## 平成 24 年度 大熊研究室研究報告

# 物性物理学専攻・極低温物性研究センター 大熊 哲 http://www.rcltp.titech.ac.jp/~okumalab/

ピン止めポテンシャルの下で駆動させた固体が,速さと共にどのような動的状態変化を 示すかは興味ある問題である。これは弾性格子と乱れた媒質とからなる散逸系における非 平衡問題であり,実験的には電荷密度波(CDW)や超伝導渦糸(ボルテックス)格子,ある いは固体間の摩擦現象といった様々な系や状況下で広く現れる[1]。我々は超伝導渦糸系を 用いて,数年来この問題を調べてきた。渦糸間には斥力が働くため,ピン止めが弱い場合に は渦糸は Abrikosov 格子と呼ばれる三角格子構造をとる。ランダムなピン止め中心をもつ渦 糸格子系に駆動力を徐々に印加すると,ある閾値で渦糸はピン止めからはずれ(depinning), その後は駆動力,渦糸間の斥力,ピン止め中心からの引力,そして粘性力で決まる運動をす る。低速域では乱れた plastic flow[2]となるが,速度の増加と共に渦糸系が感じる動的ピン止 め力は弱まり,渦糸間の相互作用だけで決まる格子秩序が回復する。これを動的秩序化とい う[3]。本項では,我々が見出したいくつかの新しい非平衡ダイナミクス・動的相転移の紹介 と,24 年度における研究の進展を紹介する。以下では,試料は弱いランダムな点状ピン止め 中心をもつアモルファス Mo<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub> 膜[4]であり,また印加電流が駆動力,発生電圧が渦糸系 の平均速度に対応する。

#### 1. Plastic depinning 転移

Depinning は CDW やコロイド系,電子結晶など自然界に広く見られる現象で,磁壁や flux の運動を用いるスピントロニクスや超伝導デバイスの基礎ともなる,応用面でも重要な現 象である。最近のシミュレーションにより,depinning 転移が臨界緩和を伴う動的相転移であ ること,さらに次項で述べる absorbing 転移などと同じユニバーサリティクラスに属するこ とが示された[5]。我々は depinning 転移の実験検証を目指し,渦糸系を用いた過渡現象測定 を行った[6]。はじめに少数の渦糸しかピン止めされていない初期状態(シミュレーション で扱われた状態)と多くの渦糸がピン止めされた 2 つの初期状態を準備し,定常状態での depinning 電流 I<sub>d</sub>を越える直流電流 I を急激に印加したときの,電圧の過渡現象を測定した。 前者の系では,電圧はシャープに立ち上がった後,一定値 V<sup>inf</sup> (>0)に向かって減衰する。こ れは,はじめは多くの渦糸が flow するが,運動中に渦糸が徐々にピン止めに捕まり,定常状 態に向かうためである。これに対して後者の系では,電圧はゼロ付近から立ち上がり,徐々 に上昇しながら一定値 V<sup>inf</sup>に向かって緩和する[7]。これは,はじめはほとんどの渦糸がピン 止めされていて flow に寄与しないが,ピン止めから外れた渦糸がピン止めされている渦糸 に衝突することにより,次々とピン止めを外しながら定常状態に向かうためである。両者の 系で過渡的振舞いは異なるが、 $V^{inf}$ に向かう緩和時間はほぼ近い値をとり、それぞれの緩和時間はIの関数として共に $I_d$ でべき発散することがわかった。これは plastic depinning 転移の強い証拠であると共に、この相転移が初期状態にほとんどよらず観測される、普遍性の高い現象であることを示している。



図1 t=0 で印加した直流駆動力(電流) に対する平均速度(電圧)の緩和曲線. 色の違いは駆動力の違いを表す.上側 の曲線群は秩序ある初期状態,下側は 乱れた初期状態の結果 [7].

