平成19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/

第2種超伝導体の磁束渦糸系を舞台にした新奇物理現象の探索と解明を目指した研究を 進めている。19年度は渦糸固体相のピーク効果領域における秩序-無秩序転移の普遍性の検 証や、極低温における電流駆動させた渦糸固体の"動的量子融解"の初の観測を行った。 これらの成果を含む最近のいくつかの研究成果について報告する。

1. アモルファス(*a*-)Mo_xGe_{1-x} 膜における渦糸固体の秩序-無秩序転移

ピン止めの弱い従来型超伝導体では、渦糸固体格子の熱的融解転移点直前で、臨界 (depinning) 電流 *I*。が格子のソフト化を反映してピークを示す、ピーク効果と呼ばれる現象 が起こることが広く知られている [1-3]。ピーク効果については、様々な超伝導体を用いて 膨大な数の研究が行われているが、これが渦糸固体の構造相転移を表すか否かといった基 本的な問題すらまだ明らかになっておらず、ピーク効果については依然未解明な点が多い。

Paltiel らはコルビノディスク(CD)形状をした、鉄をドープした NbSe₂単結晶において、ピ ーク効果領域で *I*_c の温度依存性に一次転移的なシャープな立ち上がりを観測した[3]。彼ら はこれを渦糸固体相における秩序-無秩序(OD)転移によるものと結論した。strip 的電極形状 ではこのようなシャープな *I*_c の変化が観測されなかったことから、strip 形状では、安定な秩 序相(OP)にエッジから準安定な無秩序相(DP)が侵入するというエッジ汚染(EC)モデルを提 案した。OD 転移と EC 効果は、ピーク効果を示す従来型超伝導体の普遍的な特性だと広く 信じられている。しかし、これらの現象が他の超伝導体でどの程度共通に観測されるかは、 実験的にまだ確かめられていない。もし EC 効果が普遍的現象だとすると、通常の strip 試料 では真の磁場中輸送特性を測れないことになってしまう。そこで本研究では、NbSe₂単結晶 とよく似た超伝導特性をもち、同一試料上にCD と strip 的形状の電極を有するアモルファス (*a*-)Mo_xGe_{1-x} 膜を用いて、渦糸固体相における OD 転移および EC 効果の普遍性を調べた。

a-Mo_xGe_{1-x} 膜はスパッタリング法により室温基板上に成膜した。膜厚は 330 nm, 超伝導転 移温度は *T*_{c0}=6.3 K (常伝導抵抗値の 95%となる温度), *T*_c=6.2 K (抵抗値が測定限界以下にな る温度)である。直流電流を印加し, 渦糸を駆動させた状態での電圧ノイズスペクトラム *S*_V(*f*)を FFT スペクトラムアナライザーで測定した。

図 1(a)は 4.1 K における *I*_cの磁場(*B*)依存性である。ここで *I*_cは, *I*-*V*特性において,電圧が 出現する(0.1 µV)電流値として定義した。両電極形状で *I*_c(*B*)の形はよく似ており,共に ピーク効果が観測された。この結果は,*a*-Mo_xGe_{1-x}膜には EC 効果が効いていないことを示し ている。この理由は, a-Mo_xGe_{1-x}膜(膜厚 330 nm)は NbSe₂単結晶よりも 2 桁以上厚さが薄 いため、エッジで渦糸状態が乱されない(entanglement がない)からだと考えている。一方、 OD 転移を示すような、 $I_c(B)$ のシャープな変化は両電極形状で観測されなかった。したがっ て、静的測定である $I_c(B)$ を見る限り、a-Mo_xGe_{1-x}膜では OD 転移は起こらないように見える。

OD 転移の有無をはっきりとさせるため、渦糸フローに伴う電圧ノイズスペクトラム $S_V(f)$ の測定を行った。図 2(a)と(b)に示すように、 $S_V(f)$ の磁場依存性は strip 的および CD 形状で互いによく似ており、ピーク効果領域では共にローレンツ型の $S_V(f)$ を観測した。低周波におけるノイズの大きさを磁場に対してプロットすると(図1(b))、磁場依存性は両形状で一致し、 I_c のピーク磁場 B_p 付近の狭い磁場領域でシャープなピークを示した。この結果は、NbSe₂単結晶の strip 形状試料で報告されているような、 B_p 付近での OD 転移の存在を示している。

