

**T.C.  
MARMARA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İLETKENLİK AKIMININ MANYETİK VORTEKS  
ÖRGÜSÜNÜN HAL DEĞİŞİKLİĞİNE ETKİSİNİN  
İNCELENMESİ**

**Muhammet ARUCU  
(Fizikçi, MSc.)**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN  
Doç. Dr. Şahin AKTAŞ**

**İstanbul 2006**

**T.C.  
MARMARA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İLETKENLİK AKIMININ MANYETİK VORTEKS  
ÖRGÜSÜNÜN HAL DEĞİŞİKLİĞİNE ETKİSİNİN  
İNCELENMESİ**

**Muhammet ARUCU**

**(Fizikçi, MSc.)  
(141101420030048)**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN**

**Doç. Dr. Şahin AKTAŞ**

**İstanbul 2006**

# TEŞEKKÜR

Fizik alanında böyle bir konunun seçilmesini ve çalışma boyunca birçok imkânın bana verilmesini sağlayan, desteğini ve bilgisini benden esirgemeyen, bilgisayar çalışmalarında bana tanıdığı imkânlardan dolayı ve bana göstermiş olduğu sabırdan dolayı tez danışmanım Sayın Doç. Dr. Şahin AKTAŞ' a

Çalışmam boyunca yardımlarını benden esirgemeyen ve yetişmemde emeği geçen Trakya Üniversitesi ve Marmara Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü hocalarıma ve arkadaşlarıma sonsuz teşekkürlerimi bir borç bilirim. Benim her zaman yanımda olan, benden maddi ve manevi yardımlarını esirgemeyen aileme sonsuz minnet ve şükranlarımı sunarım.

**Temmuz 2006, İstanbul**

**Muhammet ARUCU**

# İÇİNDEKİLER

	<u>SAYFA</u>
<b>ÖZET .....</b>	<b>iv</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>v</b>
<b>YENİLİK BEYANI.....</b>	<b>vi</b>
<b>SEMBOL LİSTESİ.....</b>	<b>vii</b>
<b>KISALTMALAR.....</b>	<b>viii</b>
<b>ŞEKİL LİSTESİ.....</b>	<b>ix</b>
<b>BÖLÜM I. GİRİŞ VE AMAÇ</b>	
<b>I.1.GİRİŞ.....</b>	<b>1</b>
<b>I.2.AMAÇ.....</b>	<b>2</b>
<b>BÖLÜM II. GENEL BİLGİLER</b>	
<b>II.1. SÜPERİLETKENLİĞİN TARİHSEL GELİŞİMİ VE KULLANIM</b>	
<b>ALANLARI.....</b>	<b>3</b>
II.1.1. Süperiletkenliğin Tarihi.....	<b>3</b>
II.1.2. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenliği.....	<b>4</b>
II.1.3. Süperiletkenlerin Kullanım Alanları.....	<b>6</b>
<b>II.2.SÜPERİLETKENLİK.....</b>	<b>7</b>
II.2.1. Manyetik Alanın Süperiletkenliğe Etkisi ve Meissner olayı.....	<b>7</b>
II.2.2. Süperiletkenliğin Termodinamiği.....	<b>10</b>
II.2.3. London Denklemleri.....	<b>11</b>
II.2.4. Girinlik(Sızma) Derinliği ve Eşuyum Uzunluğu.....	<b>13</b>
II.2.5. Süperiletkende Akı Kuantanlanması.....	<b>14</b>
II.2.6. Ara Hal Olayı.....	<b>16</b>

II.2.7. Süperiletken Tipleri.....	16
II.2.8. Negatif Yüzey Enerjisi.....	18
<b>II.3. VORTEKS YAPISI.....</b>	<b>19</b>
II.3.1. Bir Vorteksin Manyetik Özellikleri.....	19
II.3.2. Vorteks Örgü Yapısı.....	25
<b>II.4.VORTEKSLER ARASI ETKİLEŞİM.....</b>	<b>25</b>
<b>II.5. AKIMIN VORTEKS HAREKETİNE ETKİSİ.....</b>	<b>27</b>
<b>BÖLÜM III. TEZ ÇALIŞMALARI.....</b>	<b>28</b>
<b>III.1.ARAŞTIRMA YÖNTEMİ.....</b>	<b>28</b>
III.1.1.Vortekslerin Denge Durumuna Gelmesi.....	28
III.1.2 Sistemdeki Değişimlerin Tespiti.....	31
<b>BÖLÜM IV. SONUÇLAR.....</b>	<b>41</b>
<b>BÖLÜM V. TARTIŞMA VE DEĞERLENDİRME.....</b>	<b>42</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>43</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	

# ÖZET

## İLETKENLİK AKIMININ MANYETİK VORTEKS ÖRGÜSÜNÜN HAL DEĞİŞİKLİĞİNE ETKİSİNİN İNCELENMESİ

II. tip süperiletkenlerde vorteksler üçgen bir örgü oluştururlar. Bu vortekslere dışarıdan uygulanacak bir akım bu örgüyü bozabilir ve vortekslerin akım tarafından hareket etmesini sağlar. Hareket halindeki manyetik vorteks lenz yasası gereğince oluşan indüksiyon akımları vortekslerin normal bölgelerinde dirence ve dolayısıyla kayıplara(ısınmaya) yol açar.

Çalışmamızda süperiletkene uygulanan akımın vorteks örgüsü ve vortekslerin hareket durumlarına katkısı bilgisayar ortamında canlandırılarak iletim akımının vorteks durum etkisi çalışıldı. Sonuç olarak, direncin ortaya çıkacağı kritik akım tespit edildi.

Temmuz, 2006

Muhammet ARUCU

# **ABSTRACT**

## **INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF CONDUCTING CURRENTS ON THE PHASE TRANSITION OF THE MAGNETIC VORTEX LATTICE**

Magnetic vortices forms a triangular lattice at type-II superconductors. Magnetic vortices interacts with conducting currents and this leads vortices to be mobile. Vortex motion causes resistivity so it is important to keep vortices immobile.

Vortex dynamics has been simulated and effects of applied conduction current has been investigated to determine the critical current that moves vortices and so causes resistance.

**July, 2006**

**Muhammet ARUCU**

# **YENİLİK BEYANI**

## **İLETKENLİK AKIMININ MANYETİK VORTEKS ÖRGÜSÜNÜN HAL DEĞİŞİKLİĞİNE ETKİSİNİN İNCELENMESİ**

Bilgisayar simülasyonları, araştırma yapanların deney parametrelerini değiştirebildiği ve sistemde aktif rol aldığı önemli öğrenme yöntemlerinden biridir. Laboratuvar ortamında denenmesi tehlikeli ve maliyeti yüksek olan ya da çok yavaş veya çok hızlı işleyen olayların simülasyonlarını kullanmak, motivasyonu artıran etkili bir yoldur.

Bu çalışmamızda, simülasyon geliştirme süreci tanımlandıktan sonra, simülasyon sistemi, simülasyon modelini tasarlama işlemi ile başladık.

II.tür süperiletkenlerde gözlenmiş olan direnç; adeta katı bir cisimdeki atomların konumu gibi sabit duran manyetik akı çizgilerinin, akımın yükseltilmesiyle vorteksleri harekete geçiren akımın kritik değeri tespit edildi.

Bu çalışmamızın özgün olduğunu beyan ederiz.

**Temmuz, 2006**

**Doç. Dr. Şahin AKTAŞ**

**Muhammet ARUCU**

## SEMBOL LİSTESİ

$\vec{B}$	: Manyetik alan
$F$	: Enerji
$\Delta U$	: Perdeleme enerjisi
$e$	: Elektron yükü
$F$	: Serbest enerji
$\vec{F}$	: Kuvvet
$\vec{H}$	: Harici manyetik alan
$\vec{H}_c$	: Kritik manyetik alan
$I$	: Süper akım
$\vec{J}$	: Akım yoğunluğu
$k$	: Boltzmann sabiti
$\vec{M}$	: Manyetizma(Mıknatıslanma)
$T$	: Sıcaklık
$T_c$	: Kritik sıcaklık
$m$	: Kütle
$n_s$	: Süperiletken elektron sayısı
$S$	: Entropi
$\xi$	: Eşyuum uzunluğu
$\kappa$	: GL parametresi
$\lambda$	: Girinlik derinliği
$\mu$	: Görelî geçîrgenlik
$\chi$	: Manyetik duygunluk
$q_0$	:Dalga vektörü
$\Phi_m$	: Manyetik akı

## KISALTMALAR

- GL** :Ginzburg-Landau  
**r.b.** :Rasgele Birim  
 **$\Delta r$**  :Ortalama sapma  
**d** :Vorteksler arası ortalama uzaklık

# ŞEKİL LİSTESİ

	<u>SAYFA NO</u>
Şekil II.1 Sabit bir dış manyetik alanda soğutulan süperiletken bir kürede Meissner etkisi.....	7
Şekil II.2 Mükemmel iletken ile Süperiletkenin manyetik alan karşısında davranışı.....	8
Şekil II.3 Meissner etkisinin tam oluştuğu bir Süperiletkende mıknatıslanmanın uygulanan manyetik alanla değişimi.....	9
Şekil II.4 Manyetik alanın Süperiletken içerisinde azalıp sifıra inmesi.....	14
Şekil II.5 Kapalı C eğrisi üzerinden geçen Manyetik Akının şematik gösterimi.....	15
Şekil II.6 Ara Halin Yapısı.....	16
Şekil II.7 a) Birinci Tip Süperiletken İçinde, b) İkinci Tip Süperiletken İçinde Manyetik Alanını Sıcaklığa Göre Durumu.....	17
Şekil II.8 Manyetik Vorteksin Üç Boyutlu Şematik Gösterimi.....	19
Şekil II.9 Yalıtılmış Bir Vorteksin $r$ Yarıçapına Bağlı Şematik Gösterimi ve Vorteks İçinde $r$ Yarıçapına Göre Manyetik Alan, Akım Yoğunluğu Ve Düzen Parametresinin Değişimi.....	20
Şekil II.10 $I_0(r)$ , $I_1(r)$ , $K_0(r)$ , $K_1(r)$ Bessel Fonksiyonları.....	22
Şekil II.11 İzole Edilmiş Bir Vorteksin Manyetik Alan Dağılımı.....	23
Şekil II.12 İzole Edilmiş Bir Vorteksin Perdeleme Akım Dağılımı.....	24
Şekil II.13 İzole Edilmiş Bir Vorteksin İçerdiği Manyetik Akının Radyal Bağımlılığı.....	24
Şekil II.14 Vortekslerin Oluşturduğu Üçgen Örgünün Yapısı.....	25
Şekil III.1 800 Vorteks - Pinsiz Sistemde Rasgele Yerleştirilmiş Vortekslerin Durumu.....	29
Şekil III.2 Rasgele Dağıtılan 800 Vorteksin 15.000 Hareket Sonucu Altıgen Örgü Oluşturması.....	30
Şekil III.3 Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0 birimlik akıma karşılık buldukları konumlar. Görünen konumlarda Vorteksler denge durumundalar...	31

<b>Şekil III.4</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,1 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	32
<b>Şekil III.5</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,2 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	33
<b>Şekil III.6</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,3 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	34
<b>Şekil III.7</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,5 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	35
<b>Şekil III.8</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,8 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	36
<b>Şekil III.9</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 2 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	37
<b>Şekil III.10</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 6 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	38
<b>Şekil III.11</b> Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 12 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yerler.....	39
<b>Şekil III.12</b> Rasgele seçilmiş 1 Vorteksin akıma karşılık yer değiştirme grafiği.....	40

# BÖLÜM I

## GİRİŞ VE AMAÇ

### I.1. GİRİŞ

Süper iletkenlik ilk kez 1911 yılında **Kamerlingh Onnes** tarafından, cıva üzerinde deneyler yaparken, cıvanın direncinin  $4.19 \text{ K}$  'de aniden sıfıra düşmesi sonucu keşfedildi.[1] Bu tesadüfî buluş üzerine takip eden on yıllar içinde konu ile ilgili çeşitli araştırmalar yapıldı. Süper iletkenlerle ilgili çalışmaların dönüm noktasını ise 1957 yılında **Abrikosov**'un, süper iletkenlerin GL parametresi olarak bilinen bir özelliğinin o zamana kadar kabul edildiği gibi 1'den küçük değil de büyük olması durumunda neler olacağını sorguladığı bir makalesi oluşturur[2]. Çünkü böyle bir durumda süperiletkenler o zamana kadar gözlenenenden çok farklı özellikler gösterecekti. Böylece süper iletkenler I. Tip ve II. Tip olmak üzere iki gruba ayrıldı.

İkinci tür süperiletkenlerde manyetik alan süperiletkenin içine manyetik vortek denilen kuantize edilmiş manyetik akı olarak nüfuz eder. Düşük sıcaklıklarda manyetik vorteksler düzenli örgü(hegzagonal) yapısını oluştururlarken, sıcaklık arttırıldığında vorteks örgüsü düzenli katı yapısını kaybeder. Bu durum vortekslerin hareketine yol açtığından direnç oluşur.

II. tip bir süper iletkene manyetik alan uygulanırsa manyetik alan, kuantalanmış bir biçimde süperiletkenin içine girer. Bu kuantalar, vorteks adını alır. Vorteksler manyetik alan çizgileri oldukları için aralarındaki Lorentz kuvveti sebebiyle birbirlerini iterler ve süperiletken içinde üçgen bir örgü oluştururlar. Bu katı yapının bozulmaması süperiletkenin direnç göstermemesi için gereklidir. Aksi halde vorteksler hareket eder ve bu hareketlilikten ötürü direnç oluşur.

Dışarıdan uygulanacak bir akım bu vorteksler üzerinde yeni manyetik kuvvete yol açtığı için bu örgüyü bozma eğilimindedir.

## **I.2. AMAÇ**

Süperiletkenlerin pratik uygulamaları için vortekslerin hareketlerini mümkün olduğunca kısıtlamak gerekir. Çalışmamızda, uygulanan bu akımın vortekslerin hareketliliğine etkisi çeşitli akım ve manyetik alan değerleri için bilgisayar ortamında incelenmiştir. Burada deneysel ve teorik olarak gözlenemeyen sonuçların, bilgisayar ortamında iletkenlik akımının etkisiyle, manyetik vorteks örgü yapısını nasıl etkileyeceği gözlenecektir.

# BÖLÜM II

## GENEL BİLGİLER

### II.1. SÜPERİLETKENLİĞİN TARİHSEL GELİŞİMİ VE KULLANIM ALANLARI

#### II.1.1. Süperiletkenliğin tarihi

Adı üstünde, elektriği hiçbir dirençle karşılaşmaksızın ve hiçbir enerji kaybına uğramaksızın iletebilen bu malzemelerin geçmişi, 19. Yüzyılda **Michael Faraday**'ın keşiflerine kadar uzanıyor Gaz halinde bulunan elementlerin sıvılaştırılması, 19. Yüzyıl bilim adamları için oldukça büyüleyici ve ilgi çekici bir uğraş alanıydı. Çok düşük sıcaklıklara gereksinim duyulan bu işlemi ilk kez, 1823 yılında **Michael Faraday** kloru sıvılaştırarak gerçekleştirdi. Faraday, bunun için kloru 77 Kelvin'e kadar soğutmuştu. Sıcaklık birimi olarak kullanılan Kelvin, aslında, bildiğimiz Celcius ( $C^0$ ) ile aynı; ancak başlangıç noktası olan  $0K$ ,  $-273 C^0$  ye karşılık geliyor ve bu değer "mutlak sıfır" olarak adlandırılıyor.

Mutlak sıfır sıcaklık değerinde bir maddenin enerjisi olabilecek en düşük değerde bulunuyor.  $77K$  'yi gündelik sıcaklık ölçeğimizle karşılaştırırsanız,  $-196 C^0$  'ye karşılık geldiğini görürsünüz; yani dondurucu soğuk. **Faraday**, sonradan değişik sıcaklıklarda başka gazları da sıvılaştırmayı başardı. Ancak, oksijen, azot, hidrojen ve metan gibi bazı gazları sıvılaştıramamış ve bu tür gazların sıvılaştırılamayacağını öngörmüştü. 1877 yılına gelindiğinde, **Louis Cailletet ve Raol Pictet** oksijen ve azotu sıvılaştırmayı başardılar ve böylece Faraday'ın öngörüsü de çürütülmüş oldu. Ardından da **James Dewar**, 1898 yılında hidrojeni  $20K$  'de sıvılaştırarak mutlak sıfıra en yakın değeri elde etti. 20.yüzyıla girildiğinde de, bilim adamları birbirleriyle yarışarcasına mutlak sıfır yakınlarında malzemelerin

davranışlarını araştırmaya başlamışlardı. Bu çalışmaların bir sonucu 1900 yılında hidrojenin sıvılaştırılması için gerekli sıcaklığın  $6K$  'ye kadar düşebildiğinin gösterilmesi idi.

