

ボルテックスマター

松田祐司

京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻

1 はじめに

超伝導体に磁場をかけるとマイスナー効果により磁場は排除される．第一種超伝導体ではマイスナー状態は超伝導が壊れるまで保たれる．これに対し第二種超伝導体では磁場が下部臨界磁場 H_{c1} を越えたと内部に侵入し始める．このとき、磁場が磁束量子 ($\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{Oe} \cdot \text{cm}^2$) まで分割されたフィラメント状の渦糸の形で超伝導体内部に取り込まれ、超伝導状態は保たれる．渦糸はコヒーレンス長さ ξ 程度の半径のコアを持ちコア内部では超伝導は抑制されていて正常状態（金属状態）にある．パウリ常磁性効果を見無視すると磁場をあげていき渦糸同士が重なり始めるあたりの磁場になって、それ以上渦糸を試料に取り込めなくなったとき、上部臨界磁場 (H_{c2}) で全体が正常状態へ相転移をおこす．この効果による H_{c2} は単純には $H_{c2} = \Phi_0 / 2\pi\xi^2$ で与えられる．このような渦糸を内部に取り込んだ超伝導状態は混合状態、あるいは渦糸状態と呼ばれている．渦糸状態の研究は超伝導の基礎研究のみならず応用上も極めて重要である．渦糸状態の基礎研究はおおざっぱには電子状態を研究するものと、渦糸を一種の弾性物体として見てその系の熱力学的・統計力学的状態を研究するものの二つに分けられる．ここでは紙面の都合上後者の現状についての簡単な紹介を試みる．

2 アブリコソフ格子の長距離秩序

ほとんどの教科書には渦糸はいわゆるアブリコソフの三角格子を作り周期的に配列すると書いてある．一昔前の本ではたいていピッター法、つまり細かい磁性粒子を超伝導体の表面に吹き付けて渦糸の配列を観測する方法によって得られた渦糸三角格子の写真を見せている．また中性子回折による渦糸格子からのブラッグ散乱を見せているものもある．最近ではローレンツ顕微鏡や微小ホールプローブにより、渦糸を一本一本を鮮明な画像で見ることができるようになった．さらにナノテクノロジーの進歩によりトンネル顕微鏡で渦糸の配列や内部電子構造まで見ることもできるようになっている．な

お三角格子ではなく4角格子あるいは歪んだ三角格子等が観測される場合もある．これは渦糸格子の形がフェルミ面や超伝導対波動関数の異方性に敏感であることからきており、ここでは簡単のためすべて三角格子として議論する．