OD 転移点付近(直前)では, OP 相の中にピン止めの強い DP 相が共存することにより準 安定状態が出現し, これが大きなフローノイズをもたらしていると解釈することができる。 すると 2 相共存状態では, 渦糸の運動は一定の平均自由行程をもつようなショットノイズ 的なフローではなく, 準安定な DP の運動に起因する時間変動を伴う複雑なフローになるこ とが予想される。実際に図 1(c)に示すように, ノイズスペクトラムのコーナー周波数の逆数 から得られる渦糸ダイナミクスの特徴的時間 。は, 2 相共存状態に相当する *B*p 直前の磁場 域では, ショットノイズモデルから予想される 。(点線) よりも大きく増大した。





図1 CD()とstriplike()電極形状で 測定した (a) 臨界電流, (b) 10 Hzにおける 電圧ノイズ, および (c)。の磁場依存性. 温度はすべて4.1 K.

図2 (a) striplikeと (b) CD電極形状で測 定した、4.1K、様々な磁場中における電圧 ノイズスペクトラム.インセットは輸送 電流と渦糸の運動方向を示す.

この2相共存の物理的起源は、NbSe2単結晶で提案されているようなEC効果ではなく、過 冷却による OP 相内への DP 相の侵入、もしくは試料のわずかな不均一性による試料内での *I*cの分布等がその可能性として考えられる。

以上の結果より, EC 効果には普遍性は見られなかった。膜厚の厚さが重要であると考え られる。一方, ピーク効果(*B*_p)付近における, 渦糸固体のシャープな構造相転移の存在は, 両系(単結晶および膜)で共通に確認され, 普遍性の高い現象であることがわかった [4]。

なお、図 1(b)と(c)のインセットに示すように、*B*p付近の高磁場域だけでなく、低磁場域で も低周波ノイズおよび。は異常な増大を示すことがわかった。これらは、ローレンツ型から 1/f 型へのスペクトラムの形の変化を反映したもので、渦糸ダイナミクスの急激な変化を 表している。この結果は、低磁場に向かって、もうひとつ別の渦糸固体の構造相転移が存在 することを示している。例えば NbSe2単結晶で報告されているような OP-DP 転移や低磁場 域に侵入したリエントラント DP が、我々の膜でも存在している可能性がある [3]。

2. 極低温渦糸固体の動的量子融解

これまでに厚いアモルファス超伝導膜の極低温渦糸液体状態を調べることにより,絶対 零度近傍(0.1K)に量子ゆらぎに起因する量子渦糸液体(QVL)相が存在すること[5-8],およ び QVL 相では高温の熱的液体相では見られない,渦糸バンドルの量子的運動に起因する異 常な渦糸フローノイズが現れることを見出してきた[9]。これに対し,極低温の固体相におけ

る渦糸ダイナミクス[10]は、我々のアモルファ ス系を含めてほとんど調べられてこなかった。 これは渦糸固体相では一般に臨界電流 *I*。が上 昇し、極低温では発熱の影響が無視できなく なるためである。

本研究ではピン止めが弱く, 渦糸固体相が 弱く乱れた渦糸格子となる *a*-Mo_xGe_{1-x} 膜を用 いて, 強い量子ゆらぎが存在する極低温渦糸 固体相における渦糸状態を, モードロック (ML)共鳴[11,12], および電圧ノイズスペクト ラムといった, 動的測定法を用いて調べた。ピ ン止めの弱い *a*-Mo_xGe_{1-x} 膜を用いたことによ り, 渦糸フローが現れる電流域が従来の試料 より低電流側に移り, 希釈冷凍機温域でも発 熱の影響を大きく受けることなく, ダイナミ クスを測定することが初めて可能になった。



図3 渦糸の温度-磁場相図. B_{c2} は上部臨界磁場, B_{c} は静的融解磁場, B_{p} はピーク効果磁場, そして $B_{c,dvn}$ は動的融解磁場を表す.



