平成 21 年度 大熊研究室研究報告

極低温物性研究センター 大熊 哲 http://www.rcltp.titech.ac.jp/~okumalab/

1. 渦糸固体の動的量子融解

我々はこれまでに、一様で強い乱れをもつ厚い(3D)アモルファス超伝導膜を用い、量子 ゆらぎが存在する極低温における静的な渦糸状態を調べ、絶対零度近傍に渦糸固体の量子 融解によって生じた量子渦糸液体相[1]が存在することを見出した[2,3]。一方、極低温におけ る融解転移直前の固体相ではピン止めの効果が強く効き、これが真の量子融解転移の観測 を隠してしまっている可能性がある[4]。この問題を明らかにするため、当初ピン止めの弱い 物質を用いて研究を進めてきたが、これまでのところ量子融解転移に大きな違いは認めら れていない。そこでピン止めの影響のまったくない極限における真の融解転移を捉えるこ とを目指し、現在モードロック(ML)共鳴法を用いた測定[5,6]を進めている。これは渦糸 系を高速駆動させ、基板のピン止めポテンシャルから decouple した状況での融解転移一動 的融解—を検出するというものである。

ます ML 共鳴の原理を簡潔に述べる。詳しくは解説[7]を参照していただきたい。

直流駆動力 F を受けて,周期的ポテンシャル中を運動する物体(弾性体)に交流駆動力を 重畳させると,直流駆動力と速さ(F-v)の特性に,ジョセフソン接合で見られるシャピロス テップと類似のステップ構造が現れる。この現象を ML 共鳴という。ML 共鳴は,CDW,ス ピン密度波,あるいは第2種超伝導体の渦糸系といった多自由度を持ついくつかの物理系 で実際に観測されている。この F-v 曲線上のステップ構造は,物体の並進速度 v と周期ポテ ンシャルの周期 a の比で決まる内部周波数 fint (=v/a)が,外部から加えた交流周波数 fext に ロックしたときに現れる。より正確に言うと、p と q を自然数として,共鳴条件 q fint=p fext が満たされるときに出現する。ML 共鳴は周期的ピン止めポテンシャルが存在する場合だけ ではなく,本研究で扱うアモルファス超伝導膜のようなランダムなピン止めポテンシャル 下でも観測される。この場合,周期性は,駆動された渦糸系が自ら秩序化することにより, ダイナミックに導入される。

一定温度で磁場を上げていくと、ある臨界磁場 *B_{c,dyn}*を境に動的秩序化(ML 共鳴)が観測 されなくなる。これが動的融解現象である。ピン止めの影響のほとんどない状況下での渦 糸固体の融解現象と解釈することができる。これまで渦糸相図を決定するための膨大な数 の実験が行われてきたが、それらはほとんどがピン止め下における測定であった。動的融解 の測定は、これまで知られていない渦糸系固有の真の融解転移を決定できることを意味す る。ピン止めの影響を受けない状態で量子融解(動的量子融解)を捉えられれば大きな意 義がある。このような渦糸固体の量子 融解に関する研究は、古くから研究が 行われ今日でも活発に研究が進められ ている 2 次元(2D)(磁場誘起)超伝 導絶縁体転移の新たな理解にもつなが る。

既に一部報告したように、4 K から 0.8 Kの極低温域まで、渦糸系の動的秩 序化を示す ML 共鳴を観測することに 成功した。第1 図(a)と(b)は、それぞれ 2.2 K と 1.0 K の様々な磁場中における ML 共鳴を示す。交流電流の周波数 $f_{\rm rf}$ (= $f_{\rm ext}$)は10 MHz である。インセッ トは臨界電流の磁場依存性を示す。2.2 K では、ML 共鳴が消失する動的融解磁 場 $B_{\rm c,dyn}$ は9 T 付近で、これはピン止め 下での通常の輸送測定から求めた静的

