

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**TEK KRİSTAL SÜPERİLETKENLERDE TUZAKLANAN MANYETİK ALANIN
HESAPLANMASI**

Alev AYDINER

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nce

“Doktor”

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 22.05.2006

Tezin Savunma Tarihi : 16.06.2006

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Erhan COŞKUN

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Süleyman BOLAT

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Zafer GEDİK

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2006

ÖNSÖZ

Süperiletkenlerin, şimdinin ve geleceğin teknolojilerine katkıları azımsanacak gibi değildir. Büyük taneli yüksek sıcaklık külçe süperiletkenler manyetik yatak, enerji depolama sistemi, yük taşıma, yük kaldırma ve alan tuzaklama mıknatısları olarak mühendislik uygulamalarında kullanılırlar. Diğer bir uygulama alanı olan manyetik olarak kaldırılmış tren (Maglev), süperiletken mıknatısların birleşimiyle oluşturulan bir süper yüksek hızlı sürtünmesiz taşıma sistemidir.

Bu çalışmada, tek kristal süperiletkenlerde ve tek kristal süperiletkenlerin oluşturduğu sistemlerde tuzaklanan manyetik alan hesaplandı. Yapılan hesaplamalar ve deneyle karşılaştırmalar sonucunda Kum-yığını (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak yapılan hesaplamann örneğın manyetik özelliklerini belirlemede kullanılabilir bir hesaplama yöntemi olduğu belirlendi.

Tez danışmanlığımı üstlenerek gerek konu seçimi gerekse çalışmaların yönlendirilmesindeki yardımlarından dolayı hocam Sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca tez izleme komitesi üyelerinden Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ ve Prof. Dr. Erhan COŞKUN'a katkılarından dolayı teşekkür ederim. Sözlü tartışmalar için Yrd. Doç. Dr. H.Sinan ÖZKAN'a teşekkür ederim. Aynı zamanda, çalışmalarım süresince gösterdiği sabır ve desteğinden dolayı eşim Yrd. Doç. Dr. Kerim AYDINER'e de teşekkür ederim.

Alev AYDINER

Trabzon 2006

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	II
İÇİNDEKİLER	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
TABLolar DİZİNİ	X
SEMBOLLER DİZİNİ	XI
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş	1
1.2. Süperiletkenliğe Ait Temel Bilgiler	2
1.2.1. Süperiletkenliğin Keşfi	2
1.2.2. Meissner-Ochsenfeld Etkisi	3
1.2.3. Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	7
1.2.3.1. I.Tür Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	7
1.2.3.2. II.Tür Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	8
1.3. Süperiletkenliğin Uygulama Alanları	10
1.3.1. Hızlı Tren Teknolojileri	14
1.3.1.1. Maglevli (Magnetic Levitation) Sistemler	15
1.4. Süperiletkenli Maglev Sistemlerinin Çalışma İlkesi	17
1.4.1. Manyetik Kaldırma	17
1.4.2. Yanal Kılavuzlama	17
1.4.3. Aracın Hareketi	18
1.5. Maglevin Üstün ve Zayıf Yanları	19
1.6. Maglev Sistemlerinin Teorik Altyapısı	20
1.6.1. Hareketli Yükler ve Manyetik Alan	20
1.6.2. Biot-Savart Yasası	21
1.7. Kum-Yığını (Sand Pile) Modeli	22
1.8. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı	25

2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR	29
2.1.	Tuzaklanan Manyetik Alanın Hesaplanması	29
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA	36
3.1.	Tek Kristal Süperiletken Örnekte Tuzaklanan Manyetik Alan Hesaplamaları.....	36
3.1.1.	Tuzaklanan Manyetik Alanın Teorik Hesaplama Sonuçlarının Literatürdeki Deneysel Sonuçlarla Karşılaştırılması.....	36
3.1.2.	Tuzaklanan Manyetik Alanın Eksensel Bileşeni.....	39
3.1.2.1.	Silindir Örnek.....	39
3.1.2.2.	Kare Örnek.....	43
3.1.2.3.	Silindir ve Kare Örneklerin Karşılaştırılması	47
3.1.3.	Tuzaklanan Manyetik Alanın 3-Boyutlu Haritaları.....	49
3.1.3.1.	Silindir Örnek.....	49
3.1.3.2.	Kare Örnek.....	53
3.2.	Tek Kristal Süperiletken Sistemde Tuzaklanan Manyetik Alan Hesaplamaları.....	57
3.2.1.	Dört (2×2) Silindir Örnekli Sistem.....	57
3.2.2.	Dokuz (3×3) Silindir Örnekli Sistem	61
3.2.3.	Bal Peteği Örnek Sistemi.....	63
3.2.4.	Onaltı Silindir Örnekli Sistem.....	66
3.2.5.	Dört (2×2) Kare Örnekli Sistem	68
4.	SONUÇLAR	71
5.	ÖNERİLER.....	73
6.	KAYNAKLAR.....	74
	ÖZGEÇMİŞ.....	80

ÖZET

Bu çalışmada, örnek şeklini, boyutunu ve örnek yüzeyi ile gözlem noktası arasındaki uzaklığı değiştirerek tuzaklanan manyetik alanın sayısal hesaplaması yapıldı. Tuzaklanan manyetik alan haritaları kum-yığı (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak hesaplandı. Bu hesaplama yönteminin örneğin manyetik özelliklerini belirlemede faydalı olduğu görüldü. Tuzaklanan manyetik alanın örnek şekli ve boyutuna ve örnek yüzeyi ile gözlem noktası arasındaki uzaklığa bağlı olduğu bulundu. Ayrıca, kare örneğin tuzaklanan alanının x- ve y-bileşenlerinin büyüklüklerinin eşit, fakat yönlerinin ters olduğu gözlemlendi.

Elde edilen diğer bir sonuç silindir örnek sisteminde örnek dizilişinin tuzaklanan manyetik alan değerini etkilediğidir. Bunun yanında, büyük tek kristal silindir örneğin aynı büyüklükteki örnek sisteminden daha yüksek tuzaklanan manyetik alan değerine sahip olduğu belirlendi. Ayrıca, aynı boyuta sahip silindir örneklerden oluşan sistemlerde, tuzaklanan manyetik alanın örnek sayısı arttıkça azaldığı gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Süperiletken, Tuzaklanan Manyetik Alan, Kum-Yığı Modeli, Biot-Savart Kanunu, Maglev Sistemi

SUMMARY

Numerical Calculation of Trapped Magnetic Field for Single Crystal Superconductors

In this study, the trapped magnetic field is calculated numerically by varying the sample shape, dimensions and the distance between the sample surface and the observation point. The map of the trapped magnetic field is calculated using the sand-pile model and the Biot-Savart law. It is observed that this calculation method is useful for the determination of the magnetic characteristics of the sample. The trapped magnetic field is found to depend on the sample shape and dimensions and on the distance between the sample and the observation point. It is also observed that for the square sample the x- and y- components of trapped magnetic field are equal in magnitude, but opposite in direction.

Another result is that the order of the samples in a cylindrical system affects the magnitude of the trapped magnetic field. In addition, it is found that a large single crystal cylindrical sample has a higher magnitude of the trapped magnetic field when compared to a system of samples with same size. It is also observed that in the system formed by identical cylindrical samples the trapped magnetic field decreases with the increasing sample number.

Key Words: Superconductor, Trapped Magnetic Field, Sand-Pile Model, Biot-Savart Law, Maglev System

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1. Sıcaklığın H_{cm} kritik alana bağımlılığı (Schmidt, 1997).	3
Şekil 2. İdeal iletkenin manyetik davranışı (a)-(b) Örnek manyetik alan yokken soğutuldu, (c) Dirençsiz örneğe manyetik alan uygulandı, (d) Manyetik alan kaldırıldı, (e)-(f) Örnek manyetik alan altında soğutuldu, (g) Manyetik alan kaldırıldı (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	4
Şekil 3. Süperiletkenin manyetik davranışı (a)-(b) Örnek manyetik alan yokken soğutuldu, (c) Dirençsiz örneğe manyetik alan uygulandı, (d) Manyetik alan kaldırıldı, (e)-(f) Örnek manyetik alan altında soğutuldu, (g) Manyetik alan kaldırıldı (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).....	6
Şekil 4. I. tür süperiletkenin mıknatıslanma eğrileri (a) Dış alan H_0 'ın fonksiyonu olarak B manyetik indüksiyonunun değişimi, (b) Birim hacimdeki manyetik moment M'nin H_0 'a göre değişimi (Schmidt, 1997).	8
Şekil 5. II.tür süperiletkenin mıknatıslanma eğrileri (a) Dış alan H_0 'ın fonksiyonu olarak B manyetik indüksiyonunun değişimi, (b) Birim hacimdeki manyetik moment M'nin H_0 'a göre değişimi (Schmidt, 1997).	9
Şekil 6. Karışık halde manyetik alanın süperiletkene nüfuz etmesi (Cyrot ve Pavuna, 1992).....	9
Şekil 7. Elektrodinamik ve elektromanyetik Maglev sistemleri (Gök, 1996).	16
Şekil 8. Maglev sisteminde manyetik kaldırma (URL-1, 2005).	17
Şekil 9. Maglev sisteminde yanal kılavuzlama (URL-1, 2005).	18
Şekil 10. Maglev sisteminde aracın hareketi (URL-1, 2005).	18
Şekil 11. Bir $d\vec{s}$ akım elemanın P noktasında oluşturduğu manyetik alan ($d\vec{B}$) (Serway, 1996).	21
Şekil 12. Kum-yığımlı modelinde 1. kural (URL-5, 2006).	22
Şekil 13. Kum-yığımlı modelinde 2. kural (URL-5, 2006).	23
Şekil 14. Kum-yığımlı modeline örnek (URL-5, 2006).	24
Şekil 15. Maglev treni için süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi. Her bir kutup, külçe çapı 100 mm ve külçe kalınlığı 20 mm olan 8×4 külçeden oluşmaktadır (Yoo vd., 1998; Fujimoto vd., 1999).	26
Şekil 16. Maglev treni için süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi. Külçenin dış kenar uzunluğu, iç kenar uzunluğu ve külçenin kalınlığı sırasıyla 250 mm, 200 mm ve 20 mm'dir. Toplam kalınlığı 100 mm olan beş külçe bir tabakaya yerleştirilmiştir ve her bir kutup $4 \times 2 \times 5$ külçeden oluşmaktadır (Fujimoto 2000).	27
Şekil 17. 6×3 düzenlenişinde süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi (Fujimoto ve Kamijo, 2001).	27
Şekil 18. Sayısal hesaplama için kullanılan kare süperiletken örnekte (a) akım ilmeklerinin şematik gösterimi, (b) koordinat sistemi.	30

Şekil 19. Sayısal hesaplama için kullanılan silindir süperiletken örnekte (a) akım ilmeklerinin şematik gösterimi, (b) koordinat sistemi.....	30
Şekil 20. Kare külçe örnek için sayısal hesaplamada kullanılan akım ilmeği.....	31
Şekil 21. (a) 77 K'de %10 Ag ₂ O içeren Gd-Ba-Cu-O silindir örneği (32 mm çaplı ve 17 mm kalınlıklı) için yüzeyden 1,2 mm yukarıda eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı. Bu külçe başlangıç malzemesi olarak 0.2 mm büyüklüğündeki ince Gd-211 tozları kullanılarak üretildi (Nariki vd., 2002), (b) Kum-yığını (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak, 32 mm çaplı ve 17 mm kalınlıklı silindir örnek için yüzeyden 1,2 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı (uyum parametresi $J_c = 31150 \text{ A/cm}^2$).....	37
Şekil 22. (a) 36 mm çaplı, 18 mm kalınlıklı %10 wt. Ag ₂ O eklenmiş Sm123 külçesinin 1,1 mm yukarısında eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı (Mizutani vd., 1999), (b) Kum-yığını (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak, 36 mm çaplı, 18 mm kalınlıklı tek kristal silindir süperiletken örneğin 1,1 mm yukarısında hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı (uyum parametresi $J_c = 22500 \text{ A/cm}^2$).....	38
Şekil 23. Silindir süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek kalınlığı ile değişimi.....	39
Şekil 24. Silindir süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek yüzeyinden değişik gözlem noktalarına olan uzaklıklarla değişimi.....	40
Şekil 25. Silindir süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının örnek kalınlığı ile değişimi.....	41
Şekil 26. (a) Silindir süperiletken örnekten değişik uzaklıklarda, (b) silindir süperiletken örnek merkezinde ve yüzeyinde eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı.....	42
Şekil 27. Kare süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek kalınlığı ile değişimi.....	44
Şekil 28. Kare süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek yüzeyinden değişik gözlem noktalarına olan uzaklıklarla değişimi.....	44
Şekil 29. Kare süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının örnek kalınlığı ile değişimi.....	45
Şekil 30. (a) Kare süperiletken örnekten değişik uzaklıklarda, (b) kare süperiletken örnek merkezinde ve yüzeyinde eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı.....	46
Şekil 31. Silindir ve kare süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek kalınlığı ile değişimi.....	48
Şekil 32. Silindir ve kare süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek yüzeyinden değişik gözlem noktalarına olan uzaklıklarla değişimi.....	48
Şekil 33. Tuzaklanan manyetik alanın (a) ışınsal (radial), (b) eksenel bileşenlerinin 3-boyutlu haritaları.....	50
Şekil 34. Normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın ışınsal (radial) ve eksenel bileşenlerinin normalize edilmiş yarıçapa göre değişimi.....	51
Şekil 35. Tuzaklanan manyetik alanın (a) ışınsal (radial), (b) eksenel bileşenlerinin örnek kalınlığı ile değişimi.....	52

Şekil 36. Tuzaklanan manyetik alanın (a) x-, (b) y-, (c) z-bileşenlerinin 3-boyutlu haritaları	54
Şekil 37. Normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın x-, y- ve z-bileşenlerinin normalize edilmiş x ve y konumlarına göre değişimi	55
Şekil 38. Tuzaklanan manyetik alanın (a) x- ve y-bileşenlerinin, (b) z-bileşeninin örnek kalınlığı ile değişimi	56
Şekil 39. Dört (2×2) silindir örnekli sistem (a) Düzen 1, (b) Düzen 2	57
Şekil 40. Dört (2×2) silindir örnekten oluşan iki farklı düzen için örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alanın eş-yükselti haritaları (a) Düzen 1, (b) Düzen 2	59
Şekil 41. “Düzen 1” dizilişindeki örneklerin yüzeyinden değişik uzaklıklarda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının 3-boyutlu haritaları (a) z = 1 mm, (b) z = 4 mm, (c) z = 7 mm, (d) z = 10 mm	60
Şekil 42. Dokuz (3×3) silindir süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi (Ishigohka vd., 2001).....	61
Şekil 43. Dokuz (3×3) silindir örnekten oluşan süperiletken sistemin 1 mm yukarısında hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alanın (a) eş-yükselti haritası, (b) 3-boyutlu haritası	62
Şekil 44. (a) 30 mm çaplı süperiletken örnek, (b) 10 mm çaplı 7 süperiletken örnek sistemi	63
Şekil 45. (a) “Düzen 3”, (b) “Düzen 4” için örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımının eş-yükselti haritaları	65
Şekil 46. Onaltı silindir örnekli sistem (a) Düzen 5, (b) Düzen 6 ve (c) Düzen 7.....	66
Şekil 47. Dört (2×2) kare ve silindir örnekli sistem (a) Düzen 8, (b) Düzen 1	69
Şekil 48. Dört (2×2) kare ve silindir örnekli sistem için eksenel tuzaklanan manyetik alanın eş-yükselti haritaları (a) Düzen 8, (b) Düzen 1	70

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. Dört (2×2) silindir örnekten oluşan iki farklı düzen için örnek yüzeyinden değişik uzaklıklarda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri	58
Tablo 2. “Düzen 3” ve “Düzen 4” örnek sistemleri için değişen örnek kalınlıklarında hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri	64
Tablo 3. “Düzen 5”, “Düzen 6” ve “Düzen 7” örnek sistemleri için yüzeyden değişik uzaklıklarda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri	67
Tablo 4. Tekli ve çoklu örnek sistemleri için yüzeyden değişik uzaklıklarda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri	68
Tablo 5. Dört (2×2) kare ve silindir örnekli sistemin değişik kalınlıkları ve değişik uzaklıkları için eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri	69

SEMBOLLER DİZİNİ

A	: Süperiletkenin Şekline ve Görünüş Oranına Bağlı Geometrik Sabit
B	: Manyetik İndüksiyon
E	: Elektrik Alan
$d\vec{s}$: Akım Elemanı
H	: Manyetik Alan
H ₀	: Uygulanan Manyetik Alan
H _{cm} (T)	: Kritik Manyetik Alan
H _{cm} (0)	: Mutlak Sıfırdaki Kritik Manyetik Alan
H _{c1}	: Alt Kritik Alan
H _{c2}	: Üst Kritik Alan
I	: Akım
J	: Akım Yoğunluğu
J _c	: Kritik Akım Yoğunluğu
ℓ	: Örnek Boyu
M	: Mıknatıslanma
q	: Parçacığın Yüğü
T	: Sıcaklık
T _c	: Kritik Geçiş Sıcaklığı
v	: Yüğü Parçacığın Hızı
Δw	: Akım İlmeğinin Genişliği
Δt	: Akım İlmeğinin Kalınlığı
μ_0	: Serbest Uzayın Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
λ	: Nüfuz Derinliği
ρ	: Özdirenç

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Süperiletkenlik, geçiş sıcaklığı altında direnci sıfıra düşen ve kusursuz diamanyetik özellik gösteren malzemelerle ilgili katıhal fiziğinin bir dalıdır. Bu direncin tümüyle yok edilebildiği ilk kez 1911 yılında H. Kamerlingh Onnes tarafından gösterildi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980). Onnes deneyinde helyum gazını sıvılaştırarak sıcaklığı -269°C (4 K)'ye kadar düşürmüş, saf cıvanın (Hg) bu sıcaklıklardaki direncini ölçmüş ve 4,19 K'de cıvanın direncinin sıfıra düştüğünü bulmuştur. W. Meissner ve R. Ochsenfeld 1933 yılında süperiletkenlerin manyetik özelliklerini incelediler ve manyetik alanda soğutulan bir süperiletkenin, kritik sıcaklık altında manyetik akıyı dışladığını buldular (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980). Bu olay Meissner olayı olarak bilinir.

Süperiletkenliğin elektrodinamik özelliklerini açıklayan ilk makroskobik teori London teorisi (1935) (Schmidt, 1997). Bu teori süperiletkenliğin temel özelliği olan diamanyetizma ve sıfır direnç durumu açıklar ve Maxwell denklemlerine dayalı iki denklemden oluşur. Daha sonraki yıllarda manyetik alandaki davranışlarına göre süperiletkenleri iki ayrı grupta toplamak mümkün olduğu anlaşıldı. I. tür süperiletkenlerin genellikle element olduğu halde, II. tür süperiletkenlerin ise bileşik ya da alaşım olduğu anlaşıldı. London teorisi her iki tür süperiletken için ortak olan Meissner durumunu açıklayabilmiştir. Süperiletkenliğin ikinci makroskobik teorisi Ginzburg-Landau teorisi (1950) (Schmidt, 1997). Ginzburg-Landau teorisi ikinci dereceden hal geçişi yapan bir sistemin termodinamiğini inceler. Aynı yıllarda Fröhlich (Fröhlich, 1950) teorik olarak, Maxwell (Maxwell, 1950) deneysel olarak süperiletkenlik geçiş sıcaklığının, atomal kütlenin artmasıyla düştüğünü gözledi. Bu olayla da süperiletkenlerde elektron-fonon mekanizmasının varlığı ortaya çıktı. Abrikosov, Ginzburg-Landau teorisini alaşımlara uygulayarak II. tür süperiletkenler için bir model önerdi (1957) (Askerzade, 2005).

Mikroskobik anlamda süperiletkenliğin teorisini Barden, Cooper ve Schrieffer 1957 yılında gerçekleştirdiler (Barden vd., 1957) ve bu teoriye kısaca "BCS" teorisi adı verildi. Daha sonra Bean 1962 yılında (Bean, 1962) bir süperiletkenin, süperiletkenlik özelliğini kaybetmeden önceki kritik akım yoğunluğunun, alınganlık eğrilerinden bulunabileceğini gösterdi.

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri ilk önce 1986 yılında J. Bernordz ve K.A. Müller tarafından La-Ba-Cu-O sisteminde gözlemlendi (Bernordz ve Müller, 1986). Bu sistemde süperiletkenlik geçiş sıcaklığı 35 K olarak belirlendi. Bu keşiften sonra yapılan çalışmalarda Y-Ba-Cu-O, Bi-Sr-Ca-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O, Hg-Ba-Ca-Cu-O sistemlerinin (Cu-temelli süperiletkenler) de yüksek sıcaklık süperiletken özellik gösterdiği gözlemlenmiştir. Son yıllarda yapılan çalışmalarda basit bir kristal yapıya sahip olan magnezyum diborürün (MgB_2) 39 K'de süperiletken özellik gösterdiği bulundu (Nagamatsu vd., 2001). Bu keşif süperiletkenlik alanındaki çalışmalara yeni bir ivme kazandırdı. Cu-temelli süperiletkenlerin keşfinden 20 yıl geçmesine rağmen yüksek kritik sıcaklığın mikroskobik mekanizması hala tartışma konusudur. Bu ise süperiletkenliğin hızla gelişen bir bilim alanı olduğunu göstermektedir.

1.2. Süperiletkenliğe Ait Temel Bilgiler

1.2.1. Süperiletkenliğin Keşfi

Süperiletkenlik 1911 yılında Hollanda'da Leiden Laboratuvarında keşfedildi. H. Kamerling Onnes cıvanın (Hg) elektriksel öz direncinin sıcaklığa bağımlılığını incelerken T^* sıcaklığı 4 K civarında iken örneğin direnci aniden sıfıra düştü ve T^* sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda bu şekilde kaldı (Schmidt, 1997). En önemlisi, sıcaklık azaldığında direnç dereceli olarak değil de aniden yok oldu. Örnek henüz bilinmeyen bir değişime uğramıştır ve sadece d.c. elektriksel direnci sıfır olarak karakterize edilmektedir. Bu olay "süperiletkenlik" olarak adlandırılmaktadır.

Külçe süperiletkenlerde direncin varlığını bulma girişimleri bir sonuç vermemiştir. Modern donanım esas alınarak süperiletkenlerin öz dirençlerinin sıfır olduğu söylenebilir; öz direnç en azından $10^{-24} \Omega.cm$ seviyelerindedir. Karşılaştırma amacıyla, öz direnç yüksek saflıktaki bakırda 4,2 K'de $10^{-9} \Omega.cm$ mertebesindedir.

Civada süperiletkenliğin keşfinden hemen sonra kalay (Sn), kurşun (Pb), indiyum (In), alüminyum (Al), neobyum (Nb) gibi diğer metallerde de benzer özellikler bulundu. Birçok alaşım ve intermetalik bileşikler de süperiletken olarak bulundu.

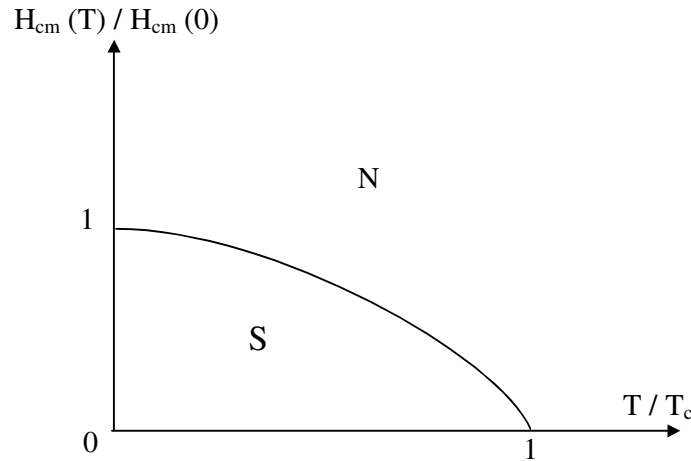
Normal durumdan süperiletken duruma geçiş sıcaklığı kritik sıcaklık T_c olarak adlandırılır. Süperiletkenliğin keşfinden kısa bir süre sonra süperiletkenliğin sadece örneği ısıtarak değil, ayrıca örneği manyetik alana yerleştirerek de yok edilebileceği bulundu.

Bu alan, külçe malzemenin kritik manyetik alanı, H_{cm} , olarak adlandırılmaktadır. H_{cm} 'nin sıcaklığa bağımlılığı aşağıdaki formülle tanımlanmaktadır:

$$H_{cm}(T) = H_{cm}(0)[1 - (T/T_c)^2] \quad (1)$$

Burada $H_{cm}(0)$ mutlak sıfırdaki kritik alandır.

Süperiletkenlik durumun iki-boyutlu H-T hal diyagramını temsil eden bu bağıntı Şekil 1'de görülmektedir. Eğrinin altında kalan alan içinde H-T düzleminin her noktası süperiletken duruma karşılık gelmektedir. Bu hal diyagramına göre sabit sıcaklıkta ($T < T_c$) manyetik alanın artırılmasıyla veya sabit alan altında ($H < H_{cm}$) sıcaklığın artırılmasıyla normal duruma geçileceği görülür. Ayrıca her ikisini de aynı anda artırarak da normal duruma geçilir.

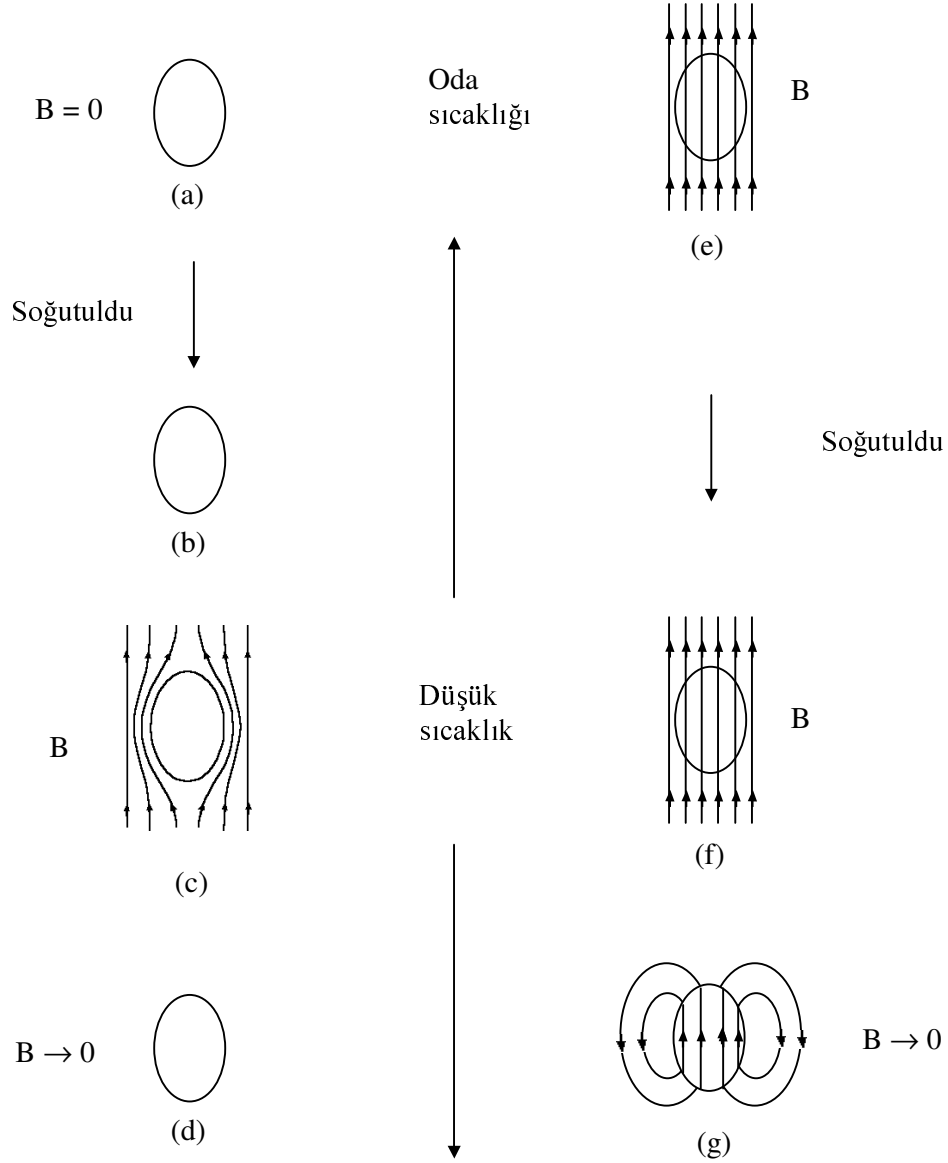


Şekil 1. Sıcaklığın H_{cm} kritik alana bağımlılığı (Schmidt, 1997).

1.2.2. Meissner-Ochsenfeld Etkisi

Süperiletkenliğin bulunuşundan sonraki 22 yıllık sürede, bilim adamları süperiletkenin sıfır dirençli bir metal parçası olarak ideal bir iletken olduğunu düşündüler. İdeal bir iletkenin zayıf bir manyetik alanda iletkenliği bozulmadan nasıl davranacağını açıklamak için, başlangıçta ideal bir iletken manyetik alan olmadan kritik sıcaklığın altına soğutulur. Daha sonra da dış manyetik alan uygulanır.

Genel düşünce Şekil 2’de görüldüğü gibi, alanın örneğin içine girmediğini göstermek çok kolaydır. Gerçekten, ideal iletkenin yüzey tabakasına alan girer girmez, Lenz kanununa göre oluşan akım dış alana zıt yönde bir manyetik alan oluşturacaktır.