4 Kから 0.09 Kの極低温域まで, 駆動力(速度)増大に伴う渦糸系の動的秩序化[10]を示す ML 共鳴を観測することに成功した。図 4 は 4.1 K, ピーク効果磁場域における ML 共鳴を示 す *I-V*の"シャピロステップ"である(rf 周波数は 10 MHz)。印加磁場が静的融解磁場 *B*_c(=4.1 T)を越え,液体相に入ると ML 共鳴は消失する。すなわち動的融解が起こる。

図 5 は測定最低温の 0.09 K, ピーク磁場 B_p近傍(8.0-10.0 T)における ML 共鳴を示す。 絶対零度近傍の極低温においても, 渦糸固体の動的秩序化が起こることを初めて観測した。

測定を行った B_pより低磁場域の固体相について見 ると、高温ではフロー状態の渦糸格子は三角格子を組 み、正三角形の辺方向に運動している。一方、十分低温 になると正方格子、あるいは運動方向につぶれた三角 格子が辺方向に運動していることがわかった。

磁場を増大させることにより、ある臨界磁場 $B_{c,dyn}$ で ML 共鳴が消失する現象、すなわち、渦糸固体格子 の動的融解現象を、全温度域にわたって観測した。 $B_{c,dyn}$ は、熱ゆらぎが強い高温域では静的輸送測定から 見積られた融解磁場 B_c とほぼ一致するが、1 K 以下の 極低温域では $B_{c,dyn}$ は温度依存性がなくなり、 B_c よりも 明らかに小さくなることがわかった(図3)。

この結果は、極低温域では量子ゆらぎが動的融解磁場を大きく押し下げている、あるいはピン止めの影響のない下での渦糸系固有の(量子)融解磁場 *B*_{c,dyn} は、 ピン止め下で観測された(量子)融解磁場 *B*_cより小さくなることを意味している。



図5 0.09 K, 高磁場域におけるML共鳴 とその消失 (動的融解現象).

3. モードロック (ML) 共鳴と広帯域ノイズ ML フリージング現象の観測

我々は最近,厚いアモルファス Mo_xGe_{1-x} 膜のピーク効果領域において,モードロック (ML)共鳴に伴い,渦糸フローによって発生する(高周波の)広帯域ノイズ (BBN) がほぼ 消失する"MLフリージング現象"を観測することに成功した[12](図4下)。1987年に電 荷密度波の系においてこの現象は報告されていたが,超伝導体では初めての観測である。

本研究では、渦糸固体相から液体相にわたる広い磁場域で、ML 共鳴の起こりやすさと電 圧ノイズ *S*_v(*f*)の大きさの関係、およびこれらの磁場依存性(格子の固さ依存性)を調べた。

まず,磁場依存性から見ていく。図 6(a)は 4 K における直流電流-電圧(*I-V*)特性から求めた静的 臨界電流 I_c (10⁻⁷ V で定義)と動的臨界電流 $I_{c,dyn}$ (フラックスフロー領域からの外挿直線が V=0 と 交差するときの電流値)の磁場依存性である。 $B_{p,dyn}$ は $I_{c,dyn}$ がピークをとる磁場, B_{c2} は上部臨界 磁場である。ML 共鳴前後の S_v/V ($S_{v,uML}/V, f =$ 100 Hz, 40 kHz)(灰色丸)と ML 共鳴時の S_v/V ($S_{v,ML}/V, f = 40$ kHz)(黒丸)を図 6(b)に示す。 $B_{p,dyn}$ を越えると ML 共鳴は観測されない。 $B_{p,dyn}$ 直前 を除き, ML 共鳴時の $S_{v,ML}(40$ kHz)/V はバックグ ラウンドレベル (shadow 部分)まで落ちている ことがわかる。

