# 平成17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/

昨年に引き続き,今年度も,第2種超伝導体の渦糸系を舞台にした新しい物理現象の探索 と解明を目指した研究を進めた。2004-5年に見出した極低温量子液体相における異常な渦糸 のダイナミクスの起源を解明するため,*a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>膜の希釈冷凍機温度域(<100 mK)におけ る電圧ノイズスペクトラム測定を実施した。さらに*a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>膜の比較物質として,*a*-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> 膜の極低温渦糸状態と渦糸ダイナミクスを調べた。一方,渦糸系を試料内に閉じ込め,勾配 をもった駆動力をかけて回転運動させることのできるコルビノディスク(CD)の手法を用 いた研究も並行して進めた。まず,エッジ効果を排除した CD 形状薄膜試料を用い,これま で報告してきた静的および動的渦糸状態が,試料に固有の特性であることを明確に示した。 さらに,渦糸固体を歪み力場内で回転駆動させたときに見られるプラスチックフロー現象, および,マイスナー相において一定の電流バイアス下で観測される自発的電圧振動といった 新奇な渦糸ダイナミクスの研究を発展させた。

#### 1. 3次元量子渦糸液体(QVL)相における異常なフローとショットノイズ

熱ゆらぎによって渦糸固体が融解することは、酸化物高温超伝導体の発見以来多くの研究 によって明らかにされてきたが、熱ゆらぎのない絶対零度(*T*=0K)でも量子ゆらぎによっ て渦糸固体が融解するかどうかは興味ある未解明の問題である。この液体は量子渦糸液体 (QVL)[1,2]と呼ばれ、主に2次元アモルファス薄膜系でその存在が議論されてきたが、明確 な実験証拠はまだ得られていない。最近では、有機超伝導体[3]、酸化物高温超伝導体[4]、 MgB<sub>2</sub>、あるいは(ドープされた)ダイアモンド膜でもその存在が報告されている。

我々は、一様な構造と適度に強い乱れをもつ厚い(100 nm)a-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜の極低温・高磁場域 における渦糸状態、特に量子ゆらぎが渦糸固体の融解転移と相図に及ぼす影響を系統的に調 べてきた。まず T = 0.1 K の極低温、(T = 0 における上部臨界磁場近傍の)高磁場域まで渦糸グラ ス(VG)転移が起こることを、希釈冷凍機温度域における複素交流インピーダンス測定(渦 糸系の臨界緩和測定)によって明らかにし、T = 0まで液体相、すなわち QVL 相が存在するこ とを示した[5,6]。さらに、磁場軸上および温度軸上での(規格化された)QVL 相の広さは、ほ ぼ 、に比例してそれぞれ磁場軸・温度軸方向に増大することを示した。これは、「、が量 子ゆらぎを強めることを通して QVL 領域の拡大をもたらす」という描像と一致し、QVL 相の 確証となった[7,8]。

現在のところ、QVL相における渦糸ダイナミクスは理論的にも実験的にもまったくわかっ

ていない。そこで本研究では、渦糸液体相において、渦糸フローに伴って発生する電圧の時間依存性[時系列 V(t)]測定[9]に加え、電圧ノイズスペクトラム測定を行うことにより、熱的液体相から QVL 相への移り変わりに伴う渦糸ダイナミクスの変化を詳しく調べた。

図 1 (a) 膜厚 100 nm の *a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜の 極低温・高磁場域の渦糸相図. ٢ は. V(t)の測定を実施した点. 挿入 図: 複素交流インピーダンスから求め た動的臨界指数 z 対温度. (b) 渦糸液 体相における渦糸フロー電圧のゆら ぎ V(t)の分布 P( V)の非対称度 A<sub>n</sub> (skewness)対温度. 膜厚4 nmの THIN FILM の結果も示す. 各試料の超伝導 転移温度で規格化した換算温度でプ ロットすると、 両試料の温度依存性 はほぼ一致する. 挿入図: (上)熱的液 体相及び(下)QVL 相における V(t)と P. グレーの線は電流反転時に,分布 Pも逆転することを示す[9]. (右下) V(t)の拡大図. なだれ現象的波形.