"融解"磁場 $B_c=9.2 \text{ T}$ に近い。 $B_{c,dyn}$ の 厳密な値は、第 2 図のインセットに示 すように、ML 共鳴ステップ幅△Iがゼ ロとなる磁場から決定した。高磁場に おける急激な△I(B)の消失は、動的融 解転移の存在を反映する。これらは 10 MHz における結果であるが、真の動的 融解磁場 $B_{c,dyn}$ は、渦糸が限りなくピン 止めの影響を見なくなる高速 ($v \rightarrow \infty$)、 すなわち高周波 ($f_{rf} \rightarrow \infty$)の極限にお ける $B_{c,dyn}$ として定義されるべきであ る。このため、第 2 図に示すように f_{rf} を変えた測定を行い、高周波の極限 (f_{rf} →∞)における $B_{c,dyn}$ を決定した。

こうして求めた様々な温度における



第1図 (a) 2.2 Kおよび (b) 1.0 Kにおける, 微 分コンダクタンスの電圧依存性. 矢印は基本 ML 共鳴の位置を示す。インセットは臨界電流 の磁場依存性.



第2図 各温度における動的融解磁場 $B_{c,dyn}$ の f_{ff} 依存性 横軸は各温度での B_c で 規格化してある. インセットはML共鳴ス テップ幅の磁場依存性.

動的融解磁場 $B_{c,dyn}(f_{rf} \rightarrow \infty)$ を, **第3図**の *B-T*相図上にプロットした。この図には秩序-無秩序 転移を表す $B_p(T)$,静的"融解"磁場を反映した $B_c(T)$,および上部臨界磁場 $B_{c2}(T)$ も一緒に 描いてある。約2K以上の高温域では, $B_{c,dyn}$ は B_c と近い値をとるが,2K以下の極低温域で は, $B_{c,dyn}$ の温度依存性が急に弱くなり, $B_{c,dyn}$ は明らかに B_c よりも小さくなることがわかった。

絶対零度の極限で、 $B_{c,dyn}(T \rightarrow 0)$ は $B_p(T \rightarrow 0)$ に一致するように見える。ここで、ちょう ど $T \rightarrow 0$ における $B_{c,dyn} < B < B_c$ で表される磁 場領域が、「静的には固体相(DP) だが動 的には液体相」となる異常な(高温にはな い)磁場領域を表す。量子ゆらぎが渦糸ダ イナミクスに及ぼす影響は明らかではな いが、この領域では量子効果が渦糸の動的 結晶化を妨げていることを示唆している。 この結果はまた、ピン止めの影響を受けな い真の量子融解転移磁場 B_{c.dyn}(T→0)が, T →0 における秩序-無秩序転移磁場に一致 し,従来知られていた静的な量子融解磁場 $B_{c}(T \rightarrow 0)$, あるいは平均場の臨界磁場より 大きく減少していることを初めて明らか にした.ものである[7]。

ピン止めの影響のない状況下で,リンデ マン条件に基づいて量子融解転移線を求 める理論計算[8]が過去になされているが, これは本実験結果をほぼ再現する。一方, これとは異なる微視的理論を用いたアプ ローチにより,絶対零度近傍では磁場誘起 による融解転移(ボーズグラス-液体転移) の低磁場側に,もうひとつの相転移(ブラ ッググラス-ボーズグラス転移)が存在する ことが予想されている[9]。この相転移は, 本実験で得られた動的融解転移に対応し ている可能性がある。

さらに、動的融解の手前で、フローし ている渦糸格子の構造(格子方位)がどの ように変化するかを ML 共鳴の共鳴電圧 Vpにより調べた。第4図は熱ゆらぎ(4 K) および量子ゆらぎ(1 K)による動的融解

(B_{c.dvn})が起こる直前の磁場域での、フロ



第3図 動的融解磁場 *B*_{c,dyn}(*T*),静的 "融解"磁場 *B*_c(*T*),秩序-無秩序転移 磁場 *B*_p(*T*),および上部臨界磁場 *B*_{c2}(*T*) を含む *B*-*T*相図.インセットは各温度 の *B*_c(*T*)で規格化した *B*/*B*_c対 *T*相図.



