

# ■ 超伝導の渦糸を見る

強相関電子系中性子散乱研究グループ ■ 鈴木 淳 市 ■

## Small-angle Neutron Scattering Study on Vortices in Superconductors

Jun-ichi SUZUKI

Research Group for Neutron Scattering on Strongly Correlated Electron Systems

The discovery of high- $T_c$  superconductivity opened a new field of the vortex physics. Small-angle neutron scattering (SANS) is extremely useful to study various vortex states in superconductors. The disappearance of the vortex lattice observed by SANS in high- $T_c$  superconductors provides a direct evidence for the melting transition of the Abrikosov lattice.

高温超伝導体の発見により、“渦糸の物理”が非常に先進的なものとなっている。渦糸の多様で複雑な挙動は、われわれがすでに持っていた超伝導に関する考え方を、基礎科学と応用科学の両面において根本的に変えつつあるからだ。また、そこから生み出されたアイデアは、量子力学からゲノム中の配列にまで幅広く応用され始めている。このノートでは、中性子が眺め

た新しい渦糸の世界の一端を紹介したい。

### 1. 超伝導体は磁場が嫌い

そもそも超伝導体は磁場が嫌いである。磁場によって超伝導状態が壊されてしまうからだ。どんな超伝導でも、超伝導体にかかる磁場が弱いときは、磁場を排

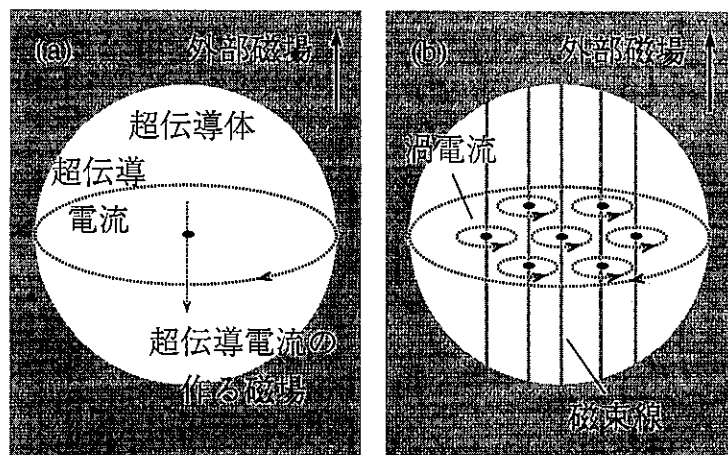


図1 (a) 超伝導体による磁場の排除 (b) 超伝導体への渦糸の侵入

除することができる。超伝導体は自らの表面に超伝導電流を流して、逆向きの磁場を生み出し、内部の磁場を打ち消すからである(図1(a))。しかし、超伝導体はちょっと無理をしている。なだれ込もうとする磁場を表面の堤防で懸命に押し返しているのだから。磁場がさらに強くなるとどうなるだろうか？

ある超伝導体(第一種超伝導体)は、「絶対に入れないもんか!」と、この堤防だけで磁場の侵入を徹底的に防ごうとする。しかし、磁場の圧力に屈すると、堤防は決壊し、超伝導体は一気に水浸しならぬ磁場浸しになる。磁場浸しになった超伝導体は、もはや超伝導体ではない有限の電気抵抗をもつ普通の金属に戻ってしまう。多くの金属元素は、このような超伝導体に属し、堤防は数十~数百ガウス程度の弱い磁場で決壊してしまう。でも、これでは実用には適さない。

ところが面白いことに、別の手段を選んだ超伝導体(第二種超伝導体)もある。この超伝導体は、堤防が決壊する前に磁場を非常に細い糸にして、少しずつ内部に導き入れるのである(図1(b))。もちろん、細い糸の中心では、超伝導体は壊れてしまうが。「まあ、どうぞ中にお入り下さい。そのためのお手伝いもしましょう。その代わりに、超伝導体を全部壊しちゃ嫌ですよ。」そういうタイプの超伝導体である。ここのお手伝いというのは、超伝導電流が細い磁場の糸の周りを渦状に回って、同じ向きの磁場を生み出し、磁場にとって居心地の良い環境を整えることである。細い磁場の糸と渦電流の組み合わせ、これが表題の渦糸と