図 1(a)の と は、極低温・高磁場 相図上(渦糸液体相)で V(t)]測定を た点を, は電気抵抗から求めた



相のはじまりの温度  $T_Q$ を表す。また、図1(b)の挿入図は、熱的液体相(上)とQVL相(下) における、渦糸フローによって発生した電圧の、平均値のまわりの電圧ゆらぎ V(t)とその 分布P(V)を示したものである。熱的液体相では、観測された V(t)は外来ノイズ等のフロ ー電圧以外の起源から来るが、極低温域のQVL相では、渦糸フローによる V(t)が観測され、 その分布に渦糸の進行方向に向かって長い裾野をもつ異常な非対称性が現れることがわか った。これは、QVL 相では渦糸のフローが定常的ではなく、渦糸の速度あるいは数が時間 tの関数として断続的(突発的)に増大することを示している。時間分解能を上げると、なだ れ現象的な波形も見られる。ここでは、大きなブロードバンドノイズが発生した。このよう な異常が見え始める温度は、上記の $T_Q$ あるいはVG転移の動的臨界指数zが増大する温度と 近い極低温(~0.1 K)であった(図1(a)挿入図)。これらの実験結果は、QVL 相において異常な 渦糸ダイナミクスが存在していることを示している[9]。

図2に示すように、QVL相における渦糸フローに伴うノイズスペクトラムSv(f)はローレン ツ型である。これは渦糸液体の流れの中を、フロー方向にランダムに渦糸のバンドルが運動 し、ショットノイズを発生していると解釈される。1/f型のSv(f)が観測されている高温域の VG相やマイスナー相における(電流印加による)ノイズスペクトラムとは対照的である。



図 2 QVL 相の異なる電流値における電圧ノイズスペクトラム.

QVL 相におけるノイズスペクトラムをショットノイズモデルによって解析すると、電流 とともにノイズの起源となる渦糸バンドルのサイズ  $n [S_V(f 0)/V_{dc}$ で与えられる]は増加し、 ピークをもった後に減少する(図3(b))。これに対し、 $S_V(f)$ のコーナー周波数 $f_c$ の逆数で与え られるバンドル運動の特徴的時間( $1/f_c$ )は電流とともに単調に増加する(図3(c))。バンド ルの平均自由行程は試料幅(~1 mm)の0.1-1%程度である。この現象が見られるのはQVL相 だけであることから、この運動には量子ゆらぎが重要な役割を演じていることが想像される。

渦糸バンドルの起源は、QVL 相内に存在 する、小さく、ソフトな渦糸固体片と考え られる。すると、我々のQVL 相では、いわ ゆる"渦糸スラッシュ(VS)"状態が実現さ れているという見方もできる。しかし、 QVL 相と VS 相とではその物理的起源に直 接関連性はないので、QVL 相と VS 相が一 致しているとみなすべき強い理論的根拠 はない。

もうひとつの可能性は、以下のようなも のである。VS 領域は(QVL 領域より)高 温まで広がっているが、そこでは、ほとん どのバンドルは強くピン止めされていて、 電圧ノイズには寄与しない。ところが、温 度が低下し QVL 相に入ると量子トンネル 効果が顕著になり、一定電流下でランダム な pinning-depinning が起こり、ノイズ(電 圧ゆらぎ)として観測される。この場合、 QVL 相では巨視的数の渦糸バンドルのト ンネル(Macroscopic Quantum Tunneling) が起こっていることになる[10]。



図 3 QVL 相における (a) フロー抵抗 ( ), フ ロー電圧のゆらぎの分布 *P* の非対称度 *A* (skewness) ( ), (b) バンドルサイズ *n*, および, (c) バンドル 運動の特徴的周波数 *f<sub>c</sub>* の電流依存性. (*f<sub>w</sub>*は, 計算 より求めた, バンドルが試料を横切る時間の逆数)