図 2 (a) 電流-電圧特性. (b) 緩和時間  $\tau$  の電 流依存性. 黒が dynamic disordering, 赤が dynamic ordering に対応. 挿入図は  $\tau$  のべ き発散を示す両対数プロット [7]. →



## 2. 可逆-不可逆転移 [Reversible-Irreversible Transition (RIT)]

Pine らは周期駆動されたコロイド粒子系において, RIT と呼ばれる新しい動的相転移を報告した[8]。これは十分なサイクルが経過した後の定常的状態において, 駆動振幅 d がある臨界値 d<sub>c</sub>以下だと各サイクル後にすべての粒子は元の位置に戻る(可逆状態)が, d<sub>c</sub>を越えると元の位置に戻らなくなる粒子が現れる(不可逆状態)こと,さらに定常的状態へ向かう緩和時間が存在し,それがこの臨界値 d<sub>c</sub>で発散するという2つの実験事実に基づく。可逆領域で見られる緩和現象は,粒子がつぎの衝突を避ける配置に自己組織化するランダム組織化の考えを用いて説明されている。この現象は,相互作用する多粒子系が時間発展と共にカオスになるか秩序状態になるかを決定する問題にもつながるともいわれ注目されている[8]。さらに RIT は,前項の depinning 転移や, absorbing 転移と呼ばれる動的相転移(山火事や感染等,多様な系で出現すると予想されている)と類似の現象であることが提案されている[9]。

コロイド系以外の多粒子系でも RIT が観測されるかどうかは大変興味がもたれる。

そこで我々は、円周上を往復運動する渦糸系のダイナミクスを調べた[6]。まず定常状態に おける電圧ノイズ測定により、RITを示唆する振幅dの閾値 $d_{c1}$ が存在すること、さらに定常 状態へ向かう緩和時間が存在し、それが $d_{c1}$ で両側から発散することを見出した。これは $d_{c1}$ が RIT の転移点である強い証拠である。また発散の臨界指数が depinning 転移および absorbing 転移の理論で予想される値とほぼ一致した。このことは、RIT、 depinning 転移と absorbing 転移が同一のユニバーサリティクラスに属することを示唆する[6]。

しかしこれらの動的相転移と粒子の微視的配置構造との関係はまったく不明である。理 論によると、不可逆性の始まりは、弾性格子中の格子欠陥(topological defects)の発生ある いはその運動と密接に関連するといわれている。渦糸系ではコロイド粒子系と異なり、渦糸 の格子状態、例えば格子中の格子欠陥濃度を制御することが可能で、多彩で系統的な実験 を行うことができる。そこで24年度は、渦糸の微視的構造に着目した研究を推進した。あ らかじめ格子の秩序(格子欠陥)の度合いがわかっている初期状態を準備した後、交流駆動 の過渡現象測定を行う。一方、可逆フロー、不可逆フローで凍結した初期状態を準備し、同 様の交流駆動の実験を行う。これらの電圧緩和V(t)のデータを比較することにより、可逆フ ローと不可逆フローの渦糸構造を推定することを行った。その結果、可逆状態は渦糸格子に、 不可逆状態は格子中に格子欠陥が発生した状態に対応することが明らかになった(図3)[10]。 この実験結果は、周期運動する弾性固体中に発生した格子欠陥が不可逆的 plastic motion を 出現させるという、より一般的な物理描像[11]と一致する。



図 3 矩形の交流駆動力に対す る電圧応答.各データは渦糸 の初期状態が異なる.

(a) (i)可逆フロー, (ii) *d*<sub>c2</sub>以下の 不可逆フロー, (iii) *d*<sub>c2</sub>以上の不 可逆フローで凍結した初期状 態における結果.

(b) 青はゼロ磁場冷却で準備 し凍結した秩序ある初期状態, 赤は磁場中冷却で準備し凍結 した乱れた初期状態における 結果.

(c) 青と緑はフラックスフロ ーで凍結した秩序ある初期状 態,橙と赤はプラスチックフ ローで凍結した乱れた初期状 態における結果 [10].



図4 駆動振幅 d に対するフローノイズと渦糸状態の動的相図. [10].

上記実験とは独立に、定常状態におけるフローノイズ測定をさらに進めた。その結果、RIT の閾値 $d_{c1}$ よりも駆動振幅を大きく増やしていくと、もうひとつの閾値 $d_{c2}$ が存在することが わかった(図4の右の矢印)。これは理論的にも予想されていなかった現象で、この $d_{c2}$ 以上 で、すべてのフローチャンネルが不可逆フローになった状態に対応すると解釈される[10]。