呼ばれるものである。磁場が強くなっても、それぞれの渦糸の中の磁場が増えるわけではない。渦糸の数が磁場に比例して増えていくのである。同じ向きを持った渦糸どうしは互いに反発し、ある一定の距離を保とうと三角形の格子(アブリコソフ渦糸格子)状に整然と並ぼうとする(図2(a))。このような状態は超伝導体が渦糸で埋めつくされ、超伝導領域がすっかりなくなるかなり高い磁場まで維持される。例えば、実用材料のニオブ・スズ合金( $Nb_3Sn$ )では、この磁場は30万ガウスにも達する。

## 2. 高温超伝導体の多様な渦糸

高温超伝導体は第二種超伝導体に属するので、渦糸が存在する。高温超伝導体が、発見されるまで、超伝導の出現する温度は極めて低温に限られていた。ここでは、多くの物質が整然とした結晶格子を組むように、渦糸も三角格子状に配列していた(図2(a))。ところが、高温超伝導の現れる温度は、室温に比べたらまだまだ低温なのだが、渦糸にとっては十分な高温となった。温度が上がるにつれて、まっすぐに伸びていた渦糸はくねくねと曲がりだし、さらには、液体分子のように動き回り始めた。渦糸格子が融解して、渦糸液体ができたのだ(図2(b))。渦糸が一般の原子や分子と同じように固体や液体になったりする実体であったということだけでも驚きなのであるが、高温超伝導体の渦糸は、どうやらもっと複雑らしい。

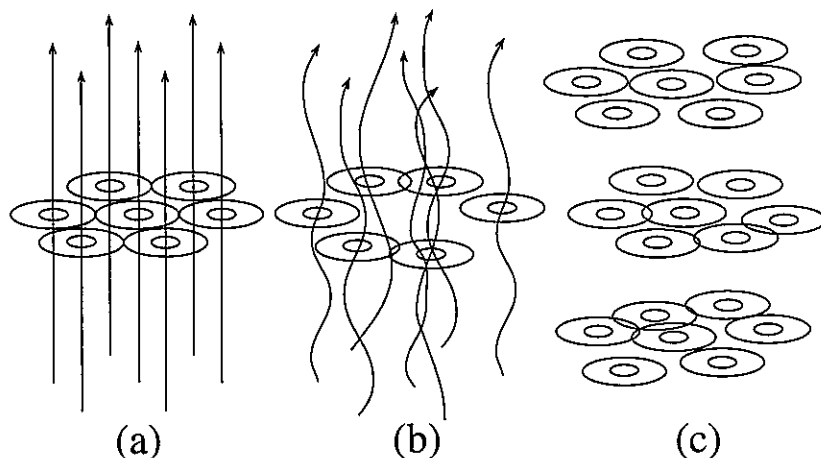


図2 (a) 渦糸格子 (b) 渦糸液体 (c) パンケーキ渦

この渦糸の複雑さは、高温超伝導体の結晶構造に由来すると考えられている。高温超伝導体は、超伝導面が絶縁層により分離された層状の結晶構造を持っている。磁場を超伝導面に垂直にかけた場合、もし、隣り合った超伝導面の間の結合が熱エネルギーに比べて弱ければ、渦糸は各超伝導面内では強く相互作用するが、絶縁層のところで切断され、パンケーキのようになる（パンケーキ渦と呼ばれるが、われわれには、今川焼きと読んだほうが分かりやすいか？）（図2(c)）。そして隣り合った超伝導面のパンケーキ渦は独立に動き回る。

渦糸が動くとき電圧が誘起され、電気抵抗が生じてしまう。超伝導にもかかわらずゼロ抵抗にならないのである。しかし、多くの応用では、少ないエネルギー消費で高い電流密度を保つことが要求される。つまり、渦糸に自由に動かされては困るのだ。渦糸の動きを抑えるためには、超伝導面の間の結合を強くすることが必要であり、元素置換により絶縁層を金属的にする方法や、照射によって超伝導面を突き抜ける柱状欠陥を導入する方法などが試みられている。

磁場を超伝導面に平行にかけた場合には、ジョセフソン渦糸の出現が期待される。磁場は超伝導性の弱い絶縁層に侵入し、その回りを渦電流が流れる。これまでの渦糸との違いは、渦電流が超伝導面に平行に流れる超伝導電流と超伝導面に垂直に絶縁層を通り抜けるトンネル電流（ジョセフソン電流）の二つの電流で構成されることである。理論的には、ジョセフソン渦糸は、三角格子状に配列するのではなく、結晶の積層方向に鎖状に配列するようであるが、ジョセフソン渦糸の挙動についてはまだまだ分からないことが多い。