第4図(上)各温度における規格化された MLピーク電圧および(下)depinning 電流 の磁場依存性.

ー方向に対する渦糸格子の方位が変化する様子を表す。すべての温度について、低磁場側の 広い磁場範囲で垂直フローであったものが、B_{c.dvn}の10数%手前の高磁場域で平行フローに 変化することがわかった。この結果は、これまで高温域のデータのみに基づいて考えられて いたフロー方位の変化の起源が、静的な秩序-無秩序転移[10,11] (depinning 電流 I_c のピーク 磁場 B_p) にあるのではなく、動的融解の前駆現象として現れていることを示している。

- [1] T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, G. Blatter, and C. H. Mielke: Phys. Rev. B 67 (2003) 064514.
- [2] S. Okuma, S. Togo, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 067001;

S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3136.

- [3] S. Okuma, M. Kobayashi, and M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 47003;
 S. Okuma, K. Kainuma, and M. Kohara, Phys. Rev. B 74 (2006) 144509.
- [4] A. D. Thakur et al., J. Phys. Soc. Jpn. 75 (2006) 074718.
- [5] A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 501.
- [6] S. Okuma, H. Imaizumi, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 80 (2009) 220501(R)
- [7] 大熊 哲, 井上 甚, 小久保伸人, 固体物理 44 (2009) 1.
- [8] G. Blatter, et al., Phys. Rev. B 50 (1994) 13013.
- [9] R. Ikeda and S. Koikegami, Phys. Rev. B 78 (1008) 014508.
- [10] Y. Paltiel et al. Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3712.
- [11] S. Okuma, J. Inoue, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 76 (2007) 172503.

2. 回転駆動された渦糸格子リングと構造変化

ランダムなピン止めポテンシャルの下で駆動された固体(弾性体)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,様々な系や状況下で広く現れる。特にフラストレートした歪み力場内で,固体がどのように駆動されフローするかという問題は,自然界に広く見られる固体のプラスチックフローや破壊(tearing)現象,あるいは古くからの物理学の基本問題である摩擦現象,そして近年注目されている動的秩序化現象の理解と解明につながる。第2種超伝導体の渦糸系,特にコルビノディスク(CD超伝導体)[12,13]は,これらの現象を研究する上で格好の実験系である。



第5図(左) CD内で回転駆動された渦糸系の示す,駆動力増大に伴う状態変化の模式図. (右) ML共鳴測定の結果から予想される,回転する渦糸格子リングの模式図.



第6図 (a) ML 共鳴ステップ電圧の磁場 依存性。実線は渦糸運動の方位が平行方 位,破線は垂直方位を表す。(b) *I*_cの磁場依 存性。



第7図 回転運動する渦糸格子リングの 模式図。高磁場では垂直フローだが、1.6 T (=B*)以下の磁場では平行フローに方位 が変化する。低磁場の方が隣接する渦糸リ ングのスリップ面(凸凹)が滑らかになる。

我々は CD 型電極を持った *a*-Mo_xGe_{1-x}超伝導膜(*T_c*=6.2K)を用い,試料中心から放射状の電流 *I*を印加し,中心からの距離に反比例する回転駆動力を受けた渦糸固体のダイナミクスを調べた[14]。直流電流 *I*を増加させると,CD の中心近くの渦糸から順にピン止めがはずれ,内側ほど角速度の大きい回転状態(elastic flow から laminar flow または liquid flow)が出現した。運動方向の渦糸の秩序の有無を調べるため,高周波の交流電流を印加し直流の電流電圧(*I-V*)特性を測定したところ,ML 共鳴を示すステップ構造が現れた。これらの結果より,半径の異なる多数のリング状渦糸格子が回転運動していることが明らかになった。35 MHzの交流電流印加の下で測定した ML ステップ電圧 *V_p*および臨界(depinning)電流 *I_c*の磁場 *B*依存性を,それぞれ第6図(a)と(b)に示す。(a)の破線は、リングをなす渦糸格子の正三角形の一辺がフロー方向に対して垂直な場合,実線は平行な場合に予想される *V_p*(*B*)曲線を表す。高磁場では垂直なフローであった格子は,1.6 T(= *B**)以下の低磁場では平行なフローに変化している。これは磁場の減少に伴い格子のソフト化が起こり、隣接するリングの界面(模式図の波線)がより滑らかにスリップするように格子の方位が変化したためと考えら

