, 145-151.
- Willis, J.O., McHenry, M.E., Maley, M.P. ve Sheinberg, H., 1989. Magnetic Shielding by Superconducting Y-Ba-Cu-O Hollow Cylinders, IEEE Trans. Magn., 25, 2502-2505.
- Yamamoto, K., Mazaki, H., Yasuoka, H., Katsuyama, S. ve Kosuge, K., 1992. Harmonic Susceptibilities of a Sintered Oxide Superconductor, Phys. Rev. B, 46, 1122-1129.
- Yamasaki, H. ve Mawatari, Y., 2000. Current-Voltage Characteristics and Flux Creep in Melt-Textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Supercond. Sci. Technol., 13, 202-208.
- Yang, Y., Beduz, C. ve Ashworth, S.P., 1990. Irreversibility and Hysteretic Aspects of Granular YBCO, Cryogenics, 30, 619-622.
- Yasukochi, K., Ogasawara, T., Usui, N. ve Ushio, S., 1964. Magnetic Behavior and Effect of Transport Current on It in Superconducting Nb-Zr Wire, Journal of the Physical Society of Japan, 19, 1649-1661.

- Yasukochi, K., Ogasawara, T., Usui, N., Kobayashi, H. ve Ushio, S., 1966. Effect of External Current on the Magnetization of Non-Ideal Type II Superconductors, Journal of the Physical Society of Japan, 31, 89-99.
- Yasuoka, H., Tochihara, S., Mashino, M. ve Mazaki, H., 1998. Material Parameters of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ in The Kim-Anderson Critical-State Model, Physica C, 305, 125-138.
- Zeldov, E., Amer, N.M., Koren, G., Gupta, A., McElfresh, M.W. ve Gambino, R.J., 1990. Flux creep characteristics in high-temperature superconductors, Appl. Phys. Lett., 56, 680-682.



ÖZGEÇMİŞ

1974 yılında İstanbul'da doğdu. İlkokulu Kastamonu Taşköprü'de ve ortaokul ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 1991 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 1995 yılında üçüncülük ile mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 1996 yılında Fen Bilimleri Enstitüsünde Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. 1998 yılından itibaren Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak görev yaptı. 1999 yılında Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı ve aynı enstitüde Doktora öğrenimine başladı. 2000 yılından itibaren Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaya başladı. 2004 yılında Öğretim Görevlisi kadrosuna atandı. Halen Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Öğretim Görevlisi olarak görev yapmaktadır. İngilizce bilmektedir, evli ve bir çocuk babasıdır.