### 3. 渦糸を見る

渦糸を見ようとする試みは色々となされているが、ここで紹介するのは中性子を用いた方法である。中性子はマイクロな磁石としての性質を持っている。中性子は均質な磁場によっては、その運動方向を曲げられないが、渦糸の侵入した超伝導体のように不均質な磁場のもとでは、力を受けて散乱される。この中性子がどのように散乱されるかを詳しく調べることによって渦糸の状態を知ることができる<sup>1)</sup>。

他の実験手段の多く、例えば、電子顕微鏡やホール

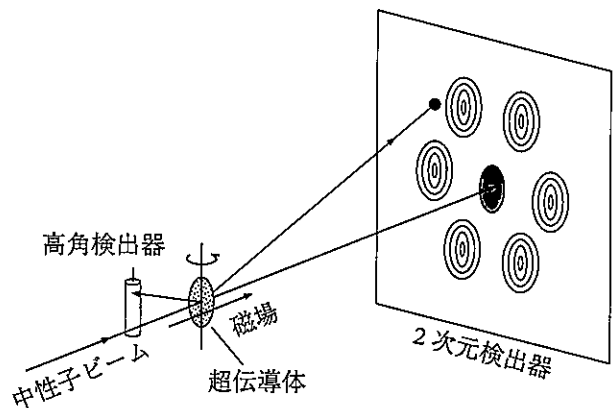


図3 中性子小角散乱実験

素子を用いた方法が、超伝導体の表面や薄膜試料の渦糸状態を観測するのに対し、中性子は透過性に優れているので超伝導体内部の渦糸の状態を知るのに極めて有効である。ここでは、高温超伝導体の渦糸格子の融解転移の実験について紹介する。

実験には高品質のピスマス2212( $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ )の単結晶を用いた。ピスマス2212は、約90ケルビンという高い温度で超伝導状態に転移する。さらに、隣り合った超伝導面の間隔が広く、超伝導面の間の結合が弱いので、渦糸格子の融解の実験に最もふさわしい超伝導体の一つである。実験は日本原子力研究所の改造3号炉に設置された冷中性子小角散乱装置(SANS-J)で行なった。SANS-Jは、ナノスケールの構造解析に最適化された長尺の装置である<sup>2)</sup>。中性子ビームを磁場とピスマス2212の積層方向に平行に入射して、渦糸により、散乱された中性子を前方10mの位置に置かれた2次元検出器で捕らえた(図3)。

熱エネルギーの低い低温では、三角格子状に配列した渦糸からの散乱が観測される(図4(a))。この説明がいつも難しいのであるが、中性子小角散乱で直接得られる情報は、渦糸配列のフーリエ像(渦糸配列をフーリエ変換した像)である。三角格子のフーリエ像は、やはり、三角格子となるので中心周りの一番近いところに6つのスポットが観測される。この図では、中心のスポットは中性子ビームストップの陰に隠れて見えていない。また、6つのスポットの外側にも、別のスポットがあるのだが、明瞭には確認できない。金属元素であるが、やはり、第二種超伝導体であ