Böylece mutlak sifira adım adım yaklaşıyordu. Artık bilim adamları için, gazları sıvılaştırmaktan çok, bu sıcaklıktaki sıvılaştırılmış gazları kullanarak diğer malzemelerin davranışlarını araştırmak ön plana çıkıyordu.

Sonunda süperiletkenlik olayı ilk defa Danimarkalı fizikçi **Kamerlingh Onnes** 1911 yılında cryogenic laboratuvarlarında mutlak sıfırın ( $0K$ ) birkaç derece üstündeki sıcaklıklarda cıvanın elektriksel direncini ölçerken sıcaklığın  $4,19K$  de direncin aniden sifira gittiğini gözledi. Daha sonraları, bu mükemmel iletkenliğe geçişin başka metal ve alaşımlarda da olduğu bulundu. Bu metaller kritik sıcaklık denilen ( $T_c$ ) ve her madde için farklı bir  $T_c$  sıcaklığına kadar normal davrandıkları halde,  $T_c$  nin altında öz dirençleri birden sifir olmaktadır. Öz direncin tam sifir olduğu durumda madde süperiletken özellik göstermektedir. Örneğin çinko için bu sıcaklık  $0,88K$  iken kurşun için  $7,2K$  dir.

## II.1.2. Yüksek sıcaklık süperiletkenliği

Süperiletken malzemelerin yeni bir sınıfı 1980'lerin ortalarında ortaya çıktı. Bunlar klasik süperiletkenler gibi, metaller ve alaşımları değil, oksitler ve seramik malzemelerdi. En önemlisi de, bu malzemelerin süperiletken hale gelmeleri için çok soğutmak gerekmiyordu. İsviçre'deki IBM laboratuvarları'ndan **Georg Bednorz ve Alex Müller**, alışılmadık elektriksel ve manyetik özelliklere sahip seramik oksitlerle çalışarak  $30K$  e kadar yüksek kritik sıcaklığa sahip süperiletkenler elde ettiler. **Bednorz ve Müller** yüzlerce oksit bileşiği denemişler; lantan, baryum, bakır ve oksijen içeren seramiklerle çalışmalarını sırasında  $35K$  lik bir kritik sıcaklık değerine ulaşmışlardı. O zamana kadar süperiletkenlik için ulaşılan en yüksek sıcaklık  $20K$  idi. Bunun ardından izleyen, daha yüksek sıcaklıkta süperiletken hale geçen malzeme bulma çabaları 1987 yılının şubatında  $90K$  lik kritik sıcaklıkta süperiletken hale gelen seramik malzemenin bulunmasıyla sonuçlandı. Bunu da  $100K$  'nin üzerinde kritik sıcaklığa sahip benzer malzemelerin bulunması izledi. Bu malzemeler, görece yüksek sıcaklıklarda süperiletken hale geçtiklerinden bu olguya "yüksek sıcaklık süperiletkenliği" adı verildi. Bu keşfin diğer bir önemli yanı da, soğutucu malzeme olarak sıvı helyum yerine sıvı

azotun kullanılabilmesini olanaklı hale getirmesiydi. 1988'de bizmutun 110K de, talyumunsa 125K de süperiletken hale geçtiği bulundu. Son olarak da 1993 yılında cıva metalli bir bileşiğin 133K de süperiletkenliğe geçtiği bulundu. 1995- Kritik sıcaklığın 138K olduğu Hg<sub>0.8</sub>Tl<sub>0.2</sub>Ba<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>8.33</sub> seramiği keşfedildi. Bu malzeme normal basınç altında şimdiye kadar bilinen en yüksek kritik sıcaklık rekoruna sahiptir. 2001 yılında ise **Jun-Akimitsu** ve ekibi MgB<sub>2</sub> 'nin 39K de süperiletkenliğe geçtiğini gösterdiler. Şu anda daha yüksek sıcaklıklarda yeni süperiletkenler bulma yarışı hâlâ sürmektedir.

Bu yüksek sıcaklık süperiletkenleri, 77K de kaynama noktası olan sıvı azot yerine kullanılabilen uygulamaların kapılarını açtı. **Bednorz ve Müller** de, yüksek sıcaklık süperiletkenliğini keşiflerinden kısa süre sonra Nobel fizik ödülünü aldılar. Bilinen çoğu yüksek sıcaklık süperiletkenleri bakır içerir. Bunların kristal yapıları karmaşıktır. Bu tür kristallerin tipik özelliği, elektronların akabileceği atomik düzlemlerinin olmasıdır. Böylece, kristal içinde farklı doğrultularda ölçüldüğünde elektriksel iletkenlikleri farklı oluyor. Bunların iletkenlikleri ise hangi maddeye sahip olduklarına bağlı.

Ancak, bu malzemelerin sert ve kırılğan olmaları kullanımlarında hâlâ büyük sorunlar olduğunu ortaya çıkarıyor. Fakat bir gümüş alaşımıyla kaplanmış ince süperiletken seramiklerden oluşan süperiletken teller üretmek mümkün. Üstelik bu teller, aynı kalınlıktaki bakır bir telden 100 kez daha fazla akım iletebiliyor. Elektrik üretim endüstrisi, bir gün bu yeni süperiletkenleri kullanabileceklerini umuyorlar. Eğer pompaları ve vantilatörleri çalıştırmakta süperiletken motorlar kullanılırsa, üretilen gücün %5'i kurtarılabilir. Süperiletken trafolarla da bir %1 daha tasarruf edilebilecek. Araştırmalara göre, 2010 yılına kadar, süperiletkenler 60 ile 90 milyar dolar arasında bir pazar payına sahip olacaklar.

Teknik sorunlar olmakla birlikte, yüksek sıcaklık süperiletkenliği kavramı kuramsal olarak bir devrimi temsil ediyor. Peki, bu malzemelerdeki süperiletkenlik mekanizması nedir? BCS kuramı bunu açıklamak amacıyla kullanılabilir mi yoksa yeni bir mekanizma mı keşfedilmek zorunda?

Başarılı bir kuram, daha yüksek sıcaklıkta süperiletken hale gelen malzemelere işaret edebilir. Hatta oda sıcaklığında süperiletken hale gelen malzemelere. Bu tür malzemeler yardımıyla da, yüksek verimli elektrikli otomobiller, trenler, daha güçlü elektrik santralleri ve

dağıtım şebekeleri ve hatta her doktorun ameliyatında kullanabileceği beyin ve vücut tarayıcıları olabilir.

Süperiletkenlerin yeni uygulamaları kritik sıcaklığın artırılmasıyla daha da artacak. Örneğin, sıvı azot temelli süperiletkenler endüstride, sıvı helyumla soğutulmuş süperiletkenlere oranla çok daha esnek kullanım alanları sağlıyor. Eğer oda sıcaklığında süperiletken hale gelen malzemeler bulunursa, bunlar da, hiç kuşku yok ki, gündelik yaşamımızın en önemli parçaları haline gelecek.

### **II.1.3. Süperiletkenlerin kullanım alanları**

Süperiletkenler, ısıları belli bir seviyeye düşürüldüğünde elektrik akımına karşı dirençlerini tamamen kaybeden maddelerdir. Bu bize, elektrik akımının sıradan iletkenlerde dirençten doğan ve ısı olarak yayılan enerji kaybını engelleme olanağı verir.

Süperiletkenlerin bir başka özelliği ise kusursuz dia manyetik olmalarıdır. Yani süper iletkenler manyetik alanı tamamen iter. Böylece süper iletken mıknatıslar yardımıyla, örneğin bir treni raylara temas etmeden hareket ettirebilir ve sürtünmeyi azalttığımız için trenin çok daha hızlı gitmesini sağlarız. Bu tip süper hızlı trenler Japonya'da kullanılmakta. Bunun dışında da Uygulamaları bulunmaktadır. Bunlar; Enerji tasarrufu sağlayan ekonomik devreler, enerji iletim hatları; Maglev trenleri gibi manyetik güçle çalışan araçların hareket ettirici sistemleri; ciok hızlı çalışan cipler... Uygulama alanları gün geçtikçe çoğalıyor. Nanoteknoloji ile beraber geleceğe damga vuracak yeniliklerden biri.

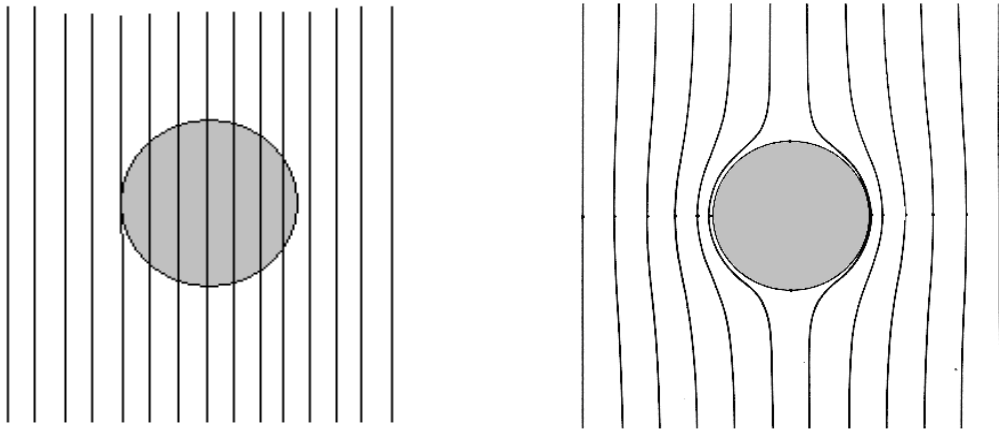
Yalnız bu saydıklarımın aslında hiçbiri pek de hayata geçmiş değil; çünkü şu ana kadar yapılan süperiletkenler hep çok düşük sıcaklıklarda bu özelliği gösteriyorlar. Zaten süperiletkenlik belli bir sıcaklığın altında görülüyor (bu sıcaklık maddeye göre değişiyor tabi)

## II.2.SÜPERİLETKENLİK

### II.2.1. Manyetik alanın süperiletkenliğe etkisi ve Meissner olayı

Süperiletkenliğe ilişkin güçlü ve geçerli bir kuram geliştirme çabaları sürerken, 1933 yılında **Walter Meissner** ve **R. Ochensfeld**, süperiletkenlerin ilginç manyetik özelliklerinin olduklarını keşfettiler yani süperiletkenlerin manyetik alanları sevmediklerini ortaya çıkardı[3]. Süperiletkenler, manyetik alanın içlerinden geçmesine izin vermiyor, manyetik alanı dışlıyorlardı. Bu da süperiletken içerisinde bir akıma, bu akım da dış manyetik alanı engelleyecek bir manyetik alana neden oluyordu. Meissner etkisi olarak adlandırılan bu ilginç olgu hâlâ süperiletkenlerin ilginç birer özelliği olarak kullanılıyor.

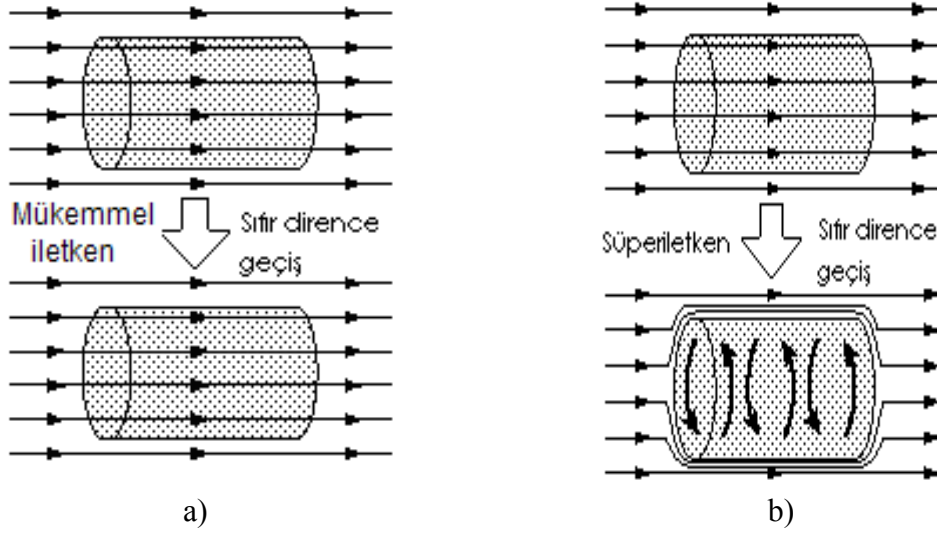
Bu çalışmalarda  $T < T_c$  için süperiletkenlerin manyetik özelliklerinin normal iletkenlerin manyetik özelliklerinden farklı anlaşılmıştır. Süperiletken haldeki malzemeye dış manyetik alan uygulandığında alan kuvvet çizgilerini dışarı iter. Bu olay **Meissner olayı** olarak bilinmektedir. (Şekil II.1)



Şekil II.1 Sabit bir dış manyetik alanda soğutulan süperiletken bir kürede Meissner etkisi. Geçiş sıcaklığının altına inildiğinde B manyetik alan çizgileri küreden dışarı atılır.

Bu olay, mükemmel iletkenlerdeki manyetik alanı içeri almama olayından farklıdır; mükemmel iletkenler sadece kritik sıcaklığın altına inildikten sonra manyetik alanın

uygulanması halinde o manyetik alanı dışlar, öte yandan, yüksek sıcaklıkta içinden manyetik alan geçiyorsa kritik sıcaklığa soğutulsa bile o manyetik alanı dışlamazlar. Fakat süperiletkende kritik sıcaklığın altında inilirse manyetik alan içeri giremez. Bu süreci hem mükemmel iletken, hem de süperiletken için şematik olarak Şekil II.2 de görebiliriz.



Şekil II.2 Mükemmel iletken ile süperiletkenin manyetik alan karşısındaki davranışları

Bir  $B$  manyetik alanında bulunan süperiletkenin  $T_c$  kritik sıcaklığı manyetik alan arttıkça azalmaktadır. Süperiletkenliğin ortaya çıktığı kritik sıcaklığa karşılık gelen manyetik alan şiddeti

$$H_c = H_0 \left\{ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right\} \quad (\text{II.1})$$

şeklinindedir. Burada  $H_0$  süperiletkenliğin tümüyle ortadan kalktığı alan şiddeti,  $T$  ise her hangi bir sıcaklıktır.

Elektromanyetik teoriden bilindiği gibi  $B$  manyetik indüksiyonu,  $H$  manyetik alanına ve  $\mu$  manyetik geçirgenliğe bağlı olarak

$$B = \mu.H \quad (\text{II.2})$$

şeklinde değişmektedir. Uygulanan  $H$  manyetik alanı

$$M = \chi.H \quad (\text{II.3})$$

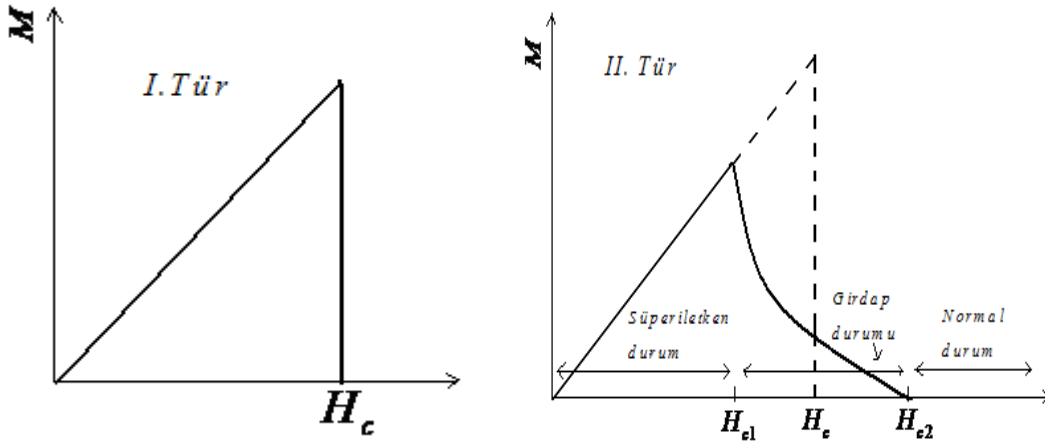
ile verilen bir manyetizasyon (Mıknatıslanma) oluşturur. Buradaki  $\chi$  sembolü manyetik duygunluk (alınanlık = susceptibility) olup  $\mu$  manyetik geçirgenlik cinsinden

$$\mu = 1 + 4\pi \cdot \chi \quad (\text{II.4})$$

ifadesi yazılabilir. Bir ince süperiletken telin cgs birim sisteminde manyetik alınganlığı

$$\chi = -\frac{1}{4\pi} \quad (\text{II.5})$$

sabitine eşittir.