Şekil 2. İdeal iletkenin manyetik davranışı (a)-(b) Örnek manyetik alan yokken soğutuldu, (c) Dirençsiz örneğe manyetik alan uygulandı, (d) Manyetik alan kaldırıldı, (e)-(f) Örnek manyetik alan altında soğutuldu, (g) Manyetik alan kaldırıldı (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

Bu olay, Maxwell Denklemleri kullanılarak şu şekilde açıklanabilir: Eğer \vec{B} indüksiyonu değişirse,

$$\text{curl } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

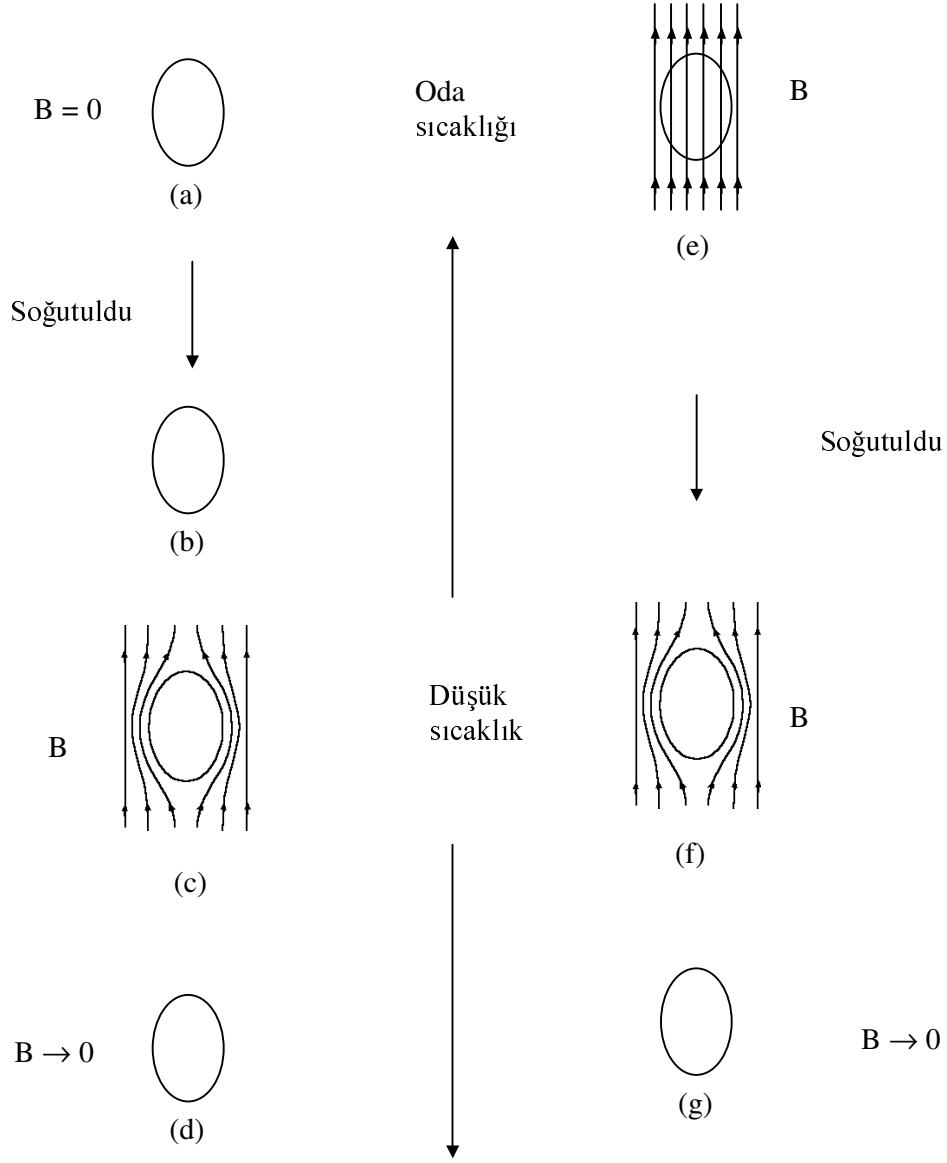
formülü ile örnek içinde bir \vec{E} indüksiyon elektrik alanı oluşacaktır. İdeal iletkende $\vec{E} = 0$ 'dır, çünkü $\vec{E} = \rho \vec{J}$ dir, burada ρ öz direnç (süperiletken durumda sıfır) ve \vec{J} indüklenmiş akım yoğunluğudur. $\vec{B} = \text{sabit}$ ve dış alan uygulanmadan önce $\vec{B} = 0$ olarak hesaba katıldığında alan uygulandıktan sonra da $\vec{B} = 0$ olur. Bu olay farklı bir şekilde de açıklanabilir: $\rho = 0$ olduğu için, ideal iletken manyetik alanın nüfuz etmesi için gerekli zaman sonsuzdur.

Böylece, dış manyetik alana yerleştirilen ideal bir iletkenin tüm noktalarında $\vec{B} = 0$ olduğu kanıtlanmış olmaktadır. Buna rağmen, aynı duruma (ideal iletken $T < T_c$ sıcaklığında dış manyetik alanda) farklı işlemler uygulayarak da varılabilir. Örneğin, sıcak örneğe manyetik alan uygulanır daha sonra $T < T_c$ sıcaklığına soğutulur.

Bu durumda, ideal iletken için, elektrodinamik veriler tamamıyla farklı sonuç verir. $T > T_c$ sıcaklığında, örneğin direnci sonsuzdur ve bu nedenle manyetik alan örneğin içine girer. Örnek süperiletkenlik sıcaklığının altına soğutulduğunda Şekil 2 (f)'deki gibi alan içeride kalır.

Yukarıdaki sebeplerden dolayı $\rho = 0$ ile tanımlanan örnek ideal iletken ve süperiletken değildir.

1933'ten önce süperiletkenliğin sadece ideal bir iletken olduğuna inanılıyordu. Fakat W. Meissner ve R. Ochsenfeld (Schmidt, 1997) tarafından yapılan deneylerde bunun doğru olmadığı gösterildi. Onlar $T < T_c$ sıcaklığında dış alanın olduğu durumda örneğin içinde $\vec{B} = 0$ olduğunu buldular ve örneği T_c sıcaklığına soğutmak için çeşitli yöntemler uyguladılar (Şekil 3).



Şekil 3. Süperiletkenin manyetik davranışı (a)-(b) Örnek manyetik alan yokken soğutuldu, (c) Dirençsiz örneğe manyetik alan uygulandı, (d) Manyetik alan kaldırıldı, (e)-(f) Örnek manyetik alan altında soğutuldu, (g) Manyetik alan kaldırıldı (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

Bu buluş çok önemlidir. Gerçekten, $\vec{B} = 0$ örneğin geçmişinden bağımsız ise, sıfır indüksiyon $H < H_{cm}$ durumunda süperiletkenin temel özelliğiymiş gibi davranılır.

Bu nedenle, durum süperiletkenlik geçişine bir hal dönüşümü olarak bakmayı gerektirir ve sonuç olarak, süperiletkenlik halini incelemek için bütün termodinamik yaklaşımlar uygulanmalıdır.

Böylece süperiletken durum aşağıdaki denklemlere uyar:

$$\rho = 0 \quad (3)$$

$$\vec{B} = 0 \quad (4)$$

1.2.3. Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

Manyetik özelliklerine göre süperiletkenler I. tür ve II. tür süperiletkenler olmak üzere ikiye ayrılırlar. I. tür süperiletkenler neobyum hariç tüm süperiletkenlik özelliği gösteren elementleri içerir. Neobyum, süperiletkenlik alaşımları ve kimyasal bileşikler II. tür süperiletkenleri oluşturur. Cu-temelli seramik yüksek sıcaklık süperiletkenleri de II. tür süperiletkenlerdir.

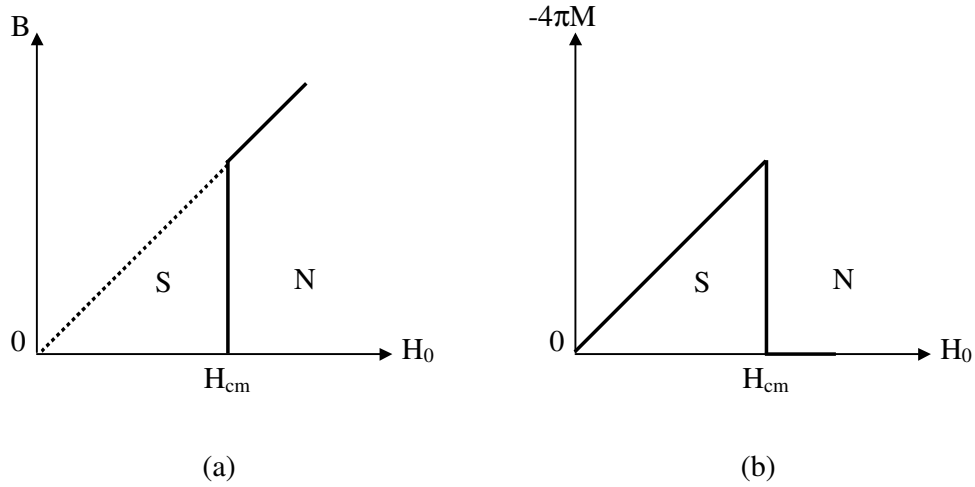
İki grup arasındaki en büyük fark dış manyetik alandaki davranışlarından kaynaklanmaktadır.

1.2.3.1. I. Tür Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

Uzun bir silindir süperiletken örnek, paralel bir dış manyetik \vec{H}_0 alanı içine yerleştirildiğinde, \vec{H}_0 alanı arttırılırsa, ilk önce örneğin içindeki indüksiyon değişmez; $\vec{B} = 0$ olarak kalır. \vec{H}_0 değeri \vec{H}_{cm} değerine ulaşır ulaşmaz, süperiletkenlik yok olur, alan süperiletkene girer ve $\vec{B} = \vec{H}_0$ olur. Bu silindir süperiletken örneğin, mıknatıslanma eğrisi Şekil 4(a)'da görüldüğü gibidir. Manyetik indüksiyon \vec{B} ve manyetik alan şiddeti \vec{H}_0 aşağıdaki eşitlikte olduğu gibi birbiriyle bağlantılıdır.

$$\vec{B} = \vec{H}_0 + 4\pi\vec{M} \quad (5)$$

Burada \bar{M} birim hacimdeki manyetik momenttir. Mıknatıslanma eğrisi Şekil 4(b)'de görüldüğü gibi $-4\pi M$, H_0 'a göre çizilir.

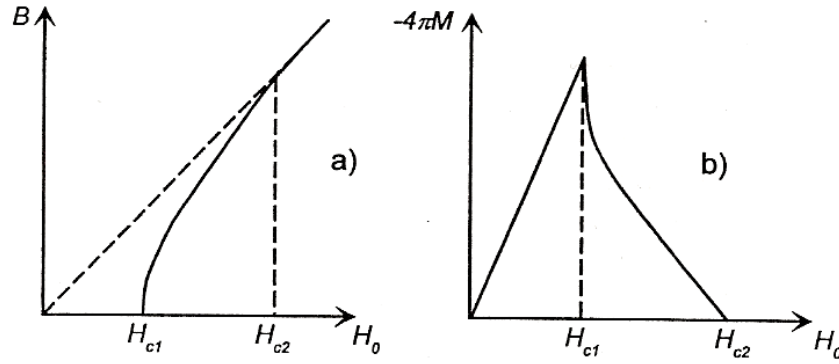


Şekil 4. I. tür süperiletkenin mıknatıslanma eğrileri (a) Dış alan H_0 'ın fonksiyonu olarak B manyetik indüksiyonunun değişimi, (b) Birim hacimdeki manyetik moment M 'nin H_0 'a göre değişimi (Schmidt, 1997).

1.2.3.2. II. Tür Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

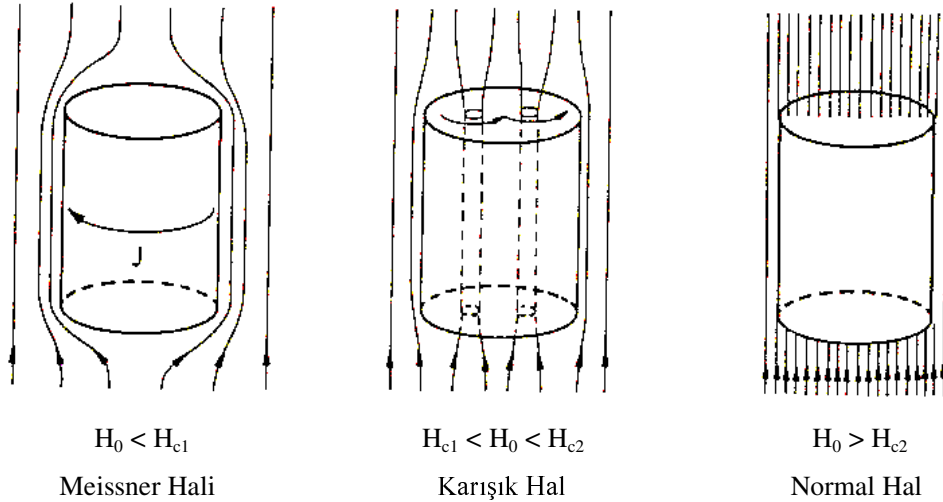
“II. tür süperiletken” terimi ilk önce, Abrikosov tarafından 1957 yılında tanımlandı (Schmidt, 1997). Abrikosov çalışmasında Gizburg-Landau teorisine dayanan teorisinin detaylarını ve bu malzemelerin manyetik özelliklerini açıkladı. Daha sonra, süperiletkenler fiziğindeki gelişmelerle, teori deneysel olarak kanıtlandı.

Uzun silindir şeklinde II. tür bir süperiletken örnek, paralel bir manyetik alana yerleştirildiğinde mıknatıslanma eğrisi Şekil 5'teki gibidir. Dış alan $H_0 < H_{c1}$ olduğu sürece, örnek içindeki ortalama alan $B = 0$ 'dır. Yani, örnek tümüyle süperiletkendir ve I. tür süperiletkenlerde olduğu gibi hiçbir akı örneğe nüfuz edemez. Buna rağmen, $H_{c1} < H_0$ olduğunda, düzenli olarak artan B alanı süperiletken içine girer. Bu alan daima dış alan H_0 'ın altında kalır ve örneğin süperiletkenliği bozulmaz. $H_0 = H_{c2}$ olduğunda, içerideki ortalama B alanı, H_0 'a eşit olur ve örneğin süperiletkenliği yok olur.



Şekil 5. II.tür süperiletkenin mıknatıslanma eğrileri (a) Dış alan H_0 'ın fonksiyonu olarak B manyetik indüksiyonunun değişimi, (b) Birim hacimdeki manyetik moment M 'nin H_0 'a göre değişimi (Schmidt, 1997).

Fakat H_{c1} ile H_{c2} arasındaki alanlar için örnek “Girdaplı hal” (Vorteks hali) olarak bilinen karışık halde bulunur. Girdaplı halde madde sıfır dirence sahip olabilir ve akı kısmen nüfuz edebilir. Uygulanan alan alt kritik alanı geçtiğinde, girdaplı bölgeler, normal kısımlardan oluşan fitiller şeklinde olur (Şekil 6). Uygulanan alanın şiddeti arttırıldığında fitil sayıları artar ve alan üst kritik alana ulaştığında, örnek normal hale geçer. Süperiletken örneğe bu kısmi akı girmesi sayesinde, örnek, normal hale dönmeksizin, uygulanan güçlü manyetik alanlara dayanabilir.



Şekil 6. Karışık halde manyetik alanın süperiletkene nüfuz etmesi (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Girdaplı hal, silindirik normal bir metal çekirdekle sarılmış, süper akımların silindirik anaforu olarak düşünülebilir. Bu çekirdekler, akımın II. tür süperiletkenlere nüfuz etmesini sağlar. Manyetik alan, girdap fitillerinin merkezinde maksimum olup, çekirdeğin dışına doğru, belirli bir nüfuz derinliği (λ) ile üstel olarak azalır. II.tür süperiletkenlerde, normal metal çekirdeğinin yarıçapı, nüfuz derinliğinden daha küçüktür.

1.3. Süperiletkenliğin Uygulama Alanları

H. Kamerlingh Onnes'in 1911 yılında süperiletkenliği keşfinin (Rose-Innes ve Rhoderic, 1980) hemen ardından, bilim adamları tarafından bu yeni ve ilginç olgunun pratik uygulama alanları tasarlanmaya başlandı. Güçlü, yeni süperiletken mıknatıslar normal dirençli mıknatıslardan çok daha küçük olabilirlerdi. Süperiletkenlerle donatılmış üreteçler, daha küçük ekipman ve daha az enerjiyle aynı miktarda elektrik enerjisi üretebilirlerdi. Üretilen elektrik de süperiletken kablolarla dağıtılabildi ve en önemlisi, elektrik, uzun zaman periyotlarında, herhangi bir kayba uğramaksızın süperiletken sarımlarda depolanabilirdi.

Bilim adamlarının bu düşlerine yaklaşmalarındaki en büyük adım, 1980'lerin ortalarında keşfedilen yüksek sıcaklık süperiletkenliği olmuştur (Bednorz ve Müller, 1986). Akım teknolojisinde düşük sıcaklık süperiletkenliğinin kullanımına ilişkin araştırmalar hala sürdürülmektedir. Düşük ve yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin kullanıldığı akım teknolojisinde epey ilerleme kaydedilmiştir; manyetik kalkanlı aygıtlar, tıbbi görüntüleme sistemleri, SQUID'ler (Superconducting Quantum Interference Device, Süperiletken Kuantum Girişim Aygıtı (SKGA)), kızılötesi algılayıcılar ve mikrodalga aygıtları bunlardan bazılarıdır (Noto, 2004; Saito vd., 2005; Isawa vd., 2005; Yoshizawa vd., 2005; Sekiya vd., 2005). Süperiletkenlerin özellikleri hakkında bilgi arttıkça, güç iletimi, üreteçlerde kullanılacak süperiletken mıknatıslar, enerji depolama aygıtları, parçacık hızlandırıcıları gibi uygulamalar çok daha kolaylaşacaktır (Hull ve Murakami, 2004). Bunlar arasında en önemli olanı elektriğin bir yerden bir yere taşınmasıdır. Elektrik, büyük santrallerde üretilip yüzlerce kilometre uzaklıktaki tüketicilere iletilmektedir. Elektrik enerjisi iletiminde resmi rakamlara göre %18 kayıp söz konusudur. Bu kaybı giderecek herhangi bir yeni teknoloji kuşkusuz büyük bir yatırım olurdu. Süperiletkenler elektrik iletirken hiçbir enerji kaybı olmayacağından, süperiletken malzemelerden yapılmış tellerle büyük akımlar iletilebileceği düşünülebilir.

Ancak, süperiletken teller bu amaç için pek uygun değildir. Süperiletken bir tel kesitinde her an oluşabilecek olan bir sorun nedeniyle tel süperiletkenliğini kaybedebilir. Bu da telin direncinin normal bir bakır telinkinden çok daha fazla olmasına neden olur ve böylece iletim sistemi çökebilir.

Bir süperiletkenden çok fazla miktarda akım geçirilirse, kritik sıcaklığın altında bir sıcaklıkta olsa bile, süperiletkenliğini kaybedip normal iletken hale geçecektir. Yani, akım için de belli bir kritik değer vardır. “Kritik akım yoğunluğu” adı verilen bu değer de sıcaklıkla orantılıdır. Yani süperiletken ne kadar soğutulursa o kadar çok akım geçmesi sağlanmış olur. Kritik akım yoğunluğunun yanı sıra bir diğer sorun daha vardır; bu da akım taşıyan telin etrafında bir manyetik alan yaratmasıdır. Akım ne kadar fazlaysa, oluşturduğu manyetik alan şiddeti de o kadar fazla olacaktır. Oluşan manyetik alan değeri, kritik manyetik alan değerine ulaşıncaya, süperiletkenlik ortadan kalkacak ve direnç ortaya çıkacaktır.

Sonuç olarak, süperiletkenleri büyük iletim hatlarında kullanmak şimdilik pek pratik görünmemektedir. Üstelik bu telleri sıvı helyum kullanarak kritik sıcaklığın altına soğutmak için çok pahalı bir teknoloji ve epey karmaşık bir süreç gerekmektedir. Bunun için normalde 4,2 K’lik sıvı helyumu 77 K’de tutulan sıvı azotla çevrili vakumlu bir ortamda depolamak gerekmektedir. Ancak, sıvı azotun da başka bir vakumlu ortamda durması gerekmektedir ki, bu hem oldukça zor hem de çok pahalı bir iştir.

Tüm bu sorunlara karşın, süperiletkenlerin yeterince pratik kullanım alanı vardır. Üstelik bazı uygulama alanlarındaki maliyeti de düşüktür. Bunlar arasında en bilineni süperiletken mıknatıslardır (Watson ve Younas 1998; Fujimoto, 2000; Hull ve Murakami, 2004). Süperiletkenler, hiçbir enerji kaybı olmaksızın, büyük miktarlarda akım taşıyabildiklerinden, elektromıknatıs olarak kullanmak için çok uygun malzemelerdir. Akım gibi, manyetik alanın da belli bir kritik değeri vardır ve bu değer aşıldığında süperiletken özellik yine kaybolmaktadır. Bu değer de “kritik manyetik alan” olarak adlandırılmaktadır. Süperiletken mıknatıslarda, bir süperiletken tel kullanılarak bir makara oluşturulur ve yüksek akımlarda bu makaranın içinde 20 T’ya kadar akı yoğunluğuna ulaşabilen manyetik alan oluşturulabilmektedir. Bu da yaklaşık olarak dünyanın manyetik alanının 500000 katına karşılık gelmektedir. Bu kadar büyük bir manyetik alan yaratma normal iletkenlerle mümkün olmamaktadır.

Süperiletken mıknatıslar, herhangi bir cerrahi müdahale, ya da x-ışınları, gama-ışınları gibi zararlı ışınlara gerek duymadan, insan vücudunu ayrıntılı bir şekilde görüntülemeye yarayan manyetik rezonans görüntüleme (MRI) aygıtlarında kullanılmaktadır (Saito vd., 2005). Manyetik rezonans görüntülemede bir yatağa yatan hastanın vücut ve dokularının ayrıntılı haritası çıkarılır. Süperiletken mıknatıs bu aygıtın en önemli parçasıdır. Bu mıknatıslar, çok kararlı ve yüksek manyetik alanlar üretebildiklerinden, yüksek çözünürlüklü ve kaliteli görüntüler elde edilebilmektedir.

Süperiletken mıknatısların diğer önemli bir uygulama alanı da dünyanın en hızlı trenlerinde, trenin havaya yükseltilmesinde kullanılmaktadır (Fujimoto, 2000; Wang vd., 2002; Wang vd., 2005; Zhao vd., 2004). Örneğin “Maglev” (Magnetig Levitation) trenleri, raylara yerleştirilmiş süperiletken sarımlar ve süperiletken olmayan sarımların karşıt kutupları arasında oluşan itmeyi kullanarak havalanmaktadırlar. Tren havaya kalktığında raylarla olan sürtünmesi de yok olmakta ve böylece daha hızlı hareket etmektedirler. Karmaşık bir elektronik devre sistemiyle akımın düzenli bir şekilde akması ve trenin havadaki yüksekliğinin sabit kalması sağlanmaktadır. Böyle bir trenin hızı da saatte 500 km’ye ulaşabilmektedir. Maglev sistemi, bu çalışmanın bir kısmını oluşturduğu için konu ile ilgili detaylı bilgi “1.3.1.1. Maglevli (Magnetic Levitation) Sistemler” konu başlığı altında ve sonrasında verildi.

Süperiletken mıknatıslar ayrıca, dünyanın en büyük parçacık hızlandırıcılarında kullanılmaktadır (Eck, 2005). Örneğin, Chicago yakınlarında bulunan Fermilab’daki süperiletken mıknatıslar yardımıyla protonların 2 km’den daha büyük çaplı bir yörüngede dolanması sağlanmaktadır. Ne kadar fazla enerjili parçacıkla çalışılırsa parçacıklar da o orantıda hızlı hareket edecek, bu da o parçacıkları yörünge üzerinde hareket ettirmek için o kadar şiddetli manyetik alana gereksinim duyacaktır. Böyle bir manyetik alan yalnızca süperiletken mıknatıslar yardımıyla elde edilebilmektedir. Bilim adamları gelecekte, süperiletken mıknatısların nükleer füzyona yol açabilecek manyetik alan üretme kapasitelerine ulaşabileceklerini ummaktadırlar.

Süperiletkenlerin daha küçük ölçekte kullanım alanları da vardır. Bunlara en ilginç örnek, 1962 yılında henüz yüksek lisans öğrencisi iken iki süperiletken teli ince bir yalıtım malzemesiyle birbirine bağlamayı başaran Brian Josephson’un keşfidir (Josephson, 1962). Bu olgu aslında süperiletkenlerin makroskobik özelliklerinden değil, mikroskobik ya da kuantum mekaniksel özelliklerine dayanmaktadır. Temelinde de, süperiletkenlerdeki elektron tünelleme olayı yatmaktadır (Rose-Innes ve Rhoderic, 1980; Schmidt, 1997).

Tünelleme asıl olarak elektronların dalga özelliklerinden kaynaklanır ve elektronların önlerine çıkan potansiyel engellerinden geçebilmelerine dayanır. Büyük ölçekte, herhangi bir parçacık bir engelle karşılaştığında çarparak geri yansır. Oysa, kuantum mekaniğinde, bir parçacık, örneğin bir potansiyel engeliyle karşılaşır, dalganın bir kısmı yansır bir kısmı da yansımada engeli geçer. Buna da tünelleme adı verilir. Bir yalıtıcı engel tarafından birbirinden ayrılmış süperiletkenler arasındaki bir çift elektronu tünellemeyi ilk başaran Brian Josephson'du. Josephson, ince bir yalıtıcı engelle birbirinden ayrılmış iki süperiletken metalde, elektron çiftlerinin herhangi bir dirençle karşılaşmaksızın bu engeli geçebileceklerini gösterdi (Josephson, 1962). Josephson etkisi olarak bilinen bu olgu normal malzemelerde görünmez. Bu düzeneğe de Josephson kavşağı denilmektedir. Kavşağın malzemesine ve geometrisine göre, Josephson kavşağından geçen akımın bir kritik akım yoğunluğu bulunur. Josephson kavşağı birbirlerinden ince bir yalıtıcı engelle ayrılmış iki süperiletkenden oluşur. Süperiletkendeki elektron çiftleri engeli tünelleme yoluyla geçerler. Eğer kavşaktan geçen akım, kritik akımın altındaysa hiçbir direnç olmayacaktır.

Josephson'un kullandığı yalıtım malzemesi yalnızca birkaç atom kalınlığındaydı, dolayısıyla küçük miktardaki akımların geçişine izin veriyordu. Ancak akım kritik değeri aşarsa Josephson kavşağı adını verdiği bağlantı yüksek dirençli duruma geçiyor ve hiçbir akımın geçmesine izin vermiyordu. Bu da Josephson kavşağının çok hızlı işleyen (10-12 sn) bir elektronik anahtarlama sistemi gibi çalışmasını sağlıyordu. Bu tür anahtarlar, bugünün en hızlı bilgisayarlarından çok daha hızlı çalışabilen süper bilgisayarların yapımında transistörlerin yerini almayı beklemektedir (Eck, 2005). Süperiletkenler, bilgisayarların küçültülmesi ve işlemcilerin hızlarının artırılmasındaki en önemli engel bağlantıyı oluşturan metal filmlerin direnci nedeniyle ortaya çıkan ısı üretimi ve kapasitörlerin yüklenme süresi gibi elektronik uygulama alanlarında da kullanılmaya başlanmak üzeredir. Süperiletken filmlerin işe karışmasıyla işlemciler daha küçülebilecek ve bilgi çok daha hızlı iletilebilecektir. Süperiletkenlerin elektronik uygulamalarındaki en önemli başarı, dijital elektronik alanında yaşanmaktadır. Josephson kavşağı yardımıyla, çok duyarlı mikrodalga algılayıcılar, manyetometreler, SQUID'ler ve çok kararlı voltaj kaynakları yapılabilmektedir.

Josephson kavşağının bir elektronik uygulaması olan SQUID'de, bir ya da daha fazla kavşak ilmek haline getirilip bir manyetik alandan geçirilerek ilmeklerin akım indüklemesi sağlanmaktadır (Noto, 2004).

Manyetik alandaki en küçük değişimler akımda ölçülebilir değişikliklere neden olmakta, bu da SQUID'lerin, manyetik alanları çok duyarlı bir şekilde ölçebildiği aygıtlardır. Çünkü SQUID'ler dünyanın manyetik alan şiddetinin milyarda birinden daha küçük değişimleri fark edebilmektedirler. Bu sayede ortaya birçok uygulama alanı çıkmaktadır. Örneğin, jeologlar SQUID'leri mineral için maden aramada, biyofizikçiler de vücut içindeki elektrik akımlarında meydana gelen manyetik alanları ölçerek, insan beyni ve kalbindeki aktiviteyi görüntülemek için kullanmaktadırlar. SQUID'lerle insan beyninin ürettiği 10^{-14} T değerindeki manyetik alan ölçülebilmektedir.

Süperiletkenlerin, bugünün ve geleceğin teknolojilerine katkıları azımsanacak gibi değildir. Yüksek sıcaklık süperiletken trafolar endüstride çok daha verimli, hafif ve çevre dostu bir tablo çizerken, süperiletken kullanılarak üretilen 200 beygir gücündeki bir motor daha küçük, hafif ve verimli araçlar oluşturulabilmektedir. Çok daha az elektrik tüketecek olan bu motorların gücü de şu sıralar 400 beygir gücünde bir model üzerinde yapılan çalışmalarla artırılmaktadır (Hull ve Murakami, 2004).

Jeneratörler gelecekte, bir demir mıknatısa yerleştirilmiş süperiletken tel kullanılarak daha küçük ve hafif olacaklardır. Yeni jeneratörler daha az yakıtla daha fazla güç elde edilmesini sağlayacaktır.

İletişim teknolojisi de bu gelişmelerden nasibini almayı hedeflemektedir. Örneğin, cep telefonlarının baz istasyonlarında süperiletken filtreler kullanılması söz konusudur.

Bunlar, süperiletkenliğin kullanılabileceği olası uygulama alanlarından yalnızca birkaçıdır. Yüksek sıcaklık süperiletkenliği üzerine yapılan araştırmalar yepyeni uygulama alanları oluşturmak üzeredir. Günümüzün yeni teknolojileri piyasaya çıktığında, elektrik üretimi, dağıtım ve kullanımı geleceğin tıp ve iletim teknolojilerinin de önünü açacaktır (Buğdaycı, 2005). Eğer oda sıcaklığında süperiletken malzemeler üretilirse de, bugünden düş gibi görünen uygulamalar belki de gerçeğe dönüşecektir.

1.3.1. Hızlı Tren Teknolojileri

Dünyadaki yüksek hız demiryolu ağı büyüdükçe şu açıkça görölmektedir ki; 300 km/saat'lik yüksek hız bir gün 350 km/saat'e çıkacaktır. Fransız Ulusal Demiryolları bu yüzyılın sonunda kurulacak TGV (Train a Grande Vitesse) hatları için en yüksek hızı 360 km/saat olarak tasarlamaktadır. Çok uzak olmayan bir gelecekte Kuzey TGV hattı için hız tavanı 320 km/saat'e çıkartılacaktır.