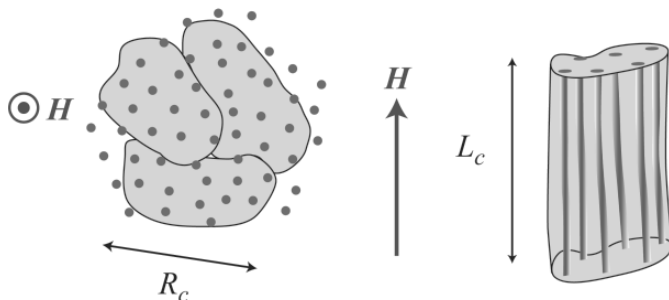


Figure 1: 渦糸格子の秩序状態. 渦糸格子の秩序は距離 R_c, L_c の相関距離で保たれる．

ではこの渦系の格子状態は統計力学でいう純粋な長距離秩序を持って配列しているのだろうか？ 答えは否である．現実の系はかならず格子欠陥や不純物を含む．1979年にロシア(ソ連?)のランダウ研究所のLarkin とOvchinnikov は4次元以下の次元では少量でも不純物があるかぎり格子の長周期構造は完全に破壊されることを示した[1]．つまり残留抵抗ゼロの金属が無いのと同様に長距離秩序を持った渦系系は現実には存在しないのである．問題は長距離秩序が破壊された後の渦系格子はどのような状態になっているのかということである．長らく信じられてきたのは図1のように「ある程度のドメイン内(図1では距離 R_c と L_c)では格子を組んでおり渦系格子の相関関数はゆっくりと減衰するが、ドメインのサイズ(Larkin-Ovchinnikov 長)を超えると相関は急速に失われ、相関関数は指数関数的に減衰してしまうであろう。」という描像である．観測している渦系の三角格子はこのドメイン内の状態を見ていると考えられる．つまり見ている範囲がドメインよりも小さければあたかも長距離秩序を持っているかの様に見えるであろう．このことは渦系格子系に限ったことではなく、例えば電荷密度波の秩序状態に関しても同様の考え方が示されてきた．これに対しここ何年かの高温超伝導体の渦系状態の研究によりこのような考えが根本的に修正されてきた．高温超伝導体では熱揺らぎとランダムネスが渦系系に大きな影響を与え「渦系液体」「渦系ガラス」「プラグガラス」「ボーズガラス」といった新しい熱力学相が出現することが明らかになってきた．ここではこれらの相を中心に議論したい．

3 ボルテックスマター

まず図2 (a)-(c) に高温超伝導体や有機超伝導体の渦系の絵を示す．これらの系では2次元性が強いため、渦系を構成する電流は2次元面内に閉じこめられ、渦系はシリンダー状の3次元的な渦系(図2 (a))からいわゆるパンケーキ渦に分割される(図2 (b))．各パンケーキ渦は垂直方向はジョセフソン接合により弱く結合した状態になる．このような状態は一個一個のパンケーキ渦を一種の物体だと見なして、しばしば「ボルテックスマター」と呼ばれる．ボルテックスマターでは次の4つの相互作用が重要となる．

1. 渦系間相互作用(渦系の秩序化)
2. 熱揺らぎ(渦系の融解)
3. ジョセフソン結合(2次元化)
4. ランダムネス(ガラス化)

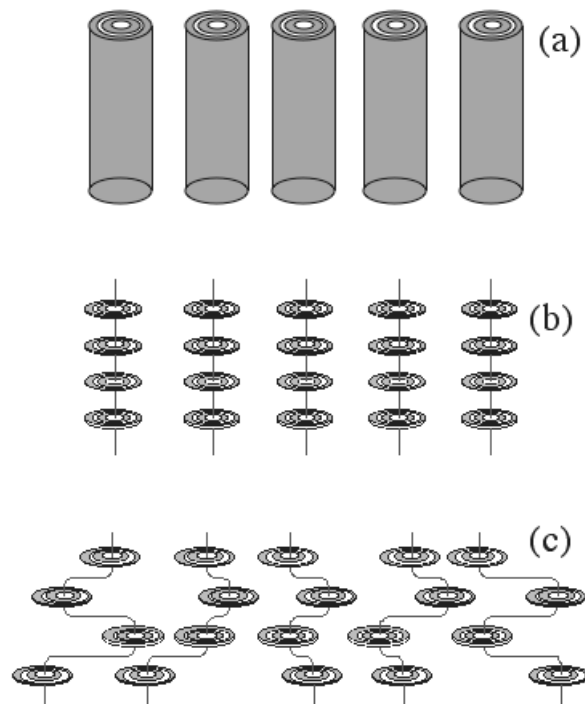


Figure 2: (a) 従来の超伝導体の渦系．シリンダー状になっている．(b) 高温超伝導体，有機超伝導体の渦系．パンケーキ渦と呼ばれる2次元渦に分割される．(c) パンケーキ渦は熱により融解したりランダムネスによりガラス化する．

従来の超伝導体では不純物をたくさん入れた系や上部臨界磁場のごく近傍を除いて、圧倒的に1が強く渦糸はほぼ全領域で格子化しており、他の効果はあまり問題とならない。これに対し特に高温超伝導体では、温度と磁場領域によって2, 3, 4の効果が1を上回ることができる。このためある時には渦糸は融解して液体になり、あるときには面間でも結合が切れて面間相関がない状態になり、またあるときには凍結してガラス化するのである(図2(c))。ボルテックスマターの面白さは、図2(b)(c)のようにジョセフソン接合という紐によってつながれた2次元渦、という「紐とパンケーキ」のみで構成される系が示す、多種多様な相とその間の相転移である。まずはじめにランダムネスの効果がない場合を考えてみる。この場合渦糸の相図は、図3のようになり渦糸格子と液体の境界は一次相転移であることが知られている。ランダムネスはこの相図を大きく変える。ランダムネスのボルテックス系に対する影響の強さは磁場つまり渦糸の数によって大きく変わってくる。高温超伝導体の渦糸系では、このランダムネスの相対的な強さを磁場によって数桁にわたって変化させることができる。このためこれまでの観測できなかった新しい相の存在が明らかになってきたのである。