ここで述べたテーマは、2次元磁場誘起超伝導絶縁体転移(2D FSIT, または VG 転移)の 問題とも密接に関連する。 2次元系は強い量子ゆらぎの効果のため、VG 転移は T=0 でのみ 起こる量子相転移であり(このため静的相図ですら実験的にまだ未解明), 絶縁体相に位置す る渦糸液体相は超流動 QVL 相であるという予言もある。最近では vortex metal [11]という新 しい 2D 渦糸金属相の存在も提案されているが、これらはまだ実証されていない。その理由 のひとつは、従来の研究が通常の電気抵抗測定(静的な平均値測定)に基づく電子状態解明の みに向けられ、動的測定に基づく渦糸状態の視点からの研究が行われてこなかったためで ある。

我々は電圧ゆらぎ V(t) と S<sub>V</sub>(f)測定を通し,2次元でも3次元の場合とほぼ同じ極低温域 で,3次元と類似の異常な渦糸ダイナミクスが存在することを示した(図1(b)の THIN FILM)。 この実験結果は,量子ゆらぎが効く極低温域の渦糸ダイナミクスが,次元性によらない普遍 的なメカニズムに支配されていることを示している[9]。

- [1] G. Blatter *et al.*, Phys. Rev. B **50**, (1994) 13013.
- [2] H. Ishida and R. Ikeda, J. Phys. Soc. Jpn. 71 (2002) 254.
- [3] T. Sasaki et al., Phys. Rev. B 57 (1998) 10889.
- [4] T. Shibauchi et al., Phys. Rev. B 67 (2003) 064514.
- [5] S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3136.
- [6] S. Okuma, M. Morita, and Y. Imamoto, Phys. Rev. B 66 (2002) 104506.
- [7] S. Okuma, S. Togo, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 067001.
- [8] S. Okuma, F. Saito, and M. Morita, J. Low Temp. Phys. 131 (2003) 1019.
- [9] S. Okuma, M. Kobayashi, and M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94, (2005) 47003.
- [10] S. Okuma, M. Kohara, and K. Kainuma, Phys. Rev. B 74, (2006), in press.
- [11] V. M. Galitski et al., Phys. Rev. Lett. 95, (2005) 077002; M. Oshikawa, private communications.

### 2. a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> 膜の極低温渦糸状態と渦糸ダイナミクス

我々のグループではこれまでに、超伝導を示す厚い(膜厚 50-290 nm)アモルファス(a-) Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub>膜の作製に成功し、比較的高温域の超伝導特性と渦糸状態を調べてきた[1]。この系は、 MgB<sub>2</sub>結晶の比較対照物質としての基礎的位置付けをもつだけでなく、成膜が容易であるこ とから応用面からも興味がもたれる。超伝導転移温度  $T_c$ は、Mg 濃度 x と共に滑らかに増加し、 x=1/3付近でピークをもつ。現在のところ、転移温度  $T_c$ の最大値は 10 K を少し超える程度で あるが、従来のアモルファス系の  $T_c$ よりは十分高く、また成膜時の真空度の向上により  $T_c$ が 上昇する傾向が見られることから、高  $T_c$ 化の余地はまだ残っている。低温での上部臨界磁場  $B_{c2}$ は最大で 10 T を超え、 $T_c$ の割には MgB<sub>2</sub>結晶に匹敵するほど高い。この a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub>膜では、 *a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜と同様に渦糸グラス(VG)転移が起こり,定性的には*a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜とよく似た相図 が得られる[2]。定量的には,渦糸液体相の広さは*a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜と比べてかなり大きくなるこ とがわかってきた。しかし,この系ではまだ,極低温・高磁場域の渦糸相図は得られていな い。 一方前項で述べたとおり,我々はこの研究とは独立に,厚い*a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜において,絶 対零度(*T*=0)近傍・高磁場域に量子渦糸液体(QVL)相が存在し,そこでは量子ゆらぎに起因す ると思われる異常な渦糸フローが現れることを見出してきた[3]。