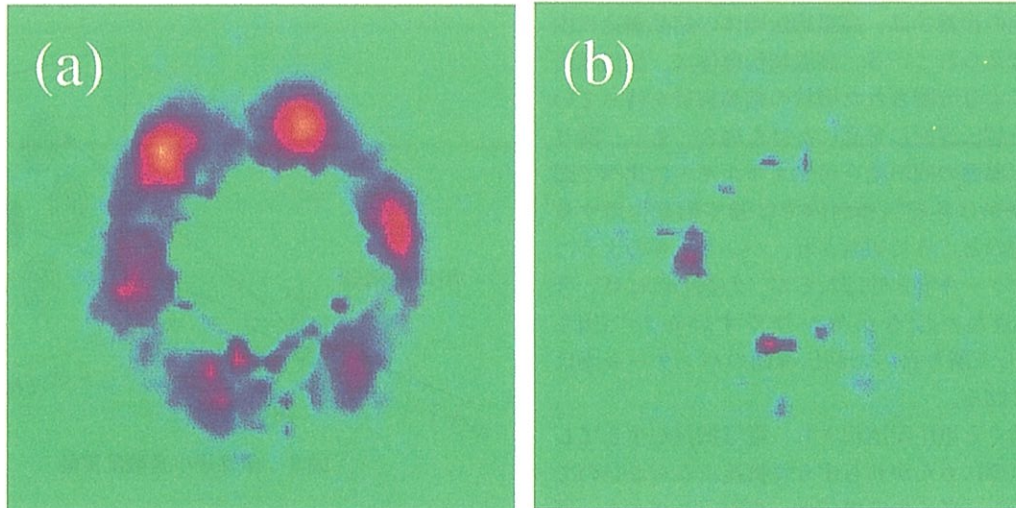


図4 ビスマス2212の散乱結果  
磁場：500 Gauss (a) 温度：4 ケルビン (b) 温度：60ケルビン

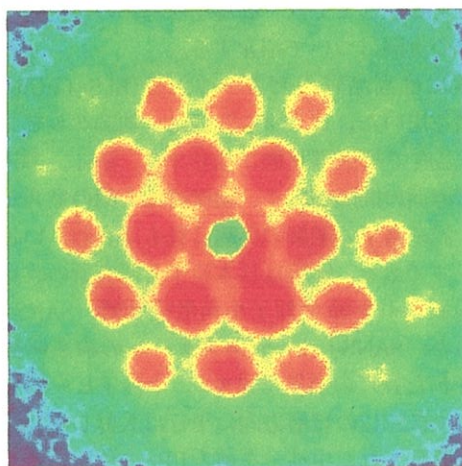


図5 ニオブの散乱結果  
磁場：560 Gauss、温度：4 ケルビン

るニオブ単結晶の渦糸格子からの散乱パターン（図5）と比較すると、その違いははっきりとする。ニオブと比べてビスマス2212で得られる散乱スポットが少ないのは、ニオブの渦糸の太さが約600オングストロームなのに対して、ビスマス2212の渦糸は約4000オングストロームと非常に太いからなのである。このことは、散乱パターンの解析により分かった。

試料の温度を上げてみると、超伝導転移温度よりかなり低い約60ケルビンで三角格子からの散乱は完全

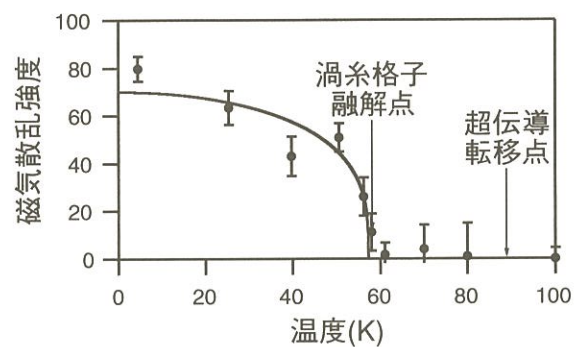


図6 ビスマス2212の散乱強度の温度変化  
磁場：500 Gauss

に消失してしまう（図4（b））。渦糸格子が融解して、規則配列情報を与える散乱スポットが消えてしまったのである。一般の液体分子では、広範囲におよぶ規則配列を持たないので同じように散乱スポットは消えてしまうが、短距離での秩序は存在するので、散乱は中心周りのハローパターンとして残る。ところが、ビスマス2212の渦糸液体の場合には、ハローパターンさえ残らない。渦糸液体分子どうしが絡みあって短距離の秩序さえ失っているのである。図6にはビスマス2212の散乱スポットの温度変化の詳細を示した。渦糸格子が融解していく様子が分かると思う。

#### 4. まとめ

高温超伝導体に見られる渦糸は、非常に多様で複雑な挙動を示す。そして、中性子小角散乱を利用すると、直接的にこの挙動を知ることができる。超伝導面に垂直に磁場をかけたときの渦糸の挙動は、かなり明らかとなってきたが、例えば、電流を流した場合の動的な振舞いや、超伝導面に平行に磁場をかけたとき、また、超伝導面から磁場を傾けたときの振舞い<sup>3)</sup>などは、まだまだ分からないことが多い。渦糸の挙動が超伝導体の特性を大きく支配するため、その理解は、応用を考えたときに有用な指針となる。

渦糸の研究を進めながら、渦糸格子そのものの利用

も模索している。まだ、アイデア段階なので、ここでは紹介できないが。

#### 参考文献

- 1) J. Suzuki, N. Metoki, Y. Haga, E. Yamamoto, H. Kadowaki, K. Kakurai, M. Hedo, and Y. Oniki, *Physica B*241-243(1998)871.
- 2) J. Suzuki, (1999), submitted to *J. Appl. Cryst.*
- 3) J. Suzuki, N. Metoki, S. Miyata, M. Watahiki, M. Tachiki, K. Kimura, N. Kataoka, and K. Kadowaki, in *Proc. of International Symposium on Superconductivity* (1998, Fukuoka).