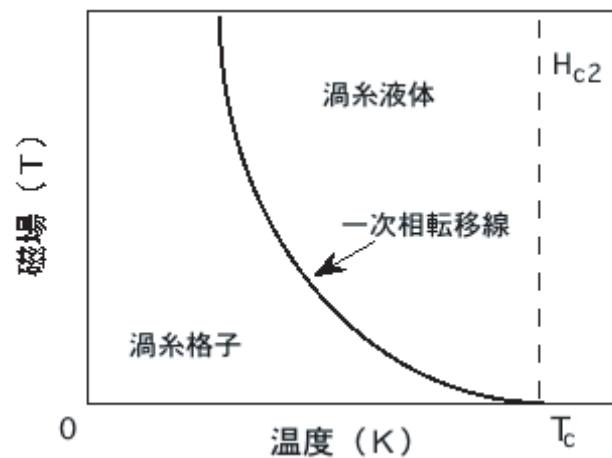


Figure 3: ランダムネスがないときの渦糸相図

4 渦糸液体、ブラッグガラス、渦糸ガラス

図4に高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の最近まで議論されてきた渦糸相図を示す。この物質は高温超伝導体中で最も異方性が大きくかつクリーンであるため、相転移がもっとも明確に見える系の一つである。高温高磁場では2の効果は顕著であり、渦糸が融解し空間と時間相関を失った渦糸液体相が出現する。この相では有限の電気抵抗が現れ、超伝導相関関数の時間平均はゼロとなるためもはや超伝導相ではない。つまりこの系では従来の超伝導体で観測される上部臨界磁場 H_{c2} は存在せず、 H_{c2} は超伝導揺らぎのクロスオーバー磁場の意味しか持たない。

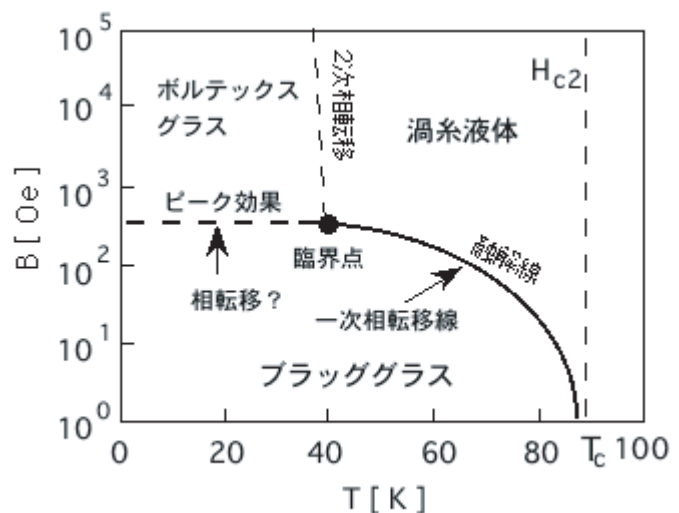


Figure 4: これまでの実験でわかっていた異方性の大きい高温超伝導体の渦糸相図

さて問題はランダムネスの効果である。1991年に米国のFisher-Fisher-Huseらによって低温高磁場で渦糸液体は、「ボルテックスガラス」といわれる相に2次相転移を起こすことが指摘された[2]。こ