本研究では厚い(100 nm) a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> 膜の平衡状態における渦糸状態・相図の全容をまず明らかにした後, a-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜の極低温液体相で見出された異常な渦糸フローが, a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> 膜系でも同様に観測されるかどうかを調べる。これにより、極低温液体相における渦糸ダイナミクスが、物質および  $T_c$  によらない普遍的メカニズムに支配されている可能性を探る。

試料は a-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜と同様に, 超高真空下での Mg と B の同時蒸着によって室温基板上に 成膜した。本研究で用いた試料のゼロ磁場における超伝導のオンセット温度は  $T_{c0}$ =6.63 K で ある。通常の電気抵抗 R と電流-電圧特性に加え, 渦糸フロー電圧の時間変化 V(t)の測定を行 った。ここではとくに, 平均電圧のまわりの時間ゆらぎ V(t)とその分布 P(V)に着目する。



図 4 (左)a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> 膜の磁場-温度渦糸相図.液体相の中の は V(t)の測定を実施した 点を, は,抵抗測定 R から求めた QVL 相がはじまる特徴的温度  $T_Q$ を表す.(右)磁場中(主 に液体相中)の電気抵抗のアレニウスプロット. は変曲点.

電気抵抗 R から求めた温度-磁場面内での渦糸相図を図 4 ( 左 ) に示す。ここで,各温度 T における抵抗の磁場依存性 R(B)のグラフ上で,常伝導抵抗値  $R_n$ の 95%となる磁場を  $B_{c2}(T)$ と定義した。また,以前に行った a-Mg<sub>x</sub> $B_{1,x}$  膜に対する複素交流インピーダンスと R の同時測定の結果[3]を用い, VG 転移磁場  $B_g(T)$ は, R(B)が測定限界に近づく,  $R_n$ の 0.1%となる磁場として定義した。

図4(右)は磁場中(渦糸液体相)の抵抗のアレニウスプロットである。a-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>膜の場合と同様に、高磁場中で温度を下げると、ある温度  $T_Q(\boxtimes 4(右) \circ D^*)$ で、T=0における金属相の存在を示唆する上凸から下凸への R(T)の曲率の変化が見られた。この温度  $T_Q(=1.4 \text{ K})$ は、熱的液体相から QVL 相へのクロスオーバー温度と解釈される(図4(左)の)[4]。このa-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub>膜と同程度の常伝導抵抗率 <sup>n</sup>をもち、 $T_{c0}(=1.13 \text{ K})$ は約 1/6 となる a-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>膜試料と比較すると、 $B_{c2}(0)$ と  $T_{c0}$ で規格化した磁場及び温度軸上での QVL 相の相対的広さは、それぞれ約 3 倍、約 2.5 倍に広がる。このことから a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub>膜の液体相は、高温域だけでなく極低温域まで広いことがわかった。

つぎに, *a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜のときと同様に、渦糸液体相中でほぼ等しいフロー抵抗を与える(*T*,
*B*)に沿って V(t)の測定を行った(図4(左)の)。その結果, *a*-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜で見られたような、V(t)の分布 P(V)が非対称性を示す異常な渦糸フローを低温域で観測した。

図 5 下図は, P(V)の非対称性の度合い を表す skewness  $(A_p)$ の温度依存性を示す。 P(V)が非対称になると, skewness はゼロ でない値をとる。skewness は電流依存性を もつが, ここでは最大値  $A_p$  をプロットし た。渦糸のダイナミクスに異常が現れる  $(A_p>0 となる) 温度 T_q=1.6 K は, a-Mo_xSi_{1-x}$ 膜の場合の温度  $T_q=0.1-0.2 K$ より1桁程度 高い。注目されるのは,  $a-Mg_xB_{1-x}$ 膜の場合 も, QVL 相が始まる温度  $T_Q(=1.4 \text{ K})$ と $T_q$ は ほぼ近い値をとることである。