低周波域(f=100 Hz)では $I_{\rm rf}$ の有無にかかわらず (図 6(b)と(c)),磁場と共に $S_{v,uML}/V($)は増 加し, I_c のピーク磁場 B_p 付近で最大となり、その 後急激に減少する。これは I_c の磁場依存性と対 応している。このことから、低周波域のノイズは、 静的なピン止め力を反映していると考えられる。 これに対して高周波域(f = 40 kHz)では、 $I_{\rm rf}$ 印加 時のノイズ($S_{v,uML}/V$)は磁場と共に増大し、 $B_{p,dyn}$ 付近では $I_{c,dyn}(B)$ と同様に $B_{p,dyn}$ に向かって急激 に増加した後、 $B_{p,dyn}$ を越えると急激に減少・消失 する。このことから、高周波域のノイズは、運動 している渦糸の感じるピン止め力を反映してい ることがわかる。 $I_{\rm rf}=0$ では、高周波域のBBN は 測定感度以下であった。



図 6 (a) 臨界電流 I_c (depinning 電流)と 動的臨界電流 $I_{c,dyn}$ の磁場依存性. (b)直流 Iと 10 MHz の I_{rf} 印加時の, f = 100 Hz, 40 kHz における $S_{v,ML}/V \ge S_{v,uM}/V$ の磁場依存性. (c) 直流 I のみ印加時の, f = 100 Hz, 40 kHz にお ける S_{v}/V の磁場依存性.

つぎに ML 共鳴の起こりやすさと、駆動された渦糸系が発生する BBN の大きさの関係を 調べた。この研究は、"動的秩序化現象は、どのような場合に観測されやすいか?"という 問に、実験面から答えるものである。

図 7(a)は 4 K, 3.8 T において, 直流電流 *I* に様々な大きさの *I*_{rf} (*f*=10 MHz)を重畳したとき の *I-V* 特性である。3つの (*p*=1,2,3) ML ステップが明瞭に現れている。各 *I*_{rf} に対する ML ステップ幅 *I*を, d*I*/d*V*を *V* で積分することにより求めた (図 8(a)インセット参照)。各ス テップ*p* での *I*の *I*_{rf} 依存性には, 図 8(a))に示すように Bessel 関数的な周期的振舞いが観測 された。この *I*の周期性と, 渦糸フローに伴う高周波(40 kHz)の BBN の間の関連性を調べ るため, 各 *I*_{rf} について, フロー状態における電圧 *J* イズ *S*_V/*V*を測定した。図 8(b)のインセッ トに示すように, *S*_{V,ML}/*V* および *S*_{V,ML}/*V* は, ML 共鳴時およびその前後 (非共鳴時)における BBN の大きさを示しており, ML 共鳴時 (縦の点線)に BBN が急激に減少していることが わかる。ここでは, ML 共鳴に伴う BBN の減少率を比較するため, *S*_{V,ML}/*S*_{V,MML}の値を *I*_{rf} に対 してプロットした(図 8(b))。この結果から, すべての *p* について少なくとも 2 つ目の山まで は, *I*が大きい程 *S*_{V,ML}/*S*_{V,MML}が小さくなることがわかった。すなわち, BBN が小さいほど, ML 共鳴が起こり易いことが明らかになった。これは物理的(直感的)には自然な結果であ るが, 直接的検証は我々が知る限り初めてである。



図 7 (a) 静的融解磁場 B_c 手前の渦糸固体相 (3.8 T)における,様々な交流電流 I_{rf} (f = 10MHz) 印加時の *I-V* 特性. (b) dI/dV 対 *V*. ML共鳴を示す明瞭なステップ構造が 3つ (p = 1-3)観測されている.



図 8 (a) ML 共鳴時の電流ステップ *I* の交流 振幅(*I*_{rf})依存性. (b)広帯域ノイズの減少率 *S*_{V,ML}/*S*_{V,ML}の *I*_{rf}依存性.

4. 回転駆動された渦糸格子リング

フラストレートした歪み力場内で、固体はどのよう に駆動されフローするか?この問題は、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、近年注目されている動的秩序化現象[10]、あるいは 古くからの物理学の基本問題である摩擦の物理の理解 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)型の超伝導体[13]は、これらの現象 を研究する上で、格好の実験系となる[14]。