の相は液体が凍結したような状態であり、時間的な相関は減衰しない。しかしながらスピングラスのような意味での長距離秩序を持った新しい熱力学的な相であり、特徴的なことは一本の渦糸を動かそうとしても渦糸系全体がそれを支えてしまうため、ゼロ電流極限で電気抵抗はゼロになる。従来の考え方では渦糸は何本かの固まりとなってピン止めポテンシャル中をホッピングしながら動く。渦糸が動くと電気抵抗が発生する。このため電流ゼロの極限でも必ず（小さいにせよ）抵抗は発生し、渦糸状態は（抵抗がゼロではないという意味で）真の超伝導ではない。これに対しボルテックスガラス相は電気抵抗ゼロの真の超伝導相である。しかしながら最近の研究では渦糸のスクリーニングの効果つまり有限の磁場侵入長の影響により、二次元系ではボルテックスガラス相は有限温度では存在しないことがわかっている。また三次元では渦糸ガラス相の存在は、かなり微妙な問題であることがわかってきた。実験でこの相の存在を示すことは電流-電圧特性のスケールリング則のべきから求めなければならず非常に難しい。個人的にはボルテックスガラス相が液体が単に凍結して動けなくなった状態が実験的に区別はできないと考えている。以下では一応ボルテックスガラスは存在するものとして話を進めたい。

低磁場相では熱揺らぎとランダムネスの効果が小さくなるのでよりオーダーした相が出現する。実際中性子回折の実験では明瞭な渦糸格子によるブラッグ散乱が観測される。ではこの相は図1の状態にあるのだろうか？1990年にドイツのNattermannは格子の周期性を、より正確に取り込んだ計算により、Larkin-Ovchinnikov長は実は渦糸格子の間隔よりも短くなっていることを示した[3]。つまりこの結果は長らく信じられてきた図1の構造に、大きな疑問を投げかけたのである。この結果は後にフランスのGiamarchiとLe Doussalによる、繰り込み群を用いた計算により支持された。さらに彼らは転位（dislocation）がこの状態では発生せず、たとえ発生しても結晶内部でループを描いて閉じてしまい系に影響を与えないことを示した。その結果長距離では相関関数は指数関数ではなく距離のべき乗で減衰することが示された。つまり乱れの効果は当初考えられたほど強くなく、渦糸格子は準長距離秩序を持つのである。したがって渦糸格子には厳密な意味での長周期性は無いもののその周期性は図1よりもはるかに遠方まで保たれる。このあたりの事情は2次元XY系のKosterlitz-Thouless転移と類似している。この転位の存在しない準長距離秩序相は「ブラッグガラス」と呼ばれる。ブラッグガラス相の存在に関しても多くの議論があったが、それを支持する証拠もなかなか見つからないのが現状である。これに対し何らかの秩序相が存在することは最近の研究でわかってきた。これについては後述する。

5 ブラッグガラスの相転移と奇妙な固体

最も興味を持たれる点の一つはこれらの渦糸相の間の相転移である。まず低磁場相から液体相への融解転移は、一次相転移であることが1995年イスラエルのZeldovらの微小ホール素子の実験により明らかになった[5]。またこの一次相転移線は熱揺らぎによって引き起こされるため、高温では図3の融解線に近いところに位置し、約40Kに位置する臨界点で終結すると主張された（図4）。この臨界点はもし渦糸ガラス相が存在するなら3重点となっており、これより低温ではランダムネスの効果が重要となる。ブラッグガラスと渦糸ガラスの間の境界線はあまり温度によらず、この境界を横切って磁化を測ると、いわゆるピーク効果と呼ばれる臨界電流の急激なピークが観測され、低磁場側で観測されていた中性子回折によるブラッグピークはここを横切ると消失してしまう。この転移は渦糸の弾性エネルギーとランダムポテンシャルの拮抗によって引き起こされ、低磁場では前者がまさり格子を組んだ方が安定であり、高磁場ではランダムポテンシャルにトラップされた方が安定であることに由

来する．言い方を変えると磁場をかけるに従って渦糸は柔らかくなって行き，ふにゃふにゃの状態になってくる．そのときまっすぐ整列して弾性エネルギーを得るか，ランダムに配置したピン止めにつかまってグニャグニャの状態になるか，どちらがエントロピーが低いかの問題である．長年の問題はブラッグガラスー渦糸ガラス間の転移が，熱力学的な相転移であるのかクロスオーバーなのか，そしてもし相転移であるなら何次の相転移なのかと云うことである．この問題は第二種超伝導体において30年以上謎であった問題である．もし単なるクロスオーバーであるなら，独立した渦糸相の存在自体が疑われるため，ブラッグガラス相の存在が疑われることになる．しかしながらこの領域での実験は極めて困難であった．その理由はこの領域では強いピン止めのため磁化が非可逆となり，磁場を変化させると系が非平衡状態になってしまい，系の緩和現象を相手にしなくてはならなくなるからである．