以上の事実は, 極低温液体 (QVL) 相に おける異常な渦糸ダイナミクスが, 物質お よび *T<sub>c</sub>* によらない普遍的メカニズムに支 配されている可能性を示している。

図 5(上) a-Mg<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> 膜( $T_{c0}$ =6.63 K)の 低温・高磁場域の温度・磁場相図. 比較の ため a-Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 膜( $T_{c0}$ =1.13 K)の相図も 示す(左下部).(下)それぞれの試料にお ける,電圧ゆらぎの分布 P(V)の非対称 性  $A_p$ の温度依存性.



- [1] S.Okuma, S.Togo, and K.Amemori, Phys. Rev. B 67 (2003) 172508.
- [2] S.Okuma, S.Togo, and K.Amemori, Int. J. Mod. Phys. B 17 (2003) 36800.
- [3] S.Okuma, M. Kobayashi, and M.Kamada, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 047003.

### 3. コルビノ形状超薄膜における磁場誘起2次元超伝導絶縁体転移

第1項でも触れたように、2次元超伝導絶縁体転移(SIT)の研究分野では、T=0における 広範な磁場中金属相(金属的 OVL 相)の存在が外国の複数のグループによって報告され[1.2]、 これを説明する[3](あるいはこれに否定的な[4])新しい理論が提唱されるなど、理論家を巻 き込んだ大きな議論になっている。もしこの現象が事実だとすると,2次元 SITの枠組を壊す ことになるため、この問題は重大である。我々はこれまでに磁場及び乱れ誘起2次元 SIT(も し T = 0 の QVL 相が存在するならば絶縁体相となること)を支持する実験事実を報告し、実験 の立場からこの問題を明らかにする必要があることを指摘してきた[5.6]。

一方, NbSe<sub>2</sub> などのピン止め効果の弱いクリーンな単結晶試料では、エッジ付近に存在す る強いピン止め効果等により,通常の輸送現象測定では試料内部の本質的な(平衡状態にお ける)渦糸状態を観測することはできないという報告がされている(エッジ汚染効果)[7]。 3 次元で VG 転移を示すような我々の乱れたアモルファス系では、エッジ効果は効かないと も考えられるが、2次元系では相対的にエッジのピン止め効果が強まる。また本研究が問題と する T=0・高磁場下でエッジ効果を調べた実験はこれまでない。万一エッジのピン止め効果 により、本来金属的な OVL 相になっているものが見かけ上超伝導体的に見えているとする と、これまでの SIT の主張を見直さなければならない。

そこで本研究では、渦糸系を試料中心の周りに回転させることにより、エッジ効果を無視 することができるコルビノディスク(CD)法を用いて, T=0 近傍における磁場誘起 SIT の実 験を行った。試料は膜厚 6 nm の 2 次元薄膜で、同一基板上に CD とストリップ的形状の電極 をもつ(図6(a)下の模式図)[8]。





Т

-1

図6 2次元渦糸液体相における(磁場中)抵抗の温度依存性 のアレニウスプロット. (a)は CD 電極形状, (b)は通常のスト リップ(矩形)形状試料の結果. 左図は CD 電極形状試料の電 流分布(直線矢印)と渦糸の回転方向(曲線矢印)を表す.

### Strip-like geometry





図7 2次元渦糸液体相における(磁場中) 抵抗の温度依存性のアレニウスプロット. ストリップ的形状電極を用いた結果.上 図は電流分布(左右方向)と渦糸の運動 方向(上下方向)を表す.