Şekil II.3 Meissner etkisinin tam olduğu bir süperiletkente uygulanan manyetik alanla değişimi

Bu durumda bir süperiletkenin direnci sıfır olduğundan elektrik alanın da sıfır olması demektir. Faraday'ın indüksiyon kanununu

$$\oint E \cdot ds = -\frac{d\Phi_m}{dt} \quad (\text{II.6})$$

şeklindedir. Yani elektrik alanının ( $E$ ) kapalı bir yol boyunca çizgi integrali manyetik akının ( $\Phi_m$ ) zamanla değişiminin eksi işaretlisine eşittir. Süperiletken içinde elektrik

alan ( $E = 0$ ) sıfır olduğundan manyetik akının zamanla değişimi sıfır demektir ( $\frac{d\Phi_m}{dt} = 0$ ).

Ayrıca manyetik akı; manyetik alan ile yüzey alanının çarpımına eşit olduğundan ( $\Phi_m = B \cdot S$ ),

manyetik alanın zamanla değişimi de sıfır olmaktadır ( $\frac{dB}{dt} = 0$ ). Böylece ideal bir iletken

manyetik akının değişmediği gözlemlenmektedir. Yani soğutma sırasında geçiş sıcaklığında, metaldeki akı değişmemektedir. İşte Meissner olayı bu sonucun karşıtını ortaya koymakta ve tam bir diyamanyetikliğin süperiletkenlik halinin temel özelliği olduğunu söylemektedir.

## II.2.2. Süperiletkenliğin termodinamiği

Normal ve süperiletken durumlar arasındaki geçiş termodinamik açıdan, tıpkı sıvı ve gaz fazlar arasındaki geçiş gibi, tersinir bir olaydır. Meissner etkisinin tam olduğu bir süperiletkende ( $H = 0$ ) mıknatıslanma  $M = -\frac{H_c}{4\pi}$  idi. Sonsuzdaki (manyetik alanın sıfır olduğu yer) bir süperiletkeni, kalıcı bir mıknatısın manyetik alanındaki bir  $\vec{r}$  konumuna getirmekle süperiletkenin yaptığı iş

$$W = -\int_0^{H_c} \vec{M} \cdot d\vec{H}_c \quad (\text{II.7})$$

olur. Bu iş manyetik alanın enerjisine harcanır. Bu sürecin termodinamik özdeşliği şöyle yazılır:

$$dU = -\vec{M} \cdot d\vec{H}_c \quad (\text{II.8})$$

O halde, bu geçiş termodinamiğinin yasalarını uygulayarak normal ve süperiletken fazlar arasındaki entropi farkını, kritik  $H_c(T)$  eğrisi cinsinden elde edebiliriz. Normal ve süperiletken fazlar arasındaki entropi farkını ise  $\Delta S = \frac{dU}{dT}$  bağıntısından yararlanarak

$$\Delta S = S_n - S_s = -\frac{H_c}{4\pi} \frac{dH_c}{dT} \quad (\text{II.9})$$

şeklinde buluruz. Bu durumda normal durum ve süper iletkenlik durumu arasındaki ısı sığası farkı

$$\Delta c = \frac{T_c}{4\pi \left( \frac{dH_c}{dT} \right)^2} + \frac{TH_c}{4\pi \left( \frac{d^2H_c}{dT^2} \right)} \quad (\text{II.10})$$

şeklinde yazılabilir.

$T = T_c$  durumundaki ısı sığası farkı **Rutger** bağıntısı olarak bilinir. Buda bize normal durum ile süperiletken arasındaki enerjinin aynı olması gösterir. Mutlak sıfırda süperiletken durumunun dengeleme enerjisi (perdeleme enerjisi)

$$\Delta U = \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (\text{II.11})$$

kadardır.

### II.2.3. London denklemleri

Standart Drude modeline göre elektronun dinamiği

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - m \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (\text{II.12})$$

olarak ifade edilebilir. Burada

$v$  : elektronun hızı

$\tau$  : elektronun iki saçılma arasında yol alma süresidir.

$m \frac{\vec{v}}{\tau}$  ifadesinde, elektronun maruz kaldığı sürekli saçılma, sürtünme olarak kabul edilmiştir.

Eğer sistemi **normal bir metal** olarak düşünürsek,  $\frac{d\vec{v}}{dt}$  ifadesi sıfır olur. Dolayısıyla (II.12)

denklemini,

$$e\vec{E} = m \frac{\vec{v}}{\tau} \Rightarrow \vec{v} = \frac{e\vec{E}\tau}{m} \quad (\text{II.13})$$

olur. Buradan  $\vec{J} = n \cdot e \cdot \vec{v}$  akım yoğunluğu tanımını kullanırsak,

$$\vec{J} = \left( \frac{n \cdot e^2 \cdot \tau}{m} \right) \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (\text{Ohm kanunu}) \quad (\text{II.14})$$

elde edilir. Sistemi **iletkenliği mükemmel olan bir süperiletken** olarak düşünürsek,

$\tau \rightarrow \infty$  olur, dolayısıyla (II.12) denklemini,  $\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e\vec{E}}{m}$  haline dönüşür. Buradan da

$$\boxed{\frac{d\vec{J}}{dt} = \left( \frac{n_s e^2}{m} \right) \vec{E}} \quad (\text{I. London Denklemi}) \quad (\text{II.15})$$

halini alır. Burada  $n_s$ , hiç saçılmaya maruz kalmayan süperiletken elektronlarının birim hacimdeki sayısını gösteriyor.

Yukarıda bulduğumuz (II.15) denklemini, **birinci London denklemi**dir. Bu denklemin çıkarılışında, elektronların **sonsuz ortalama serbest yolda** hareket edebilecekleri varsayılmıştır.

Buradan sonra Maxwell denklemlerini kullanarak **ikinci London denklemini** elde edebiliriz:

$$\dot{\vec{B}} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (\text{II.16})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \dot{\vec{D}} \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_s \quad (\text{II.18})$$

(II.15) eşitliğini (II.16)'da yerine yazarsak,

$$\dot{\vec{B}} = -\left(\frac{m}{n_s e^2}\right) \vec{\nabla} \times \dot{\vec{J}}_s \quad (\text{II.19})$$

ifadesini elde ederiz. Şimdi de (II.18) ifadesini (II.19)'a yerleştirirsek,

$$\dot{\vec{B}} = -\left(\frac{m}{n_s e^2 \mu_0}\right) \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \dot{\vec{B}}) \xrightarrow{\alpha = \frac{m}{n_s e^2 \mu_0}} \dot{\vec{B}} = \alpha \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \dot{\vec{B}}) \quad (\text{II.20})$$

$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$  özdeşliğini ve  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$  Maxwell eşitliği bilgisini kullanarak (II.9) ifadesini

$$\nabla^2 \dot{\vec{B}} = \frac{\dot{\vec{B}}}{\alpha} \quad (\text{II.21})$$

şeklinde yazabiliriz. Bu denklemi tek boyutta çözersek

$$\dot{B}_x = C e^{(-x/\sqrt{\alpha})} \quad (\text{II.22})$$

eşitliğini buluruz. Buradan görülüyor ki  $B_x$  in türevi, süperiletkenin içine girdikten sonra eksponansiyel olarak sıfıra gidiyor. Yani mükemmel bir iletkenin içinde  $B_x$ , yüzeye çok yakın olan dar bölgeyi hariç tutarsak sabittir. Bu Şekil II.2.a de anlatılan şeydi. Süperiletkenler için ise, Şekil II.2.b'den gördüğümüz gibi,  $B_x$  değeri sabit olmanın ötesinde sıfırdır (**Meissner etkisi**). O halde mükemmel bir iletken için geçerli olan (II.22) denkleminin yerini süperiletken bir sistemde

$$B_x = B_0 e^{(-x/\sqrt{\alpha})} \quad (\text{II.23})$$

denklemi alır. Bu durumda işlemlerde geri giderek (II.19) denkleminin yerini de

$$\boxed{\vec{B} = -\left(\frac{m}{n_s e^2}\right) \nabla \times \vec{J}_s} \quad (\text{II. London Denklemi}) \quad (\text{II.24})$$

denklemi alır. Bu da **ikinci London denklemi**dir. Bu iki denklemden birincisi (Denk.( II.15)) süperiletkenin dirençsiz olduğunu, ikincisi ise -Denk. (II.14) ün, diyamanyetizmasını gösterir.

## II.2.4. Girinlik(Sızma) derinliği ve Eşuyum uzunluğu

Girinlik derinliği ve Eşuyum uzunluğu, süperiletkenin karakteristiğini belirleyen iki kavramdır. Çıkarılışları daha sonra gösterilecek olan bu iki büyüklük, süperiletkenin iç dinamiğini belirlemede etkindir.

Manyetik alan süperiletkenin yüzeyinden; içeri hiç girmeden geçmekten ziyade, biraz içeri nüfuz ederek geçer. Ne kadar nüfuz edeceği de Girinlik derinliği ile ifade edilir. Girinlik derinliği “ $\lambda$ ” ile gösterilir.

Eşuyum uzunluğu ise, temeli kuantum mekaniğine dayanan bir büyüklüktür. Süperiletken, kendi içindeki hareketlilikten ötürü, (süperiletkenliği bozulmamakla birlikte), normal halle süperiletken hal arasında hafif dalgalanmalar yaşayan bir sistemdir. Eşuyum uzunluğu da, bu termodinamik dalgalanmaların ölçeği olarak ifade edilebilir. “ $\xi$ ” ile gösterilir.

Girinlik derinliği ve Eşuyum uzunluğu, süperiletkenin karakteristik özellikleridir. Eğer süperiletkende  $\xi > \lambda$  ise, bu süperiletken 1. tiptir. Eğer  $\xi < \lambda$  ise, 2. tiptir. Bu ifadelerin her ikisi de sıcaklıkla orantılıdır:

$$\begin{aligned}\lambda &\sim (T_c - T)^{1/2} \\ \xi &\sim (T_c - T)^{1/2}\end{aligned}\tag{II.25}$$

Bununla birlikte  $\kappa \equiv \frac{\lambda}{\xi}$  olarak tanımlanan Ginzburg-Landau(GL) parametresi sıcaklıktan bağımsızdır.

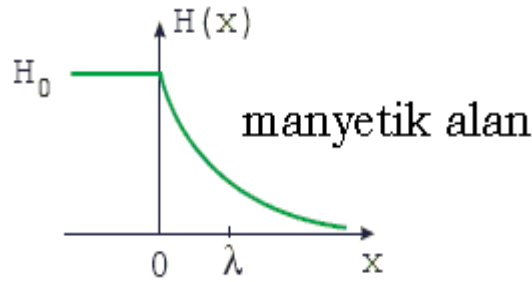
(II.23) denkleminde görüldüğü gibi,  $B_x$  manyetik alanı,  $\alpha^{1/2}$  büyüklüğü ölçüsünde eksponansiyel olarak sıfıra düşüyor. Yani  $\alpha^{1/2}$ , manyetik alanın süper iletken içine ne kadar girebileceğini belirliyor.  $\lambda = \sqrt{\alpha}$  değişken dönüşümü yaparak,

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (\text{London Girinlik derinliği})\tag{II.26}$$

özdeşliğini elde ederiz. Girinlik derinliğinin büyüklüğünü hesaplamak için,

$$m = 9,1094 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_0 = 10^{-7} \text{ Hm}^{-1} \quad n_s = 4 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3} \quad e = -1,60218 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$\lambda \approx 10^{-6} \text{ cm}$  olarak bulunur. Burada bazı elementler için sızma derinliği mutlak sıfırda kalay (*Sn*) için  $3,4 \times 10^{-6} \text{ cm}$ , kadmiyum (*Cd*) için  $11 \times 10^{-6} \text{ cm}$ , molibden (*Nb*) için  $3,9 \times 10^{-6} \text{ cm}$  dir. Manyetik alanın süperiletken içinde hızla azalıp sıfıra inmesi ve girginlik derinliğinin yeri şematik olarak Şekil II.4’de gösterilmiştir.



Şekil II. 4 Manyetik alanın süperiletken içerisinde azalıp sıfıra inmesi

Sonuç olarak London denklemleri için “Maxwell denklemlerinin süperiletken sistemlere indirgenmiş hali” tanımını yapabiliriz.

## II.2.5. Süperiletkende akı kuantanlanması

Mekanikteki Hamilton denklemine göre, bir parçacığın hızı

$$\vec{v} = \frac{1}{m} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) = \frac{1}{m} \left( -i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \quad (\text{II.27})$$

ile Akım yoğunluğu ise

$$\vec{j} = \frac{ne}{m} \left( \hbar \vec{\nabla} \theta(\vec{r}) - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \quad (\text{II.28})$$

ile verilmektedir. Denklemlerde  $\vec{A}$  alanı,  $\vec{p}$  momentumu,  $\theta(\vec{r})$  faz farkını göstermektedir.

Akım yoğunluğunun rotasyoneli alınırsa ikinci tip London denklemini  $\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{ne^2}{m} \vec{B}$

buluruz. Şekil II.4’e göre Meissner etkisi  $\vec{B}$  ve  $\vec{j}$  nin sıfır olduğunu söyler. Akım yoğunluğunun sıfır olması içinde (II.28) denlemi

$$\hbar c \vec{\nabla} \theta(\vec{r}) = e \vec{A} \quad (\text{II.29})$$

olmalıdır. Kapalı eğri üzerinde

$$\oint_C \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} = \theta_2 - \theta_1 = 2n\pi \quad (\text{II.30})$$

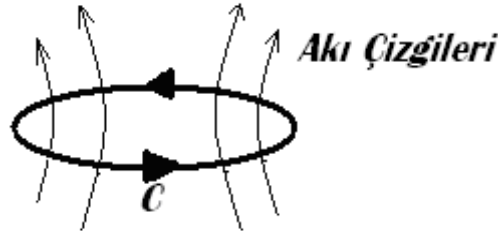
ifadesi fazdaki değişmeyi verir. Bunlardan hareketle **Stokes teoremine** göre bir süper iletken bir halka içinden geçen toplam manyetik akı

$$\Phi = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{\nabla} \times \vec{A} \cdot d\vec{\sigma} = \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} \quad (\text{II.31})$$

şeklinde idi. Denklem 29, 30 ve 31 den hareketle

$$\boxed{\Phi = n \frac{2\pi\hbar c}{q}} \quad (\text{II.32})$$

bulunur. Buradaki  $n$  akı kuantum sayısıdır. Bir elektron çifti için  $n = 1$  de akı değeri yaklaşık  $2,0678 \cdot 10^{-7}$  gauss.cm<sup>2</sup> (CGS) bulunur. Halkadan geçen toplam akı  $\Phi = \Phi_{dış} + \Phi_{süp}$  şeklindedir. Dış akının kuantalanma şartı yoktur çünkü  $\Phi_{süp}$  akısı  $\Phi$ 'yi kuantalayacak şekilde kendini ayarlar.