れる(**第7図**)[14]。

ところで CD における渦糸のフロー状態は、電流が及ぼす駆動力(shear force),渦糸間の 相互作用(特に界面がスリップすることによる摩擦),およびピン止め力によって決まる。 一方、並進運動する渦糸格子の方位は、ピン止めポテンシャルの大きさによって変化し、ピ ン止めが弱い(強い)と平行(垂直)フローが実現しやすいことが最近の実験およびシミ ュレーション[15]によって指摘されている。そこで本研究では、(動的)ピン止め力が CD の渦糸ダイナミクスに及ぼす影響を調べ るため、まず共鳴周波数frtをこれまでの35 MHzから50 MHzへと増加させ、ピン止め の影響をより見ない高速域での測定を行 った。第8図の赤丸は、すでに述べた35 MHzで測定した ML 共鳴電圧値 Vpを磁場 に対してプロットしたもの、白抜き丸が 50 MHz における結果である。2本の曲線

(放物線)は平行フロー(実線)と垂直フ ロー(破線)に対応する理論曲線である。 まだデータは粗いものの,定性的には 50 と 35 MHz の結果はよく似ている。すなわ ち測定した周波数範囲では,フローしてい る渦糸系が感じるピン止め力の違いが,渦



第8図 35 および 50 MHz におけるモー ドロック共鳴電圧値 V_pの磁場依存性. 磁場 B は静的融解磁場 B_cで規格化した.

糸格子の方位に大きな影響を及ぼすことはなかった。そこでピン止めの影響のより少ない5 MHz における測定を現在進めているが、この場合には低磁場でも垂直フローのままで、平 行フローへの移り変わりが見られていない。すなわち、本来低磁場では界面におけるスリッ プの影響を最小にするため平行フローになるべきところが、(低周波で速度が遅くなったこ とにより)実効的ピン止め力が増大したことによって、垂直フローが実現したと考えられる。

本研究は"三角格子を回転させたときの運動状態・格子形状はいかなるものか"という 基本的問への答を与えると共に、ナノ超伝導体中の渦糸フローの制御と検出の技術にもつ ながる,。さらに shear stress による固体の切り裂け、あるいは plastic flow 現象[16,17]を、渦糸 構造のミクロな視点から解明するための新たな研究手法を提案するものである

- [12] S. Okuma and M. Kamada, Phys Rev. B 70 (2004) 014509.
- [13] S. Okuma, S. Morishima, and M. Kamada, Phys. Rev. B 76 (2007) 224521;

M. Kamada and S. Okuma, J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 526.

- [14] S. Okuma, Y. Yamazaki, N. Kokubo, Phys. Rev. B 80 (2009) 230501(R).
- [15] N. Nakai, N. Hayashi, M. Machida, Physica C 469 (2009) 1106.
- [16] G. W. Crabtree, Nature. Mater. 2 (2003) 435.
- [17] M. C. Miguel and S. Zapperi, Nature Mater 2 (2003) 477.

3. 周期駆動された渦糸系の可逆不可逆転移

粘性媒質中のコロイド粒子の運動のように、ランダムなポテンシャル(摩擦力)中を相互 作用しながら運動する多粒子系では、個々の粒子の運動は可逆的運動方程式で支配される ものの、観測される現象には一般に不可逆性が現れる。Pine 等はコロイド粒子を粘性媒質中 で周期的に回転往復駆動させる実験を行い、移動距離*d*(回転角)を徐々に増大させること により、ある閾値距離を境に、各周期後に粒子が初期位置に戻る可逆フロー状態から、戻ら なくなる不可逆フロー状態へと動的相転移する現象(可逆不可逆転移)を報告した[18]。そ の後 Mangan 等はシミュレーションにより、ピン止めの存在する第 II 種超伝導体の渦糸系に おいても同様の可逆不可逆転移が起こる可能性を示した[19]。不可逆フロー状態では大きな 広帯域電圧ノイズが見られるが、可逆フロー状態ではノイズ強度が大幅に減少すると予想 している。この可逆不可逆転移現象の普遍性を実験的に明らかにすることは重要である。