\*SIT 'の臨界磁場以下の一定磁場中で,電気抵抗の温度依存性を測定したところ,両電極 形状(図 6(a),図7)で共に最低温度まで,通常のストリップ試料で見られた(図 6(b))2次 元 SIT に特有なアレニウス型の温度依存性にほぼ乗ることがわかった。このことから,我々 のアモルファス系ではエッジの効果は効かないこと,すなわち,これまでのストリップ試料 に基づく磁場誘起2次元 SIT の主張[5,6]は正しかったことが確認できた。さらに詳しく見る と,図7の電極形状(図7右の模式図)では,磁場中(液体相)での抵抗の温度依存性は,活 性化型(直線)より早く減少することがわかった(図 7)。これはエッジほど電流密度(ロー レンツ力)が小さいことによる,見かけ上のエッジ効果が働いているためと解釈できる[8]。

さらに、試料エッジが渦糸ダイナミクスに与える影響についても調べた。液体相において、 渦糸フローに伴って発生するフロー電圧の時間ゆらぎ測定を行った結果、ストリップ試料で 得られたものとほぼ同様な異常な渦糸フローが極低温液体相でのみ観測された。このことは、 「(通常のストリップ試料の)3 次元・2 次元系の極低温液体相で共通に観測された異常な渦糸 フロー」[9]が、エッジピン止めによらない試料固有の性質を反映していることを示している。

- [1] N. Mason and A. Kapitulnik, Phys. Rev. B 64 (2001) 060504.
- [2] J. A. Chervenak and J. M. Valles, Jr., Phys. Rev. B 61 (2000) R9245.
- [3] P. Phillips and D. Dalidovich, Phil. Mag. 81 (2001) 847; V. M. Galitski *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, (2005) 077002
- [4] H. Ishida and R. Ikeda, J. Phys. Soc. Jpn. 71 (2002) 254.
- [5] S. Okuma, S. Shinozaki, and M. Morita, Phys. Rev. B 63 (2001) 054523.
- [6] 大熊 哲, 森田真規子, 固体物理 37 (2002) 453.
- [7] Y. Paltiel, et al., Nature 403 (2000) 398; Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3712.
- [8] S. Okuma, T. Kishimoto, and K. Kainuma, Physica C (2006), in press.
- [9] S. Okuma, M. Kobayashi, and M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 047003.

#### 4. 回転させた VG 系のプラスチックフロー

固体のプラスチックフローとは、ミクロの立場からは固体の運動に伴い隣接原子の配置 が変わる運動を、マクロには歪み力場内での固体の経時変形に対応し、大陸プレートの運 動、地滑り(地震)、雪崩現象等、広く自然界で観測される現象である[1]。基礎・実用双方の 観点から重要なテーマであるが、弾性論の理論的手法が適用できないことと、実験研究の ための適切な系がこれまで見つからなかったことから、その物理の解明は遅れている。 C D中の渦糸固体では、(i)電流によって駆動力(ローレンツ力)Fの大きさと空間的歪み(Fは渦 糸の回転半径 r に反比例)を、(ii)磁束密度によって固体の弾性定数を変化でき、さらに(iii)ピ ン止め中心の導入により摩擦力を変えられることから、この系は「一定の歪み力と摩擦力 [2]を受けて運動する固体の、駆動力増大に伴う動的変化を(固体の硬さをパラメタとして) 系統的に研究できる」恐らく唯一の実験系と考えられる。

これまでコルビノディスク(CD)形状の電極を持つ厚い(100 nm)アモルファスMoxSi1x超 伝導膜を用いて、半径方向に歪みをかけながら回転運動させた渦糸グラス(VG)系のダイナ ミクスを調べてきた。その結果、(従来の予想に反し)駆動力(電流)の増大と共にプラスチ ックフローから液体的フロー状態への変化を示す電圧及び電圧ノイズの上昇を観測した [3,4]。最近これを支持するシミュレーションが報告されている[5]。速度増大に伴って起こ る '動的相転移'との関連など、駆動された渦糸固体の'動的相図'の完成とともに興味 ある基本的問題である。