## 3. 速度増大に伴う動的秩序化と格子方位の回転

運動方向の格子の周期性を検出できるモードロック(MLR)共鳴法[1,3]を用い,速度増大 に伴う plastic flow から elastic flow (渦糸格子) への動的秩序化を観測した。ところで,運動 する Abrikosov 格子がいかなる結晶方位をとるかという問題は、1973 年の Shmidt-Heuger 理 論以来, 数多くの理論家によって議論されてきた超伝導における未解明の基本的重要問題 だが, これまでこれを調べる測定手法がなかった[12]。 我々は MLR 法を用い, フロー方向に 対する結晶方位を速度の関数として調べたところ、ある臨界速度で三角形の1 辺がフロー 方向に垂直な方位から平行方位(フロー方向が最近接)へ回転することを観測した [13]。 興味深いことに, このとき渦糸が1格子進むのに要する時間τ<sub>ゅ</sub>~10 ns は格子間距離によ らない。渦糸は超伝導が壊れた場所へ進む方がエネルギー的に得であるため、もし先行する 渦糸の超伝導が回復する前に後続の渦糸が接近することができれば, この機構により最近 接の平行方位をとる。つまりτ μ は渦糸の超伝導が回復する準粒子寿命を反映する[13]。さ らに、超伝導が回復する前に後続の渦糸が追いつけばフローは不安定化する(図 4)。本実 験により、「高速運動する渦糸格子では、フロー方向の渦糸間には実効的引力が働くこと」、 そして「準粒子緩和という微視的機構が、渦糸格子フローの巨視的挙動を支配しているこ と」が明らかになった。一方、より普遍的な視点からこの現象を説明できる可能性もある[14]。 以上の研究を通し, 超伝導渦糸系が, 相互作用しながらランダムポテンシャル中を運動 する多粒子系の非平衡ダイナミクスや動的相転移を研究するための格好の実験系となるこ

と、さらに固体の plastic flow や tearing 現象[11]、より広くはレオロジーや摩擦現象を、渦糸



構造のミクロな視点から解明する という新たな研究手法となること がわかった。

図4 駆動された渦糸格子の電流 I (駆動力) 対電圧 V (速度) 特 性. 駆動速度増大に伴い垂直方 位フロー(I)から平行方位フロ ー(Ⅱ)へ、さらに高速域では不 安定なフロー(Ⅲ)を示す電圧の 跳びが観測される。これは,前方 の渦糸の残した準粒子がクーパ ー対に回復されるまでの時間内 に、後続の渦糸が追いついたこ とを意味する。このとき、渦糸の フローチャンネルは準粒子でつ ながったと考えられる.この電 圧が跳ぶ直前の電圧値から、準 粒子回復時間が求まる.

- [1] 大熊哲, 井上甚, 小久保伸人, 固体物理 44, 1 (2009): A. Maeda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 077001 (2004): N. Hosomi, A. Tanabe, M. Suzuki, M. Hieda, Phys. Rev. B 75, 064513 (2007).
- M.C. Miguel, S. Zapperi, Nat. Mat. 2, 477 (2003): G.W. Crabtree, Nat Mat. 2, 435 (2003):
  SO *et al.*, Phys. Rev. B 76, 172503 (2007): 77, 212505 (2008).
- [3] SO, H. Imaizumi, N. Kokubo, Phys. Rev. B 83, 064520 (2011): 80, 132503 (2009): Y. Togawa et al., Phys. Rev. Lett. 85, 3716 (2000). N. Kokubo et al., Phys. Rev. Lett. 88, 247004 (2002).
- [4] SO, M. Kobayashi, M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94, 047003 (2005): E. Altshuler, T. H. Johansen, Rev. Mod. Phys. 76, 471 (2004).
- [5] C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. 103, 168301 (2009).
- [6] SO, Y. Tsugawa, A. Motohashi, Phys. Rev. B 83, 012503 (2011).
- [7] SO, A. Motohashi, New J. Phys 14, 123021 (2012) : SUST 26, 025013 (2013).
- [8] D. J. Pine et al., Nature 438, 997 (2005): L. Corte et al., Nat. Phys. 4, 420 (2008).
- [9] N. Mangan, C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. 100, 187002 (2008): PNAS 108, 19099 (2011).
- [10] SO, Y. Kawamura, Y. Tsugawa, J. Phys. Sos. Jpn. 81, 114718 (2012).
- [11] P. Moretti, M.C. Miguel, Phys. Rev. B 80, 224513 (2009): SO, Y. Yamazaki, N. Kokubo, Phys. Rev. B 80, 230501(R)(2009).
- [12] A. Schmid, W. Hauger, J. Low Temp. Phys. 11, 667 (1973): N. Nakai *et al.*, Physica C 469, 1106 (2009).
- [13] SO, D. Shimamoto, N. Kokubo, Phys. Rev. B 85, 064508 (2012).
- [14] H. Matsukawa et al., J. Phys.: Conf. Ser. 89, 012007 (2007).