Almanların ICE'lerinin (Inter City Express) 330 km/saat, Japonların Şinkansen trenlerinin 300 km/saat'in üzerinde hız yapmaları beklenmektedir. Bu trenlerin ve gerektirdikleri alt yapının tasarımında, yalnızca daha yüksek hızlara çıkılması talebinin değil, onunla birlikte daha az çevre kirliliği ve daha az gürültü yaratılması taleplerinin de karşılanması bir zorunluluktur (Gök, 1996).

Dünyada mevcut ve geliştirilmekte olan yüksek hız demiryolu sistemleri tren ve demiryolu teknolojileri açısından iki ana grup altında toplanabilir (Gök, 1996; URL-1 ve URL-2, 2005):

1. Çelik tekerlek-çelik raylı sistemler
 - a) Yüksek hız için özel olarak geliştirilmiş trenler
 - b) Yalpalı trenler

Çelik tekerlek-çelik ray grubunun ilk ayağını oluşturan ve yüksek hız için geliştirilmiş trenler, 350 km/saat'e kadar hız yapabilmekte ve güç kaynağı olarak elektrikten yararlanmaktadır. Şu anda işletilmekte olan Fransız TGV'leri, Japon Şinkansen trenleri ve Alman ICE yüksek hız trenleri bu grupta yer almaktadır. Bu sistem her ne kadar yüksek potansiyele sahipse de, bu kadar yüksek hıza uygun yeni yolların yapımını gerektirdiği için pahalıdır.

2. Maglevli (Magnetic Levitation) sistemler
 - a) İtme modlu elektrodinamik sistem
 - b) Çekme modlu elektromanyetik sistem

1.3.1.1. Maglevli (Magnetic Levitation) Sistemler

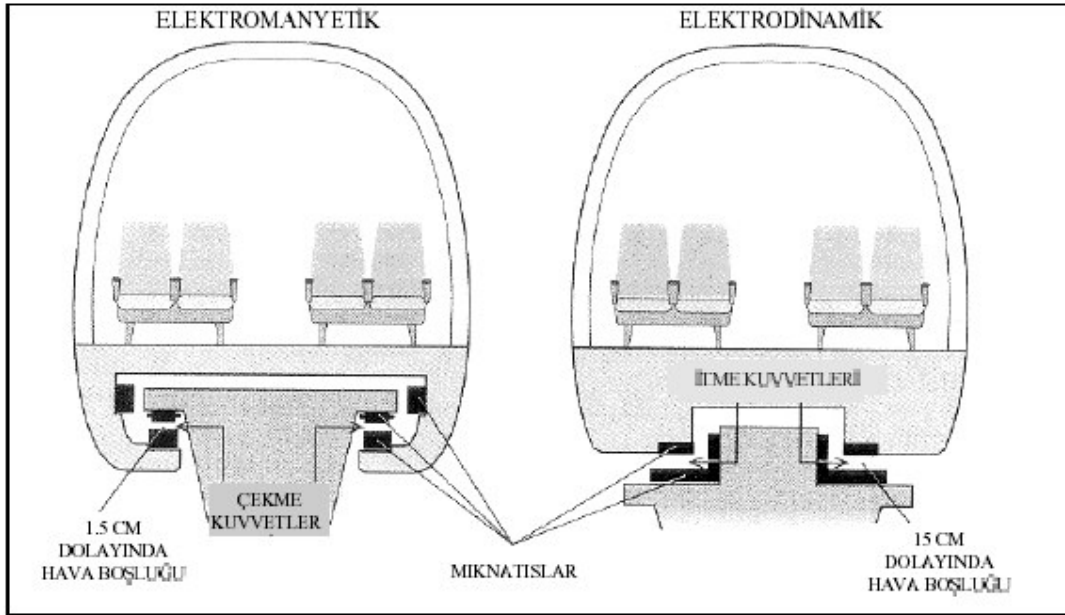
Maglev, manyetik güç aracılığı ile taşıtın kaldırılıp yönlendirildiği ve hareket ettirildiği teknolojiler için kullanılan genel bir terimdir. Maglev sisteminde yol boyu sıralanmış bulunan makaralara, aracın mıknatıslarının kilitlendiği bir manyetik dalga yaratmak üzere, alternatif akım verilir. Böylece aracın mıknatısları ile yol boyu sıralanmış makaralar, aracın doğrusal hareketini sağlayan, tek bir eş zamanlı motor oluşturur. Araç hızı makaralara verilen akım frekansının değiştirilmesiyle denetlenir. Bu ilkeye dayalı iki farklı sistem geliştirilmiştir:

Japonların üzerinde çalıştığı itme modlu elektronik sistemde, yol boyundaki makaralarda akım indüksiyonu için araç üzerindeki süperiletken mıknatıslardan yararlanılır.

Bu etkileşim sonucu oluşan manyetik yastık, aracı yaklaşık 1,5 cm havaya kaldırır ve araç adeta alçaktan uçan bir hava aracı gibi yol alır. Japonlarca bu sisteme göre geliştirilen araçlar 100 km/saat'in üzerindeki hızlarda manyetik yastık, daha düşük hızlarda ise tekerlekler üzerinde gitmektedir.

Almanya'da geliştirilen çekme esaslı elektromanyetik sistemde ise, araçtaki, bilinen demir-çekerdekl (süperiletken olmayan) elektromıknatıslar yolun altından tutturulmuş ferromanyetik parçalar tarafından yukarı doğru çekilmektedir. Bu tür bir manyetik yastık doğal olarak kararlı değildir ve aracın mıknatısları ile yol arasında 1,5 cm'lik açıklığın korunması hassas denetim gerektirmektedir. Sistemin bir üstünlüğü, hareketsiz durumda da araç manyetik yastık üstünde kalabildiğinden uzun yüksek hız hatlarında olduğu gibi şehir içi ulaşım ve banliyö trenlerinde kullanılabilir (Gök, 1996).

İtme modlu elektrodinamik ve çekme modlu elektromanyetik Maglev sistemleri karşılaştırmalı olarak Şekil 7'de görülmektedir.

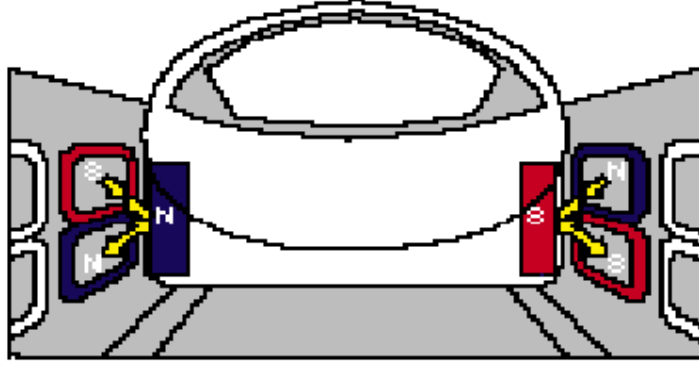


Şekil 7. Elektrodinamik ve elektromanyetik Maglev sistemleri (Gök, 1996).

1.4. Süperiletkenli Maglev Sistemlerinin Çalışma İlkesi

1.4.1. Manyetik Kaldırma

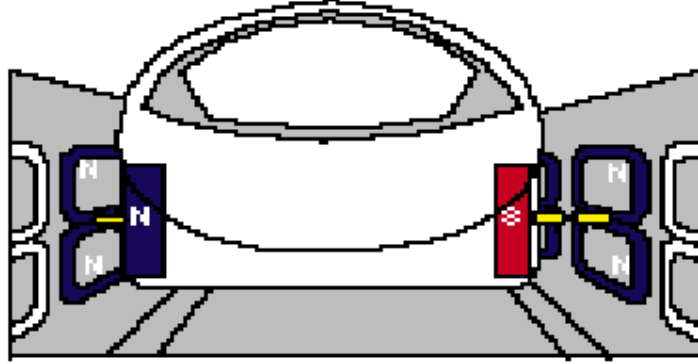
Şekil 8’de görüldüğü gibi “8” biçimindeki kaldırma bobinleri yolun yan duvarlarına yerleştirilmiştir. Trendeki süperiletken mıknatıslar bu bobinlerin eksenlerinin birkaç santimetre altından yüksek hızla geçerken bobinlerde bir elektrik akımı oluşur ve bobinler geçici olarak elektromıknatıs özelliği kazanır. Böylece, Maglev aracındaki süperiletken mıknatısları eş zamanlı olarak yukarı doğru iten ve çeken kuvvetlerin etkisiyle araç yukarı doğru kalkar (Şekil 8) (URL-1, 2005).



Şekil 8. Maglev sisteminde manyetik kaldırma (URL-1, 2005).

1.4.2. Yanal Kılavuzlama

Karşı karşıya duran kaldırma bobinleri bir döngü oluşturacak biçimde yolun altından birbirine bağlıdır. Hareket halindeki Maglev aracı, dolayısıyla da taşıdığı süperiletken mıknatıslar, yolun kenarından birine doğru kayarsa, söz konusu döngüde bir elektrik akımı oluşur ve bu akım, aracın yaklaştığı kenarındaki kaldırma bobininde bir itme kuvveti, uzaklaştığı kenardaki diğer kaldırma bobininde ise bir çekme kuvveti doğurur. Böylelikle, araç her zaman yolun ortasından gider (Şekil 9) (URL-1, 2005).

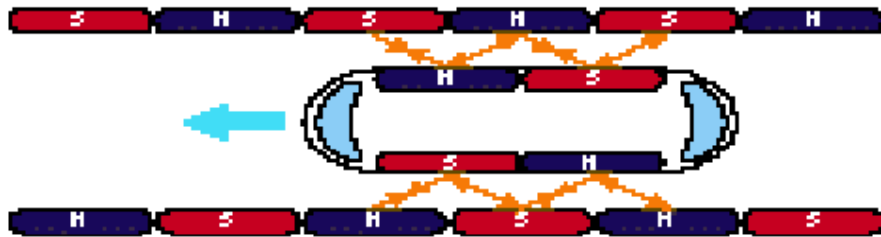


Şekil 9. Maglev sisteminde yanıl kılavuzlama (URL-1, 2005).

1.4.3. Aracın Hareketi

Yolun her iki tarafına, yan duvarlar üzerine yerleştirilmiş bulunan ve üç-hallli alternatif akımla beslenen tahrik bobinleri, manyetik bir dalga yaratır. Aracın üzerindeki süperiletken mıknatıslar, yol boyu yayılan bu manyetik dalganın oluşturduğu çekme ve itme kuvvetlerinin etkisiyle hareket ederler; dolayısıyla, bağılı oldukları aracın da hareketini sağlamış olurlar.

Şekil 10'da basitçe gösterildiği gibi, söz konusu manyetik dalga yayılımı, yol boyu dizilmiş mıknatısların sürekli kutup değıştirmesi biçiminde düşünebilir. Yol boyundaki mıknatısın, örneğin, N kutbu karşısına gelen araç mıknatısının N kutbunu itip S kutbunu çekerek onun belli bir yönde hareketini sağladıktan hemen sonra yön değıştirebilmelidir ki, araç mıknatısının S kutbu karşısına gelince, bu kez de onu itip araç hareketinin sürekliliğini sağlayabilsin (URL-1, 2005).



Şekil 10. Maglev sisteminde aracın hareketi (URL-1, 2005).

1.5. Maglevin Üstün ve Zayıf Yanları

Havada giden bir tren, çelik ray üzerinde giden geleneksel çelik tekerlekli trenden daha fazla fayda sağlar. Başlıca üstün yanı sürekliliğidir. Çünkü tren yer ile hiçbir bağlantısı olmaksızın havada gider ve bu nedenle hareket eden hiçbir parçaya ihtiyacı yoktur. İkinci üstün yanı, tren havada gittiği için sürtünme yoktur. Fakat, sadece her zaman var olan hava direnci vardır. Üçüncü üstün yanı, daha az gürültülü olmasıdır. Çünkü tekerlekler çalışmadığı için tekerlek gürültüsü olmayacaktır. Diğer bir üstün yanı hızıdır. Yukarıda belirtilen üç üstünlüğün sonucu olarak inanılmaz derecede hızlı olan (500 km/saat) Maglev trenleri çok pratiktirler. Diğer bir üstün yanı, Maglev treni duraklardan sonra ve yokuş yukarı giderken 5 km içerisinde 300 km/saat hıza ve 18 km'de ise kendi maksimum hızına ulaşmaktadır (URL-3, 2005).

Süperiletkenlerin kullanıldığı itme esaslı elektrodinamik Maglev sisteminde birçok süperiletken mıknatısın birbirinden ayrı ve bağımsız olarak çalışması tasarlanmaktadır. Maglev aracı, mıknatıslardan bir tanesi bozulduğunda güvenli bir şekilde çalışacak ve kaldırılmış durumda kalacak şekilde tasarlanmıştır. Süperiletken mıknatısların başarısızlık oranı çok düşük olduğu için, birkaç dakika içerisinde iki mıknatısın birden bozulması ihtimali, çalışma süresince milyon yılda birden daha azdır. Böyle bir bozulma oranı jet uçaklarındaki motor bozulmalarından çok daha küçüktür. Ayrıca jet uçakları çalışırken, Maglev aracı çalışmaya devam etmektedir.

Maglev araçları hareket ettikleri sürece dengeli biçimde kaldırılmışlardır. Elektrik gücü kesilirse, araçlar birkaç kilometre kayacak, hızları 50 km/saat'e ulaştığı zaman yedek tekerleklerle oturacak ve yol üzerinde duracaktır. Güç tekrar kazanılırsa, araçlar manyetik olarak hızlanarak tekrar eski hareket etme hızlarına ulaşacaklardır.

Maglev aracının yakınlarındaki manyetik alandan dolayı herhangi bir sağlık ve çevresel tehlike yoktur. Yolcu kompartımanındaki manyetik alan dünya atmosferi manyetik alanı seviyesindedir. Gerçekte, insanlar metroya ve elektrikli trenlere bindiklerinde, evde elektrik ile çalışan aletleri kullandıklarında ve sokakta yürüdüklerinde dünya atmosfer değerinden daha güçlü manyetik alana maruz kalırlar. Maglev araçlarındaki manyetik alan yukarıdaki örneklerinkinden daha düşüktür (URL-4, 2005).

Maglev trenlerinin bu üstünlüklerinin yanında birkaç zayıf yanı vardır. Maglev raylarının geleneksel raylardan daha fazla maliyeti vardır. Diğer bir başlıca zayıf yanı altyapı olmayışıdır.

Örneğin, yüksek hızlı trenler kendi hızlarında yüksek hız raylarında giderken, normal raya geldiklerinde hızlarını yavaşlatarak yollarına devam edebilirler. Fakat Maglev trenleri, Maglev hatlarıyla sınırlıdır. Maglev trenlerine normal çelik tekerlekler konulursa, ayrıca normal trenlerin kullandığı çelik raylarda da hareket edebilirler ve böylece hat sorunu çözülmüş olur (URL-2 ve URL-3, 2005).

1.6. Maglev Sistemlerinin Teorik Altyapısı

1.6.1. Hareketli Yükler ve Manyetik Alan

Hareket halindeki bir elektrik yükü etrafındaki uzayda bir manyetik alan oluşur. Bir manyetik alan içinde hareket eden yüklere de manyetik kuvvet etki eder. Manyetik alan incelenirken, hareketli bir yük üzerine diğerince uygulanan kuvvetle doğrudan ilgilenmek yerine, hareketli yükün kendi bulunduğu uzayda bir manyetik alan oluşturduğu ve bu alanın diğer bir hareketli yüke etkidiğini kabullenmek daha uygun olmaktadır. Hareket eden bir yükün oluşturduğu manyetik alan,

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2} \quad (6)$$

şeklindedir. Burada;

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N / A}^2$, serbest uzayın manyetik geçirgenlik katsayısı,

q , parçacığın yükü,

v , yüklü parçacığın hızı,

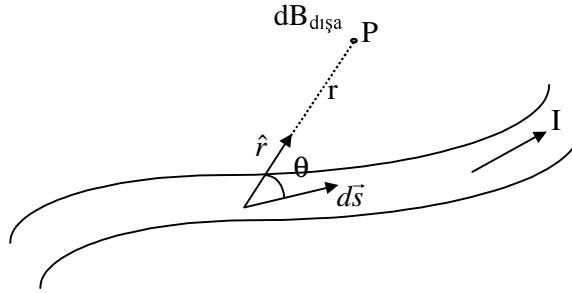
r , yüklü parçacığın manyetik alanın hesaplanacağı noktaya olan uzaklığıdır.

Manyetik alanın birimi (SI sisteminde) *metre kare başına weber* (Wb/m^2)'dir; buna *tesla* (T) da denir. Pratikte, manyetik alan birimi olarak CGS sisteminde *gauss* (G) da kullanılmaktadır ($1 T = 10^4 G$).

1.6.2. Biot-Savart Yasası

Oersted'in 1819'da akım taşıyan bir iletkenin bir pusula iğnesini saptırdığını keşfinden kısa bir süre sonra, Jean Baptiste Biot ve Felix Savart kararlı akım taşıyan bir iletkenin bir mıknatıs üzerinde kuvvet oluşturduğunu gördüler. Biot ve Savart deneysel sonuçlardan yola çıkarak uzayın bir noktasındaki manyetik alanı, bu alanı oluşturan akım cinsinden veren ifadeyi buldular. *Biot-Savart yasası*, bir telden kararlı bir I akımı geçerse, teldeki bir $d\vec{s}$ elemanının P noktasında oluşturduğu $d\vec{B}$ manyetik alanının şu özellikleri taşıdığını söylemektedir (Şekil 11):

1. $d\vec{B}$ vektörü, hem $d\vec{s}$ (akım yönündedir)'ye ve hem de bu $d\vec{s}$ elemanından P noktasına doğru yönelen \hat{r} birim vektörüne diktir.
2. $d\vec{B}$ 'nin büyüklüğü r^2 ile ters orantılıdır. Burada r , $d\vec{s}$ elemanının P 'ye uzaklığıdır.
3. $d\vec{B}$ 'nin büyüklüğü akımla ve $d\vec{s}$ elemanının uzunluğu olan ds ile orantılıdır.
4. $d\vec{B}$ 'nin büyüklüğü $\sin\theta$ ile orantılıdır. Burada θ , $d\vec{s}$ ve \hat{r} vektörleri arasındaki açıdır.



Şekil 11. Bir $d\vec{s}$ akım elemanının P noktasında oluşturduğu manyetik alan ($d\vec{B}$) (Serway, 1996).

Biot-Savart yasası, aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2} \quad (7)$$

Sonlu büyüklükteki bir iletkenin kaynaklanan, bir noktadaki toplam manyetik alanı bulmak için, iletkeni oluşturan tüm akım elemanlarından doğan katkıları toplamak gerekir.

Yani, \vec{B} manyetik alanı Denklem (7)'nin integrali alınarak bulunabilir:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2} \quad (8)$$

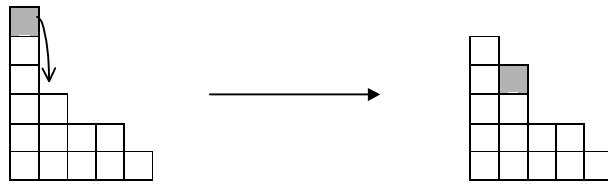
Burada integral iletkenin tamamı üzerinden alınır (Serway, 1996).

1.7. Kum-Yığını (Sand-Pile) Modeli

Kum-yığını (sand-pile) modeli, daha genel olan yonga ateşleme oyununun (chip firing game) özel bir durumudur. Yonga ateşleme oyunu ilk kez 1986 yılında Spencer tarafından bazı denge oyunları için uygulandı (URL-5, 2006). Yonga ateşleme oyunu fizikte, ekonomide ve bilgisayar bilimlerinde de kullanılan bir dinamik modeldir. Bu modelin birçok özel versiyonu vardır ve bunlar farklı isimlerde ve farklı yaklaşımlarda ortaya konulmuş ve çalıştırılmıştır. Kum-yığını modeli ilk defa Bak, Tang ve Wiesenfeld tarafından 1987 yılında uygulanmıştır. Böyle sistemlerin çalıştırılmasında Dhar (1998), Cori ve Rossin (1998) tarafından cebirsel yaklaşım, Bjorner, Lov'asz ve Shar (1991) tarafından oyun teorisi, Bjorner ve Zielev (1991) tarafından dil teorisi ve benzer birçok yaklaşım geliştirilmiştir (URL-5, 2006).

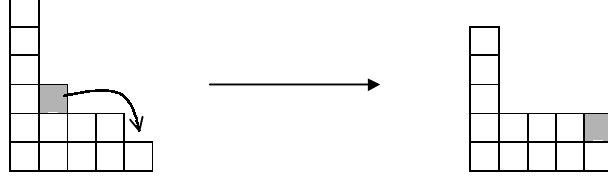
1993 yılında Goles ve Kiwi tarafından kullanılan Kum-yığını modelinde, bir kum yığını n tamsayısının düzenlenmiş bir kısmı yani toplam n 'nin azalan dizisi $a = (a_1, \dots, a_n)$ ile temsil edilir ve kum tanelerinin hareketi şu kurallara uyar:

Kural 1 (düşey kural): Bir tane, bir sütundan diğer sütuna, eğer bu sütunların yükseklikleri arasındaki fark 2'den fazla veya eşit ise hareket edebilir (Şekil 12).



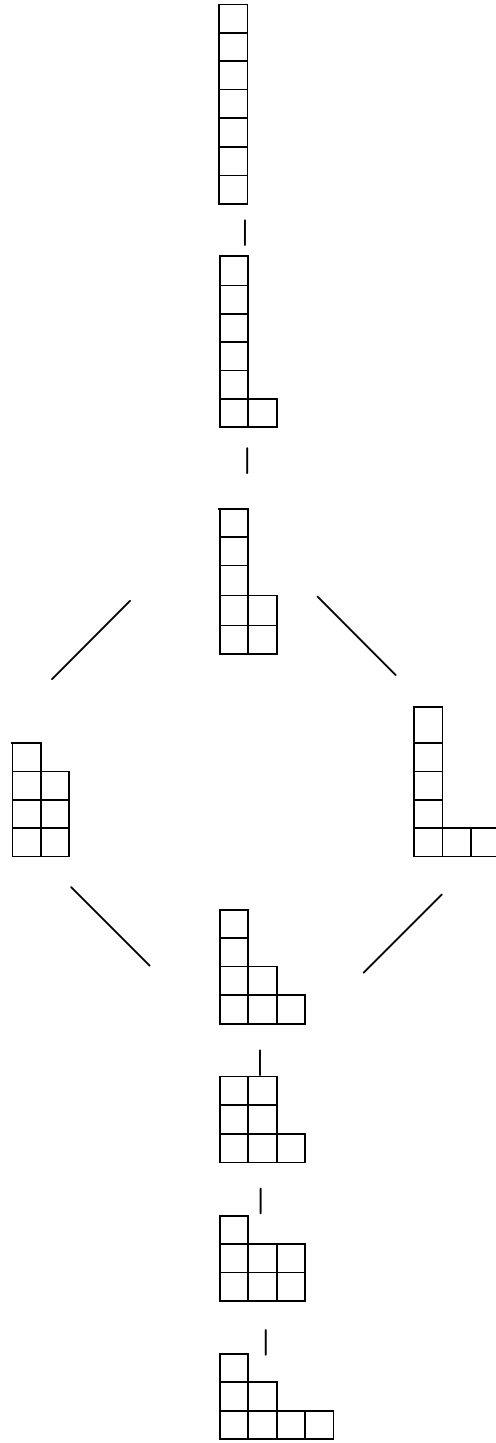
Şekil 12. Kum-yığını modelinde 1. kural (URL-5, 2006).

Kural 2 (yatay kural): Eğer bir sütünun $(p+1)$ tanesi varsa, yanında p tane içeren sütün ya da sütünler varsa ve sonra $(p-1)$ tane içeren sütün varsa, birinci sütündeki bir tane son sütünu atlayabilir (Şekil 13).



Şekil 13. Kum-yığıını modelinde 2. kural (URL-5, 2006).

Kum-yığıını modeli için Şekil 14'te bir örnek görölmektedir.



Şekil 14. Kum-yığını modeline örnek (URL-5, 2006).

1.8. Literatür Özeti ve Çalışmanın Amacı

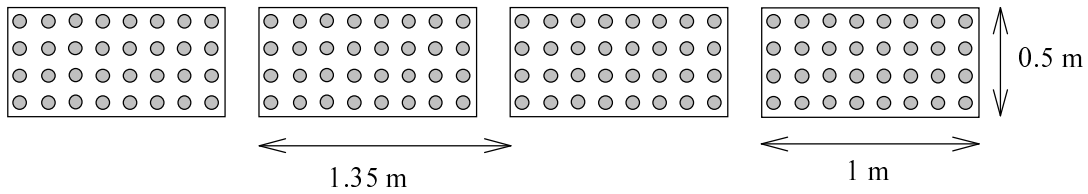
Büyük taneli yüksek sıcaklık külçe süperiletkenler manyetik yatak, enerji depolama sistemi, yük taşıma, yük kaldırma ve alan tuzaklama mıknatısları olarak mühendislik uygulamalarında kullanılırlar (Fujimoto, 2000; McCulloch, 2002; Mizutani vd., 2000; Wolsky, 2002). Diğer bir uygulama alanı olan manyetik olarak kaldırılmış Maglev treni, süperiletken mıknatısların birleşimiyle oluşturulan bir süper yüksek hızlı sürtünmesiz taşıma sistemidir. Maglev sistemi, düşük-sıcaklık süperiletkenlerin süperiletken teknolojisine, Nb-Ti tellere ve sıvı helyumun soğutucu olarak gerekli olduğu süperiletken mıknatıslara uygulanır. Ayrıca, olası teknolojik gelişmeler, yani sıvı azot sıcaklığında süperiletkenlik gösteren yüksek-kritik sıcaklık süperiletkenler gelecekte Maglev sistemleri için umut verici olacaktır (Fujimoto vd., 2001).

Külçe süperiletkenlerin endüstriyel uygulamaları için iki önemli malzeme özelliği vardır (Hull, 2000). Bunlardan biri, külçe süperiletkenin taşıyabildiği ağırlığı belirleyen kaldırma kuvvetidir. Diğeri ise, külçe süperiletkenlerin üretebildiği maksimum alanı belirleyen tuzaklanan alandır.

Süperiletkenlerden yüksek mıknatıslanma elde etmek için Y-Ba-Cu-O (YBCO) ve nadir toprak-Ba-Cu-O (RE-Ba-Cu-O; RE: Nd, Sm, Eu, Gd, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu, La) külçe süperiletkenleri kullanılır (Fujimoto, 2000; Murakami vd., 1996; Nariki vd., 2002). Çünkü bu süperiletkenler sıvı azot sıcaklığında güçlü külçe mıknatıs özelliği gösterirler ve büyük taneli süperiletken elde etmeye de elverişlidirler. Büyük tek taneli süperiletken külçe mıknatısın tuzakladığı manyetik alanın geleneksel sürekli mıknatıslardaki alandan daha üstün olduğu bilinmektedir (Hull, 2000; Ikuta vd., 1999). Süperiletken külçe mıknatıs artan kritik akım yoğunluğu (J_c) ve hacimle daha büyük manyetik alan üretebilir. YBCO ve RE-Ba-Cu-O süperiletken malzemeler eritme yöntemleri ile üretilirlerse çapı ≈ 10 cm olan büyük taneli örnekler elde edilebilir (Hull, 2000). Bu külçe süperiletkenlerin 77 K'de 5 T ve daha düşük sıcaklıklarda 14 T'dan daha fazla manyetik alan tuzakladığı bilinmektedir (Fuchs vd., 2000; Fujimoto, 2000). Bu nedenle külçe süperiletkenlerin tuzaklanan alan uygulamaları dünya çapında büyük ilgi çekmektedir.

Değişik üretme yöntemleriyle hazırlanan külçe süperiletkenlerin boyutu Maglev sistemlerinde kullanılacak kadar büyük değildir. Bu nedenle Maglev sisteminde kullanılabilmesi için külçe süperiletkenlerin satır ve sütun halinde dizilmeleri gerekmektedir. Böylece grup halindeki külçe süperiletkenler büyük tek külçe süperiletken gibi düşünülebilir.

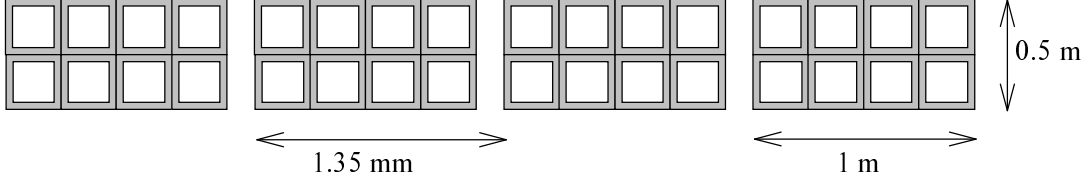
Yüksek sıcaklık Nb-Ti süperiletken telleri ve külçeleri içeren süperiletken mıknatısların kullanıldığı Maglev trenlerinde, üzerinde soğutucularla birlikte iki süperiletken mıknatıs, treninin her iki tarafına monte edilir (Yoo vd., 1998; Fujimoto vd., 1999; Fujimoto, 2000; Fujimoto ve Kamijo, 2001; Wang vd., 2001; Sanagawa vd., 2001). Her bir süperiletken, kutup uzunluğu 1,35 m olan, sırasıyla N ve S kutupları üreten dört adet süperiletken kangaldan oluşmaktadır. Kutup büyüklüğü $1 \times 0,5 \text{ m}^2$ 'dir. Nb-Ti süperiletken tellerin kullanıldığı Maglev sistemi (Yoo vd., 1998; Fujimoto vd., 1999) Şekil 15'te görülmektedir. Burada her bir kutup 8×4 külçeden oluşmaktadır. Külçe çapı 100 mm ve külçe kalınlığı 20 mm'dir. Bu sistemde kritik akım yoğunluğu 10^2 A/cm^2 olarak farz edildiğinde Biot-Savart yasası kullanılarak hesaplanan aksel tuzaklanan manyetik alan değeri 0,3 T'dir. Bu değer geleneksel mıknatıslarla aynı olduğu için, akım yoğunluğunun 10^5 A/cm^2 'den daha büyük olduğu durum faydalı olacaktır. 10^5 A/cm^2 kritik akım değerinde aksel tuzaklanan manyetik alan 5-6 T civarındadır.