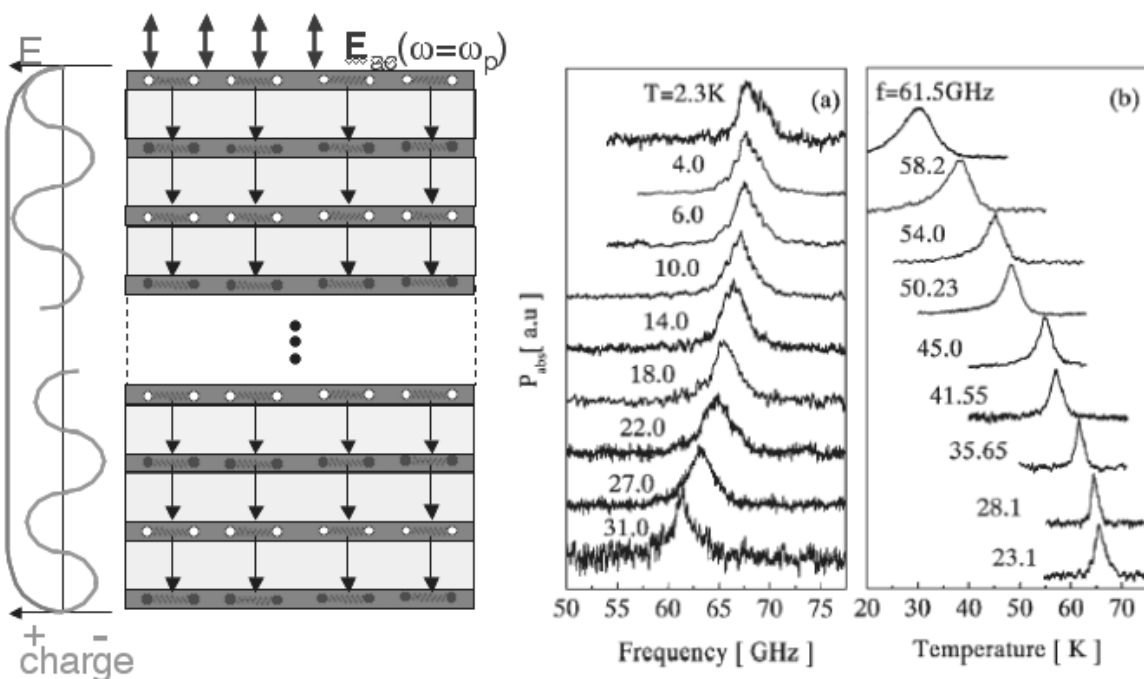


Figure 5: 左：ジョセフソン・プラズマ振動．プラズマ周波数に対応した電場 E_{ac} を試料に垂直にかけると，クーパー対のジョセフソン接合を介したプラズマ振動が試料全般に伝搬する．右：ジョセフソンプラズマ共鳴．

我々はジョセフソン・プラズマ共鳴の実験によりこの問題を解決した[6]．高温超伝導体の様に異方性の強い系では面間方向に伝導面はジョセフソン効果により結合している．このときジョセフソン接合したジョセフソン接合を介してクーパー対がプラズマ振動をするが $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+}$ ではそのプラズマ周波数はマイクロ波領域までおいてくる．このときマイクロ波電場を伝導面に垂直にかけるとシャープな共鳴吸収が観測される(図5)．これがジョセフソン・プラズマ共鳴である．プラズマ周波数はジョセフソン接合のエネルギー E_J と比例している．高温超伝導体では，各伝導面が原子層の厚みしかなくデバイ遮蔽長が極めて短いため，試料全体に電磁波が伝わり強い強度の共鳴現象として観測される．ジョセフソン・プラズマは渦糸と強く結合するためプラズマ周波数からパンケーキ渦の