力を受けて回転駆動する渦糸固体格子のダイナミクスを調べてきた。これまでに広い温 度・磁場領域で、Iを増大させていったときに渦糸の運動により生じる電場 Eのr依存性を、 半径上に配置した複数の電圧端子を用いて測定した。その結果、どの温度・磁場域において も、YBCO単結晶で報告されているような disk 状の剛体回転[15]は見られず、Iの増加に伴っ て、中心付近の渦糸が順に depin されていくことがわかった[16]。しかし、ピン止めが外れた 後の渦糸の運動状態がいかなるものかは自明ではない。例えば CD 上のある半径のあたりで、 渦糸が幅の小さいリング状の "剛体"として回転している可能性もある。仮にリング上の 渦糸が、図9(渦糸が作る正三角形の一辺がリングの周方向に沿う)のように、周方向に周期 的な配列をし、ランダムなピン止めポテンシャル中を回転駆動されている場合、リングは 速度と格子定数の比で決まる周波数の速度変調を受ける。したがって試料に直流電流に加

え交流電流 *I*_{rf}を重畳させると, 共鳴の条件を満たす電圧 *V* で ML 共鳴を起こし, 直流の *I-V* 曲線にステップ構造 が生じることが期待される。

4.1 Kで10 MHzの*I*_{rf}を加え,直流*I-V*特性を調べた結 果,臨界電流のピーク磁場 *B*_p以下の広い磁場領域にお いて,ML 共鳴ステップを観測した。図10に,基本ステ ップの電圧 *V*₁を磁場 *B* に対してプロットした。破線の 曲線は,正三角形の三角格子が三角形の辺方向に並進駆 動した場合に期待されるステップ電圧を示している。観 測されたステップ電圧は,これより3割程度大きい。し たがってリング上の渦糸が三角格子を組んでいるとす ると,基本格子は,一辺がリングの周方向に伸びた二等 辺三角形であることになる。



図 9 CD における渦糸運動の模式図

 $0.1 \qquad 10 \text{ MHz} \qquad 0.1 \qquad 0.1 \qquad 0.1 \qquad 0.05 \qquad B_p \qquad B$

図 10 ML 共鳴の基本ステップ電圧 の磁場依存性. 破線は,正三角形の 三角格子が三角形の辺方向に駆動さ れた場合に生じるステップ電圧を示 す. *B*_pは *I*_c(B)のピーク磁場.

5. アモルファス Mg_xB_{1-x}膜の高 T_c化

我々のグループではこれまでに、超伝導を示すアモ ルファス(a-)Mg_xB_{1-x}膜の作製に初めて成功した[17](図 11 と 12)。この超伝導膜は、超高真空下での室温基板 上への Mg と B の同時蒸着によって、極めて簡便に作 製することができる。このことは応用上のメリットで あるが、一方、超伝導転移温度はこれまでのところ 高々 $T_c = 6$ K であり、さらに高 T_c 化が望まれている。

そこで本研究では、熱処理によって a- Mg_xB_{1-x} 膜の構造をアモルファスから結晶(的構造)へと変化させ, T_c を上昇させることを目指した。このために、超高真空槽内で a- Mg_xB_{1-x} 膜を加熱しながら、その場で電気抵抗の温度依存性を測定するための基板加熱機構を製作した。

まだ量的には十分とは言えないものの、明らかに熱処 理(750 K で 10 分)によって T_c (6 K から 10 K)(図 13) および臨界磁場 B_c (4 T から 8 T (@2 K))(図 14)の上昇 を観測した[19]。電気抵抗から判断する限り、まだ結晶 化は起きていないように見える。図 12 に示すように、ア モルファス Mg_xB_{1-x} 膜である限り、 T_c は最大でも6 K であ るので、加熱により T_c が 10 K となったことは、試料に何 らかの構造変化が起こったことを意味する。なお、ミク ロに一様に乱れた系(理想的なアモルファス系)では、電



図 11 様々な *x* をもつ *a*-Mg_xB_{1-x} 膜(カ ラー)[16]と多結晶 Mg_xB_{1-x}(黒)[18] の電気抵抗率の温度依存性.



図 12 *a*-Mg_xB_{1-x} 膜の *T*_cの B 濃 度依存性. *x*=0.33 付近で *T*_cはピ ークをとる [16].

子局在(抵抗率の上昇)の効果は T_cを減少させる方向に働くが,本実験結果はこれとは逆である。さらに高温での熱処理を試み,高 T_c 化を目指していく。



図 13 a-Mg_xB_{1-x} 膜の加熱 (750 K で 10 分)前後の超伝 導転移カーブの変化 [19].