ところで、人口変動や伝染病発生のモデル、砂山で現れる自己組織化現象、あるいは自己 触媒や表面における化学反応過程では、ゆらぎのある定常状態(不可逆的)から、ゆらぎの ない静止状態(可逆的)への動的相転移が起こることが知られている。これを absorbing 転 移という[20]。最近のシミュレーションでは、可逆不可逆転移と absorbing 転移とは同じユニ バーサリティクラスに属することが予想されている[21]。

我々はこれらの動的相転移の問題を調べるため、コロイド系と似たような動径方向に歪 み力の勾配を実現できるコルビノディスク(CD)形状の渦糸系[*a*-Mo_xGe_{1-x} 膜(*T*_c=6.2 K)]を 用い、周期的な矩形駆動電流によって円周上を往復運動する渦糸系の電圧ノイズ測定を行 った。一定振幅のフロー電圧 V (フロー速度)の下で駆動電流の周波数を変えることにより、 渦糸の移動距離 *d* (回転角)を変化させた(**第9図**)。

第10図は4.1 K, 1.0 T において、一定電圧 $V = 10 \mu V$ の下で測定した広帯域ノイズ強度 S_V(100Hz)の値を d に対してプロットしたものである。水平の破線はバックグラウンドレベ ルを表す。インセットは log-log プロットである。d を大きくしていくと、ある閾値 d_{c1} を越 えたときにフローノイズ S_Vが現れ、その後単調に増加する。これは d_{c1} で可逆不可逆転移が 起こっていることを示唆している[22]。さらにインセットを見ると、ある値 d_{c2} 以上で S_Vが 一定値に収束している。これは渦糸系を直流電流で一方向に回転駆動させたときのノイズ

レベルに等しい。この *d*_{c2} の存在は理論的 には予想されていないが, 我々はこれを渦 糸が初期位置に戻ろうとする可逆的な性 質が完全に消失する, もう一つの閾値と解 釈した。



第9図 円周上を振幅*d*で往復駆動される 渦糸. +CはCD中心の電流電極。



第10図 フローノイズ Sv の駆動振幅(d)依存性.

以上は, 駆動力を印加してから十分なサイ クル数が経過し, 定常状態になったときの状 況である。最近, 上と同じコロイド系で駆動 力印加直後の過渡現象を測定することにより, その緩和時間が可逆不可逆転移点で発散する ことが報告された[20]。可逆領域で見られる 過渡現象は, 十分なサイクル数の経過に伴い, 渦糸が衝突を避ける配置に自己組織化すると いう"ランダム組織化"の考えを用いて説明 されている。

本研究では、渦糸系で可逆不可逆転移が起 きているさらに強い証拠を得るために、周期 的駆動力印加直後の電圧 V の時間変化を測定 した。駆動力印加直後は電圧の大きさ|V|は小 さいが(渦糸同士の衝突が激しいため),サ イクル数の増加とともにだんだんと大きくな り、十分なサイクル数が経過すると一定のフ ロー電圧に漸近する過渡現象が見られた(第 11 図 a 左上挿入図)。b 図の丸は, その緩和時 間 τ_1 を d に対してプロットしたものである (なお,a図の黒丸は十分なサイクル数が経過 したときの 100 Hz における電圧ノイズ Svの 大きさである)。 τ_1 は, d が両側から d_{cl} (Sv から求めた閾値)に近づくにつれ急激に大き くなり, dc1 で発散する振舞いがみられた(縦 の破線)。発散は d に対してべき乗の関数に乗 り、臨界指数の値は理論の予想する 1.3 (土



第11 図 (a)フローノイズ S_Vの駆動振幅(d)依 存性. 挿入図: (左上) 矩形交流電流に対する 電圧応答. 定常状態に向かって電圧振幅が 緩和して行く様子が見られる. その緩和時 間をτ₁とする. (左下) コルビノディスクの 電極形状 (右) 電圧ノイズスペクトラム. (b)τ₁の d 依存性. 挿入図: (右) メインパネ ルと同一データの log-log プロット.