配置を知ることができる．図2 (c)で示す状態ではプラズマ周波数はパンケーキ渦がランダムであればあれほどプラズマ周波数は低くなる．

我々は試料を磁場中冷却してできるだけ平衡状態に近い状態に持ってゆき，このブラッグガラスー渦糸グラス間の転移を横切ったときのジョセフソン・プラズマ周波数の変化を実験的に求めた．この実験では導波管中でマイクロ波周波数を連続的にスイープしなければならない．そのため波長可変で強いマイクロ波の発信可能なBWO発信器を用いた．図6左図からわかる様にプラズマ周波数は渦糸が融解する線上で大きくジャンプすることを発見した．

さらにそのジャンプの大きさは図6右図で示す高温側のブラッグガラスー液体融解1次相転移と区別が付かない[7]．この結果は低温でこれまで謎であったブラッグガラスー渦糸グラス相転移が一次相転移であることの強い証拠を与える．さらにこの結果はこれまで考えられてきたように，一次相転移

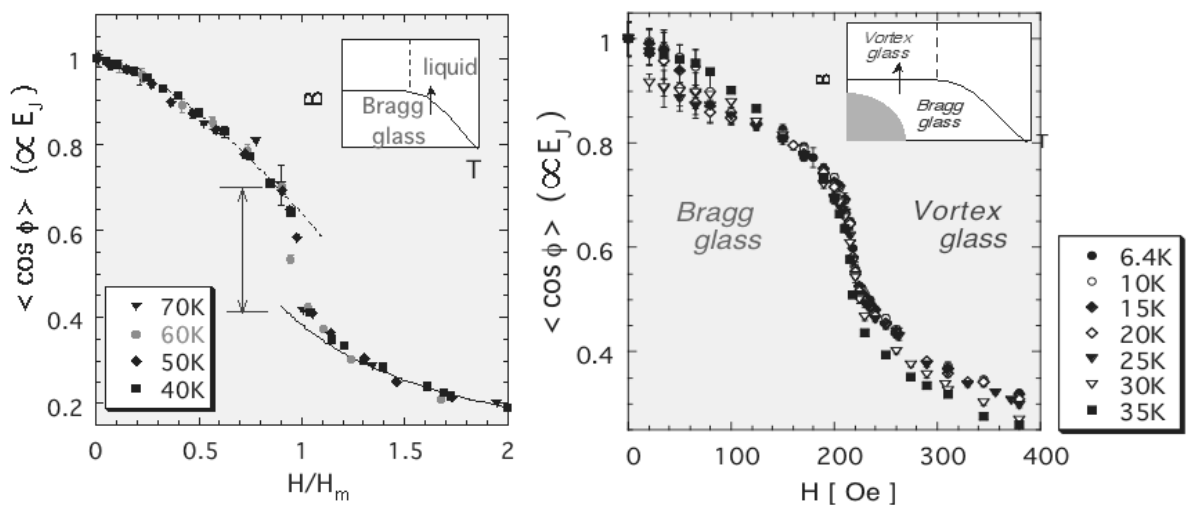


Figure 6: 左：高温のブラッグガラスー渦糸液体の融解線を横切ったときのジョセフソンプラズマ周波数の変化．融解に伴い周波数がジャンプしている．右：低温のブラッグガラスー渦糸グラスの転移線を横切った際のジョセフソンプラズマ周波数の変化．転移に伴い周波数はジャンプしており左の図と区別はできない

は40K 近傍の臨界点で終結するのではなく，絶対零度まで続いていることを示唆している．このようにして最近ほぼ確定した渦糸の相図を図7に示す．この結果は低磁場に一次相転移により独立した渦糸相の存在を示唆しており，ブラッグガラス相の存在を示唆する．この図をランダムネスがない場合の図3と比較してみると面白い．ランダムネスがない場合に低温でほぼ垂直に立ち上がっていた一次相転移線は，ランダムネスのために出現した新しいブラッグガラス相のために，ほぼ平行になってしまうのである．