Şekil 15. Maglev treni için süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi. Her bir kutup, külçe çapı 100 mm ve külçe kalınlığı 20 mm olan 8×4 külçeden oluşmaktadır (Yoo vd., 1998; Fujimoto vd., 1999).

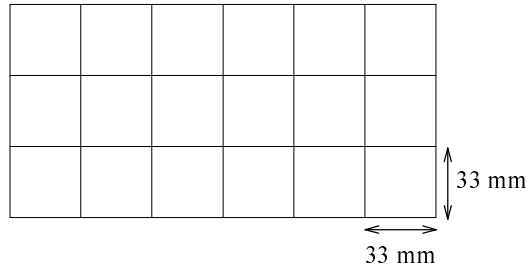
Nb-Ti süperiletken tellerin kullanıldığı diğer bir Maglev sistemi (Fujimoto, 2000) Şekil 16'da görülmektedir. Bir kutup $4 \times 2 \times 5$ delik külçeden oluşmaktadır. Külçenin dış kenar uzunluğu, iç kenar uzunluğu ve külçenin kalınlığı sırasıyla 250 mm, 200 mm ve 20 mm'dir. Toplam kalınlığı 100 mm olan beş külçe bir tabakaya yerleştirilmiştir.

Bu sistemde kritik akım yoğunluğu 4×10^4 A/cm² olarak alındığında Biot-Savart yasası kullanılarak hesaplanan aksel tuzaklanan manyetik alan değeri 8 T'dır.



Şekil 16. Maglev treni için süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi. Külçenin dış kenar uzunluğu, iç kenar uzunluğu ve külçenin kalınlığı sırasıyla 250 mm, 200 mm ve 20 mm'dir. Toplam kalınlığı 100 mm olan beş külçe bir tabakaya yerleştirilmiştir ve her bir kutup $4 \times 2 \times 5$ külçeden oluşmaktadır (Fujimoto 2000).

Maglev trenlerinde hangi türdeki süperiletkenlerin daha iyi olduğunu bulmak için yapılan çalışmalar sonucunda, Nb-Ti süperiletken tellerin yerine yüksek sıcaklık külçe süperiletkenlerin daha faydalı olacağı bulundu (Yoo vd., 1998; Fujimoto vd., 1999; Fujimoto ve Kamijo, 2001). Kenar uzunluğu 33 mm ve kalınlığı 10 mm olan tek düzlemde 6×3 külçeden oluşan (Şekil 17), eritme yöntemiyle hazırlanmış 77 K'deki YBaCuO süperiletkenleri kullanılarak 198×99 mm²'lik küçük külçe mıknatıstan elde edilen veriler bu sonucu doğrulamaktadır (Fujimoto ve Kamijo, 2001). Bu çalışmada, aksel tuzaklanan manyetik alanın ölçülmesinde kullanılan kriyostatın dış yüzeyinde, yani oda sıcaklığında 0,1 T'dan daha fazla tuzaklanan alanın olduğu gözlenmiştir.



Şekil 17. 6×3 düzenlenişinde süperiletken külçe mıknatısın şematik gösterimi (Fujimoto ve Kamijo, 2001).

Külçe süperiletkenlerin Japonya, Amerika ve Avrupa'da (Nippon Steel, Dowa Mining, Superconductive Component, IPHT, Karlsruhe Research Center vb.) ticareti yapılmaktadır, fakat bunların karakterizasyonu için standart metotlar tespit edilmemiştir (Murakami, 2001). Külçe süperiletken kullanıcıları, aygıtlarını tasarlarken süperiletkenin taşıyabildiği ağırlığı ve üretebildiği maksimum alanı bilmek zorundadırlar. Ancak, bu değerler üretim ve ölçme yöntemine kuvvetli bir şekilde bağlıdırlar ve bu nedenle hem imalatçılar hem de endüstriyel müşteriler için bu değerlerin belirlenmesinde uluslararası standartların düzenlenmesi büyük öneme sahiptir. Ayrıca, J_c değerinin ve tane boyutunun sabit olduğu durumda tuzaklanan manyetik alanın bağlı olduğu faktörler de aygıt tasarlayıcıları için önemlidir. Çünkü jeneratör ve motor gibi yüksek tuzaklanan alanın kullanıldığı elektrik makinelerinin tasarımında ve farklı malzemelerin performansları karşılaştırılmak istendiğinde örneğin özellikleri ön plana çıkmaktadır.

Bu nedenlerle, bu çalışmanın amacı tek kristal külçe süperiletkenlerin tuzakladığı manyetik alanın hesaplanması, pratik uygulamalar için tuzaklanan alanın örneğin geometrisine, büyüklüğüne ve kalınlığına ne şekilde bağlı olduğunun ve külçe süperiletkenlerin Maglev sisteminde kullanılabilmesi için nasıl dizilmeleri gerektiğinin bulunmasıdır.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Tuzaklanan Manyetik Alanın Hesaplanması

Tuzaklanan manyetik alan dağılımının sayısal olarak hesaplanması için kum-yığını (sand-pile) modeli (Tamegai vd., 1993) ve Biot-Savart yasası kullanıldı. Kum-yığını modeline göre büyük kare ve silindir örnekler Şekil 18 ve 19'da görüldüğü gibi ortak merkezli akım halkalarına ayrıldı ve akımın kenarlar boyunca aktığı varsayıldı. Her akım ilmeğinden akan akım

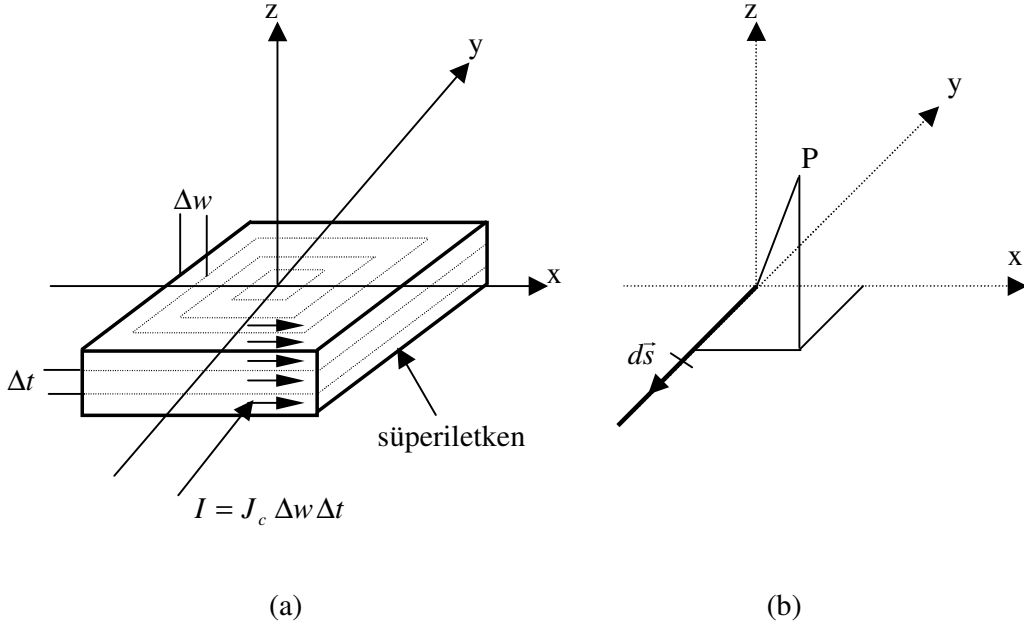
$$I = J_c \Delta w \Delta t \quad (9)$$

şeklinindedir. Burada J_c kritik akım yoğunluğudur ve uyum parametresi olarak kullanılır. Δw ve Δt sırasıyla akım ilmeğinin genişliği ve kalınlığıdır. Çok iyi bilinmektedir ki, Biot-Savart yasası akım geçen bir iletkenin sadece küçük bir parçası için bir noktadaki manyetik alanı verir. Bu bağlamda, her bir iletken ilmek için Biot-Savart yasası kullanılarak \vec{B} alanı aşağıdaki denklem ile verilir:

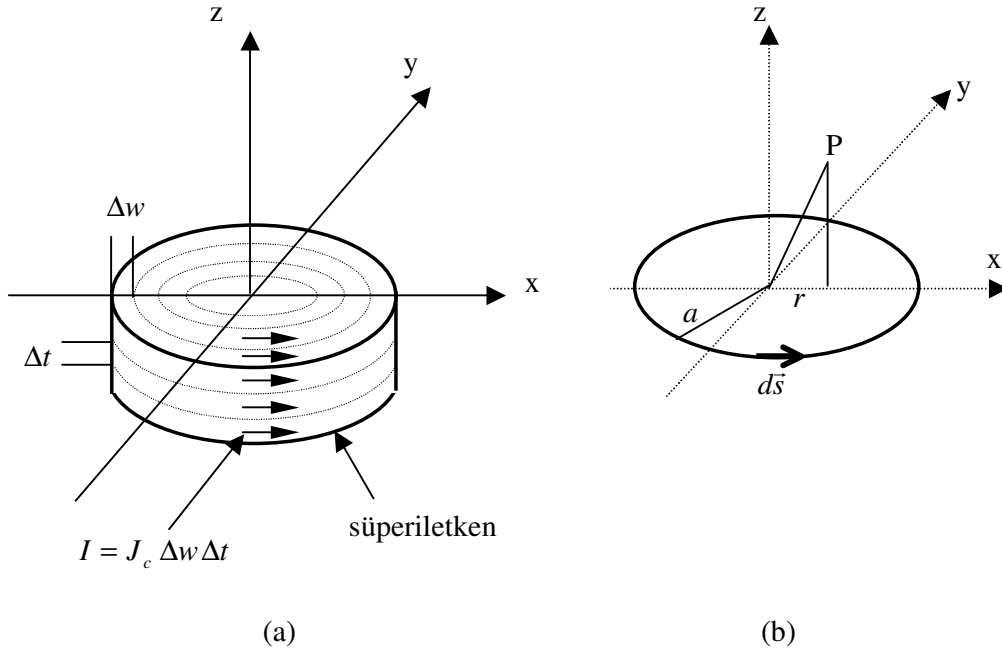
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2} \quad (8)$$

Denklem 8'de μ_0 serbest uzayın geçirgenliği, $d\vec{s}$ akım elemanı vektörü, r ve \hat{r} akım elemanından gözlem noktasına doğru yönelmiş uzaklık ve birim vektördür.

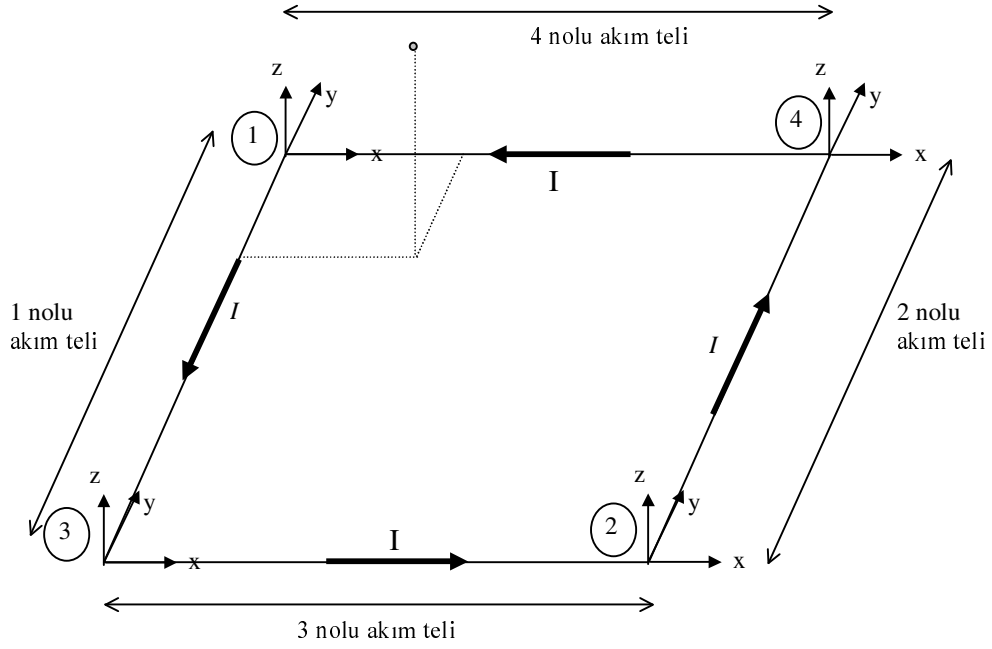
Şekil 18'de görülen kare örnek için, P gözlem noktasındaki I çizgi akımı tarafından meydana getirilen \vec{B} manyetik alan vektörü hesaplanırken, öncelikle kare şeklindeki I çizgi akım ilmeği her birinin boyu L olan dört eşit parçaya bölündü ve numaralandı (Şekil 20). Her bir akım çizgisi için ayrı ayrı konumlama eksenleri, akım yönleri, akım yönündeki $d\vec{s}$ akım elemanları ve $d\vec{s}$ akım elemanlarından P noktasına doğru yönelen \vec{r} yer vektörleri belirlendi. Her bir akım telinin P noktasında oluşturduğu manyetik alan ayrı ayrı hesaplandı.



Şekil 18. Sayısal hesaplama için kullanılan kare süperiletken örnekte (a) akım ilmeklerinin şematik gösterimi, (b) konumlama sistemi



Şekil 19. Sayısal hesaplama için kullanılan silindir süperiletken örnekte (a) akım ilmeklerinin şematik gösterimi, (b) konumlama sistemi



Şekil 20. Kare külçe örnek için sayısal hesaplamada kullanılan akım ilmeği

$$1 \text{ nolu tel için; } s(0, -y, 0), \quad d\vec{s} = -dy\hat{j}$$

$$P(x_1, -y_1, z), \quad \vec{r} = x_1\hat{i} + (-y_1 + y)\hat{j} + z\hat{k}$$

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}, \quad d\vec{s} \times \vec{r} = -zdy\hat{i} + x_1 dy\hat{k}$$

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-z\hat{i} + x_1\hat{k}) \int_0^l \frac{dy}{[x_1^2 + (y - y_1)^2 + z^2]^{3/2}}$$

$$\int \frac{dx}{(ax^2 + bx + c)^{3/2}} = \frac{2(2ax + b)}{(4ac - b^2)(ax^2 + bx + c)^{1/2}} \quad (10)$$

Denklem (10) kullanılarak 1 nolu telin P noktasında meydana getirdiği manyetik alan bulundu.

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-z\hat{i} + x_1\hat{k}) \frac{2(2y - 2y_1)}{[4(x_1^2 + y_1^2 + z^2) - (-2y_1)^2](y^2 - 2y_1y + x_1^2 + y_1^2 + z^2)^{1/2}} \Big|_0^{-L}$$

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-z\hat{i} + x_1\hat{k}) \left[\frac{-4L - 4y_1}{4(x_1^2 + z^2)(x_1^2 + (-L - y_1)^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{-4y_1}{4(x_1^2 + z^2)(x_1^2 + y_1^2 + z^2)} \right]$$

$$2 \text{ nolu tel için; } \quad s(0, y, 0), \quad d\vec{s} = dy\hat{j}$$

$$P(-x_2, y_2, z), \quad \vec{r} = -x_2\hat{i} + (y_2 - y)\hat{j} + z\hat{k}$$

$$\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}, \quad d\vec{s} \times \vec{r} = zdy\hat{i} + x_2dy\hat{k}$$

$$\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (z\hat{i} + x_2\hat{k}) \int_0^L \frac{dy}{[(-x_2)^2 + (y_2 - y)^2 + z^2]^{3/2}}$$

Denklem (10) kullanılarak 2 nolu telin P noktasında meydana getirdiği manyetik alan bulundu.

$$\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (z\hat{i} + x_2\hat{k}) \frac{2(2y - 2y_1)}{[4(x_2^2 + y_2^2 + z^2) - (-2y_2)^2](y^2 - 2y_2y + x_2^2 + y_2^2 + z^2)^{1/2}} \Big|_0^L$$

$$\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (z\hat{i} + x_2\hat{k}) \left[\frac{-4L - 4y_2}{4(x_2^2 + z^2)(x_2^2 + (y_2 - L)^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{-4y_2}{4(x_2^2 + z^2)(x_2^2 + y_2^2 + z^2)} \right]$$

$$3 \text{ nolu tel için; } \quad s(x, 0, 0), \quad d\vec{s} = dx\hat{i}$$

$$P(x_3, y_3, z), \quad \vec{r} = (x_3 - x)\hat{i} + y_3\hat{j} + z\hat{k}$$

$$\vec{B}_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}, \quad d\vec{s} \times \vec{r} = -z dx \hat{j} + y_3 dx \hat{k}$$

$$\vec{B}_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-z\hat{j} + y_3\hat{k}) \int_0^L \frac{dx}{[(x_3 - x)^2 + y_3^2 + z^2]^{3/2}}$$

Denklem (10) kullanılarak 3 nolu telin P noktasında meydana getirdiği manyetik alan bulundu.

$$\vec{B}_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-z\hat{j} + y_3\hat{k}) \frac{2(2x - 2x_3)}{[4(x_3^2 + y_3^2 + z^2) - (-2x_3)^2](x^2 - 2x_3x + x_3^2 + y_3^2 + z^2)^{1/2}} \Big|_0^L$$

$$\vec{B}_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-z\hat{j} + y_3\hat{k}) \left[\frac{4L - 4x_3}{4(y_3^2 + z^2)((x_3^2 - L)^2 + y_3^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{-4x_3}{4(y_3^2 + z^2)(x_3^2 + y_3^2 + z^2)} \right]$$

$$4 \text{ nolu tel için; } \quad s(-x, 0, 0), \quad d\vec{s} = -dx\hat{i}$$

$$P(-x_4, -y_4, z), \quad \vec{r} = (-x_4 + x)\hat{i} - y_4\hat{j} + z\hat{k}$$

$$\vec{B}_4 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}, \quad d\vec{s} \times \vec{r} = z dx \hat{j} + y_4 dx \hat{k}$$

$$\vec{B}_4 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (z\hat{j} + y_4\hat{k}) \int_0^L \frac{dx}{[(x - x_4)^2 + (-y_4)^2 + z^2]^{3/2}}$$

Denklem (10) kullanılarak 4 nolu telin P noktasında meydana getirdiği manyetik alan bulundu.

$$\vec{B}_4 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (z\hat{j} + y_4\hat{k}) \frac{2(2x - 2x_4)}{[4(x_4^2 + y_4^2 + z^2) - (-2x_4)^2](x^2 - 2x_4x + x_4^2 + y_4^2 + z^2)^{1/2}} \Big|_0^{-L}$$

$$\vec{B}_4 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (z\hat{j} + y_4\hat{k}) \left[\frac{-4L - 4x_4}{4(y_4^2 + z^2)((-L - x_4)^2 + y_4^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{-4x_4}{4(y_4^2 + z^2)(x_4^2 + y_4^2 + z^2)} \right]$$

Bu dört telin P noktasında meydana getirdikleri toplam manyetik alan her bir telin meydana getirdiği manyetik alan vektörlerinin toplamıdır.

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + \vec{B}_4 \quad (11)$$

Şekil 19'da görülen silindir örnek için, P gözlem noktasında I dairesel çizgi akımı tarafından meydana getirilen radyal ve aksenal alanlar, sırasıyla, B_r ve B_z , aşağıdaki şekilde verilir (Smythe, 1968):

$$B_r = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z}{r[(a+r)^2 + z^2]^{1/2}} \left[-K(k) + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right] \quad (12)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{[(a+r)^2 + z^2]^{1/2}} \left[K(k) + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right] \quad (13)$$

Burada K ve E , $k^2 = 4ar[(a+r)^2 + z^2]^{-1}$ olmak üzere birinci ve ikinci çeşit tam eliptik integrallerdir.

Bu çalışmada, tuzaklanan manyetik alan, ideal tek kristal külçe süperiletken örnek için $\Delta t = \Delta w = 0,1$ mm alınarak hesaplandı. Sonuçların, Δt ve Δw 'nin 0,1 mm ve daha küçük değerleri için değişmediği, 0,1 mm'den büyük değerleri için ise değiştiği görüldü. Bu nedenle sayısal hesaplamanın kısa sürmesi için $\Delta t = \Delta w = 0,1$ mm olarak seçildi. J_c kritik akım yoğunluğu ise özel olarak belirtilmediği durumlarda 2×10^4 A/cm² olarak alındı. Sayısal hesaplamalar C-Programlama dilinde yazılan program kullanılarak yapıldı.

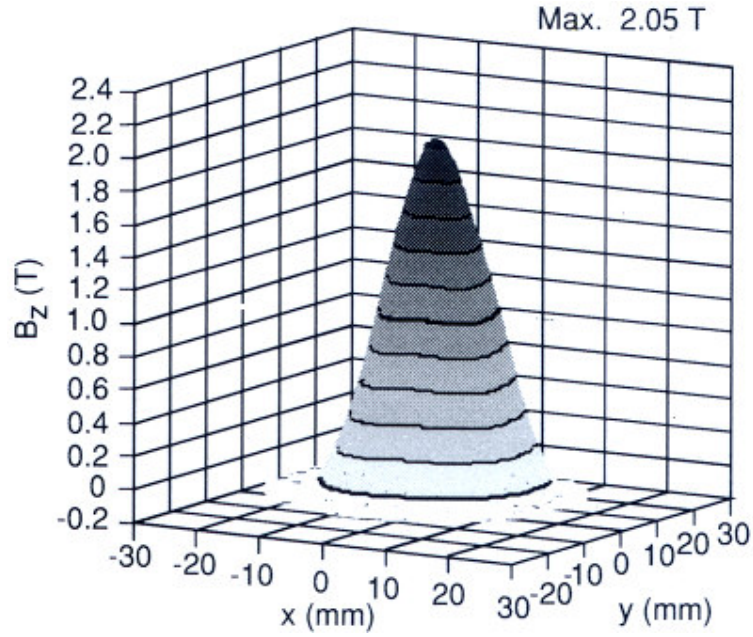
3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Tek Kristal Süperiletken Örnekte Tuzaklanan Manyetik Alan Hesaplamaları

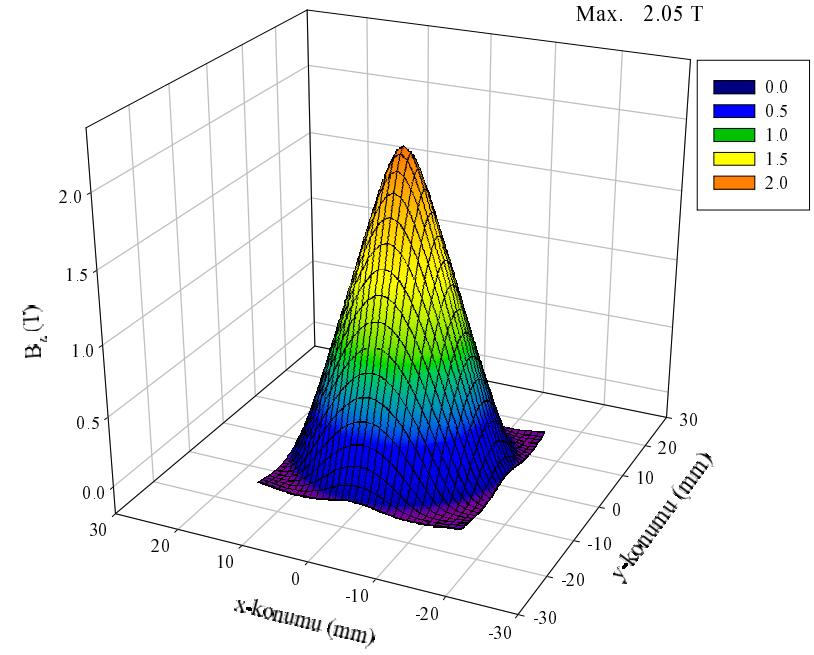
3.1.1. Tuzaklanan Manyetik Alanın Teorik Hesaplama Sonuçlarının Literatürdeki Deneysel Sonuçlarla Karşılaştırılması

77 K'de %10 Ag₂O içeren tek Gd-Ba-Cu-O örneği (Nariki vd., 2002) için tuzaklanan aksinel manyetik alan dağılımı Şekil 21(a)'da görülmektedir. Kullanılan silindir örneğin çapı 32 mm ve kalınlığı 17 mm'dir. Şekilde görüldüğü gibi örnek yüzeyinden 1,2 mm yukarıda, aksinel tuzaklanan manyetik alan değeri 2,05 T olarak belirlenmiştir. Kum-yığı (sand-pile) modeli (Tamegai vd., 1993) ve Biot-Savart yasası kullanılarak, 32 mm çaplı ve 17 mm kalınlıklı silindir örnek için hesaplanan aksinel tuzaklanan manyetik alan dağılımı Şekil 21(b)'de verildi. Burada uyum parametresi $J_c = 31150 \text{ A/cm}^2$ olarak alındı. J_c uyum parametresi seçilirken, Nariki vd.'deki (2002) J_c - B eğrileri kullanılmıştır. Bahsedilen Referansta 2 T civarında J_c kritik akım yoğunluğu ortalama olarak 30000-35000 A/cm^2 civarındadır. Bu nedenle, $J_c = 31150 \text{ A/cm}^2$ uyum parametresi, örneğin ortalama J_c değerini doğrulamaktadır. Sayısal hesaplama sonucu ile deneysel olarak ölçülen aksinel tuzaklanan manyetik alan dağılımı karşılaştırıldığında, ölçülen tuzaklanan alan değeri ile hesaplanan alan değerinin uyum içerisinde oldukları görülmektedir. Sonuç olarak, bu hesaplama yöntemi, örneğin manyetik özelliklerini belirlemede kullanılabilecek bir hesaplama yöntemidir (Aydiner ve Yanmaz, 2005(1); Aydiner ve Yanmaz, 2005(2)).

Benzer şekilde, 36 mm çaplı, 18 mm kalınlıklı, %10 wt. Ag₂O eklenmiş Sm123 külçesinin (Mizutani vd., 1999), 1,1 mm yukarısında aksinel tuzaklanan manyetik alan dağılımı Şekil 22(a)'da görülmektedir. Aksinel tuzaklanan manyetik alan değeri 1,7 T'dir. Kum-yığı (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak, 36 mm çaplı, 18 mm kalınlıklı tek-kristal silindir süperiletken örneğin 1,1 mm yukarısında hesaplanan aksinel tuzaklanan manyetik alan dağılımı Şekil 22(b)'de verildi. Bu hesaplamada uyum parametresi $J_c = 22500 \text{ A/cm}^2$ olarak alındı. Bu örnek için de sayısal hesaplama sonucu ile deneysel olarak ölçülen aksinel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin uyum içerisinde oldukları görülmektedir.