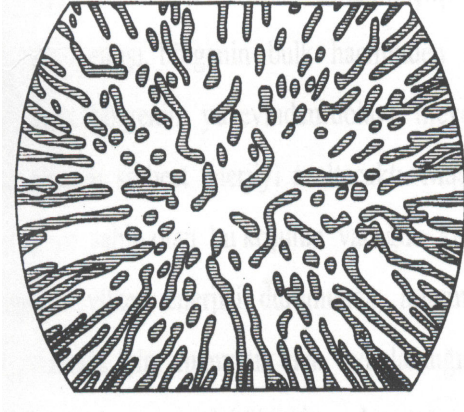


Şekil II.5 Kapalı C eğrisi üzerinden geçen manyetik akının şematik gösterimi

## II.2.6. Ara hal olayı

Ara hal kavramını anlamak için önce, manyetik alan içindeki bir süperiletken küreyi düşünelim: Bu küre Meissner etkisiyle manyetik alanı dışlayacaktır. Bu durumda Şekil II.1’ da görüldüğü gibi kürenin ekvatorundaki manyetik alan, diğer bölgelere göre daha yoğun olacaktır. Eğer dışarıdaki düzgün manyetik alan  $H$ , kritik alan  $H_c$ ’ den az fakat ona yakınsa, ekvatordaki yoğunlaşmadan ötürü  $H_c$  değerini geçer. Bu da ekvator civarındaki belli bir bölgenin, diğer bölgeler süperiletken olarak kaldığı halde normal iletkenliğe dönüşmesine yol açar.

Bu durum, süperiletken ve normal bölgeler bir arada bulunduğu için “ara hal” olarak adlandırılır. Şekil II.6 ‘de ara halin şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil II.6 Ara hal olayının yapısı

## II.2.7. Süperiletken tipleri

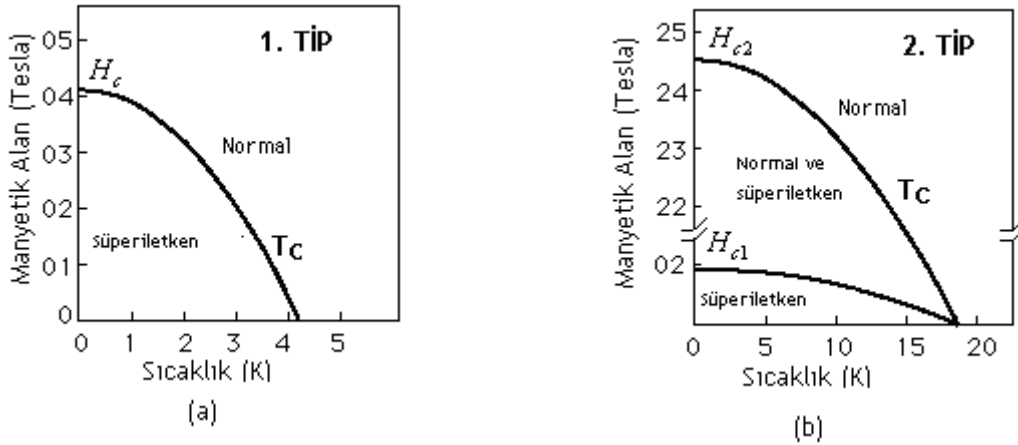
Genel olarak iki tip süper iletken vardır. Her iki tip süperiletkende de Meissner olayının oluşumu farklıdır. İyi bir I.tip süperiletken, bir manyetik alanı süper iletkenlik aniden yok olana kadar dışarıda tutar, ancak bundan sonra alanı tümü ile içeri alır. İyi bir II. tip süperiletken ise, bir  $H_{c1}$  alan değerine kadar alanı tümü ile dışarıda tutar.  $H_{c1}$  in üzerinde, alanın bir kısmı dışarıdadır ancak, iletken elektriksel olarak süperiletken özellik gösterir. Daha da yüksek bir  $H_{c2}$  alanında, akı tümü ile girer ve süper iletkenlik yok olur. Eşyuum uzunluğu sızma derinliğinden uzunsa iletken I.tip süperiletkendir. Saf metallerin çoğu bu tipe

girerler. Ancak, ortalama serbest yol kısa ise, uyum uzunluğu kısadır, sızma derinliği ise uzundur, bu takdirde süper iletken II. tip süper iletken olur.  $\Phi_0$  akı kuantası bağı olarak  $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$  ve  $H_c$  arasında yaklaşık olarak  $H_{c1} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\lambda^2}$ ,  $H_{c2} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\xi^2}$  ve  $\Phi_0 \approx \pi\xi\lambda H_c$  olmak üzere

$$\boxed{H_c = \sqrt{H_{c1} \cdot H_{c2}}} \quad (\text{II.33})$$

bağıntısı vardır.

Bu I. tip süperiletkenlik ile II. tür süperiletken arasındaki farkı Şekil II.7.a ve Şekil II.7.b 'deki grafiklerde görebiliriz.



Şekil II.7 a) Birinci tip süperiletken içinde, b) ikinci tip süperiletken içinde manyetik alanı sıcaklığa göre durumu

Şekilde görüldüğü gibi dışarıdaki manyetik alan  $H_{c1}$  değerinin üstüne çıktığında ikinci tip süperiletken olan bu maddenin içine manyetik alan sızmaya başlıyor; fakat bu alan  $H_{c2}$  değerine ulaşıncaya kadar maddenin genelinde süperiletkenlik özelliği kaybolmuyor.

İkinci önemli fark ise, **ikinci tip** süperiletkenlerde içerideki manyetik alanın kendini “**Vorteks**” adı verilen manyetik akı kuantaları olarak göstermesidir. Daha önce **birinci tip** süperiletkenlerde manyetik alanın içeri sızmasından ötürü süperiletkenin geometrisinin elverdiği belli bölgelerde “**ara hal**”ler oluştuğundan söz etmiştik. Dolayısıyla, ikinci tip süperiletkenlerde meydana gelen Vorteksler, bu ara hallerden nitelik yönüyle farklıdır:

**Birinci tip** süperiletkenlerde ara halin oluşması, Şekil II.7'de görüldüğü gibi, o süperiletken maddenin geometrisine bağlıdır. Fakat **ikinci tip** süperiletkenlerdeki bu Vortekslerin oluşması, sadece maddenin iç yapısına bağlıdır.

## II.2.8. Negatif yüzey enerjisi

Bilindiği gibi fiziksel sistemler, potansiyel enerjisi düşük olan durumlara gitme eğilimindedirler. II. tip süperiletkenlerde Vortekslerin oluşması da bu prensipten yola çıkılarak anlaşılabilir. Fakat öncelikle yüzey enerjisinin anlamı üzerinde durmalıyız:

Süperiletken içerisine manyetik alan sızabiliyorsa manyetik alanı geçiren bölge normal, geçirmeyen bölge ise süperiletkendir. Bu iki bölge arasında ise duvar olarak kabul edilebilecek bir yüzey vardır. Bu yüzeyin oluşması için de belli bir enerji gerekir. Bu enerji, “yüzey enerjisi” olarak adlandırılır.

Bir bölgenin normal haldeki serbest enerjisi, süperiletken olma durumundaki serbest enerjisinden daha fazladır. Bu yüzden I. tip süperiletkenler, (geometrik özel durumlar dikkate alınmazsa) içlerinde normal bölgeleri barındırmak için elverişli değildir.

II. tip süperiletkenler ise, içlerinde normal bölgeleri barındırmak için elverişlidir. Bu da, süperiletken içinde oluşacak olan yüzey enerjisinin **negatif** olmasından kaynaklanır. Bu olayı Vorteks oluşumu halinde kazanılan ve kaybedilen enerjileri gösterelim:

$$\text{Kazanılan enerji} \propto \pi \lambda^2 \frac{H_c}{\mu_0}$$

$$\text{Kaybedilen enerji} \propto \pi \xi^2 \frac{H_c}{\mu_0}$$

Görüldüğü gibi  $\lambda > \xi$  (**II. tip**) durumunda Vorteksin oluşması bir enerji kazancına yol açacaktır fakat  $\lambda < \xi$  (**I. tip**) durumunda Vorteksin oluşması fazladan enerji verilmesini gerektirecektir. Bu yüzden de Vorteksler sadece **II. tip** süperiletkenlerde oluşur.

Sonuç olarak yüzey enerjisinin negatif ya da pozitif olması, tamamen maddenin içyapısıyla ilgilidir.

## II.3. VORTEKS YAPISI

Yukarıda da bahsedildiği gibi Vorteks, süperiletken içinde oluşan manyetik akı kuantalarıdır.

### II.3.1. Bir Vorteksin manyetik özellikleri

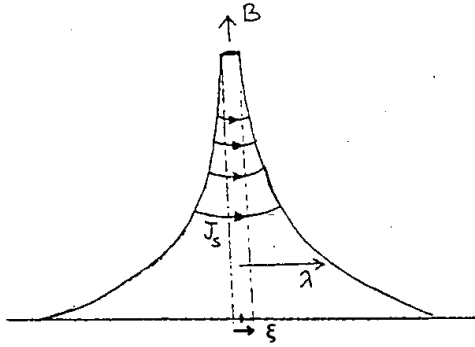
Yukarıda “eşuyum uzunluğu” in tarifi yapılırken, süperiletken halden normal hale kaymayı ifade ettiği söylenmişti. Bu diamanyetizmanın elektronların düzeninden kaynaklanmasına dayanılarak yapılır. Eğer bir süperiletkenden manyetik alan geçiyorsa, manyetik alanın geçtiği o bölge diamanyetik bir bölge değildir. Diğer bir deyişle o bölgedeki düzensizlik maksimumdur. Buna dayanarak Vorteksin yapısıyla ilgili olarak öncelikle, içinde düzensizliğin maksimuma ulaştığı bir yer bulunması gerektiğini söyleyebiliriz. Vorteksin bu kısmı, süperiletkenin “eşuyum uzunluğu” ile ilgilidir.

İkinci olarak da, biliyoruz ki manyetik alan süperiletkenin içine belli bir oranda sızabilir. O halde Vortekslerin de uzantı sayılabilecek bir kısmının, süperiletken olan bölgeye sızması gerekir. Vorteksin bu kısmı ise, süperiletkenin “girginlik derinliği” ile ilgilidir.

Dolayısıyla Abrikosov’ un tanımladığı gibi Vorteks, Şekil II.8’de de görüldüğü gibi iki bölgeden oluşur.

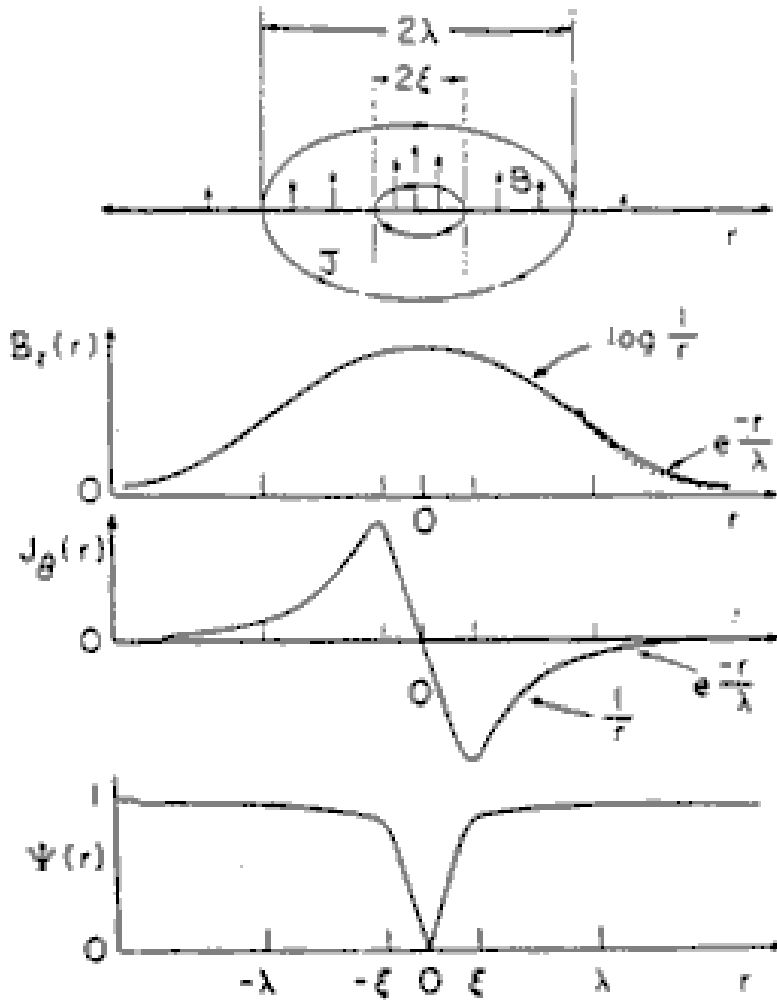
Yarıçapı  $\xi$  olan kor

Kor etrafında yarıçapı  $\lambda$  olan bir uzantı



Şekil II.8 Manyetik Vorteksin üç boyutlu şematik gösterimi

Süperiletkenleri karakterize etmek için kullandığımız “eşuyum uzunluğu” ( $\xi$ ) kavramı, Ginzburg ve Landau’un süperiletkeni makroskobik yönleriyle tasvir etmek için yaptıkları bir çalışma sonucu ortaya çıkmıştır. Yukarıda da bahsettiğimiz gibi bu kavramın temelinde düzeni ifade eden kuantum mekaniksel bir fonksiyon, yani  $\psi$  dalga fonksiyonu vardır.



Şekil II.9 Yahtılmış bir Vorteksin  $r$  yarıçapına bağlı şematik gösterimi ve Vorteks içinde  $r$  yarıçapına göre manyetik alan, akım yoğunluğu ve düzen parametresinin değişimi.

$\kappa \gg 1$  özelliğine sahip II. tip süperiletkenler için Vorteksin büyük kısmı süperiletken bölgede bulunur. Bu durumda  $r > \xi$  için Vorteksin manyetik özelliklerini London elektrodinamiği ile belirleyebiliriz. O halde

$$\vec{\nabla} \times (\Lambda \vec{j}_s) + \vec{B} = 0 \quad (\text{İkinci London denklemi}) \quad (\text{II.35})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{Üçüncü Maxwell eşitliği}) \quad (\text{II.36})$$

ve  $\Lambda = \mu_0 \lambda^2$  eşitliğini kullanarak

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} + \frac{1}{\lambda^2} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.37})$$

ifadesini elde ederiz. Bu ifadeyi,  $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$  özdeşliğini kullanarak

$$\nabla^2 \vec{B}(r) - \frac{1}{\lambda^2} \vec{B}(r) = 0 \quad (r > \xi \text{ için}) \quad (\text{II.38})$$

şekline dönüştürebiliriz.

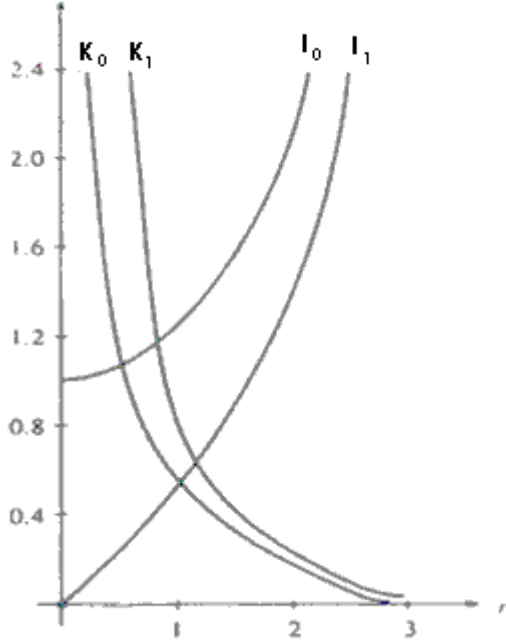
Eğer manyetik alanın yönü z-ekseni olarak kabul edilirse (II.38) denkleminin çözümü

$$\begin{aligned} B_z(r, \varphi) = & \sum_{m=0}^{\infty} K_m(r/\lambda) [C_m \cos(m\varphi) + C'_m \sin(m\varphi)] \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} I_m(r/\lambda) [D_m \cos(m\varphi) + D'_m \sin(m\varphi)] \end{aligned} \quad (\text{II.39})$$

şeklinde olur. Buradaki  $I_m$  ve  $K_m$ , m'inci dereceden 1. tip ve 2. tip Bessel fonksiyonlarıdır. Yalıtılmış Vorteksin sahip olduğu küresel simetriden ötürü  $m = 0$  alınmalıdır. Bu da (II.39) denkleminin

$$B_z(r, \varphi) = C_0 K_0(r/\lambda) + D_0 I_0(r/\lambda) \quad (r > \xi) \quad (\text{II.40})$$

haline indirgenmesine sebep olur.  $I_0$  ve  $K_0$ ' in Şekil II.10'da çizilmiş olan grafiklerinde görüldüğü gibi  $r \rightarrow \infty$  limitinde  $I_0 \rightarrow \infty$  olur. Buna göre  $I_0$ , fiziksel olarak bir çözüm değildir.