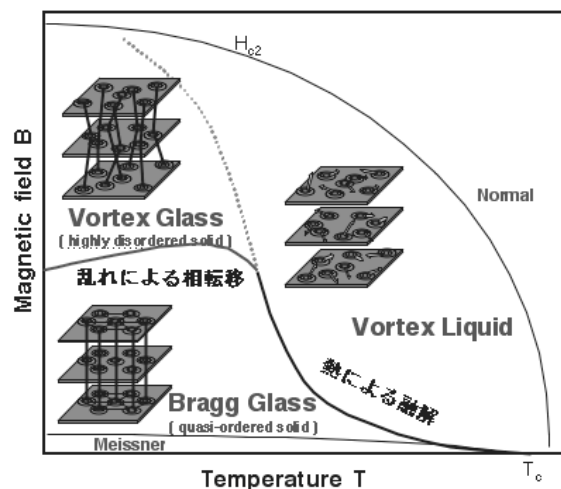


Figure 7: これまでの研究で明らかとなったボルテックスマターの相図

さらにその後イスラエルのグループによるマイクロホールプローブと交流磁場とを巧妙に組み合わせた実験でブラッググラス-渦糸グラス間の一次相転移線は温度が下がるとともにわずかながら傾く、つまり転移磁場が温度が減少すると減少して行く事が明らかとなった。このことは低温で磁場一定で温度を変えて一次相転移線を横切ると、Clausius-Clapeyron の関係から「より整列した渦糸格子よりもランダムな渦糸グラスのほうがエントロピーが低い」領域があることを意味する。言い方を変えたとこの領域のブラッググラスは「奇妙な固体」であるともいえる。また図7からわかることは従来の超伝導体では相転移線は H_{c2} であったのが高温超伝導体では前述のように H_{c2} はクロソオーバー磁場であり相転移線は極めて低いところに位置していることである。

6 まとめ

以上ボルテックスマターの物理の現状を簡単に報告した。他の異方性がもっと小さな系、例えば高温超伝導体 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ や有機超伝導体でも若干の違いはあるが基本的には同じであると考えられる。ここではランダムネスを点欠陥として扱ったが、重イオン照射等により円柱状の欠陥も作ることができる。この場合には「ボーズグラス」という新しい相が現れることも知られている。ここ10年来の研究で渦糸系の相図の理解はかなり進んだが、未だに多くの未知の部分を含んでおりこれから解明すべき問題も多く残っている。さらにほとんどわかっていないのは渦糸の内部電子構造と渦糸のダイナミクスでありこれからの大きな課題の一つである。

7 余談

余談であるが最後に我々がこの研究で用いたBWO 発信器についてふれたい。この周波数帯のマイクロ波はもともと軍事産業の領域であり装置の入手が困難であった。東西冷戦が終結したおかげでロシアがこの周波数帯の発信器を市場に出し始めた。我々が用いたBWO発信器もロシア製であり、湾岸戦争の際にクウェートに侵攻したイラクのサダム・フセインが、イスラエルに向けて発射したスカッド・ミサイルの誘導装置に同種のもが使われていたらしい。ただしスカッド・ミサイルの命中率は低かったらしいし、パトリオット・ミサイルにも迎撃されたと聞く。また共同研究者のロシア人 Gaifullin 氏によるとウラジオストックのロシア極東艦隊ではBWO発信器を用いて日本海に潜行する潜水艦を検出しようとしていたそうである。

参考文献

- [1] A.I. Larkin and Y.N. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. 34, 409 (1979).
- [2] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, and D.A. Huse, Phys Rev. B 43, 130 (1991).
- [3] T. Nattermann, Phys Rev. Lett. 64, 2452 (1990).
- [4] T. Giamarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. B 55, 6577 (1997).
- [5] E. Zeldov et al., Nature 375, 373 (1995)
- [6] Y. Matsuda et al., Phys. Rev. Lett., 75, 4512 (1995), 78, 1972 (1997), M. Kosugi et al. Phys. Rev. Lett. 79, 3763 (1997), M.B. Gaifullin et al. Phys Rev. Lett. 83, 3928 (1999).
- [7] M.B. Gaifullin et al. Phys. Rev. Lett. 84, 2945 (2000).