0.3) になった。この事実は *d*_{c1} で可逆不可逆転移が起きているもう1つの強い証拠である。 以上の結果は、可逆不可逆転移をコロイド系以外で初めて観測したものであり、この動 的相転移現象の普遍性、および可逆不可逆転移と absorbing 転移が同じユニバーサリティク ラスに属していることを示している。

[18] D. J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005).

- [19] N. Mangan, C. Reichhardt, and C. J. Olson Reichhardt, PRL 100, 187002 (2008).
- [20] L. Corte et al., Nat. Phys. 4, 420 (2008).
- [21] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett., 103 (2009) 168301.
- [22] S. Okuma, Y. Tsugawa, Y. Suzuki, and N. Kokubo, Proc. M2S: Physica C (2010), in press.

5. YNi₂B₂C 渦糸系における運動によるピン止めとメモリー効果

YNi₂B₂C 単結晶は、これまでその渦糸状態が盛んに調べられてきた NbSe₂ 単結晶や、我々のグループで調べている *a*-Mo_xGe_{1-x} 膜と比べてピン止めが弱く極めてクリーンな系である。

このような系では従来の系と比べて、渦糸の 静的状態やダイナミクスに質的な違いが生じ るかどうかは興味がもたれる。しかし、 YNi₂B₂C単結晶は薄片化が困難なため、輸送 測定による研究例は極めて少ない[23]。

我々は厚さを 25μm 程度まで薄くした試料 を準備し,輸送測定を進めている。これまでに 渦糸固体相のある磁場域で,図の黒丸で示し たように,電流 Iの増加と共に電圧 Vが一旦上 昇した後ゼロに戻り,その後再び急激に増加 に転じるという N 字型の異常な電流-電圧(I-V) 特性を観測した(**第 12 図**の黒丸)[24]。さら に,このような I-V 特性において,ヒステリシ スや(以下で述べるような)渦糸系の準安定状 態に起因するメモリー効果を観測し,N字型の I-V 特性の起源が渦糸状態にあることを検証し た。

第 13 図のインセットは、2回の電流スイー プ(上昇させる方向)実験の1回目の runの*I-V* 特性の様子を表す。つまり、電流をゼロから少 しずつ増加させ、電圧*V(I)*のピークを越え、*N字* の中央領域で電圧がゼロに落ちる I_{c2} 直前の電 流値(このときの電圧を V*とする)まで電流 を上昇させたことを示す。ここで電流を急激に ゼロに戻し、2回目の電流スイープを実行する と、最初に電圧が出始める depinning 電流は 1 回目の I_{c1} (メイングラフの下側の青色水平点 線)より高電流側にシフトする。しかもその度 合いは、V*がゼロに近いほど(1回目の最終電 流 *I* が I_{c2} に近いほど)大きい。すなわち、2回 目は1回目に比べあたかもピン止めが増強さ れたかのように見える。この2回目の depinning



第12図 電圧 V(黒) および1 Hz (赤)と100 Hz(青) におけるフ ローノイズ S_Vの電流依存性.



第13図 1回目の電流スイープの最 終電圧 V*と2回目の最初に電圧が出 る電流 I*の関係. インセットは, 1回 目の電流スイープにおける I-V 特性.