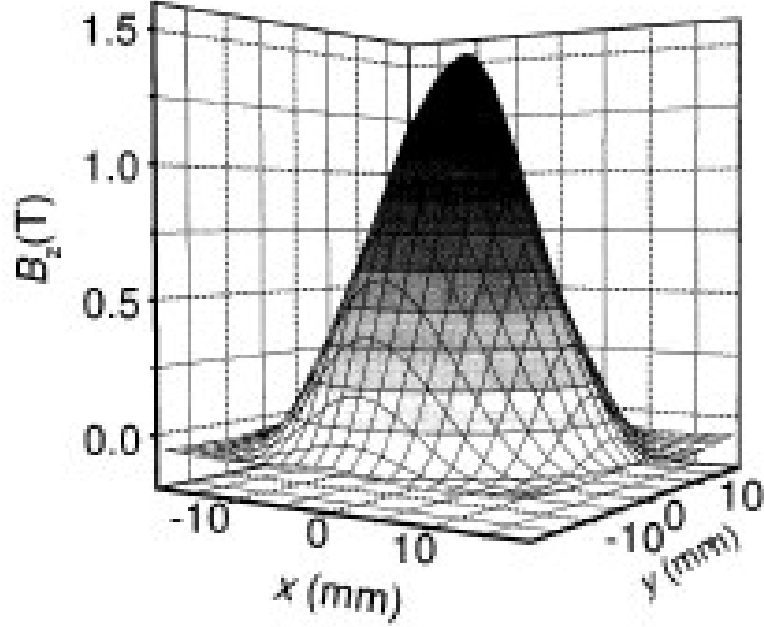


(a)

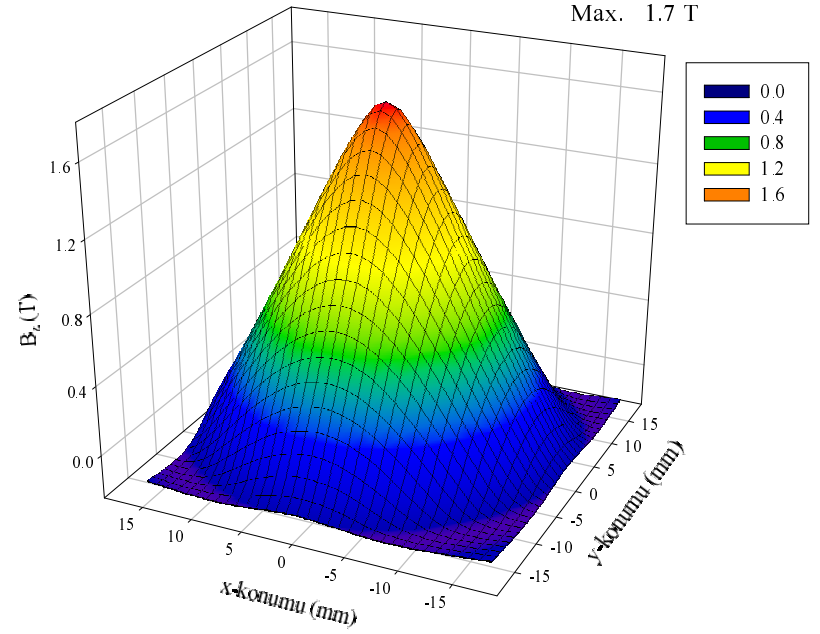


(b)

Şekil 21. (a) 77 K'de %10 Ag_2O içeren Gd-Ba-Cu-O silindir örneği (32 mm çaplı ve 17 mm kalınlıklı) için yüzeyden 1,2 mm yukarıda eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı. Bu külçe, başlangıç malzemesi olarak 0,2 mm büyüklüğündeki ince Gd-211 tozları kullanılarak üretildi (Nariki vd., 2002), (b) Kum-yığı (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak, 32 mm çaplı ve 17 mm kalınlıklı silindir örnek için yüzeyden 1,2 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı (uyum parametresi $J_c = 31150 \text{ A/cm}^2$)



(a)



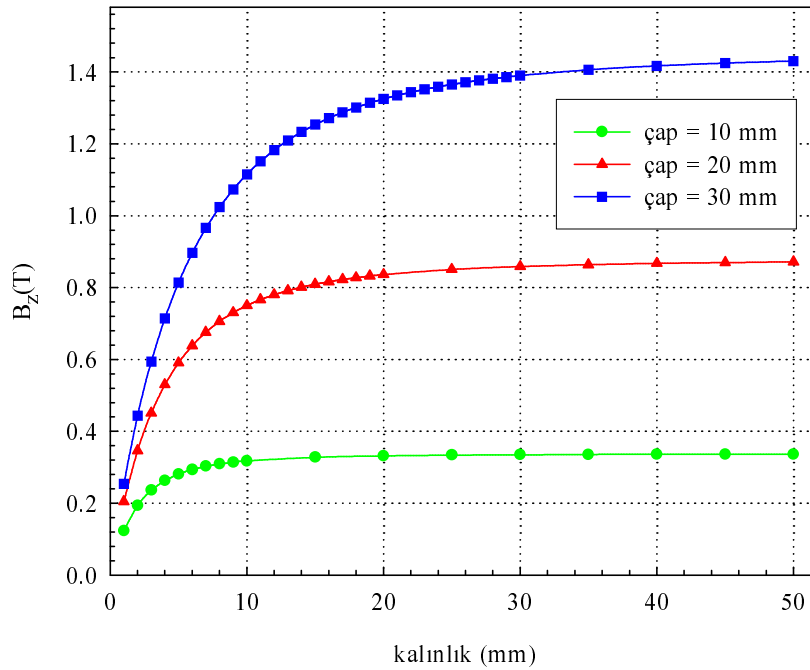
(b)

Şekil 22. (a) 36 mm çaplı, 18 mm kalınlıklı %10 wt. Ag_2O eklenmiş Sm123 külçesinin 1,1 mm yukarısında aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımı (Mizutani vd., 1999), (b) Kum-yığını (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak, 36 mm çaplı, 18 mm kalınlıklı tek kristal silindir süperiletken örneğin 1,1 mm yukarısında hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımı (uyum parametresi $J_c = 22500 \text{ A/cm}^2$)

3.1.2. Tuzaklanan Manyetik Alanın Eksenel Bileşeni

3.1.2.1. Silindir Örnek

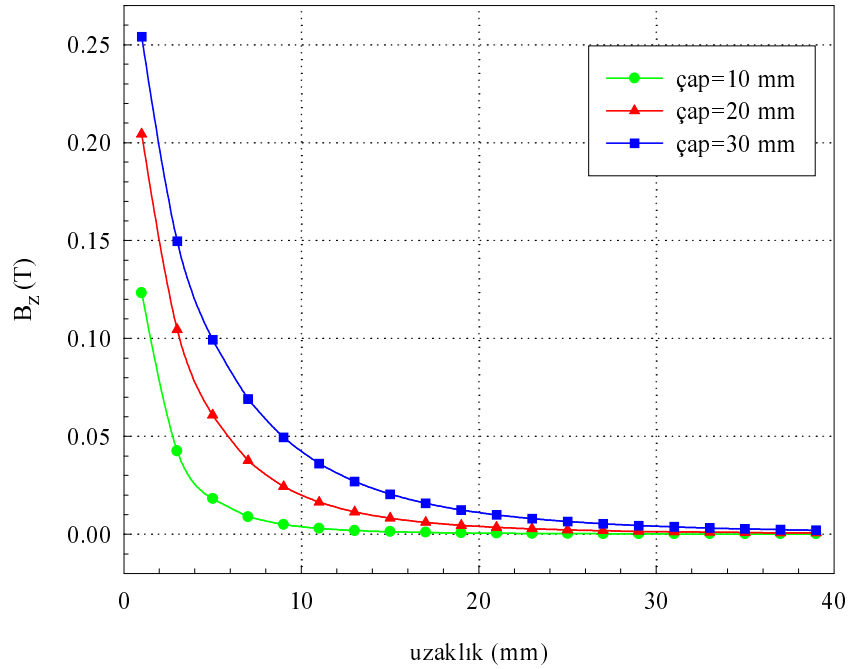
Silindir süperiletken örnekler için örnek kalınlığının, örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan ile değişimi Şekil 23'te görülmektedir. Tuzaklanan manyetik alan 10, 20 ve 30 mm çaplı silindir süperiletken örneklerin kalınlıkları değiştirilerek hesaplandı. Bu eğrilerden, silindir örneğin çapının artmasıyla eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin arttığı görülmektedir. Sawamura vd.'nin (2003) yaptıkları deney de, bu sonucu doğrulamaktadır. Bu çalışma grubu 45 ve 65 mm çapındaki Gd-Ba-Cu-O külçe süperiletken örneklerin 1,2 mm yukarısında tuzaklanan manyetik alan değerlerini sırasıyla 1,8 ve 2,17 T olarak bulmuşlardır. Ayrıca Şekil 23'te, eksenel tuzaklanan manyetik alanın süperiletken külçe örneğin artan kalınlığı ile hızla arttığı, daha sonra da silindir örneklerin kalınlıkları belli bir değere geldiğinde sabit kaldığı görülmektedir. Eksenel tuzaklanan manyetik alanın sabit kaldığı bu değer süperiletken örneğin çapına eşit olduğu da açıkça görülmektedir.



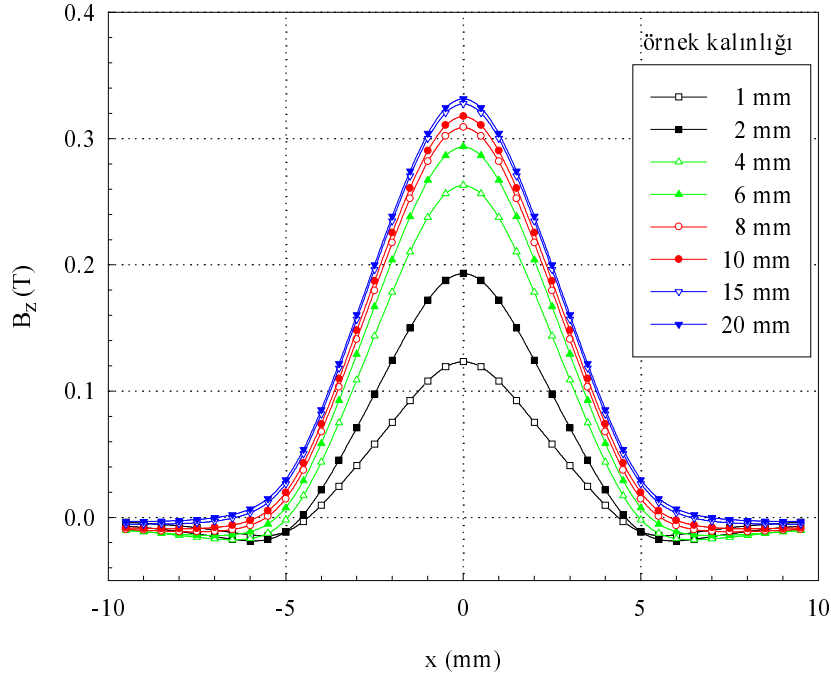
Şekil 23. Silindir süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek kalınlığı ile değişimi

Şekil 24'te aksel tuzaklanan manyetik alan, silindir örneğin üst yüzeyi ile düşey eksen üzerindeki gözlem noktası arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak verilmektedir. Hesaplamalar 10, 20 ve 30 mm çaplı silindir örnekler için örnek kalınlığı 1 mm olarak seçilerek yapıldı. Bu eğrilerden, aksel tuzaklanan manyetik alanın artan uzaklık ile azaldığı, daha sonra da uzaklık belli bir değere geldiğinde sifira ulaştığı görülmektedir. Aksel tuzaklanan manyetik alanın sifira ulaştığı değerin süperiletken örneğin çapına eşit olduğu da açıkça görülmektedir. Sawamura vd.'nin (2003) yaptıkları çalışmada artan uzaklık ile aksel tuzaklanan manyetik alanın azaldığı görülmektedir. Fakat bu grup deneylerinde, örnek yüzeyi ile gözlem noktası arasındaki uzaklığı örnek çapına kadar devam ettirmemişlerdir.

Silindir süperiletken örnek için aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı Şekil 25'te verilmektedir. Hesaplama 10 mm çaplı silindir örneğin yüzeyinden 1 mm yukarıda yapıldı. Örnek kalınlığı 1-20 mm arasında değişmektedir. Bu şekil, aksel tuzaklanan manyetik alanın külçe süperiletkenin kalınlığına bağlı olduğunu göstermektedir.



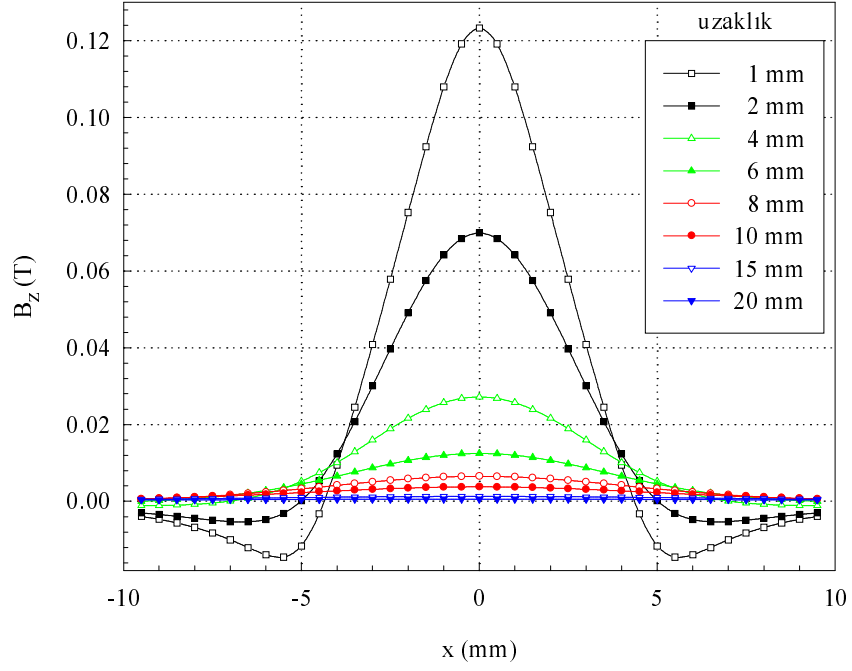
Şekil 24. Silindir süperiletken örneklerin aksel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek yüzeyinden değişik gözlem noktalarına olan uzaklıklarla değişimi



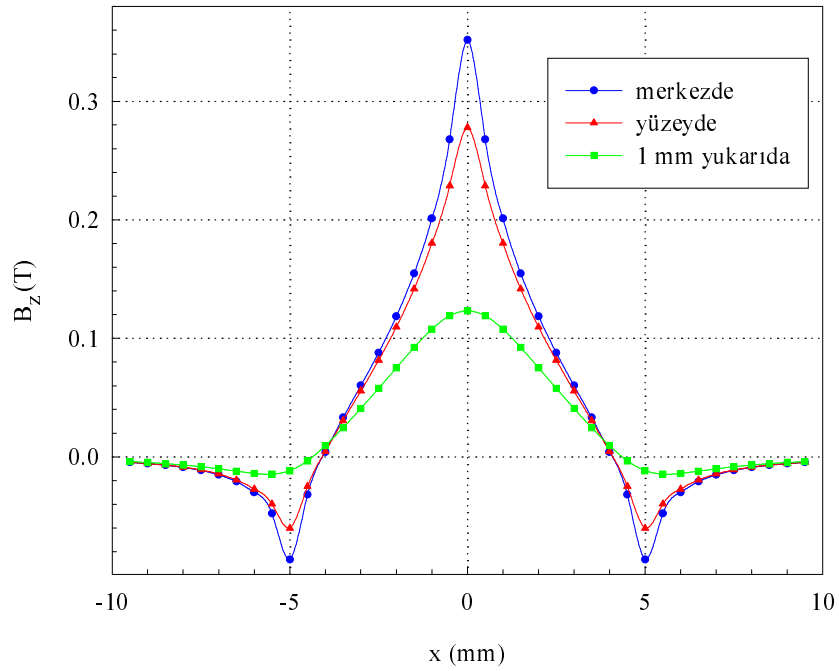
Şekil 25. Silindir süperiletken örneklerin aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının örnek kalınlığı ile değişimi

Ayrıca kalınlık, silindir örneğin çapı olan 10 mm'yi aştığında aksel tuzaklanan manyetik alan değerinde fazla bir değişikliğin olmadığı Şekil 25'te görölmektedir.

Şekil 26(a)'da 10 mm çaplı, 1 mm kalınlıklı silindir süperiletken örnek için aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı, yüzey ile gözlem noktası arasındaki değişik uzaklıklar için verilmektedir. Şekilde örnek ile gözlem noktası arasındaki uzaklığın artmasıyla tuzaklanan manyetik alanın hızla azaldığı görölmektedir. Uzaklık, silindir örneğin çapı olan 10 mm'ye ulaştığında aksel tuzaklanan manyetik alan sıfıra yakın bir değere düşmektedir. Şekil 26(b)'de ise örnek yüzeyindeki ve merkezindeki aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı verilmektedir. Örnek merkezinde tuzaklanan manyetik alanın örnek yüzeyinde tuzaklanan manyetik alandan daha büyük olduğu görölmektedir. Şekil 26(a) ve (b)'de, en büyük aksel tuzaklanan manyetik alan örnek merkez eksenini üzerinde elde edilmekte ve örnek kenarına doğru hızla azalmaktadır ve örnek kenarında negatif olmaktadır.



(a)



(b)

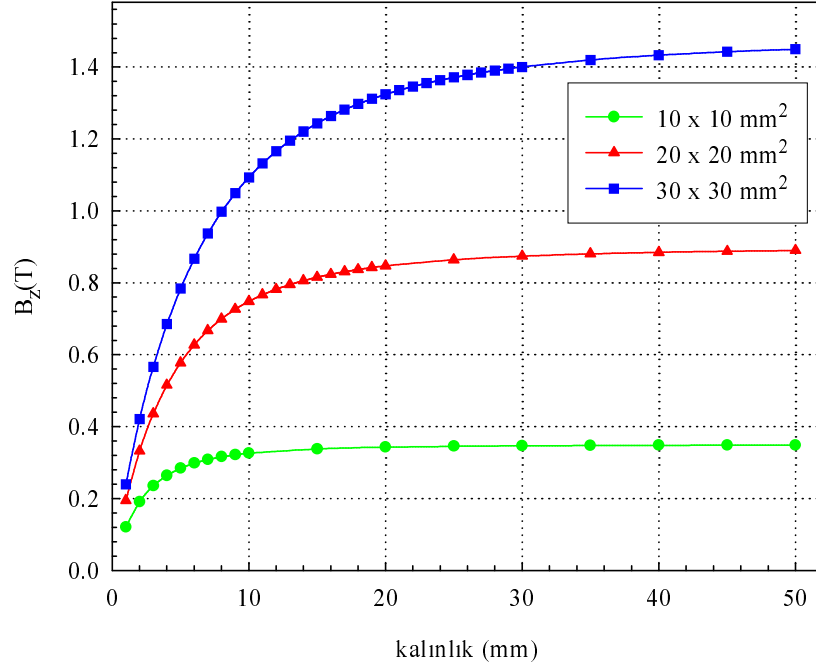
Şekil 26. (a) Silindir süperiletken örnekten değişik uzaklıklarda, (b) silindir süperiletken örnek merkezinde ve yüzeyinde eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı

Ayrıca, eksenel tuzaklanan manyetik alan değeri örnek kenarından uzaklaştıkça tekrar sıfıra yaklaşmaktadır. Örnek kenarında eksenel tuzaklanan manyetik alanın negatifliği, örnek yüzeyi ile gözlem noktası arasındaki uzaklık az olduğu durumda daha çok belirgindir. Örnek kenarında eksenel tuzaklanan manyetik alanın negatif olması 2D ve külçe süperiletkenlerin bir özelliğidir (Frangi vd.,1994; Xing vd., 1994). Zhao vd.'nin (2004) yaptıkları deneysel çalışmada, Şekil 26(a) ve (b)'de olduğu gibi örnek merkez eksenini üzerinde bir pik, örnek kenarında ise bir vadi (valley) gözlemişlerdir. Ayrıca bu çalışmada örnek yüzeyi ile gözlem noktası arasındaki uzaklığın artmasıyla eksenel tuzaklanan manyetik alanın azaldığı görülmektedir.

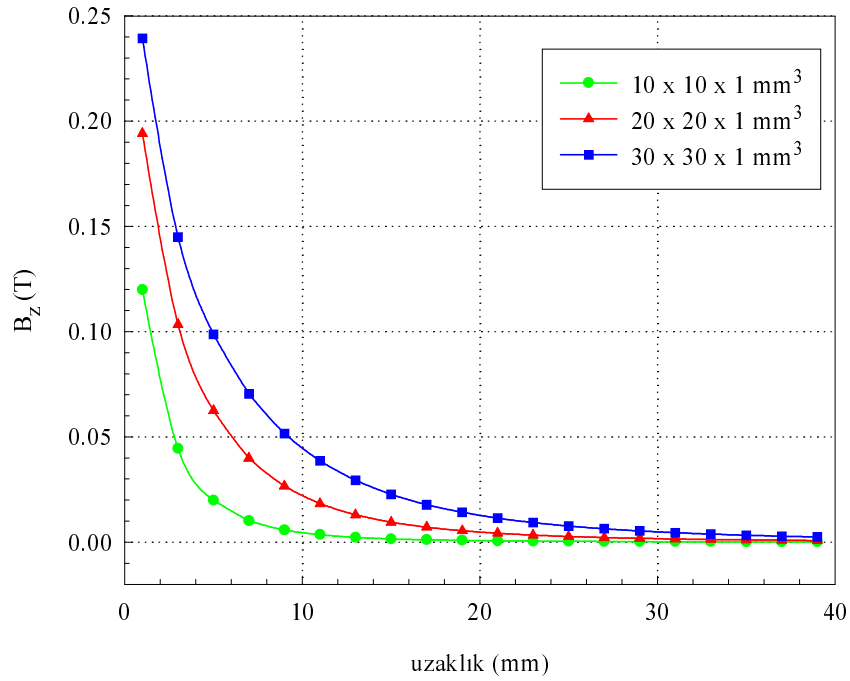
3.1.2.2. Kare Örnek

Değişik boyutlardaki kare süperiletken örnekler için örnek kalınlığının eksenel tuzaklanan manyetik alana etkisini incelemek için yapılan hesaplamalar Şekil 27'de görülmektedir. Hesaplamalar 10×10 , 20×20 ve 30×30 mm² yüzey alanlarına sahip kare süperiletken örneklerin yüzey merkezlerinden 1 mm yukarıda ve örnek kalınlıkları değiştirilerek yapıldı. Şekil 27'de, Şekil 23'teki silindir örnekte olduğu gibi, kare örneğin artan boyutu ile eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin arttığı görülmektedir. Nagashima vd.'nin (1997) yaptıkları çalışmada da kalınlıkları aynı olan YBCO süperiletken kare örneklerin kenar uzunluğu arttıkça eksenel tuzaklanan manyetik alan değeri artmıştır. Ayrıca, eksenel tuzaklanan manyetik alanın süperiletken külçe örneğin artan kalınlığı ile hızla arttığı, daha sonra da kare örneklerin kalınlıkları belli bir değere geldiğinde sabit kaldığı Şekil 27'de görülmektedir. Bu değer kare örneğin bir kenar uzunluğuna eşittir.

Kare süperiletken örnekler için örnek yüzeyinden gözlem noktalarına olan değişik uzaklıklar için eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri Şekil 28'de görülmektedir. Hesaplamalar $10 \times 10 \times 1$, $20 \times 20 \times 1$ ve $30 \times 30 \times 1$ mm³ boyutlarındaki kare süperiletken örnekler için yapıldı. Bu eğrilerden, eksenel tuzaklanan manyetik alanın artan uzaklık ile azaldığı, daha sonra da uzaklık belli bir değere geldiğinde sıfıra ulaştığı görülmektedir. Eksenel tuzaklanan manyetik alanın sıfıra ulaştığı değerlerin süperiletken örneğin kenar uzunluğuna eşit olduğu da açıkça görülmektedir.



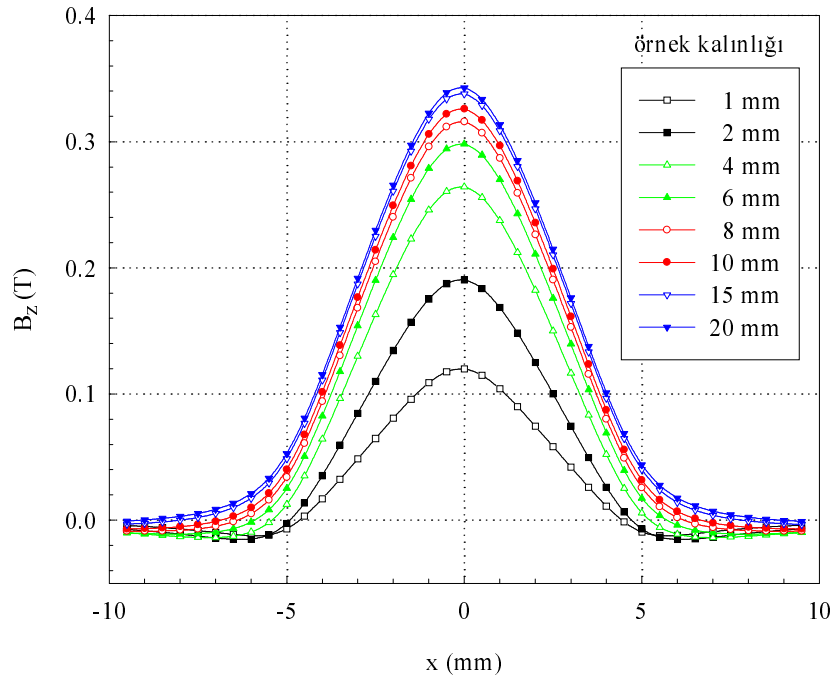
Şekil 27. Kare süperiletken örneklerin aksel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek kalınlığı ile değişimi



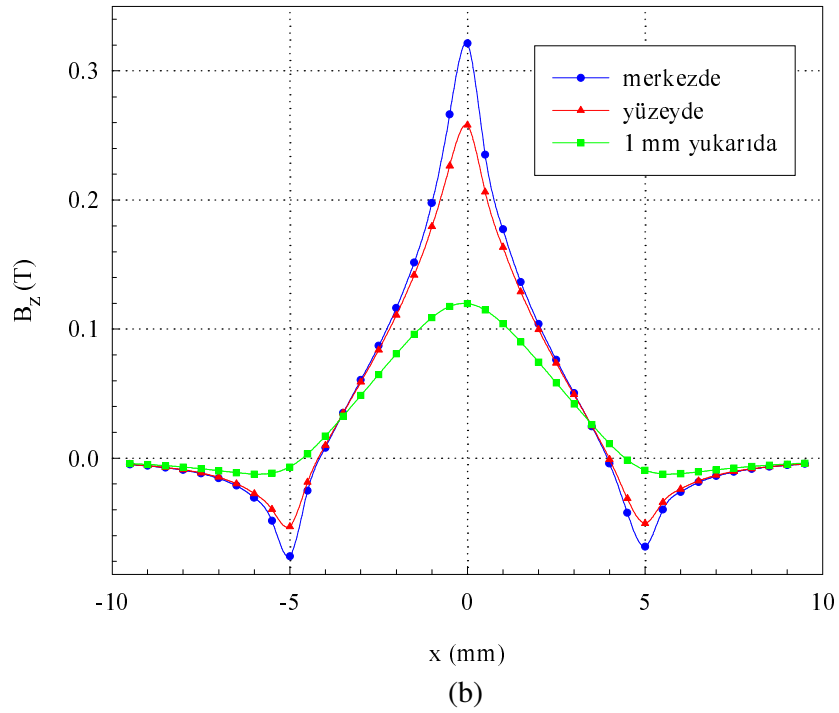
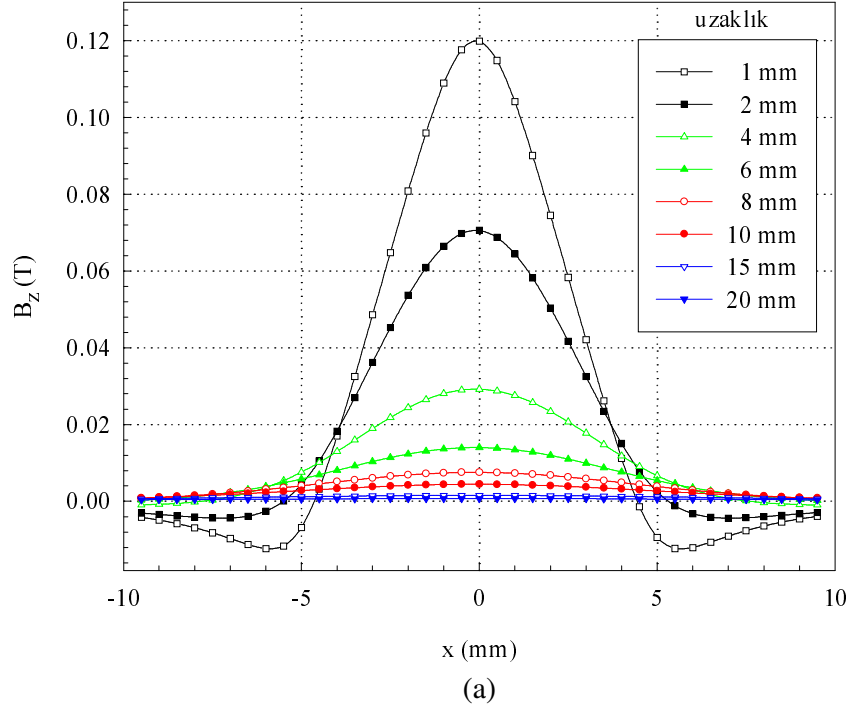
Şekil 28. Kare süperiletken örneklerin aksel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek yüzeyinden değişik gözlem noktalarına olan uzaklıklarla değişimi

Şekil 29'da $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ boyutlarındaki kare süperiletken örnek için eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı görülmektedir. Hesaplama kare örneğin yüzeyinden 1 mm yukarıda yapıldı ve örnek kalınlığı 1-20 mm arasında değişmektedir. Şekilde eksenel tuzaklanan manyetik alanın külçe süperiletkenin kalınlığına bağlı olduğunu görülmektedir. Ayrıca kalınlık, kare örneğin boyutu olan 10 mm'yi aştığında eksenel tuzaklanan manyetik alan değerinde fazla bir değişikliğin olmadığı görülmektedir. Nagashima vd. (1997) yaptıkları çalışmada $10 \times 10 \text{ mm}^2$ boyutlarındaki YBCO süperiletken örneğin kalınlığını değiştirmişler ve eksenel tuzaklanan manyetik alanda Şekil 29'dakine benzer davranış gözlemişlerdir.

$10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ boyutlarındaki kare süperiletken örnek için eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı, yüzey ile gözlem noktası arasındaki değişik uzaklıklar için Şekil 30(a)'da verilmektedir. Şekilde örnek ile gözlem noktası arasındaki uzaklığın artmasıyla tuzaklanan alanın hızla azaldığı görülmektedir. Uzaklık, kare örneğin boyutu olan 10 mm'ye ulaştığında eksenel tuzaklanan manyetik alan sıfıra yakın bir değere düşmektedir.



Şekil 29. Kare süperiletken örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının örnek kalınlığı ile değişimi

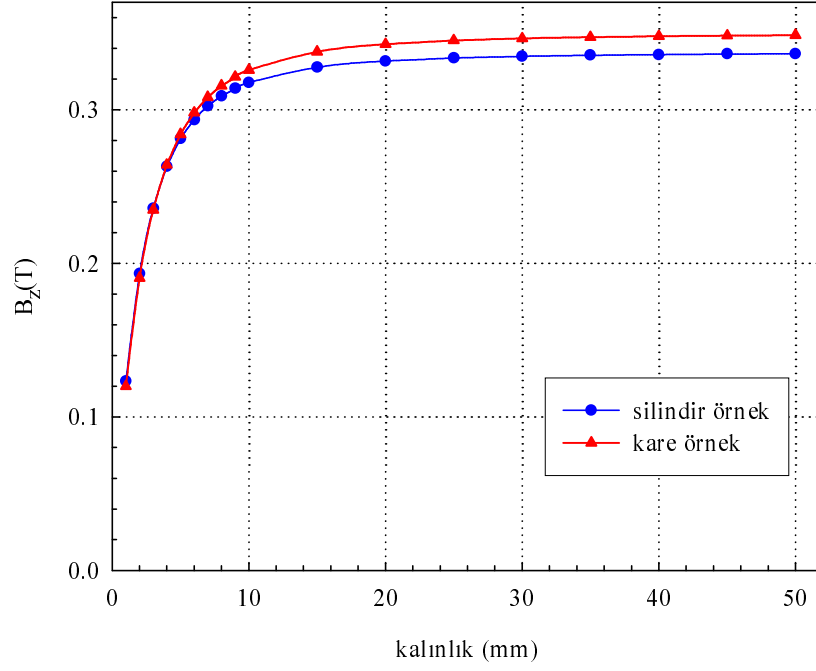


Şekil 30. (a) Kare süperiletken örnekten değişik uzaklıklarda, (b) kare süperiletken örnek merkezinde ve yüzeyinde aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı

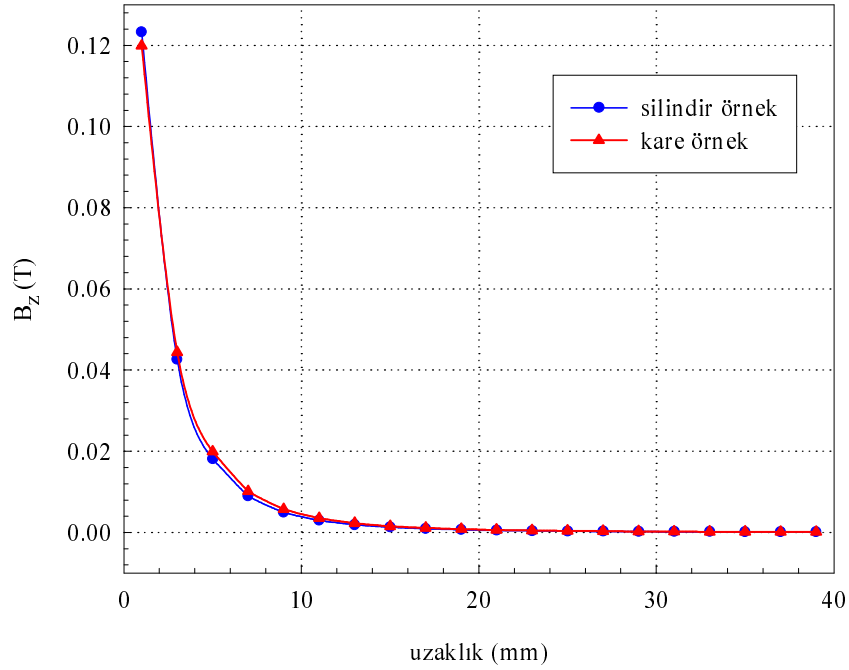
Şekil 30(b)'de ise örnek yüzeyindeki ve merkezindeki eksenel tuzaklanan manyetik alan dağılımı verilmektedir. Örnek merkezinde tuzaklanan manyetik alanın örnek yüzeyinde tuzaklanan manyetik alandan daha büyük olduğu görülmektedir. Nagashima vd. (1998), yaptıkları diğer bir çalışmada üç farklı boyuttaki Y123 ve Sm123 süperiletken kare örnekleri için benzer davranış gözlemiştir. Şekil 30(a) ve (b)'de, en yüksek eksenel tuzaklanan manyetik alan örnek merkez eksenini üzerinde elde edilmekte ve örnek kenarına doğru hızla azalmaktadır ve örnek kenarında negatif olmaktadır. Ayrıca, eksenel tuzaklanan manyetik alan değeri örnek kenarından uzaklaştıkça sıfıra yaklaşmaktadır. Şekil 30'daki kare örnek de, Şekil 26'daki silindir örnek ile benzer davranış göstermektedir.