図 14 a-Mg_xB_{1-x} 膜の加熱前後の臨界磁場対温度 曲線の変化.丸が加熱前,三角が加熱後.full symbol が $B_c(T)$, open symbol が $B_{c2}(T)$.右図は両試 料の平均場転移温度 T_{c0} をそろえたプロット [19].

6. YNi₂B₂C の輸送測定と異常ピーク効果

超伝導体 YNi₂B₂C の渦糸状態については、中性子散乱 [20]や STM/STS [21]を用いた研究 により、温度-磁場相図上で興味深い渦糸格子の構造変化が観測されている。また磁化測定 [22]では、通常の低 T_c超伝導体で見られるようなピーク効果の存在が報告されている。しか し、輸送測定による研究は意外に少ない。例えば、我々の知る限り、輸送測定ではピーク効 果の報告はなく[23]、また渦糸構造や渦糸ダイナミクスもよく調べられていない。これまで 渦糸の物理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きた) a-Mo_xGe_{1-x}膜と比べて、はるかにピン止めの弱い YNi₂B₂C 単結晶では、渦糸状態や渦糸ダイ ナミクスに質的な違いがあるだろうか。この問題を明らかにするため、本研究では YNi₂B₂C 単結晶の渦糸状態を、電流-電圧(*I-V*)特性を中心とする電子輸送測定によって調べた。

まず、YNi₂B₂C 単結晶試料(物質・材料研究機構の竹屋氏(平田グループ)より提供された)を厚 さ(c 軸)方向に約20µmになるまで研磨し、銀電極を真空蒸着後、4 端子測定を行った。超伝 導転移温度(15 K)以下の一定温度(7 K と 10 K)で、様々な磁場Bに対して*I-V*特性を測定した (図 15)。その結果、両温度共、臨界電流(depinning current) *I*_c(*B*)にピーク効果が観測された (図 16 の黒丸)。ピーク効果の高磁場域では*I-V*特性に異常は見られなかったが、低磁場域 では*I-V* 曲線は非単調となり、電流の増加と共に電圧が一旦上昇した後、減少し、その後再 び増加に転じるというN字型の異常な振舞いが見られた(図 15)。N字を示す*I-V* 曲線の dip の位置を図 16 に白丸でプロットした。

この異常な *I-V* 特性の理由はまだ明らかではないが、電流の増加に伴い、渦糸系に働くピン止め力が一時的に増加したものと解釈される。電流駆動された渦糸系の速度増大に伴い、 渦糸格子のソフト化(構造変化)が起こり、一時的にピン止めが増強された可能性が考えられる。



図 15 YNi₂B₂C 単結晶の 10 K, 様々な磁場 における *I-V* 特性. 0.7 T から 1.1 T 付近の磁 場域で, N 字型の異常な振舞いが見られる.



図 16 YNi₂B₂C 単結晶の 10 K における理 臨界電流 *I*_c()の磁場依存性. は N 字 を示す *I-V* 曲線の dip の位置.

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)(18-19年度代表:大熊哲)、 日本板硝子材料工学助成会(18-19年度代表:大熊哲)、および日本学術振興会先端研究拠 点事業「超伝導ナノサイエンスと応用」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 (*a*-Mo_xGe_{1-x}膜:報告「1」-「4」)および 竹屋浩幸・平田和人両氏 (YNi₂B₂C 単結晶:報告「6」)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。

- [1] P. H. Kes and C. C. Tsuei, Phys. Rev. B 28 (1983) 5126.
- [2] S. Bhattacharya and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2617.
- [3] Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. N. Myasoedov, M. L. Rappaport, G. Jung, S. Bhattacharya, M. J. Higgins, Z. L. Xiao,