電流を I*と表すと, 第 13 図のメイングラフに示すように, 明らかに I*は V*の関数となって いる。すなわち, 2回目の I*は1回目の V*を覚えていることになり, 明確なメモリー効果 が認められる。

一方, N字型の振舞いを示す機構はまだよくわかっていない。そこでこの機構を解明する ため電圧ノイズ(S_v)測定も行った。**第12**図に示すように, S_vの起源が渦糸フローのみに起因 する Region I と II とを比べると,周波数(1 Hz[赤]と100 Hz[青])によらず,Region II の方が 大きなフローノイズが観測された。これはN字の中間電流域(Region II)の方が,左(Region I)に比べてフローしている渦糸が乱れていることを示唆する。その起源は以前不明である が,運動(速度)増大に伴い,渦糸系が感じるピン止め力が増大したことを示唆する。 STM/STSによる静的な渦糸構造の観察結果[25]によると,N字のI-V特性が見える温度-磁場 域で格子欠陥の数の増大が観測されている。

[23] K. Hirata, H. Takeya, S. Miyamoto, T. Mochiku, K. Togano, Chin. J. Phys. 36 (1998) 215.

[24] S. Okuma, T. Ichimura, H. Takeya, K. Hirata, Physica C 469 (2009) 1093; Proc. M2S, Physica C, in press.

[25] 内山和治: 博士論文 (東京工業大学, 2007): 固体物理 42 (2007) 719.

謝辞

本稿でご紹介した研究の一部は,科学研究費補助金基盤研究(B)(代表:大熊 哲:平成 21-23 年度)からの援助によって行われました。また各研究で用いた試料の一部は,小久保伸人氏 (報告 1-3)および竹屋浩幸・平田和人両氏(報告 5)から提供していただきました。これ らの研究は各氏との共同研究です。 高速駆動された超伝導渦糸格子の動的秩序化

極低温物性研究センター 大熊 哲

第2種超伝導体の渦糸系は、互いに相互作用 しながらランダム(ピン止め)ポテンシャル中 を運動する多粒子系の一般的モデル系として、 実験およびシミュレーションの両面から注目さ れている。ピン止めを見ないくらい高速駆動さ れた渦糸格子系は、(i)駆動力(歪み力)、(ii) 弾性(渦糸密度)の変化[1]、(iii)熱ゆらぎお よび量子ゆらぎ[2]により動的状態変化や動的 相転移を起こす。我々は最近、これらの動的状 態変化に伴いフローする渦糸格子構造が変化す る様子をモードロック共鳴により明らかにした。

右上図は、コルビノディスク内で、回転半径 に反比例する歪み力により回転駆動された渦糸 系が、三角格子からなる格子リングを形成する こと、さらに磁束(渦糸)密度*B*の減少と共に、 フロー方向(円周方向)に対する格子方位が(フ ロー方向と三角格子の1辺とが)垂直から平行 に変わる様子を示したものである。ここで実線 と破線の放物線は、それぞれ平行と垂直フロー に対応する共鳴電圧 *V_p(B)*の理論値である。得ら れた結果は、低磁場になると渦糸固体がソフト 化し、隣接するリング間のスリップ(模式図の 黄緑色の波線)がよりスムーズに起こる平行フ



ローになるように格子方位が変わったものとして定性的に理解できる[1]。

一方,右下図は通常の矩形試料において,熱ゆらぎ(4K)および量子ゆらぎ(1K)による渦糸固体の動的融解(*B_{c.dyn}*)が起こる直前の磁場域で,フロー方向に対する格子の方位が変化する様子を表す[2]。温度によらず,低磁場側の広い磁場範囲で垂直フローであったものが,*B_{c.dyn}*の10%程度手前の高磁場域から高磁場側で平行フローに変化する。この実験結果より,フロー方位の変化は動的融解の前駆現象として起こり,静的臨界磁場(渦糸固体の秩序無秩序転移*B_p*[3])とは無関係であることがわかった。

[1] SO, Y. Yamazaki, N. Kokubo, PRB 80 (2009) 220501(R).

[2] SO, H. Imaizumi, N. Kokubo, PRB 80 (2009) 132503. [3] SO et al., PRB 77 (2008) 212505.