3.1.2.3. Silindir ve Kare Örneklerin Karşılaştırılması

Silindir ve kare süperiletken örnekler için örnek kalınlığının yüzeyden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan ile değişimi Şekil 31'de verilmektedir. Eksenel tuzaklanan manyetik alan 10 mm çaplı silindir ve $10 \times 10 \text{ mm}^2$ boyutlarına sahip kare süperiletken örneklerin değişik kalınlıkları için hesaplandı. Şekil 32'de ise eksenel tuzaklanan manyetik alan, silindir ve kare örneklerin üst yüzeyi ile düşey eksen üzerindeki gözlem noktası arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak verilmektedir. Hesaplamalar 10 mm çaplı ve 1 mm kalınlıklı silindir ve $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ boyutlarına sahip kare süperiletken örnekler için yapıldı. Bu şekillerde, örnek geometrisinin eksenel tuzaklanan manyetik alan davranışına bir etkisinin olmadığı görülmektedir. Fakat Şekil 31'de görüldüğü gibi örnek kalınlığı küçük iken silindir ile kare örneklerin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri arasındaki farkın az olduğu, örnek kalınlığı arttığında ise çok az da olsa bir farkın olduğu görülmektedir. Silindir örneğin çapı ile kare örneğin kenar uzunluğunun eşit olduğu örnekler göz önüne alındığında ise malzeme kullanımı açısından kare örneğin bir miktar fazlalığı olduğu görülebilir. Bu fazlalık küçük kalınlıklar için küçük, büyük kalınlıklar için de büyüktür. Şekil 32'de ise her iki örnek için örnek kalınlığı 1 mm olduğu için silindir ile kare örneklerin eksenel tuzaklanan alan değerlerinin yakın olduğu, hatta artan uzaklıklar ile daha da yakınlığı görülmektedir.



Şekil 31. Silindir ve kare süperiletken örneklerin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek kalınlığı ile değişimi



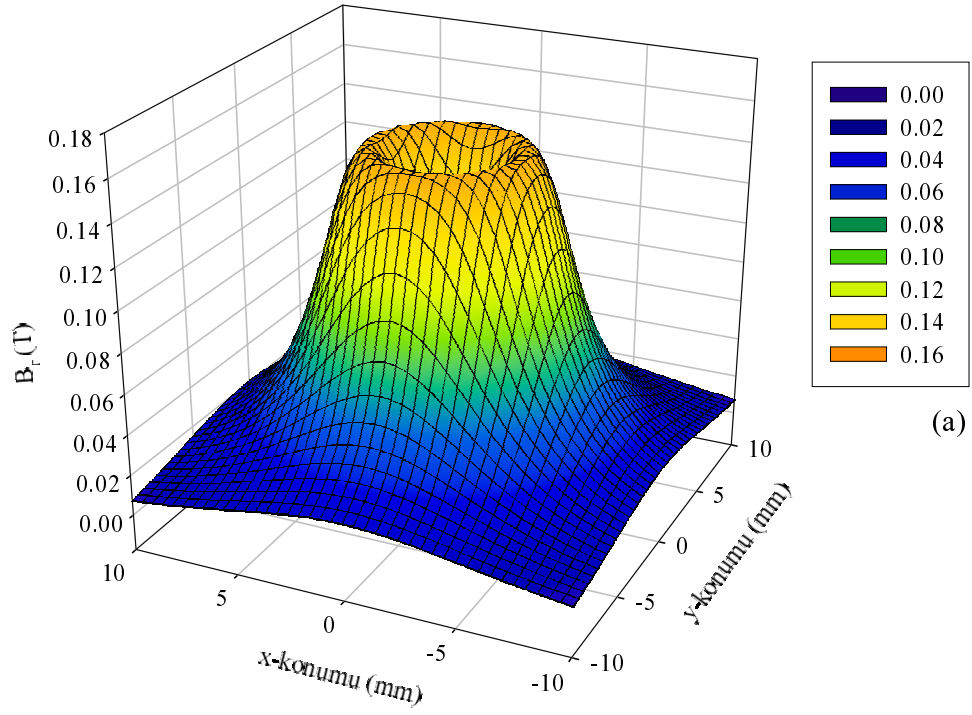
Şekil 32. Silindir ve kare süperiletken örneklerin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek yüzeyinden değişik gözlem noktalarına olan uzaklıklarla değişimi

3.1.3. Tuzaklanan Manyetik Alanın 3-Boyutlu Haritaları

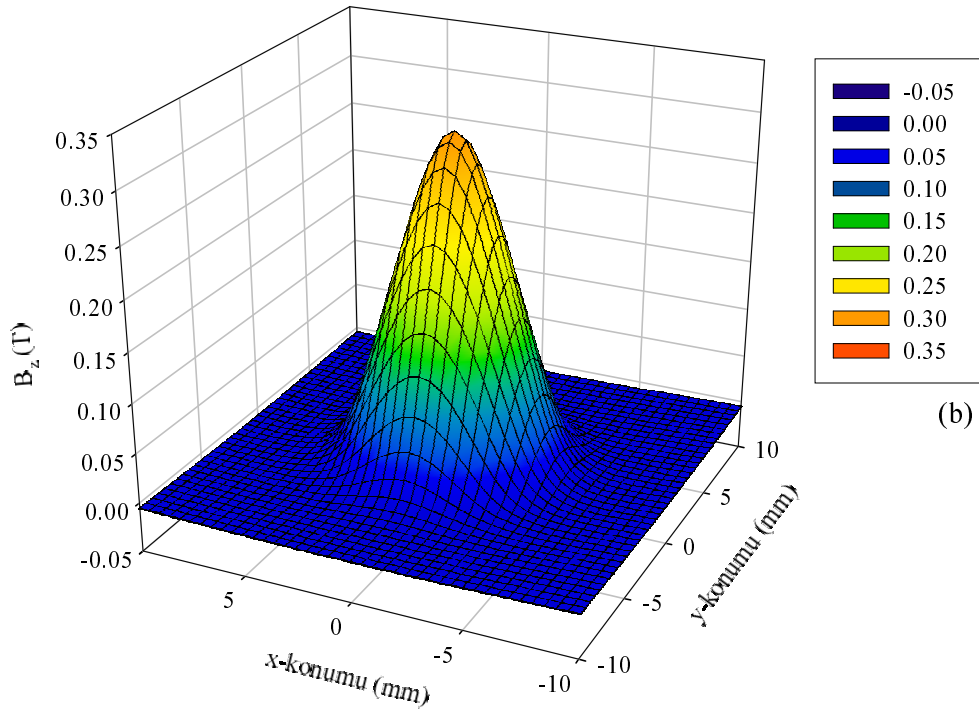
3.1.3.1. Silindir Örnek

Tek kristal silindir süperiletken örnek için tuzaklanan manyetik alanın ışınsal (radial) ve eksenel bileşenlerinin 3-boyutlu haritaları Şekil 33'te verilmektedir. Hesaplamalar 10 mm çaplı ve 10 mm kalınlıklı silindir süperiletkenin yüzeyinden 1 mm yukarıda yapıldı. Tuzaklanan manyetik alan dağılımının 3-boyutlu haritalarında ışınsal bileşenin (Şekil 33(a)) kuyusu, eksenel bileşenin (Şekil 33(b)) ise koni biçiminde olduğu görülmektedir. Frangi vd.'nin (1994) YBCO süperiletken silindir örnekler için yaptıkları deneyde de tuzaklanan manyetik alanın hem ışınsal hem de eksenel bileşeni için benzer haritalar görülmüştür. Wiesinger vd.'nin (1992) deney sonuçlarını kullanarak yaptıkları hesaplama sonucunda da Şekil 33(a) ve (b)'deki gibi bir durum gözlenmiştir. Ayrıca, diğer bazı araştırma grupları tuzaklanan manyetik alanın sadece eksenel bileşeni için deneyler yapmışlar ve tuzaklanan manyetik alan dağılımını koni şeklinde gözlemişlerdir (Klupsch vd., 1997; Ikuta vd., 1998; Morita vd., 1998; Matsui vd., 2001; Fukai vd., 2003; Fukai vd., 2005).

Şekil 34'te $J_c D$ ile normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın ışınsal ve eksenel bileşenlerinin normalize edilmiş yarıçapa göre değişimi $R/D = 15$ değeri için verilmektedir. Hesaplama $2R = 30$ mm çaplı ve $D = 1$ mm kalınlıklı silindir süperiletken örnek için yüzeyden 1 mm yukarıda yapıldı. Silindir süperiletken örnek için yapılan bazı sayısal çalışmalarda da normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın, normalize edilmiş yarıçapa göre değişimi Şekil 34'teki gibidir (Däumling ve LARBALSTIER, 1989; CONNER ve MALOZEMOFF, 1991; WATSON ve YOUNAS, 1995). Şekil 35(a), 30 mm çaplı silindir süperiletken örneğin yüzeyden 1 mm yukarıda hesaplanan normalize edilmiş manyetik alanın ışınsal bileşeninin kalınlıkla değişimini göstermektedir. Aynı örnek için normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın eksenel bileşeninin örnek kalınlığıyla değişimi ise Şekil 35(b)'de görülmektedir. Şekil 35'te de, Şekil (23)'e benzer olarak örnek kalınlığı örnek çapına yaklaştığında normalize edilmiş eksenel tuzaklanan manyetik alan değerinde fazla bir değişiklik olmamaktadır. Tuzaklanan manyetik alan değerinin örnek boyutlarıyla ilişkisini incelemeye normalize edilmiş değerlerin de kullanılmasının uygun olacağı Şekil 35'te görülmektedir.

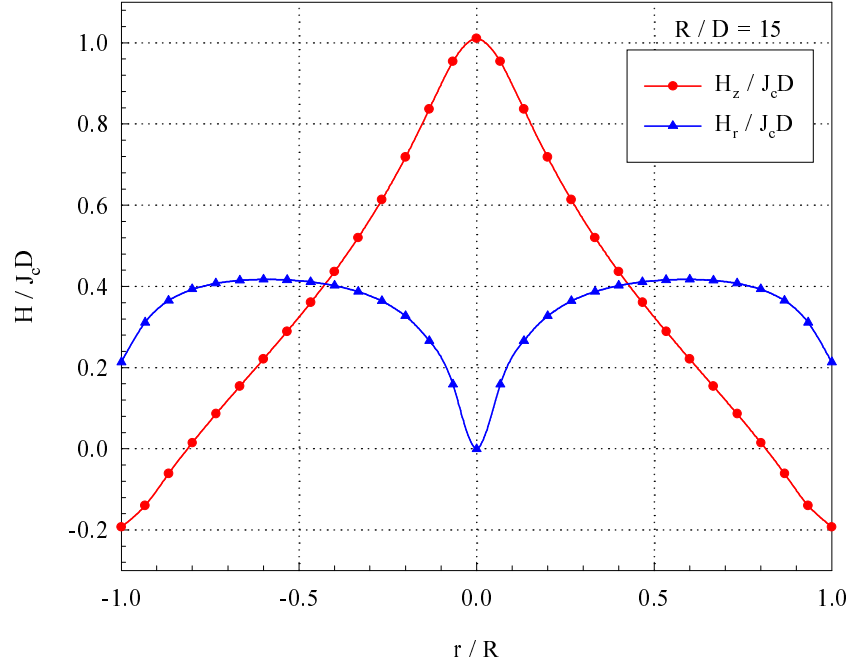


(a)

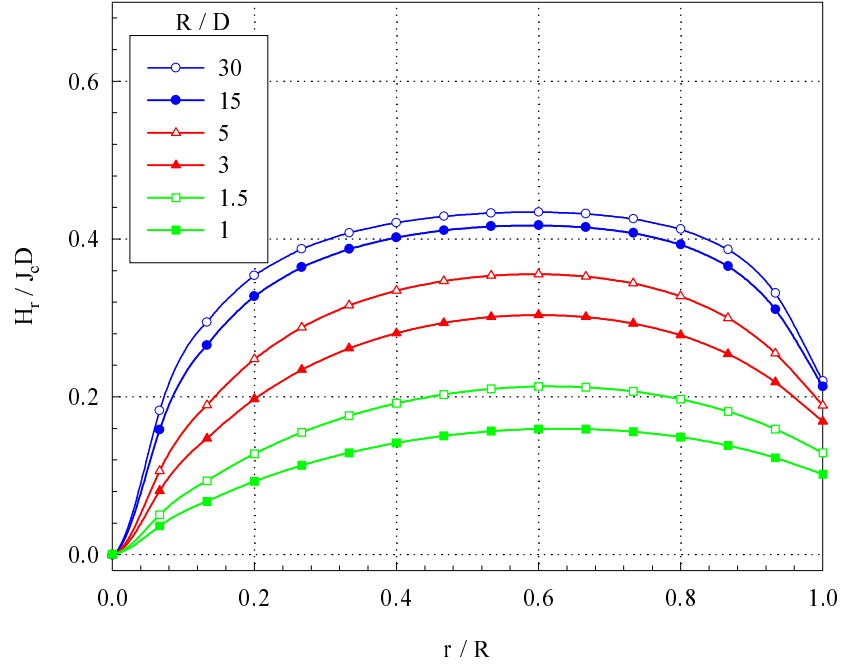


(b)

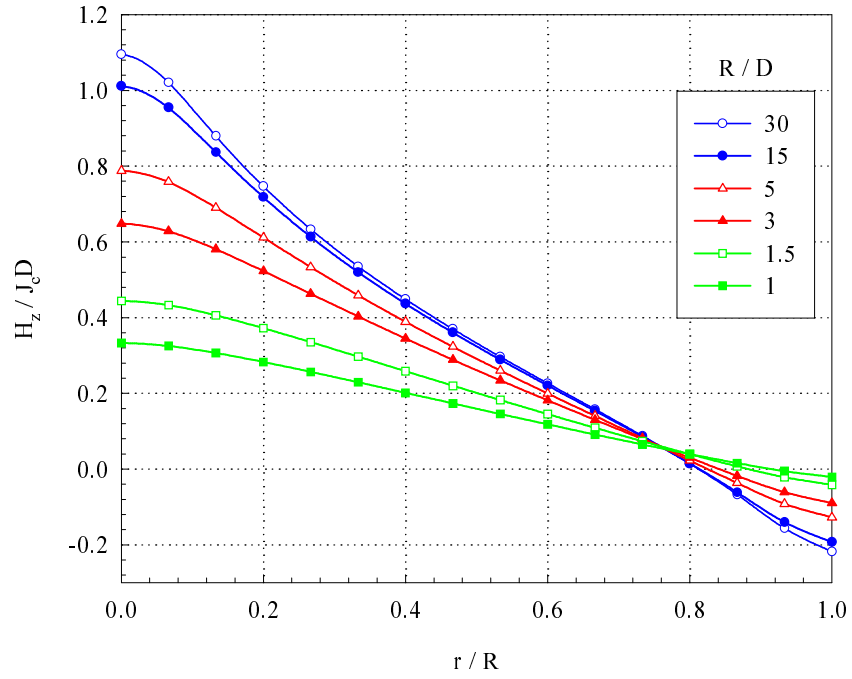
Şekil 33. Tuzaklanan manyetik alanın (a) ışımsal (radial), (b) eksenel bileşenlerinin 3-boyutlu haritaları



Şekil 34. Normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın ışınsal (radial) ve eksenel bileşenlerinin normalize edilmiş yarıçapa göre değişimi



(a)



(b)

Şekil 35. Tuzaklanan manyetik alanın (a) ışınal (radial), (b) eksenel bileşenlerinin örnek kalınlığı ile değişimi

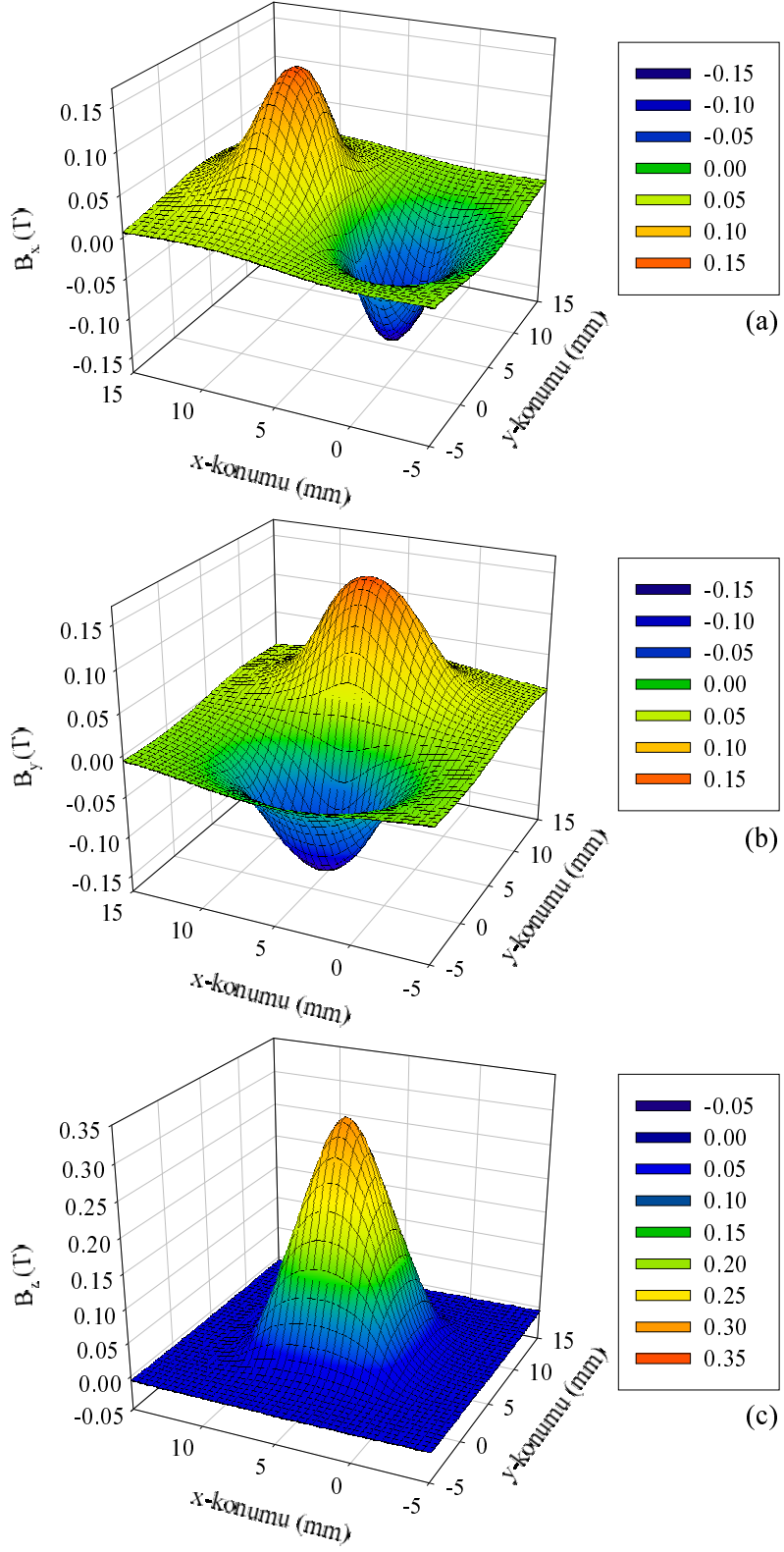
3.1.3.2. Kare Örnek

Tek kristal kare süperiletken örneğin tuzaklanan manyetik alanın x, y ve z-bileşenlerinin 3-boyutlu haritaları Şekil 36'da verilmektedir. Hesaplamalar $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ kare süperiletken örneğin yüzeyinden 1 mm yukarıda yapıldı. Şekil 36(a) ve (b)'de tuzaklanan manyetik alanın x- ve y-bileşenlerinin büyüklüklerinin eşit olduğu, fakat yönlerinin ters olduğu görülmektedir. Çeşitli araştırma gruplarının yaptıkları deneylerde tuzaklanan manyetik alanın sadece aksenal bileşeni ölçülmüştür (Tamegai vd., 1993; Xing vd., 1994; Nagashima vd., 1998; Fukai vd., 2000; Carrera vd., 2003).

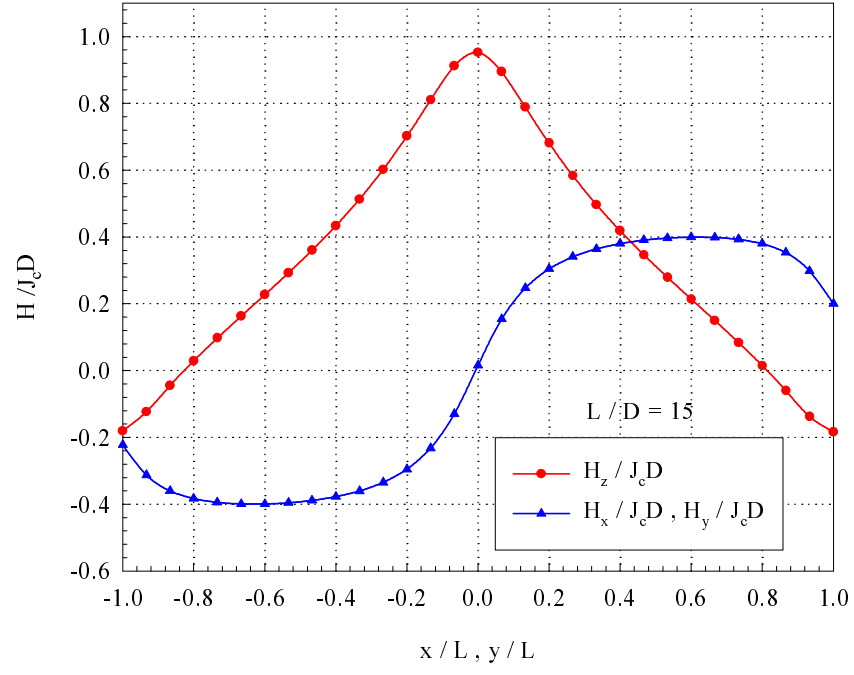
Şekil 37'de $J_c D$ ile normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın x-, y- ve z-bileşenlerinin normalize edilmiş x ve y konumlarına göre değişimi $L/D = 15$ değeri için verilmektedir. Hesaplama $2L = 30 \text{ mm}$ boyutlu ve $D = 1 \text{ mm}$ kalınlıklı kare süperiletken örnek için yüzeyden 1 mm yukarıda yapıldı. Şekil 38(a), $30 \times 30 \text{ mm}^2$ boyutundaki kare süperiletken örneğin 1 mm yukarıda hesaplanan manyetik alanın x ve y-bileşenlerinin kalınlıkla değişimini göstermektedir. Aynı örnek için tuzaklanan manyetik alanın aksenal bileşeninin örnek kalınlığıyla değişimi ise Şekil 38(b)'de görülmektedir. Şekil 37 ve 38'de görüldüğü gibi normalize edilmiş alanın örnek kalınlığı ile değişimini incelemek daha faydalı olacaktır. Örnek kalınlığı küçük olan kare süperiletken örnekler için tuzaklanan manyetik alanın x-, y- ve z-bileşenlerinin kalınlıkla daha az değiştiği Şekil 38(a) ve (b)'de görülmektedir. Şekil 27 ve Şekil 38'de, tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örneğin kalınlığına ve görünüş oranına (aspect ratio) (L/D) bağlı olduğu görülmektedir. Bu durumda tuzaklanan manyetik alan aşağıdaki denklem ile verilmektedir (Murakami, 2001):

$$B_{uz} = AJ_c \ell \quad (13)$$

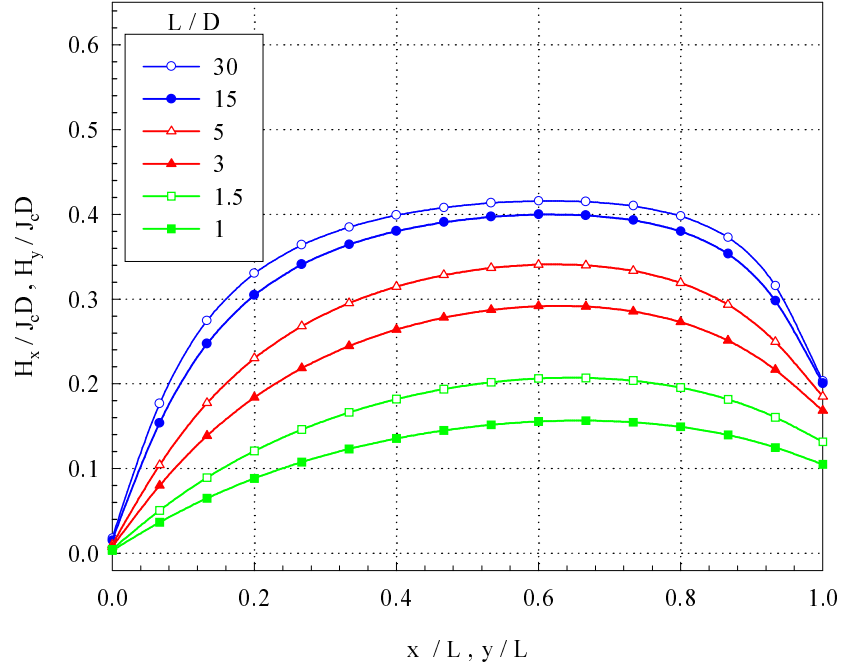
Burada A süperiletken örneğin şekline ve görünüş oranına bağlı geometrik bir sabittir, J_c kritik akım yoğunluğu ve ℓ örnek boyutudur.



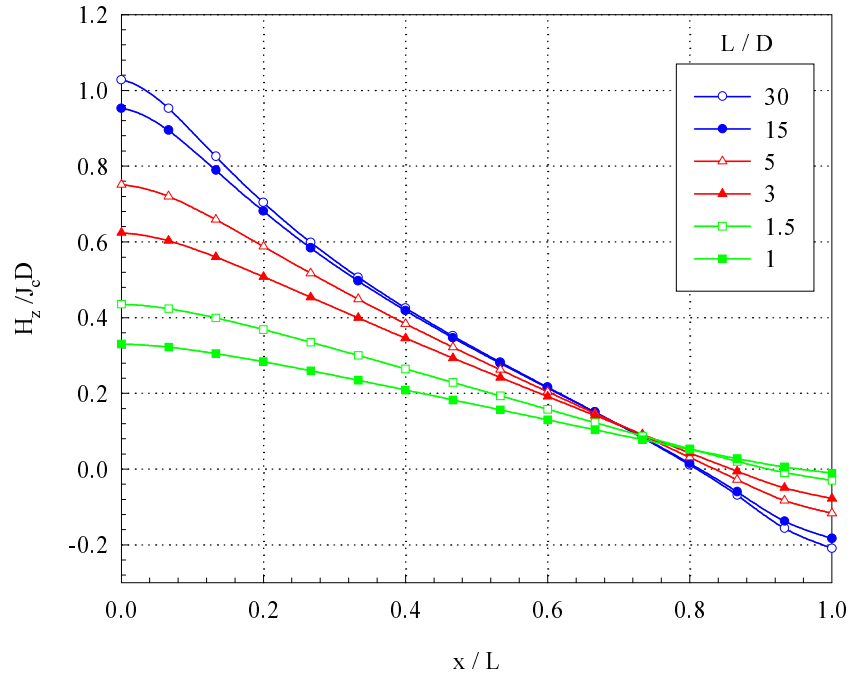
Şekil 36. Tuzaklanan manyetik alanın (a) x-, (b) y-, (c) z-bileşenlerinin 3-boyutlu haritaları



Şekil 37. Normalize edilmiş tuzaklanan manyetik alanın x-, y- ve z-bileşenlerinin normalize edilmiş x ve y konumlarına göre değişimi



(a)



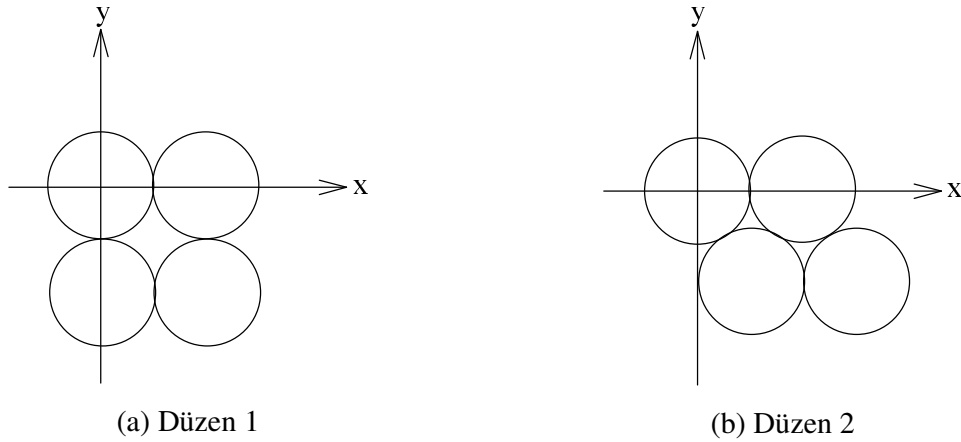
(b)

Şekil 38. Tuzaklanan manyetik alanın (a) x- ve y-bileşenlerinin, (b) z-bileşeninin örnek kalınlığı ile değişimi

3.2. Tek Kristal Süperiletken Sistemde Tuzaklanan Manyetik Alan Hesaplamaları

3.2.1. Dört (2×2) Silindir Örnekli Sistem

Tek kristal süperiletken sistemde örneklerin dizilişlerinin aksenal tuzaklanan manyetik alana etkisini incelemek için, iki farklı dizilişteki dört (2×2) silindir örnekten oluşan külçeler kullanıldı. 10 mm çaplı ve 10 mm kalınlıklı dört silindir örneğin iki farklı düzende (“Düzen 1” ve “Düzen 2”) yerleştirilmesiyle oluşan külçe süperiletken Şekil 39’da görülmektedir. Örnek yüzeylerinden değişik uzaklıklarda kum-yığını modeli ve Biot–Savart yasası kullanılarak hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri Tablo 1’de verilmektedir. Tablo 1 incelendiğinde, hem “Düzen 1” hem de “Düzen 2” için aksenal tuzaklanan manyetik alanın artan uzaklık ile azaldığı ve uzaklık örnek boyutuna ulaştığında sıfıra yakın olduğu görülmektedir. Bu tabloda ayrıca, “Düzen 2” dizilişinin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinin “Düzen 1” dizilişinin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinden daha büyük olduğu görülmektedir.