Şekil II.10  $I_0(r)$ ,  $I_1(r)$ ,  $K_0(r)$ ,  $K_1(r)$  Bessel fonksiyonları

Öte yandan Vorteksin çekirdeğinde (yani  $r < \xi$  için)  $B_z$ , sabit olmalıdır. Çekirdek ile uzantının sınırında da manyetik alan sürekli olması gerekir ki bu da  $r < \xi$  için manyetik alanın  $B_z(r, \varphi) = B_z(\xi, \varphi)$  olması demektir. Sonuç olarak (II.40) denkleminin çözümü

$$B_z(r) = \begin{cases} C_0 K_0(r/\lambda) & r \geq \xi \text{ için} \\ C_0 K_0(\xi/\lambda) & r < \xi \text{ için} \end{cases} \quad (\text{II.41})$$

dir.

Burada sonucu tam olarak belirtebilmek için  $C_0$  katsayısının açık ifadesini bulmalıyız. Bunu yapmak için öncelikle incelediğimiz yalıtılmış Vorteksin toplam akısını  $\varphi_0$  olarak ifade edelim. Bu toplam akı,

$$\varphi_0 = \int (\lambda^2 \vec{J}_s) \cdot d\vec{l} + \int \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (\text{II.42})$$

olacaktır.  $R \rightarrow \infty$  durumunda tek katkı yüzey integralinden gelir. Böylece

$$\varphi_0 = \int_0^{\xi} C_0 K_0(\xi/\lambda) 2\pi r dr + \int_{\xi}^{\infty} C_0 K_0(r/\lambda) 2\pi r dr \quad (\text{II.43})$$

olur. Burada  $\int x K_0(x) dx = -x K_1(x)$  özdeşliğini kullanarak  $C_0$  sabitini elde edebiliriz:

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= C_0 K_0(\xi/\lambda) \pi \xi^2 + C_0 K_1(\xi/\lambda) 2\pi \xi \lambda \\ &= \pi \xi C_0 [\xi K_0(\xi/\lambda) + 2\lambda K_1(\xi/\lambda)]\end{aligned}\quad (\text{II.44})$$

Sonuçta

$$C_0 = \frac{\varphi_0}{2\pi\lambda^2 [\xi^2 K_0(\xi/\lambda)/2 + K_1(\xi/\lambda)\xi/\lambda]} \quad (\text{II.45})$$

bulunur.  $\kappa \gg 1$  durumu için (II.45) denklemini sadeleştirebiliriz. Bunun için

$$\lim_{x \rightarrow 0} x^2 K_0(x) = \lim_{x \rightarrow 0} x^2 \ln(x) = 0$$

ile köşeli parantez içindeki birinci terimi yok eder,

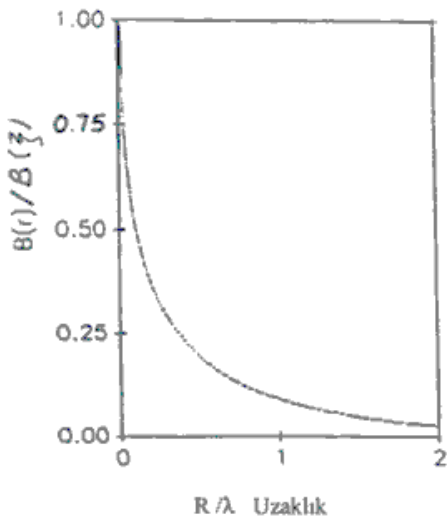
$$\lim_{x \rightarrow 0} x K_1(x) = 1$$

ile de ikinci terimi 1'e eşitleriz. Dolayısıyla

$$C_0 = \varphi_0 / 2\pi\lambda^2 \text{ buluruz ve (II.41) denklemini}$$

$$\vec{B}_z(r) = \begin{cases} \varphi_0 / 2\pi\lambda^2 K_0(r/\lambda) \hat{k} & r \geq \xi \\ \varphi_0 / 2\pi\lambda^2 K_0(\xi/\lambda) \hat{k} & r \leq \xi \end{cases} \quad (\text{II.46})$$

şeklinde yazabiliriz. Bu bulduğumuz  $B_z(r)$ , z-yönünde uzanmış olan yalıtılmış bir Vorteks olarak kendini gösteren manyetik alanın konuma bağlı olan büyüklüğü gösteriyor. Şekil II.11'de bu fonksiyonun grafiği verilmiştir.

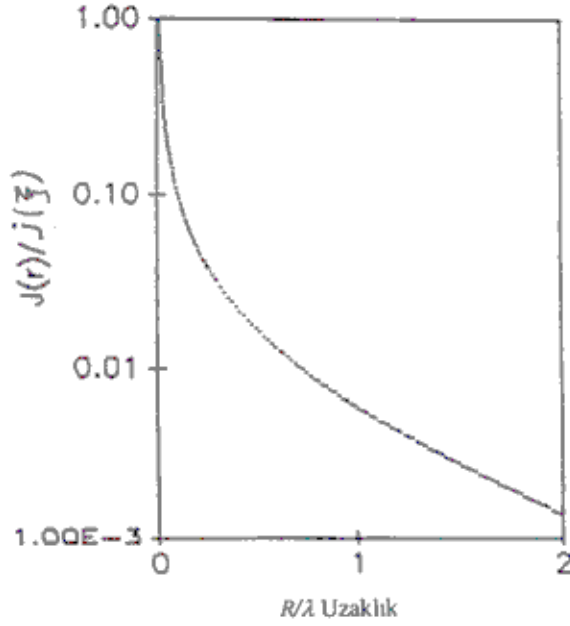


Şekil II.11 İzole edilmiş bir Vorteksin manyetik alan dağılımı

Bu manyetik alana karşılık gelen akım yoğunluğu,

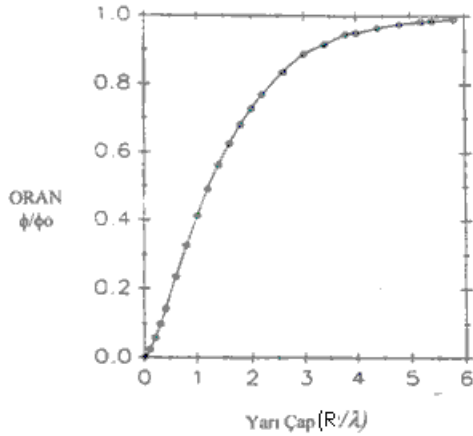
$$\vec{J}_0(r) = \begin{cases} \varphi_0 / 2\pi\mu_0\lambda^3 K_0(r/\lambda)\vec{\varphi} & r \geq \xi \\ 0 & r \leq \xi \end{cases} \quad (\text{II.47})$$

şeklindedir ve bu fonksiyona ait grafik de Şekil II.12'de gösterilmiştir.



Şekil II.12 İzole edilmiş bir Vorteksin perdeleme akım dağılımı

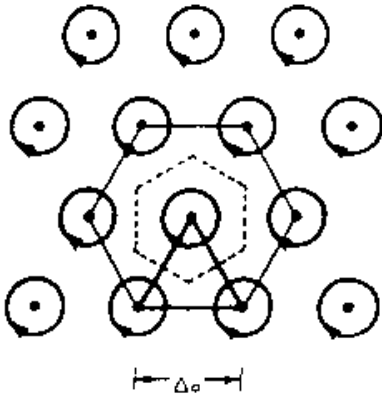
Son olarak bu Vorteks boyunca manyetik akı dağılımını gösteren grafik, Şekil II.13'deki gibidir.



Şekil II.13 İzole edilmiş bir Vorteksin içerdiği manyetik akının radyal bağımlılığı

### II.3.2. Vorteks örgü yapısı

Daha önce bahsedildiği gibi ikinci tip süperiletkenlerde manyetik alan  $H_{c1}$  alt kritik alanı geçtiğinde manyetik alan süperiletkenin içine sızar. İçeri giren bu manyetik alan ise kendini Vorteks kuantaları olarak gösterir. İlk Vorteksler içeri girdiklerinde birbirlerinden çok uzakta oldukları için etkileşmezler. Bu yüzden de yüzeye yakın rasgele yerlerde bulunurlar. Fakat içeri giren manyetik akı, yani Vorteks sayısı arttıkça aralarındaki mesafe azaldığı için birbirleriyle olan etkileşimleri artar ve süperiletken içindeki dağılımları, rasgelelikten çıkıp **minimum enerji prensibi** doğrultusunda belli bir düzene doğru gider. Sistem, ancak Vorteksler arasındaki etkileşimin en aza ineceği **üçgen örgü** durumunda minimum enerjiye ulaşılır. Şekil II.14'de üçgen örgünün yapısı görünmektedir.



Şekil II.14 Vortekslerin oluşturduğu üçgen örgünün yapısı

### II.4.VORTEKSLER ARASI ETKİLEŞİM

Süperiletken içindeki Vortekslerin üçgen yapıda olması, aralarındaki etkileşimin karakteristiği ile ilgilidir. Bu etkileşim serbest enerji ya da **Lorentz kuvveti** yoluyla belirlenebilir.

Bu kuvvetin serbest enerji yoluyla bulunması şöyle açıklanabilir:  $\kappa \gg 1$  olduğu durumlarda sistemdeki manyetik alanın büyüklüğü, farklı Vortekslerin temsil ettikleri manyetik alanların büyüklüğü toplamı kadardır. Eğer iki Vorteks içeren bir sistemdeki serbest enerjiyi hesaplayacak olursak, serbest enerjinin manyetik alan cinsinden karşılığını yazarız:

$$\Delta F = \frac{\Phi_0}{8\pi} [B_1(\vec{r}_1) + B_1(\vec{r}_2) + B_2(\vec{r}_1) + B_2(\vec{r}_2)] \quad (\text{II.48})$$

Burada

$r_n$  : n numaralı vorteksin konumu

$B_m$  : m numaralı vorteksten kaynaklanan manyetik alan

$B_m(r_n)$  : m numaralı vorteksten ötürü n numaralı vorteksin merkezinde oluşan manyetik alandır.

Vorteksler arasındaki simetriden faydalanarak (Denk. II.48)'i

$$\Delta F = 2 \left[ \frac{\Phi_0}{8\pi} B_1(\vec{r}_1) \right] + \frac{\Phi_0}{4\pi} B_1(\vec{r}_2) \quad (\text{II.49})$$

şeklinde düzenleyebiliriz. Bulduğumuz (II.49) denkleminde ilk terim, her bir Vorteksin sahip olduğu enerji, ikinci terim ise bizim aradığımız etkileşim enerjisidir. Burada  $B_1$ 'in , (II.46) denkleminde bulunmuş olan değerini kullanır ve diverjansını alırsak, iki Vorteks arasındaki etkileşim enerjisini

$$F_{12} = \frac{\Phi_0 B_1(\vec{r}_2)}{4\pi} = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2} K_0 \left( \frac{r_{12}}{\lambda} \right) \quad (\text{II.50})$$

Olarak buluruz. Bu ifadenin de türevini alırsak, iki Vorteks arasındaki kuvveti buluruz:

$$\boxed{\vec{F} = A.K_1 \left( \frac{\vec{r}}{\lambda} \right)} \quad (\text{II.51})$$

Burada

A: sabit

$K_1$ : birinci dereceden Henkel Fonksiyonu,

r: iki Vorteks arasındaki mesafe,

$\lambda$ : girinlik derinliğidir.

Son olarak,  $6\lambda$ 'dan uzaktaki Vortekslerin incelenen Vorteks üzerindeki etkileri sıfıra çok yakın olduğu için canlandırmamızda bu uzaklıktan ötedeki Vortekslerin etkileri hesaba katılmamıştır.

## II.5. AKIMIN VORTEKS HAREKETİNE ETKİSİ

Vorteksler birbirlerini aralarındaki Lorentz kuvvetinden ötürü dengede tutarlar. Bu dengenin bozulması için vorteksler üzerine dışarıdan bir kuvvet uygulanmaktadır. Acaba bu kuvvet nasıl olmalıdır.

Süperiletkenlerde kritik bir sıcaklık değeri vardı. Yani kritik bir sıcaklık değerinde süperiletken sıfır direnç göstermekteydi. Bizim çalışmamızda ise acaba süperiletkene akım uygularsak kritik bir akım değerinde süperiletken sıfır direnç gösterecek mi sorusuna cevap almak. Uygulanan akım sistemin her tarafında aynı büyüklüğe sahiptir. Bu yüzden akımın vorteks üzerindeki etkisini, o vorteks üzerindeki kuvvetin y-ekseni doğrultusunda uygulanan akım kadar artırılmasıyla ifade ettik. Bu akımda 'I' ile gösterirsek, vortekslere akım tarafından (II.52) deki gibi kuvvet etki etmektedir.

$$\boxed{F \cdot \hat{j} = A.K_1 \left( \frac{r}{\lambda} \right) \cdot \hat{j} + I \cdot \hat{j}} \quad (\text{II.52})$$

Böylece uygulanan yukarıdaki gibi uygulanan kuvvet(akım) vortekslerin konumlarını değiştirdi ve kritik bir akım değerinde süperiletken sıfır direnç gösterdi.

# BÖLÜM III

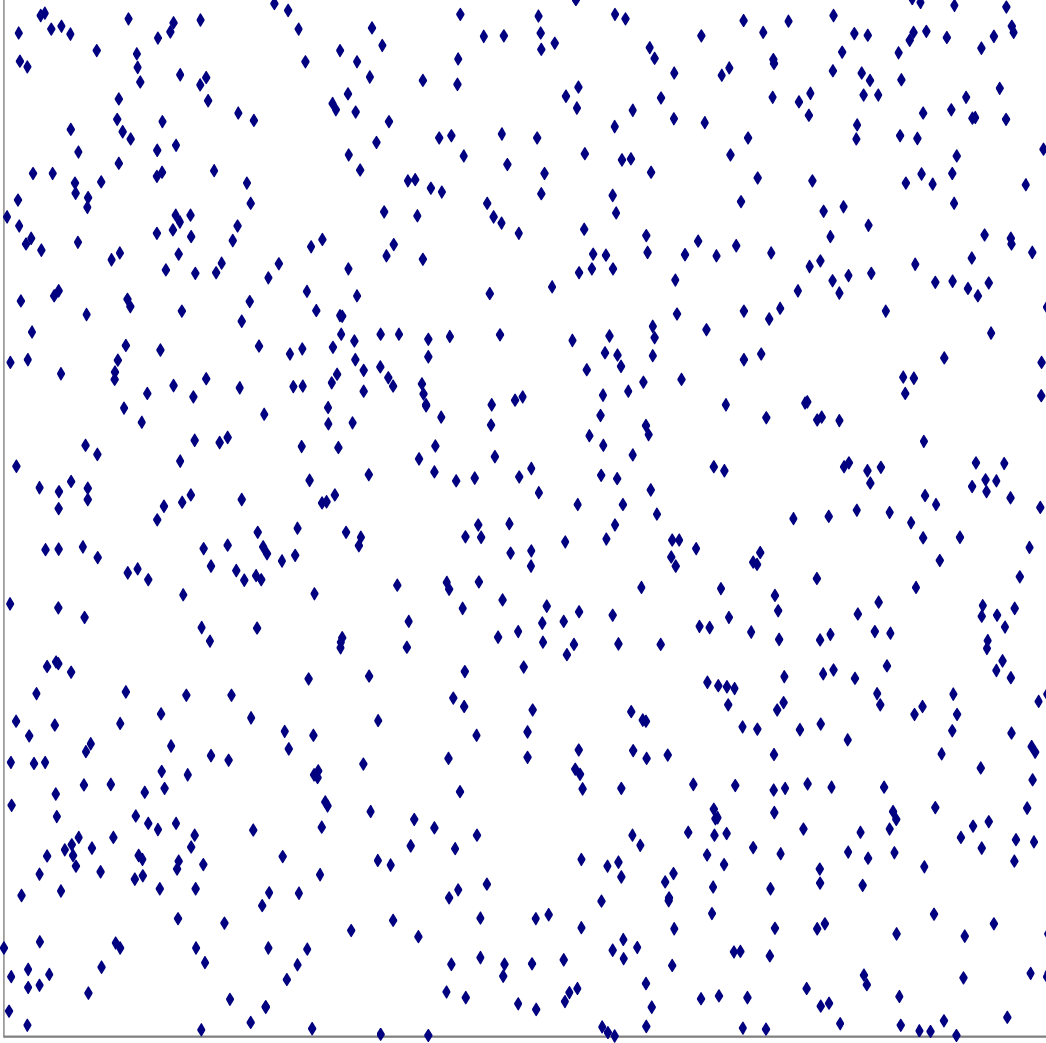
## TEZ ÇALIŞMALARI

### III.1. Araştırma yöntemi

Simülasyon çalışmalarımızda Vorteks dinamiğini incelerken süperiletkenin boyutlarını  $20\lambda \times 20\lambda$  büyüklüklerinde, Pinning merkezi olmayan 800 Vorteks içeren bir sistemi inceledik.