本研究では、CD 形状の試料において同一半径方向に並んだ2つの電圧端子(内側: Vi2,外 側: V23)により VG 系のダイナミクスの空間依存性を調べ、そのメカニズムを解明すること を目指した[6]。測定方法は主として、電流電圧特性測定と電圧ノイズ測定である。図 8 は VG 相の2つの磁場において、2つの端子で発生した電圧値の比 Vi2/V23の電流依存性を示し たものである。Vi2/V23 は電流を増やすに従って減少し、点線で示した値に漸近する傾向がみ られる。この一定値は、渦糸が液体的に振舞う場合に計算から求められる値である。この結 果は次のように説明できる。CD 形状では渦糸に働く駆動力は半径に反比例するため、外側 の渦糸の速度は内側に比べ遅くなり、その分ピン止め力の影響を受けやすくなる。したがっ て Vi2/V23 は低電流で大きな値をとる。ピン止めの影響は渦糸の速度が速くなるに従い小さ くなるので、電流が増加するにつれて内側外側共に液体的な振る舞いに近づいていく。

また一定電流印加のもと電圧ノイズ測定を行ったところ、VG相において 1/f型の電圧ノイ ズスペクトラムが観測された。図9は2つの電圧端子における電圧ノイズのクロススペクト ラムからコヒーレンス関数を求めた結果である。コヒーレンス関数は2点における渦糸の速 度相関が大きいほど1に近づくような関数である。VG相の B=1Tにおいて、コヒーレンス 関数は電流の増加に伴い増加しピークをとった。これは駆動力を増していくと、ある電流域 で、駆動された渦糸同士の速度相関が大きくなることを示している。ここでは、回転してい るプラスチックフロー中に渦糸の塊も存在し、電圧端子間を通過しているのかもしれない。



[1] G. W. Crabtree, Nature Mat. 2, (2003) 435. [2] A. Maeda et al., Phys. Rev. Lett., 94 (2005) 077001.

[3] M. Kamada and S. Okuma, J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 526. [4] 鎌田幹雄, 博士論文 (東京工業大学, 2004)

[5] M. C. Miguel and S. Zapperi, Nature Mat. 2 (2003) 477.; Y. Enomoto, private communications.

[6] S. Okuma, S. Morishima, and Y. Watanabe, Physica C (2006), in press.

## 5. マイスナー相,一定電流下で観測される異常な自発的電圧振動

マイスナー相では線形抵抗はゼロであるが、大きな電流を印加すると非線形な電流-電圧 (*I-V*)特性が現れる[1]。この領域で、CD に一定の直流(放射状)電流を印加したところ、渦糸 の回転周期(~0.1 ms)よりもはるかに長周期(~10 s)の異常な電圧振動が観測された[2]。これ は多数の渦糸の集団としての(対生成/消滅に伴う)数ゆらぎ[3]を捉えた初の観測例である。 最近、この現象を説明する理論的試みが行われている[4]。さらに注目すべき点は、電圧波形 が常伝導状態の電圧値 *V*<sup>n</sup> を一時的に超える瞬間があることである[2]。これは通常の静的な 超伝導状態では見ることができない新しい現象である。(紙面の都合上、詳細は省略)

- [1] S. Okuma and M. Kamda, J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 2807.
- [2] S. Okuma et al., Physica C 426 (2005) 158, ibid., 412 (2004) 535.
- [3] S. Okuma and M. Kamada, Phys. Rev. B 70, (2004) 014509.
- [4] M. Hayashi and H. Ebisawa, Phys. Chem. Solid. 66 (2005) 1380; X. Hu, private communications.

#### 謝辞

本稿で紹介した研究の一部は,科研費基盤研究(B)(15-16年度 代表:大熊 哲),お よび萌芽研究(16-17年度 代表:大熊 哲)からの援助によって行われました。