E. Y. Andrei, P. L. Gammel, and D. J. Bishop, Nature 403 (2000) 398;

Y. Paltiel et al., Phys. Rev. Lett. 85, 3712 (2000); Y. Paltiel et al., Europhys. Lett. 58 (2002) 112.

- [4] S. Okuma, K. Kashiro, Y. Suzuki, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 77 (2008), in press.
- [5] S. Okuma, K. Suzuki, and M. Kohara, Int. J. Mod. Phys. B 21 (2007) 3371.
- [6] S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3136:
- [7] S. Okuma, M. Morita, and Y. Imamoto, Phys. Rev. B 66 (2002). 104506.
- [8] S. Okuma, S. Togo, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 067001.
- [9] S. Okuma, M. Kobayashi, and M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94, (2005) 47003.
- [10] Y. Togawa, R. Abiru, K. Iwaya, H. Kitano, and A. Maeda, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3716.
- [11] A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 501.
- [12] S. Okuma, J. Inoue, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 76 (2007) 172503.
- [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] G. W. Crabtree, Nature Mat. 2 (2003) 435.
- [15] D. Lopez, et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 1277.
- [16] S. Okuma, Y. Suzuki, Y. Yamazaki, and N. Kokubo, Physica C, in press.
- [17] S. Okuma, S. Togo, and K. Amemori, Phys. Rev. B 67 (2003) 172508.
- [18] P. A. Sharma et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2003) 167003.
- [19] S. Okuma and K. Suzuki, Physica C (2008), in press.
- [20] N. Sakiyama et al., AIP Conf. Proc. 850 (2006) 859.
- [21] H. Nishimori et al., J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 3247.
- [22] D.Jaiswal-Nagar et al., Phys. Rev. B. 74 (2006) 184514.
- [23] Mi-Ock Mun et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 2790.

渦糸固体格子の秩序-無秩序転移と動的量子融解

極低温物性研究センター

大熊 哲

ピン止めの弱い従来型超伝導体では、渦糸固体格子の熱的融解転移点直前で、臨界電流 *I*。 が格子のソフト化を反映しピークを示す(ピーク効果)。Paltiel らはコルビノディスク(CD) 形状の Fe をドープした NbSe₂単結晶において、ピーク効果領域で *I*。の温度依存性に一次転 移的なシャープな立ち上がりを観測した[1]。彼らはこれを渦糸固体相における秩序-無秩序 転移(OD 転移)によるものと結論した。strip 的電極形状ではこのようなシャープな *I*。の変化 が観測されなかったことから、strip 形状試料では、安定な秩序相(OP)にエッジから準安定な 無秩序相(DP)が侵入するというエッジ汚染(EC)モデルを提案した。これら 2 つの現象は、ピ ーク効果を示す従来型超伝導体の普遍的な特性だと信じられているが、これらの現象が他 の超伝導体でどの程度共通に観測されるかは実験的に確かめられていない。そこで本研究 では、NbSe₂単結晶とよく似た超伝導特性をもち、CD と strip 的形状の電極を有するアモルフ ァス(*a*-)Mo_xGe_{1-x}膜を用いて渦糸固体相における OD 転移および EC 効果の普遍性を調べた。

図 1(上)は 4.1 K における臨界電流の磁場依存性 *I*_c(*B*)である。両電極形状で *I*_c(*B*)の形はよく似ており,共にピーク効果が観測された。この結果は,*a*-Mo_xGe_{1-x}膜には EC 効果が効いて

いないことを示している。この理由は、*a*-Mo_xGe_{1-x}膜 (膜厚 330 nm)は NbSe₂単結晶よりも 2 桁以上厚さ が薄いので、エッジで渦糸状態が乱されないためと 考えている。一方、OD 転移を示す *I*_c(*B*)のシャープな 変化が両電極形状で観測されなかったことから、静 的測定 *I*_c(*B*)の範囲では、*a*-Mo_xGe_{1-x}膜には OD 転移は ないように見える。しかし、ピン止めがある程度強 い場合には、静的測定では転移の存在が隠されてし まう恐れがある。

そこで、渦糸フローに伴う電圧ノイズスペクトラム S_V(f)の測定を行った[2]。S_V(f)の磁場依存性は両形状で互いによく似ており、ピーク効果領域では共にローレンツ型の S_V(f)を観測した。図1(下)に示すように、低周波におけるノイズの大きさを磁場に対してプロットすると、その磁場依存性は両形状で一致し、I_cのピーク磁場 B_p付近の狭い磁場領域でシャープなピークを示した。この結果は、NbSe₂単結晶のstrip 形状試料で報告されているような、B_p付近での



図1 CD および strip 的形状電極で測 定した、4.1 K における I_c (上)および $S_V(10Hz)/V$ (下)の磁場依存性. 縦の 破線はピーク磁場 B_p を表す.