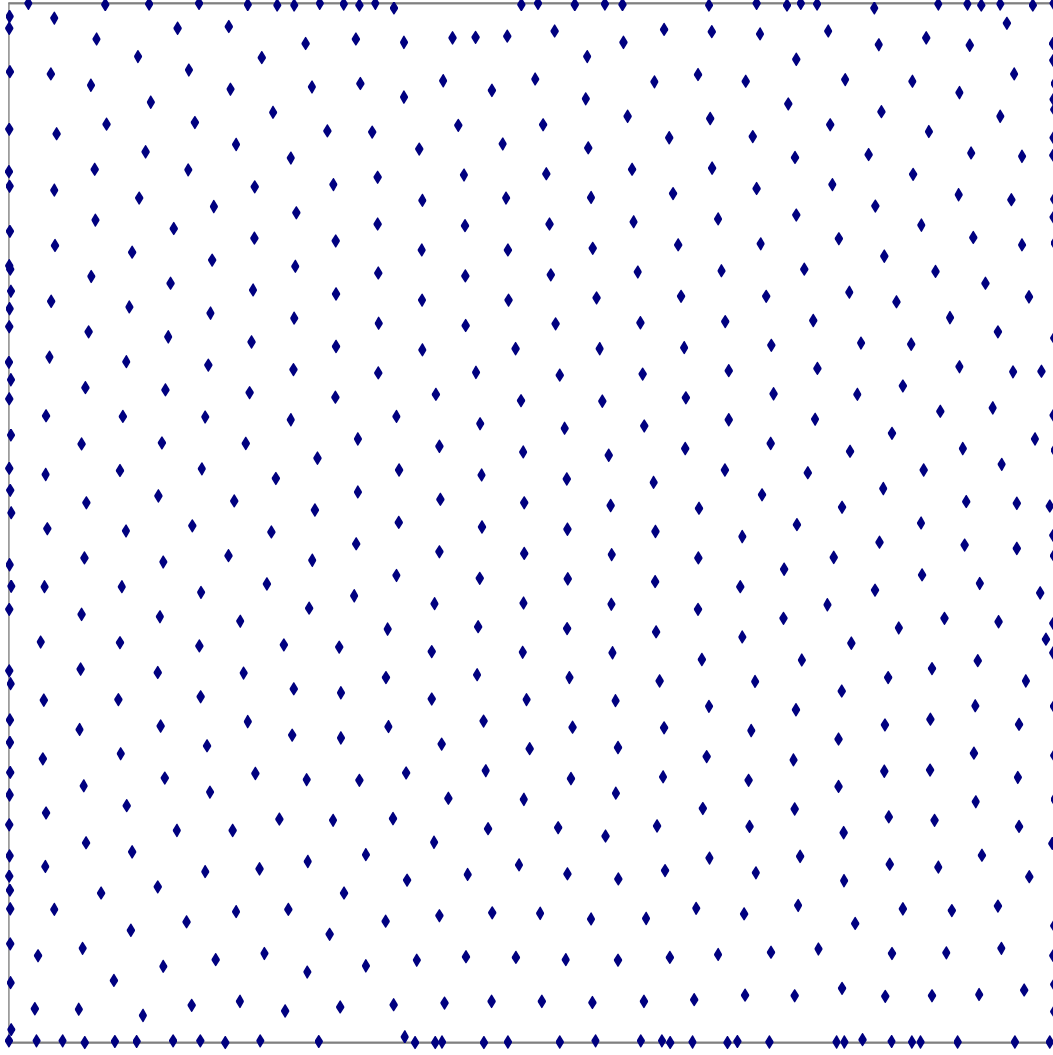
#### III.1.1 Vortekslerin denge durumuna gelmesi

Belirtilen sistemde vorteksler rasgele yerleştirilmiş olup 15.000 bilgisayar adımından sonra dengeye gelmişlerdir. Dengeye gelen vorteksler üçgen örgü oluşturmuşlardır. Şekilde III.1 de 800 vorteksin rasgele yerleştirilmiş durumları görülmektedir. Şekilde III.2 de ise 800 vorteksin dengedeki durumları görülmektedir.



**Şekil III.1 Vorteks - Pinsiz Sistemde rasgele yerleştirilmiş 800 Vortekslerin durumu.**

Şekil III.1 deki sistemin serbest enerjisi rasgele dağılımından dolayı minimum değildir. Bu yüzden vorteksler serbest enerjilerini minimum yapmak için aralarındaki mesafeyi değiştirecek dolayısıyla dengeye geleceklerdir.

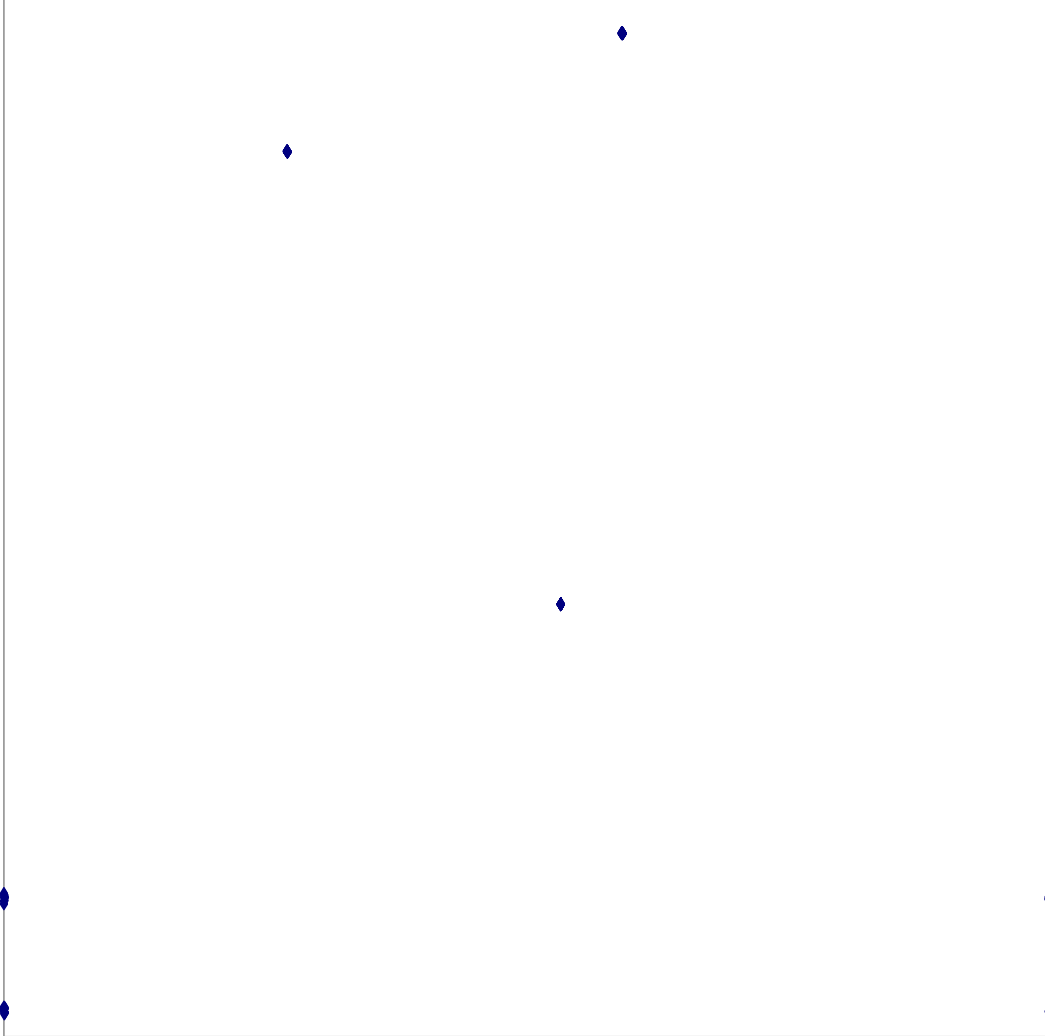


**Şekil III.2 Rasgele dağıtılan 800 Vorteksin 15.000 hareket sonucu altıgen örgü oluşurması**

Belli bir hacme yerleştirilmiş vorteksler minimum serbest enerjiye ancak şekil III.2 deki gibi bir üçgen örgü oluşturarak sahip olabilirler. Bazı yerlerde üçgen örgünün bozulması sabit sınır koşullarının kullanılmasından ve üçgen örgünün bir dörtgene sığdırılmasından kaynaklanmaktadır.

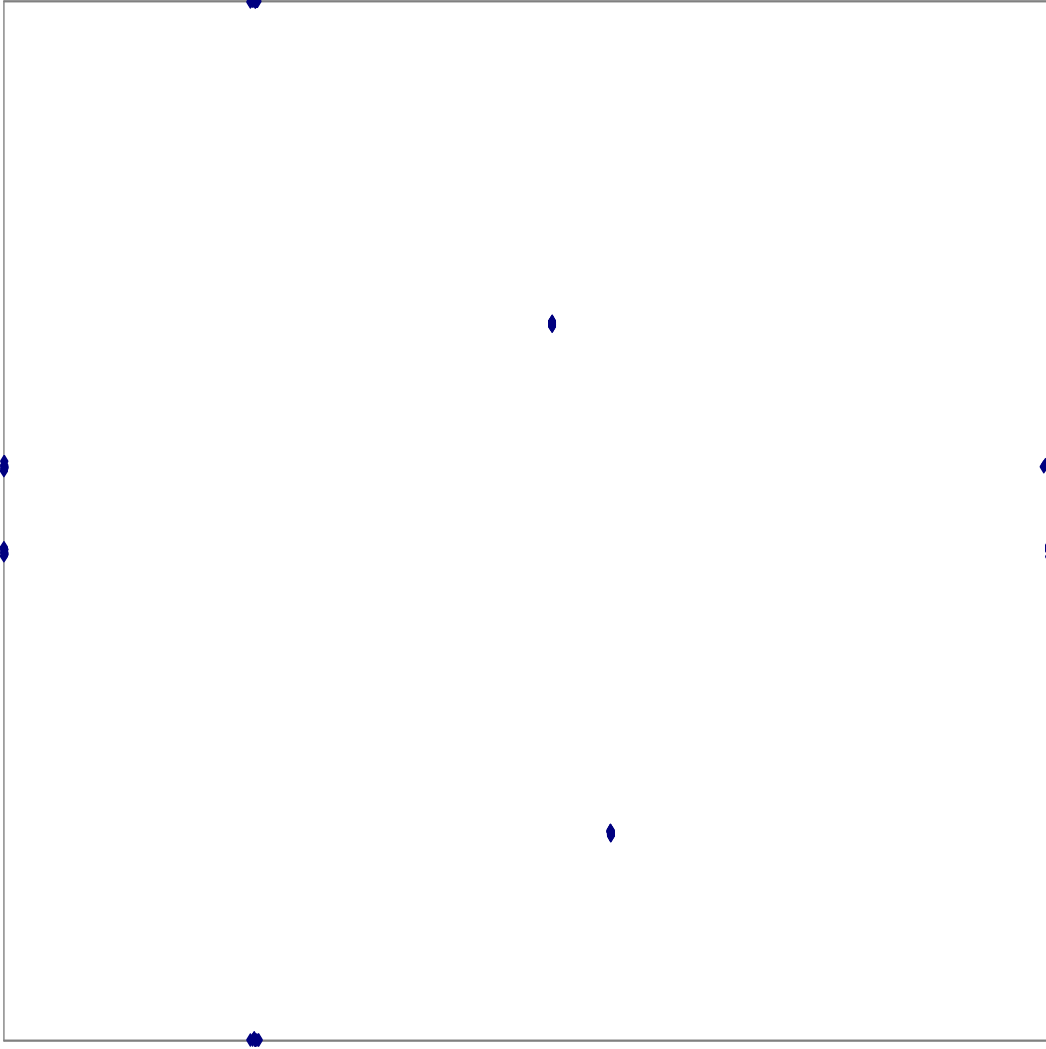
### III.1.2 Sistemdeki değişimlerin tespiti

Dengeye gelen sistemde rasgele seçilen 5 Vorteks farklı her bir akım değerlerinde 20 adımda bir kaydedilmiştir. Dolayısıyla her bir akım için birbirinden farklı ardışık durumlar tespit edilmiştir. Bu farklı akım değerlerine karşı gelen vortekslerin durumları aşağıdaki şekillerde gösterilmektedir.



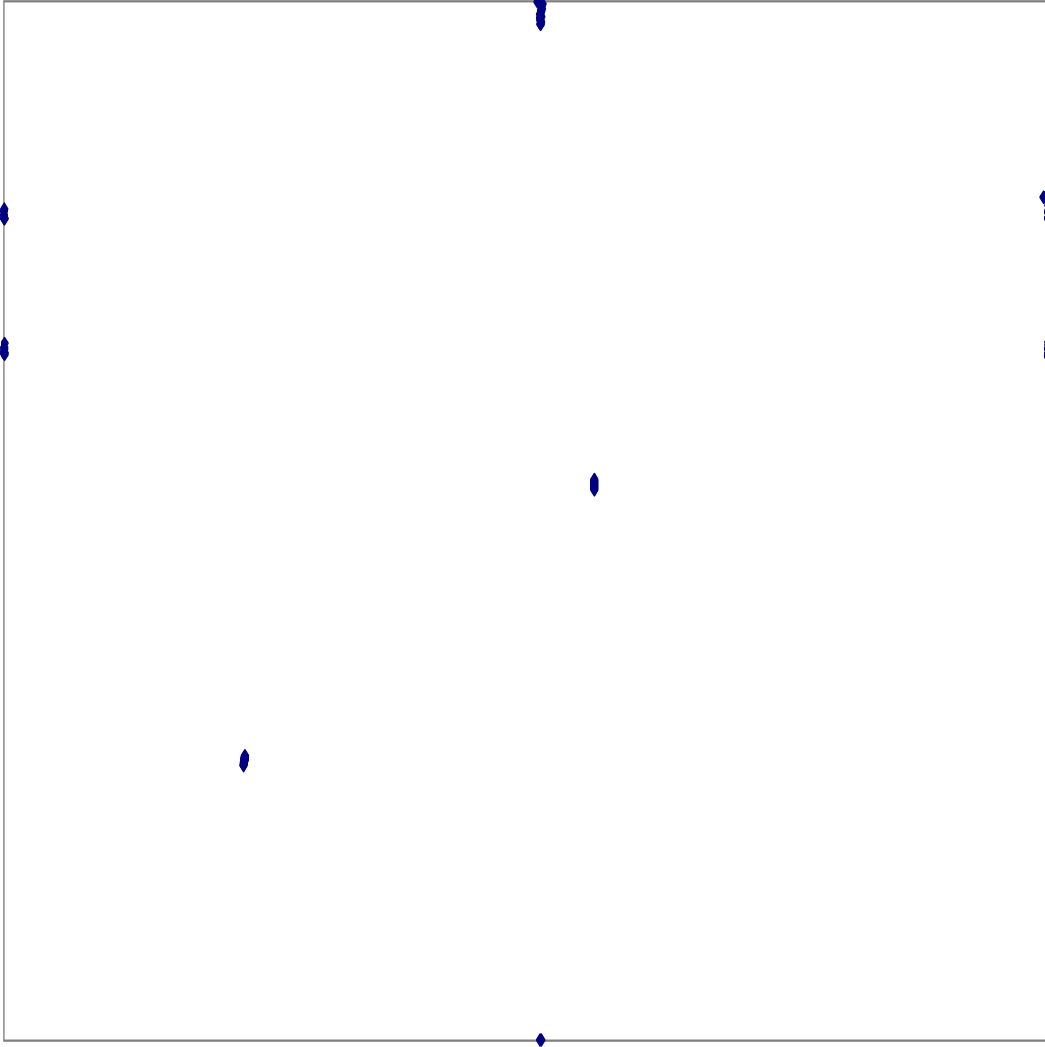
Şekil III.3 Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0 birimlik akıma karşılık buldukları konumlar. Görünen konumlar Vortekslerin denge durumlarıdır.