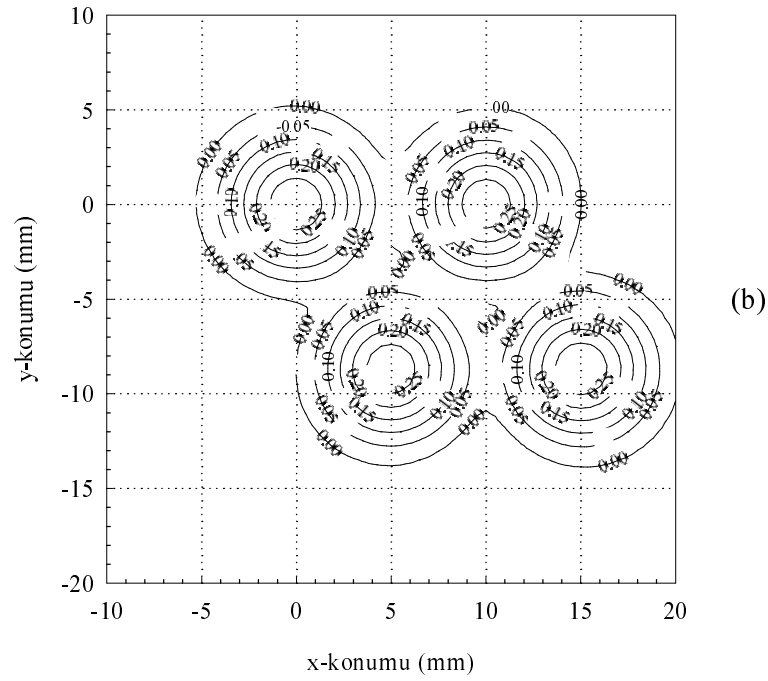
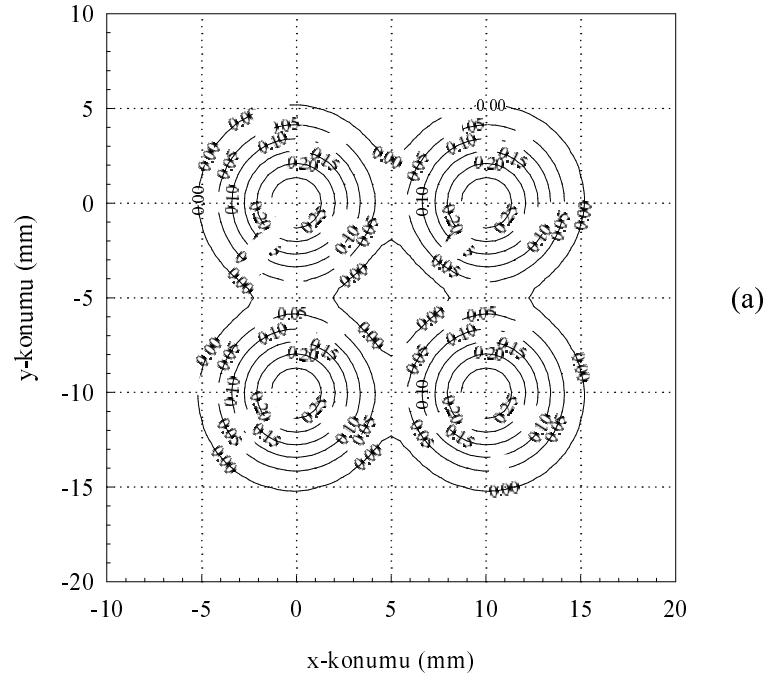
Şekil 39. Dört (2×2) silindir örnekli sistem (a) Düzen 1, (b) Düzen 2

Tablo 1. Dört (2×2) silindir örnekten oluşan iki farklı düzen için örnek yüzeyinden değişik uzaklıklarda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri

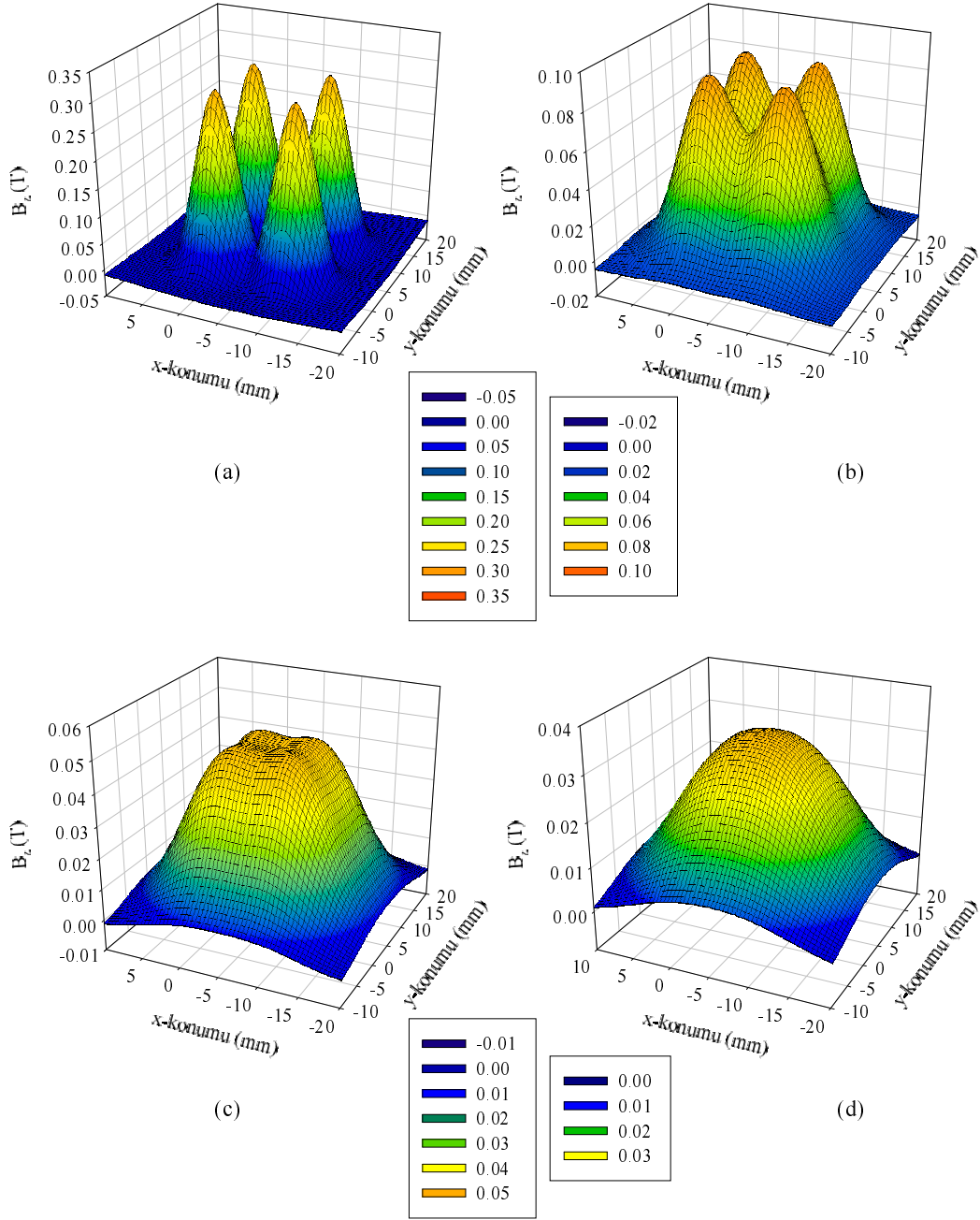
z, uzaklık (mm)	B _z (T)	
	Düzen 1	Düzen 2
1	0,2970	0,2986
2	0,1856	0,1866
3	0,1255	0,1272
4	0,0907	0,0942
7	0,0486	0,0544
10	0,0344	0,0366

“Düzen 1” ve “Düzen 2” için yüzeyden 1 mm yukarıda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının eş-yükselti haritaları Şekil 40(a) ve (b)’de görülmektedir. Örnek dizilişinin aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımına etkisi şekilde açıkça görülmektedir. Aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri örnek merkez eksenini üzerinde bir tepe oluşturmakta ve örnek kenarlarına doğru azalmaktadır.

“Düzen 1” dizilişindeki örneklerin yüzeylerinden değişik uzaklıklarda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının 3-boyutlu haritaları Şekil 41’de görülmektedir. Şekil 41(a)’daki örnek yüzeyinden 1 mm yukarıdaki aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımına bakıldığında, Şekil 40(a)’daki eş-yükselti haritasının benzeri olan dört tepeden oluşan bir dağılım görülmektedir. Örnek yüzeyinden uzaklaştıkça bu dörtlü tepe kaybolmaya başlamakta ve aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri düşmektedir. Şekil 41(d)’de görüldüğü gibi uzaklık 10 mm olduğunda aksenal tuzaklanan manyetik alan değeri çok küçük olan tek bir tepe görülmektedir. Şekilde de görüldüğü gibi aradaki uzaklık değeri küçük olduğunda alan değişimi büyük, aradaki uzaklık değeri büyük olduğunda ise alan değişimi küçüktür. Bu durum, Fujimoto ve Kamijo’nun (2001) yapmış oldukları deneysel çalışma ile uyum içerisindedir. Bu araştırmacılar da, örnek yüzeyi yakınlarında çoklu tepe, yüzeyden uzaklaştıkça da tek tepe gözlemişlerdir.



Şekil 40. Dört (2×2) silindir örnekten oluşan iki farklı düzen için örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alanın eş-yükselti haritaları (a) Düzen 1, (b) Düzen 2

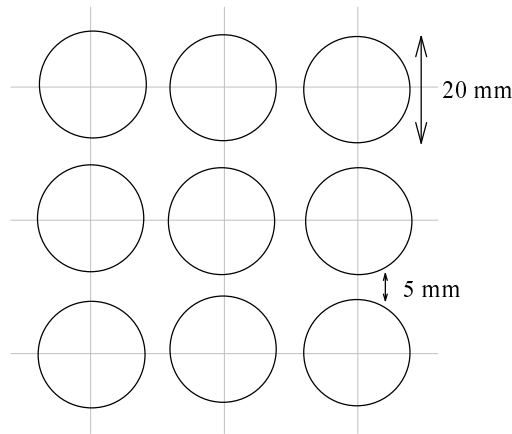


Şekil 41. “Düzen 1” dizilişindeki örneklerin yüzeyinden değişik uzaklıklarda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının 3-boyutlu haritaları (a) $z = 1$ mm, (b) $z = 4$ mm, (c) $z = 7$ mm, (d) $z = 10$ mm

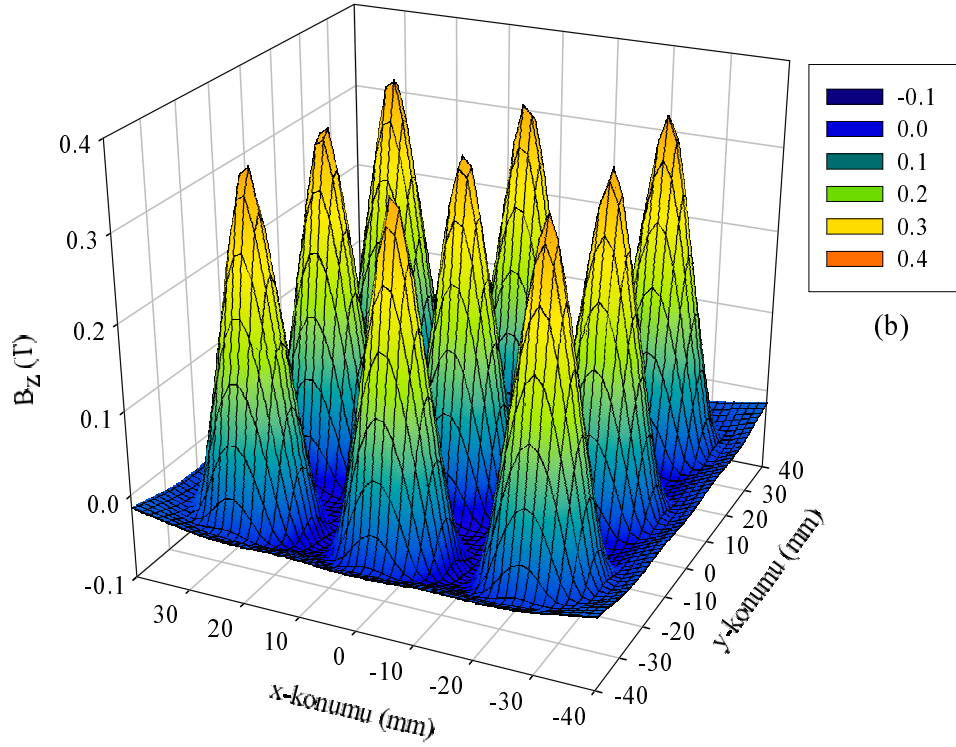
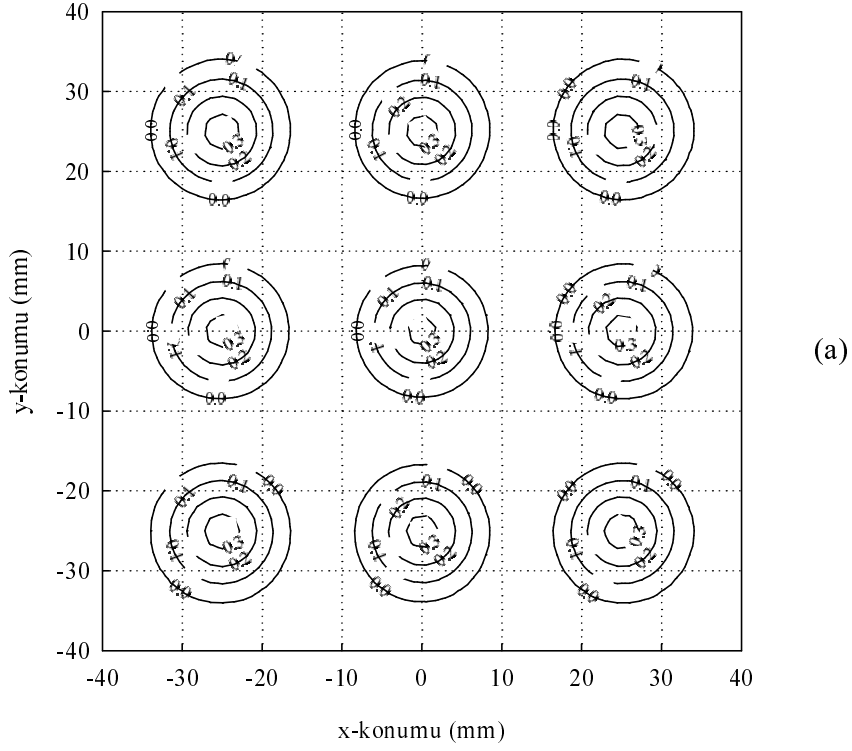
3.2.2. Dokuz (3×3) Silindir Örnekli Sistem

Tek kristal süperiletken sistemde aksel tuzaklanan manyetik alan hesaplamalarının deney ile uyumunu incelemek için Ishigohka vd.'lerinin (2001) yaptığı çalışma ele alındı. Bu çalışmada, eritme yöntemiyle YBaCuO (123) süperiletken külçeleri, 20 mm çaplı ve 10 mm kalınlıklı silindirler şeklinde üretilmiş ve dokuz (3×3) örnekten oluşan külçe şeklinde düzenlenmişlerdir (Şekil 42). Örneklerin 77 K'de, 0 T'daki kritik akım yoğunlukları 10^4 A/cm² mertebesinde, 0,5 T alan altında mıknatıslanan örneklerden elde edilen azami aksel tuzaklanan manyetik alan değeri yaklaşık 0,25 T'dır.

20 mm çaplı ve 10 mm kalınlıklı dokuz silindir örneğin dizilmesiyle oluşan külçe süperiletkenin (Şekil 42) 1 mm yukarısında hesaplanan aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı Şekil 43'te görülmektedir. Aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımının hesaplanması kum-yığı model ve Biot-Savart yasası kullanılarak yapıldı. Bu sistemde de her bir örneğin merkez eksenini üzerinde dokuz tepeden oluşan bir aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı görülmektedir. Ishigohka vd.'lerinin (2001) yapmış oldukları deneysel çalışmada 10^4 A/cm² olan kritik akım yoğunluğu, hesaplamada uyum parametresi olarak seçildi. Hesaplanan azami aksel tuzaklanan manyetik alan değerinin Ishigohka vd.'lerinin (2001) yaptığı çalışma ile uyum içerisinde olduğu görüldü. Ayrıca eş-yükselti ve 3-boyutlu haritalarda görüldüğü gibi aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımı tüm örneklerde aynıdır (Şekil 43).



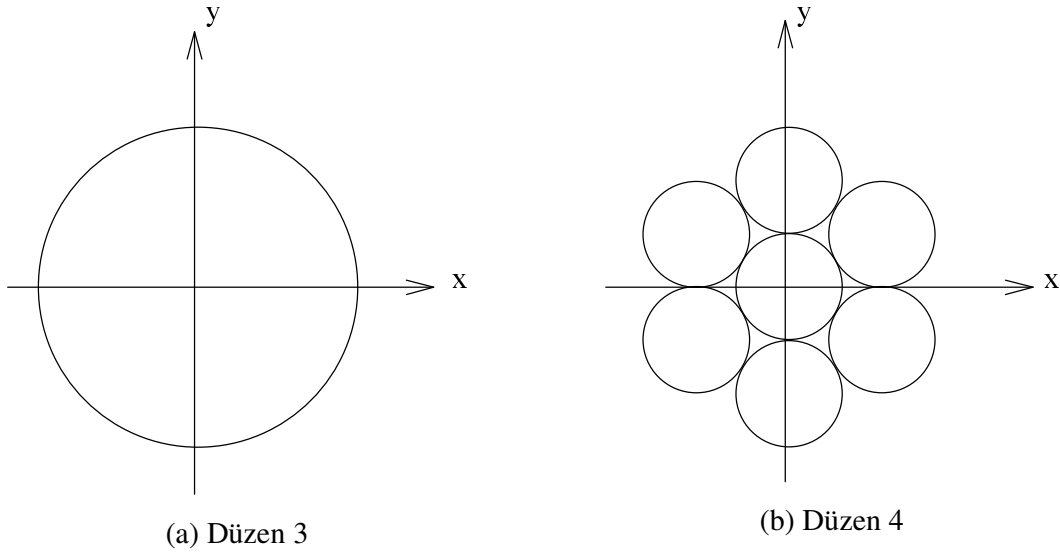
Şekil 42. Dokuz (3×3) silindir süperiletken külçe mıknaatısın şematik gösterimi (Ishigohka vd., 2001).



Şekil 43. Dokuz (3×3) silindir örnekten oluşan süperiletken sistemin 1 mm yukarısında hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alanın (a) eş-yükselti haritası, (b) 3-boyutlu haritası

3.2.3. Bal Peteği Örnek Sistemi

Tek kristal süperiletken sistemde örnek dizilişı ve örnek büyüklüğünün etkisi 30 mm çapında tek kristal süperiletken örnek ele alınarak incelendi. Bu 30 mm çapındaki süperiletken örneğe en yakın süperiletken sistemi oluşturacak şekilde 10 mm çapındaki yedi tane süperiletken örnek bal peteği şeklinde dizildi (Şekil 44). Bu örneklerin kalınlıkları değiştirilerek eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri hesaplandı. Kum-yığını modeli ve Biot–Savart yasası kullanılarak örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri Tablo 2’de görölmektedir. Tabloda, 30 mm çaplı silindir örneğin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin, 10 mm çaplı yedi örnek sisteminin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinden büyük olduğu görölmektedir. Iwasa vd.’nin (1999) yaptıkları deneysel çalışmada da, çoklu örnek sisteminin tek örnekten daha az etkili olduğu görölmüştür. Bu da Maglev sistemlerinin düzenlenmesinde bir dezavantaj yaratmaktadır. Bu nedenle süperiletken örnek üretiminde mümkün olduğunca büyük tek kristallerin üretimine yönlenmelidir.



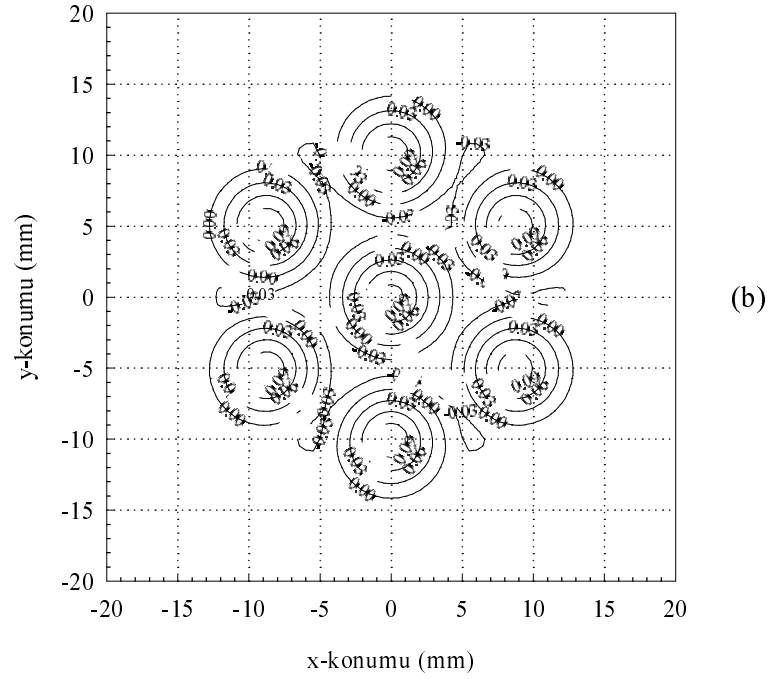
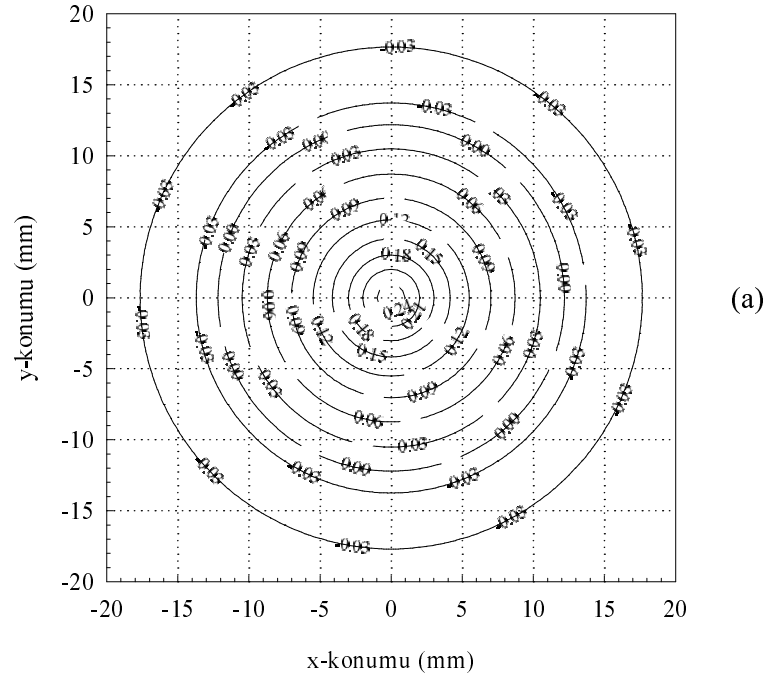
Şekil 44. (a) 30 mm çaplı süperiletken örnek, (b) 10 mm çaplı 7 süperiletken örnek sistemi

Ayrıca artan örnek kalınlığı ile her iki düzende de aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri artmaktadır. Aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerindeki artış “Düzen 3” ’te daha belirgindir. Çünkü “Düzen 3” ’ün örnek çapı 30 mm, “Düzen 4” ’ün her bir örnek çapı ise 10 mm’dir. Aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek çapına kadar hızla arttığı ve sonra pek fazla bir değişikliğin olmadığı bu bölümde de görülmektedir.

Tablo 2. “Düzen 3” ve “Düzen 4” örnek sistemleri için değişen örnek kalınlıklarında hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri

kalınlık (mm)	B_z (T)	
	Düzen 3	Düzen 4
1	0,2540	0,1118
2	0,4439	0,1725
3	0,5936	0,2083
4	0,7146	0,2310
5	0,8140	0,2466
6	0,8965	0,2580
7	0,9656	0,2668
8	1,0238	0,2740
9	1,0732	0,2801
10	1,1154	0,2853

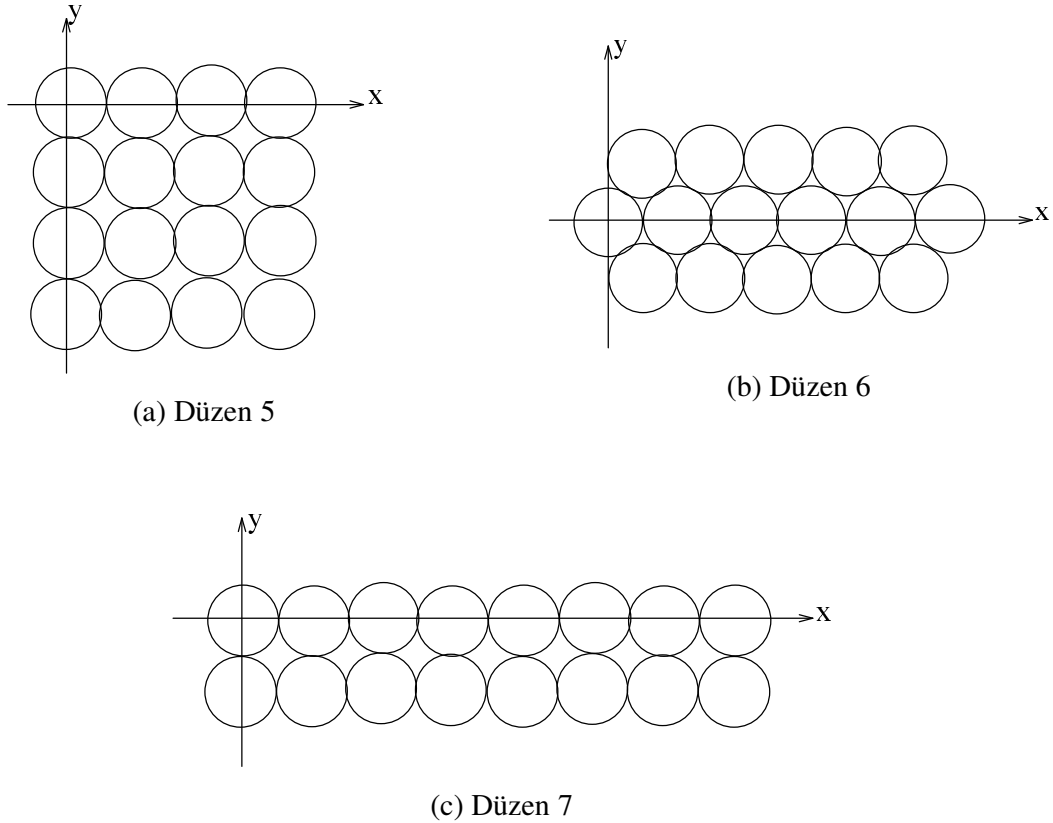
Şekil 45(a) ve (b)’de, “Düzen 3” ve “Düzen 4” için örnek kalınlıklarının 1 mm olduğu durumda yüzeyden 1 mm yukarıda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının eş-yükselti haritaları görülmektedir. Şekil 45(a)’da 30 mm çaplı, 1 mm kalınlıklı silindir örnek için tek tepe, Şekil 45(b)’de ise 10 mm çaplı, 1 mm kalınlıklı bal peteği şeklinde yerleştirilmiş yedi örnek için ayrı yedi tepe görülmektedir.



Şekil 45. (a) “Düzen 3”, (b) “Düzen 4” için örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda hesaplanan aksel tuzaklanan manyetik alan dağılımının eş-yükselti haritaları

3.2.4. Onaltı Silindir Örnekli Sistem

Eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinde örnek dizilişinin etkisini çoklu örneklerde görmek için onaltı silindir örnek üç farklı düzende yerleştirildi (Şekil 46). Kullanılan örnekler 10 mm çaplı ve 1 mm kalınlıklı silindir örneklerdir. Örnek yüzeyinden değişik uzaklıklarda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri Tablo 3'te görülmektedir. Tabloda her bir diziliş için örnek yüzeyinden uzaklaştıkça eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin azaldığı, örnek çapı civarında ise sıfıra yaklaştığı görülmektedir. Yüzeyden 1 mm yukarıda hesaplanan eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerine bakıldığında, en yüksek değer "Düzen 7" için olduğu görülmektedir. Fakat, örnek yüzeyinden uzaklaştıkça en yüksek eksenel tuzaklanan manyetik alan değeri "Düzen 7" 'de değildir. Bunun yerine örnek yüzeyinden uzaklaştıkça en yüksek eksenel tuzaklanan manyetik alan değerine "Düzen 6" 'nın sahip olduğu görülmektedir.