OD 転移の存在を示している。OD 転移点付近(直前)では, OP 相の中にピン止めの強い DP 相が共存することにより準安定状態が出現し, これが大きなフローノイズをもたらしていると解釈することができる。

以上の結果より, EC 効果には普遍性は見られず, 膜厚の違い(厚いこと)が重要であるこ とがわかった。一方, ピーク効果(*B*_p)付近における, 渦糸固体のシャープな構造相転移の 存在は両系で共通に確認され, 普遍性の高い現象であることがわかった [2]。

つぎに、極低温の渦糸固体相におけるダイナミクスを調べた。液体相については、極低温 域において量子ゆらぎ[3]を反映した量子渦糸液体相の存在[4]と、そこでの渦糸バンドルの 量子的ダイナミクスを観測している[5]。本研究ではピン止めの弱い *a*-Mo_xGe_{1-x} 膜を用いた ことにより、渦糸フロー電流域が従来の試料より低電流側に移り、希釈冷凍機温度域でも 発熱の影響を大きく受けることなく、ダイナミクスを測定することが初めて可能になった。

モードロック共鳴法[6]を用い、フローさせた渦糸系が駆動力(速度)増大に伴って格子を 組む動的秩序化現象[7]を、T。付近の高温域から希釈冷凍機温度の極低温域にわたって初め て観測することに成功した。測定を行った Bpより低磁場域の固体相について見ると、高温 では、フロー状態の渦糸格子は三角格子を組み、正三角形の辺方向に運動している。一方、

十分低温になると正方格子,あるいは運動方向につぶれ た三角格子が辺方向に運動していることがわかった。

各温度 T で磁場を上げていくと、ある磁場 $B_{c,dyn}(T)$ を 境に、フローさせた渦糸系の格子の秩序が高速(高周波) でも回復しなくなる動的融解現象が観測された。高温で は、この動的融解磁場 $B_{c,dyn}(T)$ は、静的輸送特性から決め た熱的融解磁場 $B_c(T)$ とほぼ一致する。しかし、低温では $B_{c,dyn}(T)$ の温度依存性がなくなり、 $B_{c,dyn}(T) < B(T) < B_c(T)$ と なる温度磁場領域が現れることがわかった(図2)。この 実験結果は、極低温(T 0)では $B_{c,dyn}$ において動的量子 融解が起こり、静的な固体相である $B_{c,dyn} < B < B_c$ において、 フローさせた渦糸系が量子的な液体フロー状態になっ ていることを意味する。



図 2 温度-磁場相図. *B*_{c2} は抵抗の 95%から決めた上部臨界磁場, *B*_cはゼ 口抵抗から決めた静的融解磁場. *B*_pは *I*_cのピーク磁場, *B*_{c,dyn}はモードロック 共鳴から決めた動的融解磁場.

- [1] Y. Paltiel et al., Phys. Rev. Lett. 85, 3712 (2000); Y. Paltiel et al., Europhys. Lett. 58, 112 (2002).
- [2] S. Okuma, K. Kashiro, Y. Suzuki, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 77 (2008), in press.
- [3] R. Ikeda, Int. J. Mod. Phys. B 10, 601 (1996); G. Blatter et al., Phys. Rev. B 50, 13013 (1994).
- [4] S. Okuma, S. Togo, M. Morita, Phys. Rev. Lett. 91, 067001 (2003); Phys. Rev. Lett. 86, 3136 (2001).
- [5] S. Okuma, M. Kobayashi, M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94, 47003 (2005). S. Okuma, K. Kainuma, and M. Kohara, Phys. Rev. B 74, 144509 (2006).
- [6] A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. 27, 501 (1971); N. Kokubo et al., Phys. Rev. Lett. 95, 177005 (2005).
- [7] S. Okuma, J. Inoue, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 76, 172503 (2007).