Vorteksler 0 birimlik akımda dengedeler.



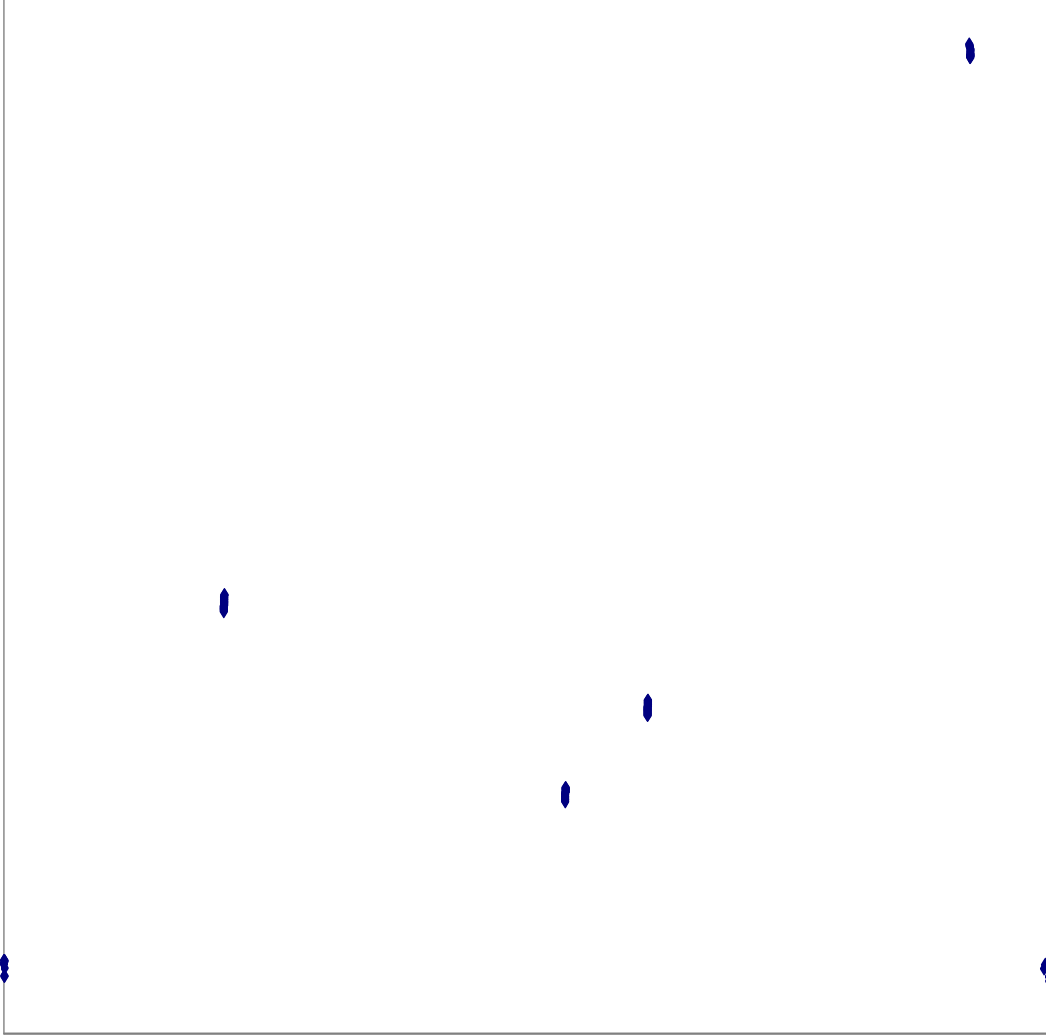
**Şekil III.4 Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,1 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.**

Sistemdeki Vorteksler akımın etkisiyle süperiletken madde içinde hareketlenmeye başlamaktalar. Ancak konumlardaki belirsizlik, Vortekslere ortalama uzaklıktan küçük olduğundan Vortekslerin durumu katı maddeyi temsil eder.



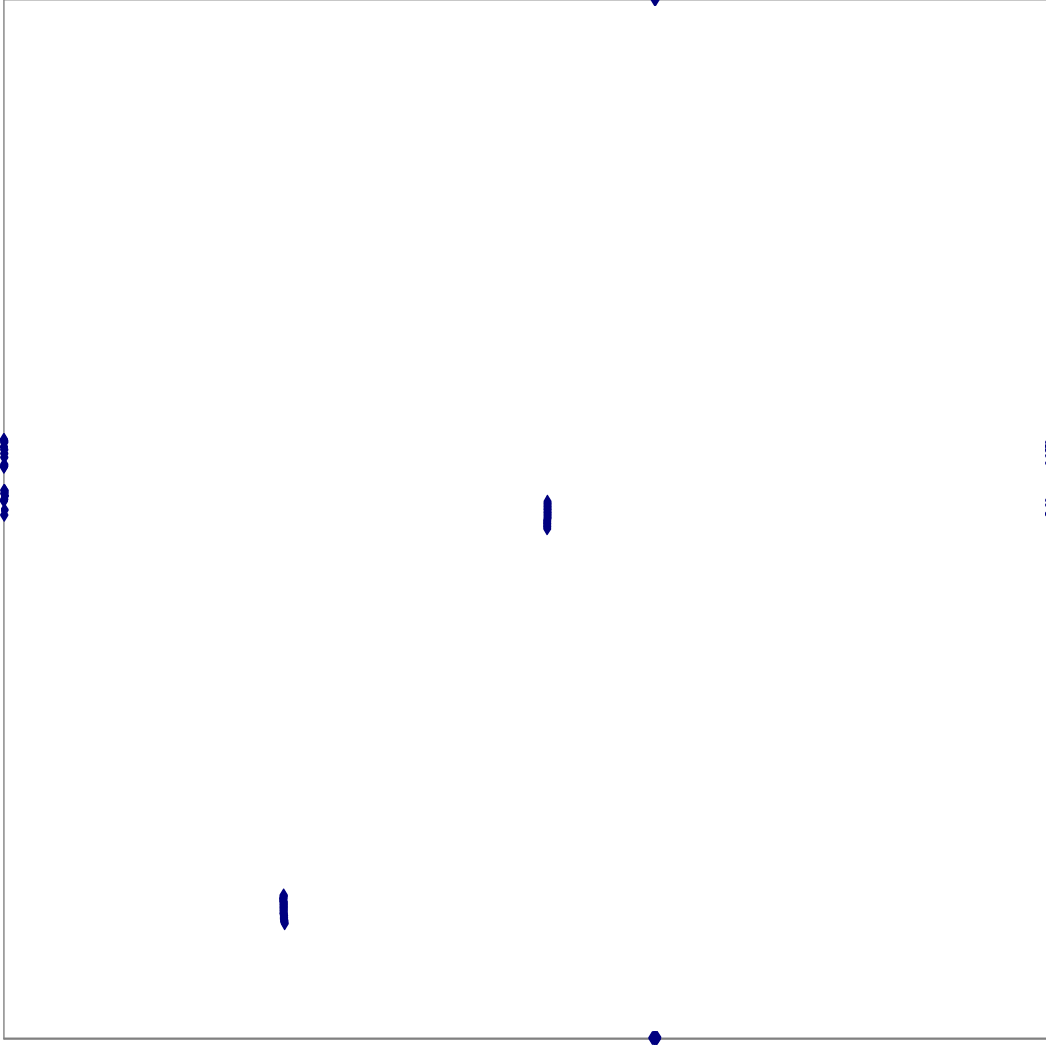
**Şekil III.5** Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,2 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.

Akımın artırılmasıyla Vorteksler daha da hareketlenmeye başlamıştır. Yani madde sıvı hale geçmeye başlamaktadır diyebiliriz



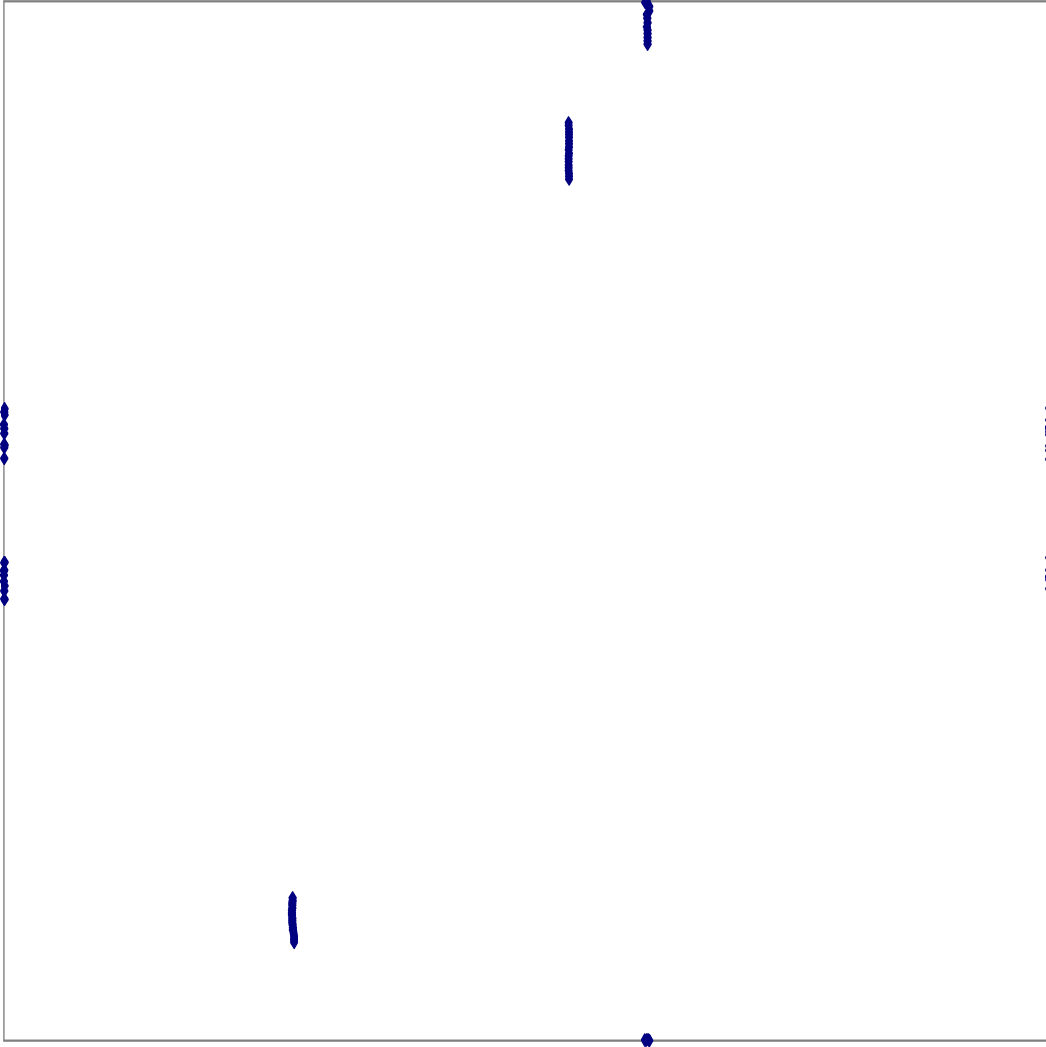
**Şekil III.6 Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,3 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.**

Dışarıdan uygulanan 0,3 birimlik akımın Vorteksler üzerinde etkisi gittikçe artmaktadır. Ancak konumlardaki belirsizlik Vorteksler arası ortalama mesafe oranı olduğundan vorteks durumu sıvı hale daha çok benzemeye başlamıştır.



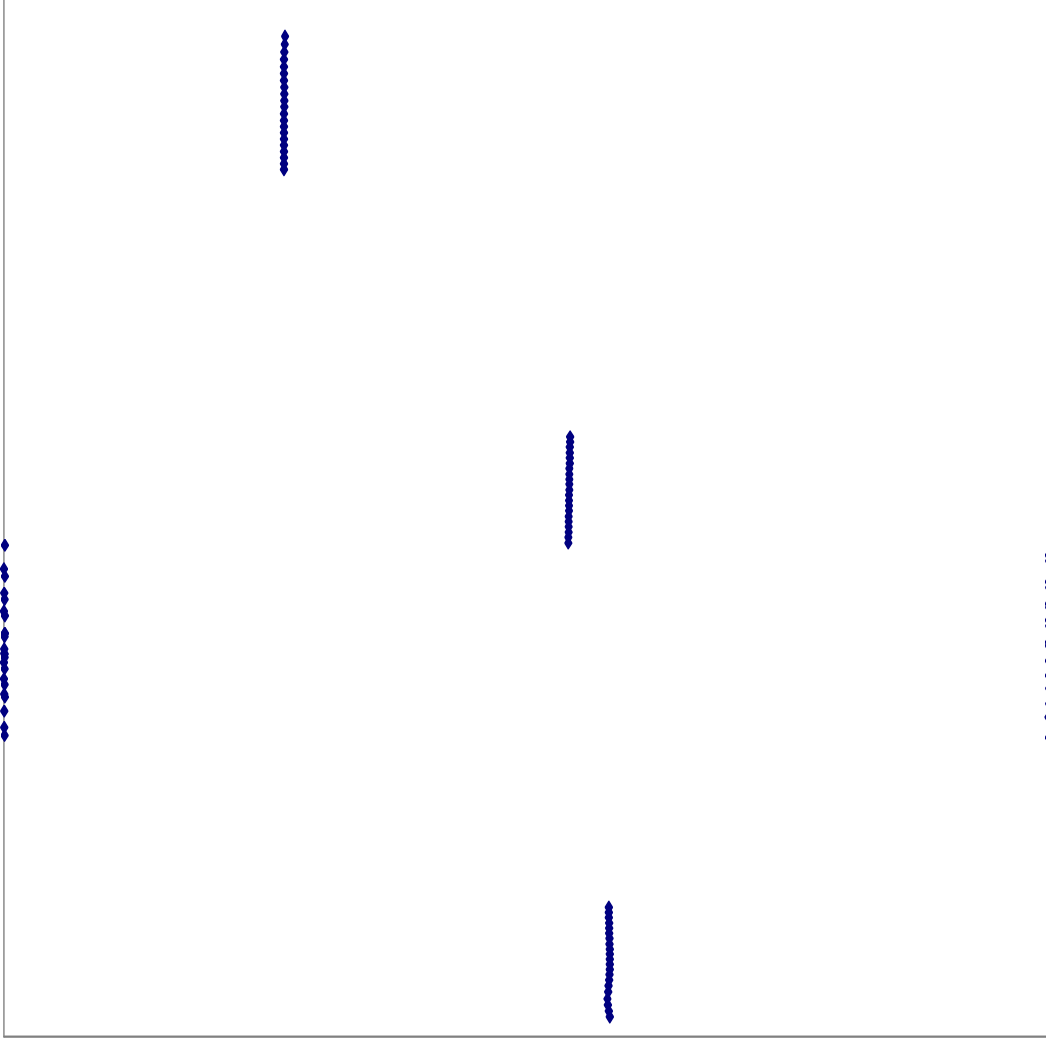
Şekil III.7 Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,5 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.

Artık akımın etkisiyle Manyetik Vorteks bozulmaya başlamış ve Vorteks durumunu sıvı olarak kabul edilebilir. Artık süperiletken madde de direnç ortaya çıkacak yani vorteksler hareketlenmeye başlayacaktır. Bu uygulanan akım **kritik akım** değeri olarak tanımlanmaktadır.