Şekil 46. Onaltı silindir örnekli sistem (a) Düzen 5, (b) Düzen 6 ve (c) Düzen 7

Tablo 3. “Düzen 5”, “Düzen 6” ve “Düzen 7” örnek sistemleri için yüzeyden değişik uzaklıklarda hesaplanan aksel tuzaklanan manyetik alan değerleri

z, uzaklık (mm)	B _z (T)		
	Düzen 5	Düzen 6	Düzen 7
1	0,1137	0,1112	0,1146
2	0,0619	0,0601	0,0628
3	0,0364	0,0352	0,0372
4	0,0227	0,0222	0,0235
5	0,0151	0,0150	0,0158
6	0,0106	0,0109	0,0112
7	7,9086e-3	9,0146e-3	8,4674e-3
8	6,7112e-3	7,9508e-3	7,0559e-3
9	6,0466e-3	7,1571e-3	6,1173e-3
10	5,5579e-3	6,5024e-3	5,4702e-3

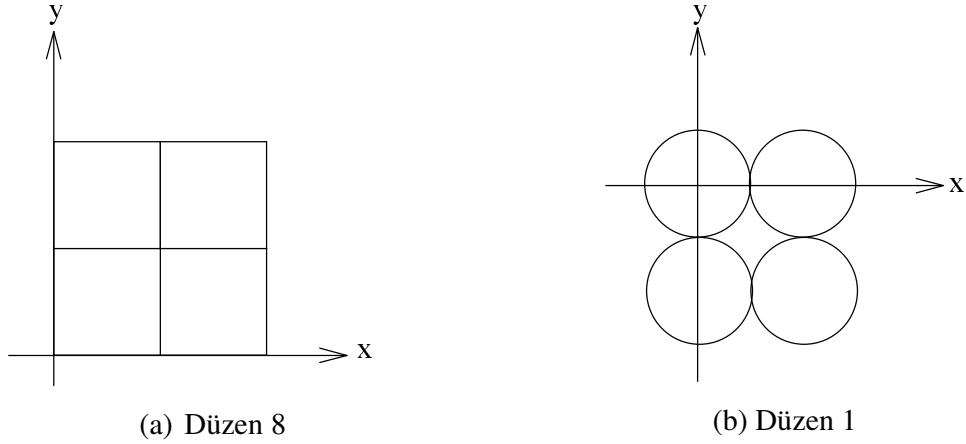
Tablo 4’te ise “Düzen 5”teki onaltı (4×4) örnek sisteminin, aynı simetriye sahip bir (1×1), dört (2×2) ve dokuz (3×3) örneklili sistemler ile karşılaştırılması verilmektedir. Örneklerin çapları ve kalınlıkları 10 mm’dir. Tablo 4’te görüldüğü gibi örnek yüzeyinden 1 mm yukarıda en yüksek aksel tuzaklanan manyetik alan değerine tek örnek sahiptir. Örnek yüzeyi yakınlarında, örnek sayısı arttıkça aksel tuzaklanan manyetik alan değerleri azalmaktadır. Fakat, örnek yüzeyinden uzaklaştıkça tek örneğin aksel tuzaklanan manyetik alan değeri, diğer örnek sistemlerinin aksel tuzaklanan manyetik alan değerlerinden daha düşüktür. Aynı boyuta sahip örneklerden oluşan sistemlerde aksel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek sayısı arttıkça azalması Kamijo vd.’nin (1999) yaptıkları deneysel çalışmada da görülmektedir.

Tablo 4. Tekli ve çoklu örnek sistemleri için yüzeyden değişik uzaklıklarda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri

z, uzaklık (mm)	B_z (T)			
	1×1	2×2	3×3	4×4
1	0,3177	0,2970	0,2881	0,2838
2	0,1973	0,1856	0,1777	0,1736
3	0,1297	0,1255	0,1187	0,1148
4	0,0890	0,0907	0,0891	0,0814
5	0,0634	0,0702	0,0733	0,0667
6	0,0466	0,0571	0,0633	0,0581
7	0,0352	0,0486	0,0563	0,0523
8	0,0272	0,0430	0,0508	0,0480
9	0,0215	0,0387	0,0462	0,0446
10	0,0172	0,0344	0,0422	0,0417

3.2.5. Dört (2×2) Kare Örnekli Sistem

Tek kristal süperiletken sistemde örnek geometrisinin aksenal tuzaklanan manyetik alana etkisini incelemek için dört (2×2) kare ve silindir örnek kullanıldı. Silindir örnek sistemi “Düzen 1” dizilişinde, kare örnek sistemi de “Düzen 1” sistemine en yakın olan tüm örneklerin birleştirilmiş halinde düzenlendi (Şekil 47). Kare örneğin kenar uzunluğu ve silindir örneğin çapı 10 mm’dir. Örnek kalınlıkları değiştirilerek hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinde yüzeyden uzaklık 1 mm, uzaklık değiştirilerek yapılan hesaplamalarda ise örnek kalınlığı 1 mm olarak seçildi. Elde edilen aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri Tablo 5’de verilmektedir. Tabloda görüldüğü gibi örnek kalınlığı küçük iken silindir örneklerden oluşan sistemin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri kare örneklerinkinden daha büyüktür. Fakat örnek kalınlığı arttığında ise kare örneklerden oluşan sistemin aksenal tuzaklanan manyetik alan değeri daha büyüktür. Örnek yüzeyinden hesaplama yapılan noktalara olan uzaklık arttırıldığında, örnek yakınlarında silindir örnek sistemi, örnek yüzeyinden uzaklaştıkça ise kare örnek sistemi en yüksek tuzaklanan manyetik alan değerine sahiptir.



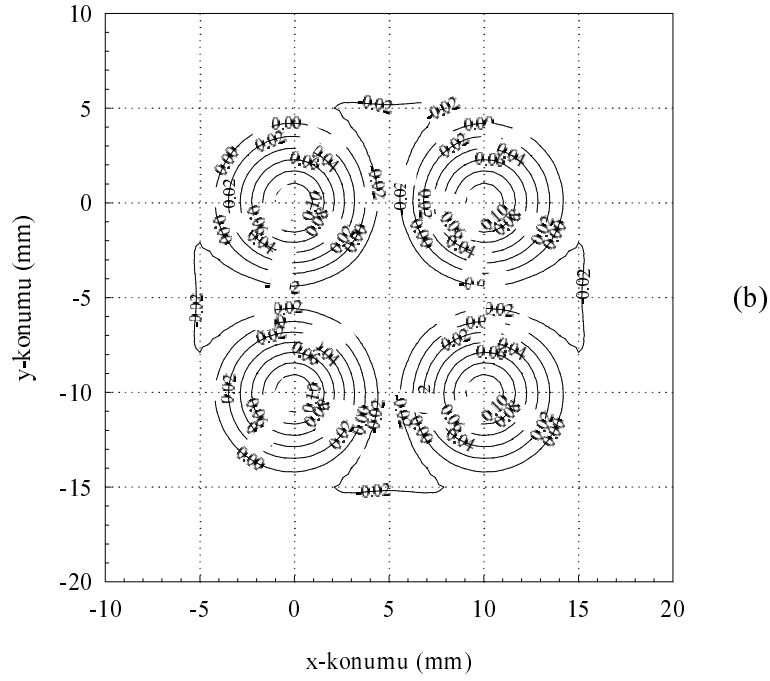
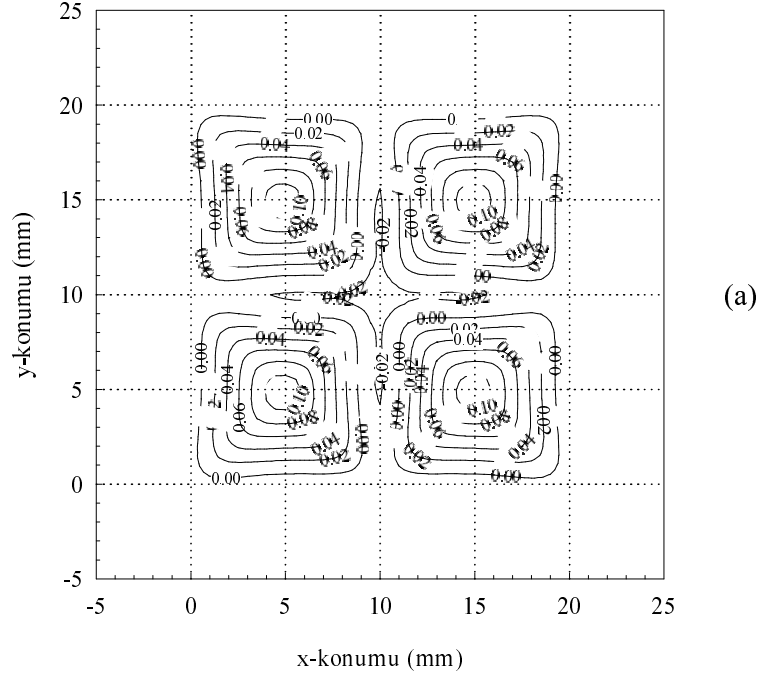
Şekil 47. Dört (2×2) kare ve silindir örnekli sistem (a) Düzen 8, (b) Düzen 1

Tablo 5. Dört (2×2) kare ve silindir örnekli sistemin değişik kalınlıkları ve değişik uzaklıkları için aksenal tuzaklanan manyetik alan değerleri

kalınlık (mm)	B_z (T)		uzaklık (mm)	B_z (T)	
	kare	silindir		kare	silindir
1	0,1120	0,1156	1	0,1120	0,1156
2	0,1763	0,1793	2	0,0643	0,0637
3	0,2163	0,2173	3	0,0400	0,0381
4	0,2428	0,2416	4	0,0265	0,0243
5	0,2614	0,2582	5	0,0187	0,0165
6	0,2751	0,2702	6	0,0139	0,0119
7	0,2857	0,2791	7	0,0110	9,1958e-3
8	0,2942	0,2863	8	9,0595e-3	7,4473e-3
9	0,3012	0,2921	9	7,8153e-3	6,3109e-3
10	0,3070	0,2970	10	6,9620e-3	5,5572e-3

Şekil 48'de ise 1 mm kalınlığındaki kare ve silindir örnek sistemlerinden 1 mm yukarıda hesaplanan aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının eş-yükselti haritaları görülmektedir. Örnek dizilişlerinin aksenal tuzaklanan manyetik alan dağılımına etkisi

şekilde açıkça görülmektedir. Eksenel tuzaklanan manyetik alan değerleri örneklerin merkez eksenini üzerinde pik oluşturmakta ve örnek kenarlarına doğru azalmaktadır.



Şekil 48. Dört (2×2) kare ve silindir örnekli sistem için eksenel tuzaklanan manyetik alanın eş-yükselti haritaları (a) Düzen 8, (b) Düzen 1

4. SONUÇLAR

Yapılan çalışmalardan;

1. Kum-yığı (sand-pile) modeli ve Biot-Savart yasası kullanılarak yapılan hesaplamanın süperiletken örneğin manyetik özelliklerini belirlemede kullanılabilecek bir hesaplama yöntemi olduğu,
2. Eksenel tuzaklanan manyetik alanın artan örnek kalınlığı ile hızla arttığı, daha sonra da örnek kalınlıkları belli bir değere geldiğinde sabit kaldığı, örnek boyutunu geçmesi durumunda kayda değer bir kazancın olmadığı, hatta kaynak israfına sebep olacağı,
3. Eksenel tuzaklanan manyetik alanın artan örnek yüzeyi ile gözlem noktası arasındaki uzaklıkla azaldığı, daha sonra da uzaklık belli bir değere geldiğinde sifira ulaştığı, bu değer de örnek boyutuna eşit olduğu,
4. En yüksek eksenel tuzaklanan manyetik alanın örnek merkez eksenini üzerinde elde edildiği, örnek kenarına doğru hızla azaldığı, örnek kenarında negatif olduğu ve örnek kenarından uzaklaştıkça sifira yaklaştığı,
5. Örnek geometrisinin eksenel tuzaklanan manyetik alan davranışına belirgin bir etkisinin olmadığı, aynı boyuta sahip olan kare ve silindir örneklerde tuzaklanan manyetik alanın çok farklı olmadığı,
6. Silindir örneklerde tuzaklanan manyetik alan dağılımlarının ışınsal (radial) bileşeninin kuyu, eksenel bileşeninin ise koni biçiminde olduğu,
7. Kare örneklerde tuzaklanan manyetik alanın x- ve y-bileşenlerinin büyüklüklerinin eşit olduğu, fakat yönlerinin ters olduğu,
8. Silindir örnek sisteminde, örnek temasının çok olduğu durumda eksenel tuzaklanan manyetik alan değerinin daha büyük olduğu,
9. Silindir örnek sisteminde, örnek yüzeyi yakınlarında çoklu tepe dağılımı, örnek çapına yakın uzaklarda ise tek tepe olduğu,
10. Silindir örneklerden oluşan sistemin eksenel tuzaklanan manyetik alan değerinin, bu sistem büyüklüğündeki aynı boyutlu tek külçe örnekten daha küçük olduğu ve bu nedenle Maglev sistemlerinin düzenlenmesinde mümkün olduğunca büyük tek kristallerin üretimine yönelmesi gerektiği,
11. Aynı boyuta sahip örneklerden oluşan sistemlerde eksenel tuzaklanan manyetik alan değerlerinin örnek sayısı arttıkça azaldığı,

12. Kare ve silindir örnek sistemi karşılaştırıldığında, örnek yüzeyi yakınlarında silindir örnek sisteminin, örnek yüzeyinden uzaklaştıkça kare örnek sisteminin en yüksek tuzaklanan manyetik alan değerine sahip olduğu,
13. Örnek kalınlığı küçük iken silindir örneklerden oluşan sistemin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinin, örnek kalınlığı arttığında ise kare örneklerden oluşan sistemin aksenal tuzaklanan manyetik alan değerlerinin büyük olduğu belirlendi.

5. ÖNERİLER

1. Bu çalışmada, kritik akım yoğunluğu (J_c), manyetik alan ve sıcaklık bağımsız olarak kabul edildi. İzleyen çalışmalarda manyetik alan ve sıcaklık bağımlı kritik akım yoğunluğu kullanılabilir.
2. Kare ve silindir süperiletken örnekler için, örnek boyutu dikkate alınarak hesaplamalar yapılırken örnek kütleleri dikkate alınmadı. Bunun yerine örnek kütlelerinin dikkate alındığı hesaplamalar yapılabilir.
3. Hesaplamalar yapılırken seçilen örnek boyutları Maglev sistemlerinde kullanılan külçe mıknatıs boyutlarına göre çok küçüktür. Tuzaklanan manyetik alanın daha gerçekçi hesaplanabilmesi için Maglev sistemi boyutları dikkate alınabilir.
4. Farklı şekillerdeki süperiletken örnekler üretilerek veya satın alınarak uygun deney sistemlerinde ölçümler yapılarak sayısal hesaplamalarla karşılaştırılabilir.

6. KAYNAKLAR

- Aydiner, A. ve Yanmaz, E., 2005(1). Numerical Calculation of Trapped Magnetic Field for Square and Cylindrical Superconductors, Supercond. Sci. Technol., 18, 1010-1015.
- Aydiner, A. ve Yanmaz, E., 2005(2). Tek Kristal Süperiletkenlerde Tuzaklanan Manyetik Alanın Hesaplanması, III. Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, Bolu, Bildiriler Kitabı, 157-164.
- Askerzade, İ., 2005. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, Gazi Kitabevi Tic. Ltd. Şti., Ankara, 150.
- Bardeen, J., Cooper, L.N. ve Schrieffer, J.R., 1957. Theory of Superconductivity, Physical Review, 108, 5, 1175-1204.
- Bean, C.P., 1962. Magnetization of Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 8, 6, 250-253.
- 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.
- Buğdaycı, İ., 2005. Sıfır Direncin Öyküsü, <http://www.gazetesi.com/bilim/html/modules.php?op=modload&name=News&file=article&sid=14> 25 Ekim 2005.
- Carrera, M., Amorós, J., Carrilo, A.E., Obradors, X. ve Fontcuberta, J., 2003. Current Distribution Maps in Large YBCO Melt-Textured Blocks, Physica C, 385, 539-543.
- Conner, L.W. ve Malozemoff, A.P., 1991. Calculations of the Dimensional Dependence of the Critical State in Disk-Shaped Superconductors, Physical Review B, 43, 1, 402-407.
- Däumling, M. ve Larbalestier, D.C., 1989. Critical State in Disk-Shaped Superconductors, Physical Review B, 40, 13, 9350-9353.
- Eck, J., 2005. Uses for Superconductors, <http://superconductors.org/Uses.htm> 25 Ekim 2005.
- Frangi, F., Jansak, L., Majoros, M. ve Zannella, S., 1994. Trapped Magnetic Fields in Melt-Textured YBCO, Physica C, 224, 20-30.
- Fröhlich, H., 1950. Theory of the Superconducting State. I. The Ground State at the Absolute Zero of Temperature, Physical Review, 79, 5, 845-856.

- Fuchs, G., Schätzle, P., Krabbes G., Grub, S., Verges, P., Müller, K.H. ve Fink, J., 2000. Trapped Magnetic Fields Larger Than 14 T in Bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, Appl. Phys. Lett., 76,15, 2107-2109.
- Fujimoto, H., Kamijo, H., Higuchi, T., Nakamura, Y., Nagashima, K., Murakami, M. ve Yoo, S.I., 1999. Preliminary Study of a Superconducting Bulk Magnet for the Maglev Train, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 9, 2, 301-304.
- Fujimoto, H., 2000. Technical Issues of a High- T_c Superconducting Bulk Magnet, Supercond. Sci. Technol., 13, 827-829
- Fujimoto, H. ve Kamijo, H., 2001. Trapped Magnetic Field of a Mini-Bulk Magnet Using YBaCuO at 77 K, Physica C, 357-360, 852-855.
- Fukai, H., Tomita, M., Murakami, M. ve Nagatomo, T., 2000. J_c -B Properties of large RE-Ba-Cu-O Disks, Supercond. Sci. Technol., 13, 798-801.
- Fukai, H., Yamada, H., Sakai, N ve Murakami, M., 2003. Pulsed Field Magnetization of Large-Grain Gd-Ba-Cu-O Bulk Superconductor, Physica C, 392-396, 585-588.
- Fukai, H., Kimura, Y., Nariki, S., Sakai, N., Izumi, M. ve Hirabayashi, I., 2005. The Effect of Inhomogeneous Flux Penetration into Bulk Superconductor by Pulsed Field Magnetization, Supercond. Sci. Technol., 18, 1179-1182.
- Gök, Y., 1996. Yüksek-Hız Trenleri –Sistem ve Teknolojileri-, Bilim ve Teknoloji Strateji ve Politika Çalışmaları, TÜBİTAK BTP 96/05, 87 s.
- Hull, J.R., 2000. Superconducting Bearings, Supercond. Sci. Technol., 13, R1-R15.
- Hull, J. R. ve Murakami, M., 2004. Applications of Bulk High-Temperature Superconductors, Proceedings of the IEEE, 92, 10, 1705-1718.
- Ikuta, H., Mase, A., Yanagi, Y., Yoshikawa, M., Itoh, Y., Oka, T. ve Mizutani, U., 1998. Melt-Processed Sm-Ba-Cu-O Superconductors Trapping Strong Magnetic Field, Supercond. Sci. Technol., 11, 1345-1347.
- Ikuta, H., Mase, A., Mizutani, U., Yanagi, Y., Yoshikawa, M., Itoh, Y. ve Oka, N., 1999. Very High Trapped Field in Melt-Processed Sm-Ba-Cu-O, IEEE Trans. Appl. Supercond., 9,2, 2219-2222.
- Isawa, K., Uefuji, T. ve Yamada, K., 2005. Scanning SQUID Microscopy Study of Electron-Doped High- T_c Superconductors, Physica C, 426-431, 202-207.
- Ishigohka, T., Ichikawa, H., Ninomiya, A., Kamijo, H. ve Fujimoto, H., 2001. Flux Trapping Characteristics of YBCO Bulks using Pulse Magnetization, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 11, 1, 1980-1983.

- Iwasa, Y., Lee, H., Tsuda, M., Murakami, M., Miyamoto, T., Sawa, K., Nishi, K., Fujimoto, H. ve Nagashima, K., 1999. Elektromagnetik-Levitasyon Verileri için Tek ve Çoklu Bulk YBCO Diskleri, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 9, 2, 984-987.
- Josephson, B. D., 1962. Olası Yeni Etkiler Süperiletken Tünelde, Physics Letters, 1, 7, 251-253.
- Kamijo, H., Higuchi, T., Fujimoto, H., Ichikawa, H. ve Ishigohka, T., 1999. Flux-Trapping Özellikleri Oksit Süperiletken Bulboları Üzerinde, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 9, 2, 976-979.
- Klupsch, T., Strasser, T., Habisreuther, T., Gawalek, W., Gruss, S., May, H., Palka, R. ve Serrano, F.J.M., 1997. Alan Haritalama Karakterizasyonu için Aksiyal olarak Manyetize Edilmiş Süperiletken Silindirelerin Kalan Kritik Durumda: Teori ve Deney, J. Appl. Phys. 82, 6, 3035-3041.
- Matsui, M., Miyamoto, T., Nariki, S., Sakai, N. ve Murakami, M., 2001. Büyük Tanecikli Nd-Ba-Cu-O Süperiletkeni, Physica C, 357-360, 694-696.
- Maxwell, E., 1950. İzotop Etkisi Süperiletkenliği Üzerinde, Physical Review, 78, 477.
- McCulloch, M.D., 2002. Gelecekte (RE)BCO'nun Elektriksel Makinelerde Kullanılması, Supercond. Sci. Technol., 15, 826-830.
- Mizutani, U., Mase, A., Ikuta, H., Yanagi, Y., Yoshikawa, M., Itoh, Y. ve Oka, T., 1999, *c*-Eksenine Yönelik Tek Alan Süperiletken Sm123 Süperiletkenleri Üretimi ve 9 Tesla'da 25 K'de Tutulmuş Alanın Güçlü Manyetik Alan Üreticisine Uygulanması, Mater. Sci. Eng. B, 65, 66-68.
- Mizutani, U., Ikuta, H., Hosokawa, T., Ishihara, H., Tazoe, K., Oka, T., Itoh, Y., Yanagi, Y. ve Yoshikawa, M., 2000. Süperiletken Kalıcı Manyetlerin Statik ve Pulslu Alanlar ile Çalıştırılması, Supercond. Sci. Technol., 13, 836-840.
- Morita, M., Nagashima, K., Takebayashi, S., Murakami, M. ve Sawamura, M., 1998. Trapped Field of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ QMG Bulk Manyetleri, Mater. Sci. Eng. B, 53, 159-163.
- Murakami, M., Sakai, N., Higuchi, T. ve Yoo, S.I., 1996. Erken Süperiletken Element-Ba-Cu-O, Supercond. Sci. Technol., 9, 1015-1032.
- Murakami, M., 2001. Yüksek Sıcaklıkta Süperiletkenlerde Tutulmuş Alanın Ölçümü, Physica C, 357-360, 751-754.
- Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T., Zenitani, Y. ve Akimitsu, J., 2001. Süperiletkenlik 39K'de Magnezyum Diboride, Nature, 410, 6824, 63-64.

- Nagashima, K., Higuchi, T., Sok, J., Yoo, S.I., Fujimoto, H. ve Murakami, M., 1997. The Trapped Field of YBCO Bulk Superconducting Magnets, Cryogenics, 37, 577-581.
- Nagashima, K., Hayashi, N., Yoo, S.I., Fujimoto, H. ve Murakami, M., 1998. Comparative Study of Magnetic Fields Trapped in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ and $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Superconducting Bulks, Mater. Sci. Eng. B, 53, 164-168.
- Nariki, S., Sakai, N. ve Murakami, M., 2002. Processing of High-Performance Gd-Ba-Cu-O Bulk Superconductor with Ag Addition, Supercond. Sci. Technol., 15, 648-652.
- Noto, K., 2004. Advanced Applications of Magnetic Fields in Japan, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 14, 2, 1647-1654.
- Rose-Innes, A. C. ve Rhoderick, E. H., 1980. Introduction to Superconductivity, Pergamon Press, Second Edition, England, 237 s.
- Saito, A., Shirakawa, M., Kitamura, K., Noguchi, Y., Mukaida, M., Yamasaki, H., Nakagawa, Y. ve Ohshima, S., 2005. Dependence of Surface Resistance in HTS Thin Films on a DC Magnetic Field, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15, 2, 3692-3695.
- Sanagawa, Y., Ueda, H., Tsuda, M. ve Ishiyama, A., 2001. Characteristics of Lift and Restoring Force in HTS Bulk –Application to Two-Dimensional Maglev Transporter-, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 11, 1, 1797-1800.
- Sawamura, M., Morita, M. ve Hirano, H., 2003. Magnetic Properties of Ag-Added Gd-Ba-Cu-O Superconductors, Physica C, 392-396,531-534.
- Schmidt, V. V. (Eds.: Müller, P. ve Ustinov, A. V.), 1997. The Physics of Superconductors -Introduction to Fundamentals and Applications, Springer, Germany, 206 s.
- Sekiya, N., Mukaida, M., Saito, A., Hirano, S. ve Oshima, S., 2005. Examination of a Microwave Sensing System Using Superconducting Devices, Physica C, 426-431, 1622-1627.
- Serway, R. A. (Edt.: Çolakoğlu, K.), 1996. Fen ve Mühendislik için Fizik, Modern Fizik İlaveli, II. Cilt, Palme Yayıncılık, Türkiye, 1444 s.
- Smythe, W.R., 1968. Static and Dynamic Electricity, McGraw-Hill Book Company, New York, 291 s.
- Tamegai, T., Iye, Y., Oguro, I. ve Kishio, K., 1993. Anomalous Peak Effect in Single Crystal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ Studied by Hall Probe Magnetometry, Physica C, 213, 33-42.

- URL-1, http://www.rtri.or.jp/rd/maglev/html/english/maglev_frame_E.html, 25 Ekim 2005.
- URL-2, http://www.cs.odu.edu/~shary_s/Maglev.doc, 25 Ekim 2005.
- URL-3, <http://www.o-keating.com/hsr/maglev.htm>, 25 Ekim 2005.
- URL-4, <http://www.maglev2000.com/works/how-08.html>, 25 Ekim 2005.
- URL-5, <http://www.liafa.jussieu.fr/~ddm/spm.html>, 18 Nisan 2006.
- Wang, J., Wang, S., Zeng, Y., Huang, H., Luo, F., Xu, Z., Tang, Q., Lin, G., Zhang, C., Ren, Z., Zhao, G., Zhu, D., Wang, S., Jiang, H., Zhu, M., Deng, C., Hu, P., Li, C., Liu, F., Lian, J., Wang, X., Wang, L., Shen, X. ve Dong, X., 2002. The First Man-Loading High Temperature Superconducting Maglev Test Vehicle in the World, Physica C, 378-381, 809-814.
- Wang, J. S., Wang, S. Y., Zeng, Y. W., Deng, C. Y., Ren, Z. Y., Wang, X. R., Song, H. H., Wang, X. Z., Zheng, J. ve Zhao, Y., 2005. The Present Status of the High Temperature Superconducting Maglev Vehicle in China, Supercond. Sci. Technol., 18, S215-S218.
- Wang, S.Y., Wang, J.S., Ren, Z.Y., Jiang, H., Zhu, M., Wang, X.R. ve Tang, Q.X., 2001. Levitation Force of Multi-Block YBaCuO Bulk High Temperature Superconductors, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 11, 1, 1808-1811.
- Watson, J. H. P. ve Younas, I., 1995. Current and Field Distribution within Short Cylindrical Superconductors, Supercond. Sci. Technol., 8, 799-805.
- Watson, J. H. P. ve Younas, I., 1998. Superconducting Discs as Permanent Magnets for Magnetic Separation, Materials Science and Engineering B, 53, 220-224.
- Wiesinger, H.P., Sauerzopf, F.M. ve Weber, H.W., 1992. On the Calculation of J_c from Magnetization Measurements on Superconductors, Physica C, 203, 121-128.
- Wolsky, A.M., 2002. An Overview of Flywheel Energy Systems with HTS Bearings, Supercond. Sci. Technol., 15, 836-837.
- Xing, W., Heinrich, B., Zhou, H., Fife, A.A. ve Cragg, A.R., 1994. Magnetic Flux mapping, Magnetization, and Current Distributions of YBa₂Cu₃O₇ Thin Films by Scanning Hall Probe Measurements, J. Appl. Phys., 76, 7, 4244-4255.
- Yoo, S.I., Higuchi, T., Sakai, N., Fujimoto, H. ve Murakami, M., 1998. RE-Ba-Cu-O for High Functional Superconducting Permanent Magnet, Materials Science and Engineering B, 53, 203-210.

Yoshizawa, M., He, D. F., Nakai, K., Kobayashi, K., Nakamura, Y., Yaegashi, M., Ito, M., Yashiro, H., Daibo, M., Simizu, T., Uchikawa, Y. ve Noto, K., 2005. Application of SQUIDS in the Iwate Create Project, Physica C, 426-431, 1572-1579.

Zhao, Y., Wang, J. S., Wang, S. Y., Ren, Z. Y., Song, H. H., Wang, X. R. ve Cheng, C. H., 2004. Applications of YBCO Melt Textured Bulks in Maglev Technology, Physica C, 412-414, 771-777.

ÖZGEÇMİŞ

14 Temmuz 1972 tarihinde Çanakkale'nin Bayramiç ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Bayramiç'te tamamladı. Eylül 1990 tarihinde Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde başladığı lisans eğitimini Haziran 1994 tarihinde tamamladı. Eylül 1994 tarihinde Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda başladığı yüksek lisansını Şubat 1998 tarihinde tamamladı. 11 Ocak 1995-11 Ocak 1998 tarihleri arasında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü kadrosunda araştırma görevlisi olarak, 24 Mart-9 Eylül 1998 tarihleri arasında Erzurum İli Ilica İlçesi Söğütlü Köyü Birleştirilmiş Sınıflı İlköğretim Okulu'nda sınıf öğretmeni olarak görev yaptı. 11 Eylül 1998 tarihinde Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne öğretim görevlisi olarak atandı ve halen bu görevini sürdürmektedir. Ayrıca, Şubat 1999 - Mayıs 2002 tarihleri arasında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim Dalı'nda ikinci yüksek lisansını tamamladı. Eylül 2002 tarihinden itibaren Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda doktora yapmaktadır.