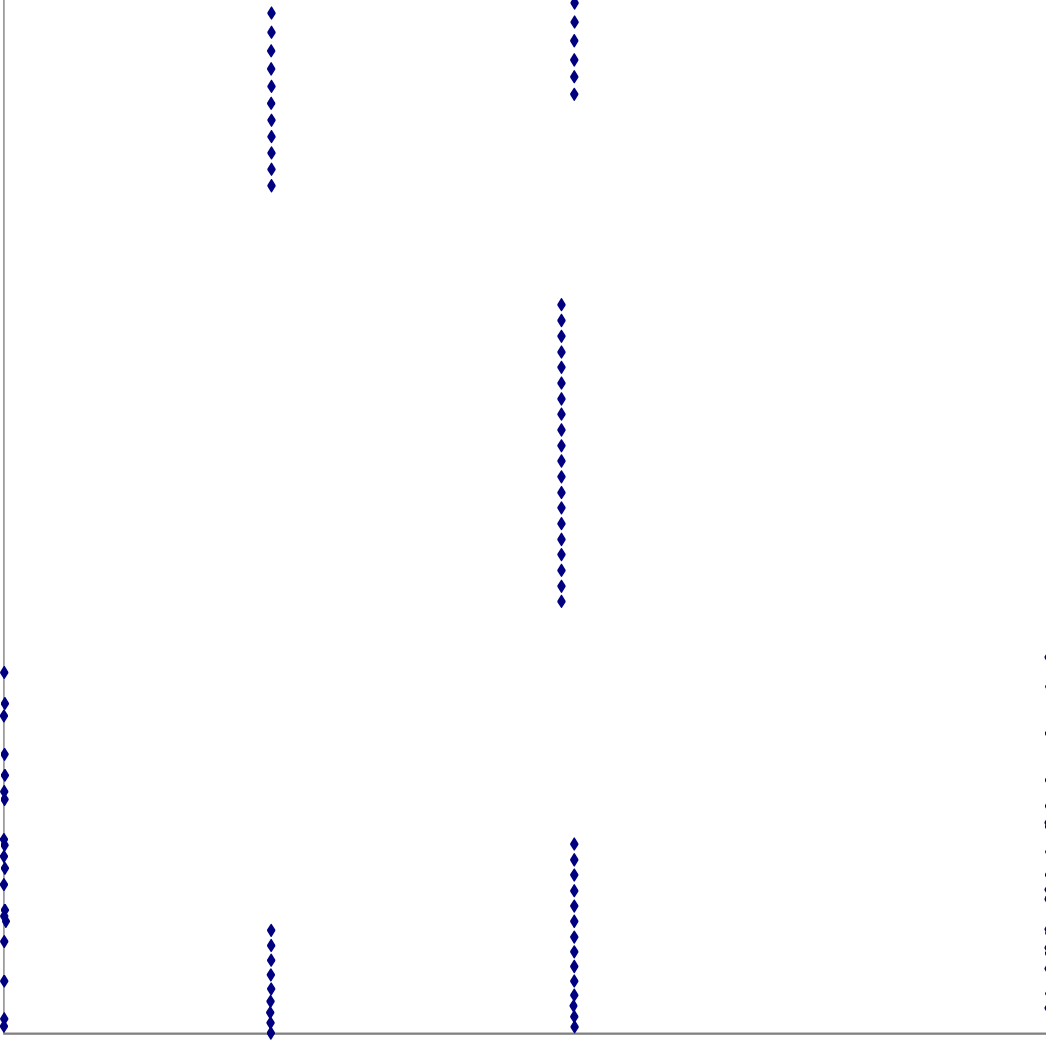
**Şekil III.8 Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 0,8 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.**

Burada artık ise sistem sıvı hale geçmiş diyebiliriz. Çünkü Vorteksler başlangıçta bulunduğu yerlerden iyice uzaklaşmıştır.



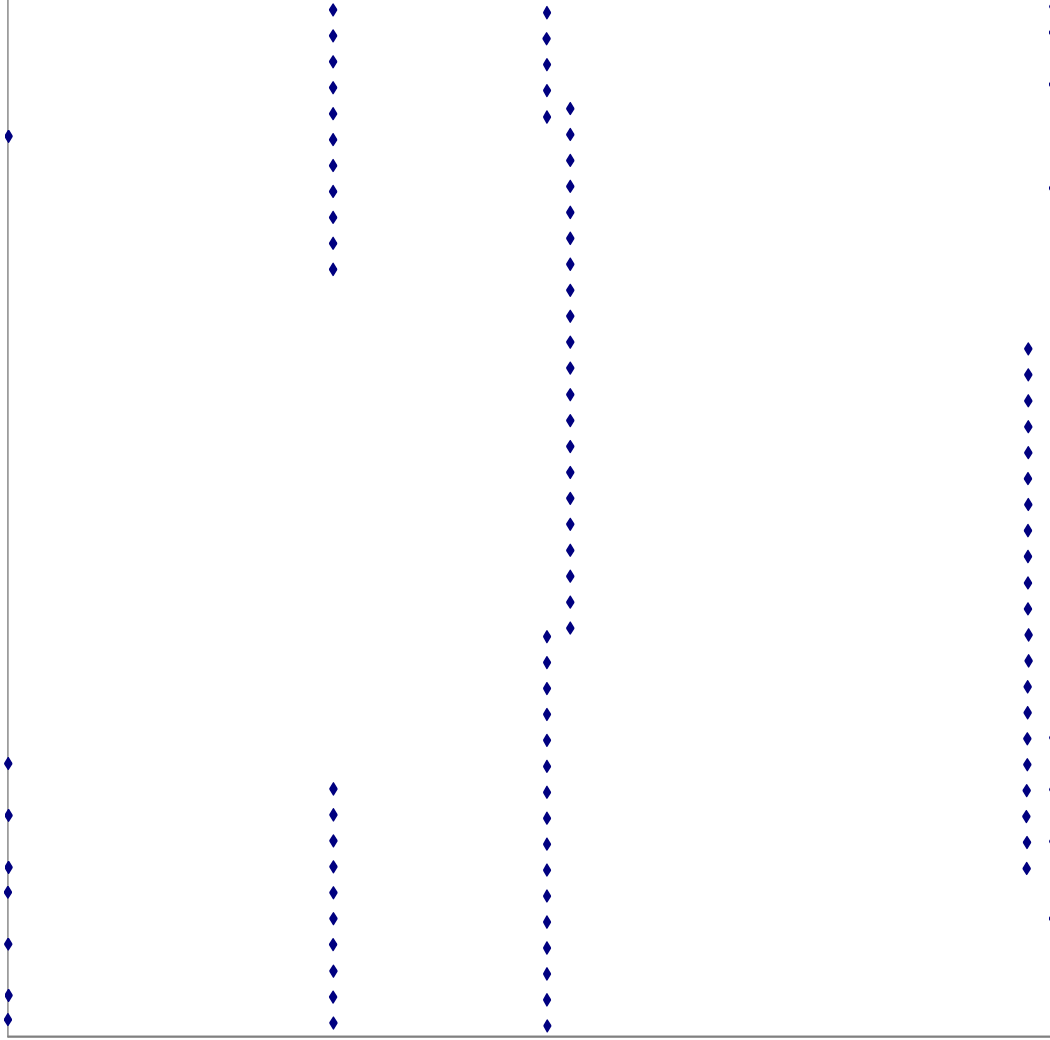
**Şekil III.9** Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 2 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.

Akımı artırdıkça manyetik vorteks konumlarındaki belirsizlik, artık ortalama değerden kat kat büyük olduğundan vorteks durumları gaz haline geçmeye eğilimlidir diyebiliriz.



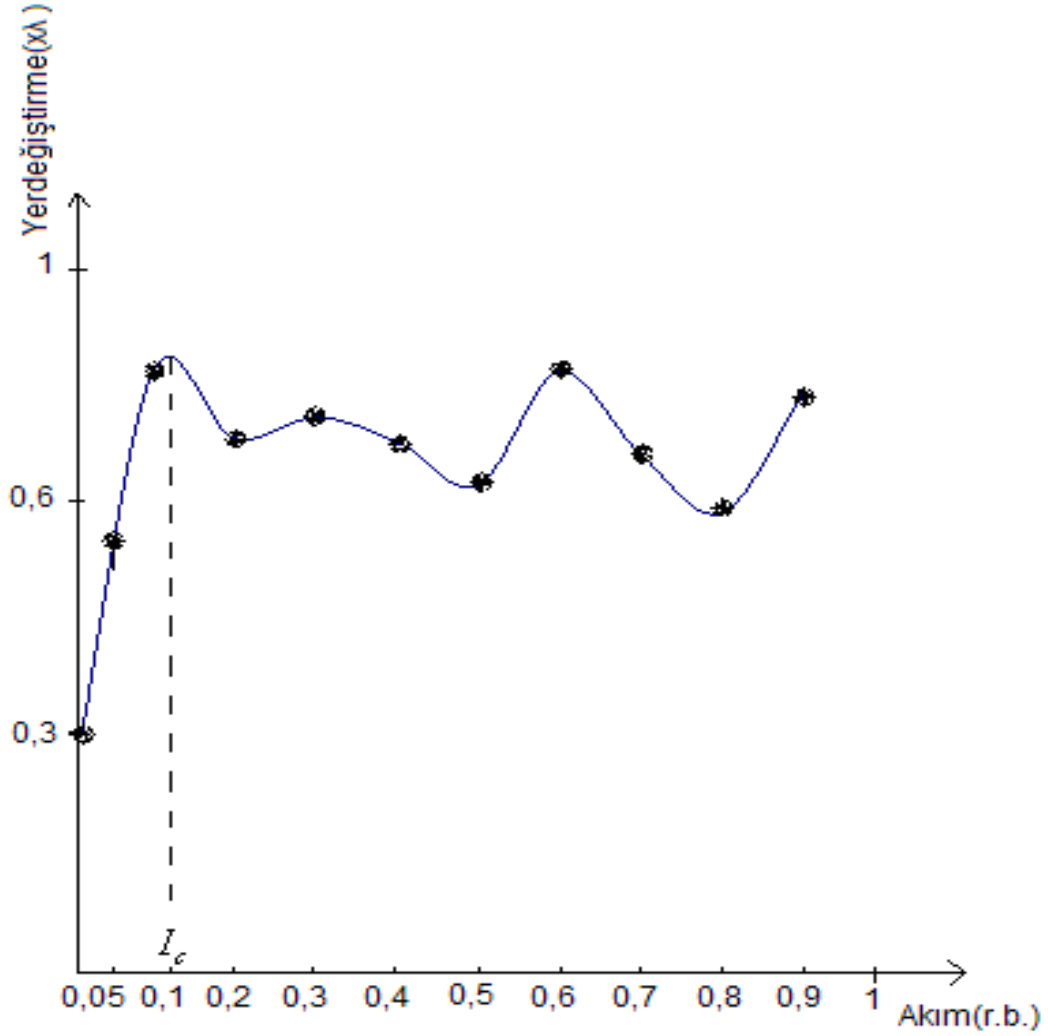
**Şekil III.10** Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 6 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.

Manyetik Vorteks örgüsü gaz hale geçmiştir. Gözle görülebilir büyük farklar başlamaktadır.



**Şekil III.11** Rasgele seçilmiş 5 Vorteksin pinsiz sistemde uygulanan 12 birimlik akıma karşılık Vortekslerin gittiği yereler.

Büyük akım değerlerinde artık Manyetik Vorteks örgüleri tamamen gaz hale geçmiştir.



Şekil III.12 Rasgele seçilmiş 1 Vorteksin akıma karşılık yer değiştirme grafiği

Şekilden görüldüğü gibi kritik bir akım değerinden itibaren akım arttırılsa bile vortekslerin konumlarında çok fazla bir yer değişikliği olmuyor. Akım birimi olarak rasgele birim(r.b.) aldık. Buradan da şunu söyleyebiliriz:

**Kritik bir akım** değerinde süperiletken madde sıfır direnç gösteriyor diyebiliriz. Yani bu değerden itibaren madde artık direnç göstermektedir.

# BÖLÜM IV

## SONUÇLAR

Çalışma sonunda görüldüğü gibi, pinsiz bir sistemdeki Vorteksler akım arttırıldığında katı halden uzaklaşarak serbestçe hareket eder bir hale geliyor. Şekillerde görüldüğü gibi Vorteksler akımın etkisiyle **sıvı** ( $\Delta r \sim d$ ) denebilecek bir hareketlilikten öte **gaz** ( $\Delta r \gg d$ ) denebilecek hareketliliğe de ulaştılar. (**d**: Vorteksler arası ortalama uzaklık,  **$\Delta r$** : Ortalama sapma)

Sonuç olarak, uygulanan akımın birim büyüklüğüne bağlı olarak vortekslerin hareketlerinde, kritik akım değerinden itibaren değişme gözlenmemiştir. Buradan da anlaşıldığı gibi  $T_c$  kritik sıcaklıkta olduğu gibi **kritik bir akım** değerinde süperiletken madde sıfır direnç gösteriyor denebilmektedir. Bu kritik değerden itibaren madde direnç göstermektedir.

# BÖLÜM V

## TARTIŞMA VE DEĞERLENDİRME

Bilgisayar simülasyonlarındaki gelişmeler araştırmacılara daha çekici araştırma ortamlarının sağlanması ve daha iyi anlamalarını sağlayan olanakları da beraberinde getirmiştir. Simülasyonun tasarımı ve geliştirilmesi, simülasyonun bağlı olduğu gerçek sisteme bağlıdır. Bu nedenle sistemin bir modelinin oluşturulması gerekmektedir.

Deneysel olarak yapılması güç ve masraflı olan bir çalışmanın bilgisayar ortamında canlandırarak gözlenebilecek olayları ele aldık. Çalışmalarımızda görüldüğü gibi, akımın arttırılmasıyla vorteksler hal değişime uğruyor. Bu da süperiletkenlerdeki belli bir akım değerinde direnç özelliğinin belli akımlara kadar direnç göstermediği anlamına geliyor.

Sonuç olarak şunu söyleyebiliriz ki; eğer gerçekten belli akım değerlerinde Süperiletkenler hayata geçirilebilirse, Vortekslerin hareketlerini engelleyebilecek yeni bir yöntem de geliştirilmelidir ki, bu süperiletken dirençsiz olabilsin.

## **KAYNAKLAR**

- [1] H. K. ONNES, *Leiden Comm. 120b (1911)*
- [2] ABRİKOSOV, *Zh. Eksperim. İ Teor. Fiz. 32, 1442 (1957) [Sov. Phys. –JETP 5, 1174 (1957)*
- [3] W. MEİSSNER ve R. OCHSENFELD, *Naturwissenschaften 21, 787 (1933)*
- [4] V. L. GİNZBURG, L. D. LANDAU, *Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. 20. 1064 (1950)*
- [5] Ş. AKTAŞ J. *Of Physics Condensed Physics 86740–6747 (1996)*
- [6] Kittel, *Charles Katı Hal Fiziğine giriş 6.Baskı Güven Yayınları(1996)*
- [7] C. Reichherdt, C.J. Olson ve F. Nori, *Physical Review Letters, 78, 2648 (1997)*
- [8] M.F. Laguna, C. A. Balseiro, D. Domingez ve F. Nori, *Physical Review B, 64, 104505 (2001)*
- [9] B.Y. Zhu, L. Vanlook, V. V. Moshchalkov, F. Marchesoni ve F. Nori, *Physica E, 18, 322, (2003)*
- [10] S. Aktaş, *A numerical study of magnetic vortices in high temperature, PhD thesis, (1993)*
- [11] D.Dew Hughes, *The culical current of süperconductens low Temp. Phys. V.27 n 9–10, (Oct. 2001)*

## ÖZGEÇMİŞ

20.04.1981 tarihinde Kabataş/Ordu'da doğdum. İlköğretim ve ortaöğretim öğrenimimi Ordu'da, yüksek öğretimi ise 1999–2003 yılları arasında Trakya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde tamamladım. Aynı yıl Marmara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nün açmış olduğu Fizik Yüksek Lisans programına girmeye hak kazandım. Bu süre zarfında teorik derslerimi tamamlayarak şu anda sunma aşamasına geldiğimiz Yüksek Lisans tez çalışmasını Sayın hocam Doç. Dr. Şahin AKTAŞ ile sürdürmekteyim.

Muhammet ARUCU