

第 16 回渦糸物理国内会議 概要集

平成 20 年 12 月 8 日（月）～ 12 月 10 日（水）

東京工業大学 大岡山キャンパス（石川台地区）
国際交流会館多目的ホール
（〒152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1）

<http://www.rcltp.titech.ac.jp/~okumalab/Vortex16Top.htm>

主催 渦糸物理国内会議組織委員会
共催 東京工業大学極低温物性研究センター

ご挨拶

「渦糸物理国内会議」は、超伝導渦糸研究分野の第一線で活躍されている国内研究者の成果発表・議論の場として毎年開催され、今回で16回目を迎えます。第14回の登別、第15回の京都に続く会議ですが、これらの会議における主要なテーマであった「ボルテックスマターの物理」, 「超伝導ナノサイエンスと応用」, 「ジョセフソン接合系」, 「新奇超伝導・異方的超伝導」に関する研究のアクティビティは、今回の講演数で見ても着実に増えています(約10件増)。さらに今回の会議では、東工大細野グループにより今年発見された鉄砒素系超伝導に関する最新の成果発表や、ヘリウム渦の話題等が新たに加わり、総講演数は近年の30件程度から50件へと急増しております。

これまでの会議と同様に、3日間にわたる集中的、かつ活発な討論を通し、渦糸物理の今後の方向性を探ることを目指します。さらに、来年9月に日本で開催される「国際ボルテックスワークショップ」につながるものになればと思っています。

この分野の次世代を担う、若い学生の皆さんの積極的な参加を期待します。

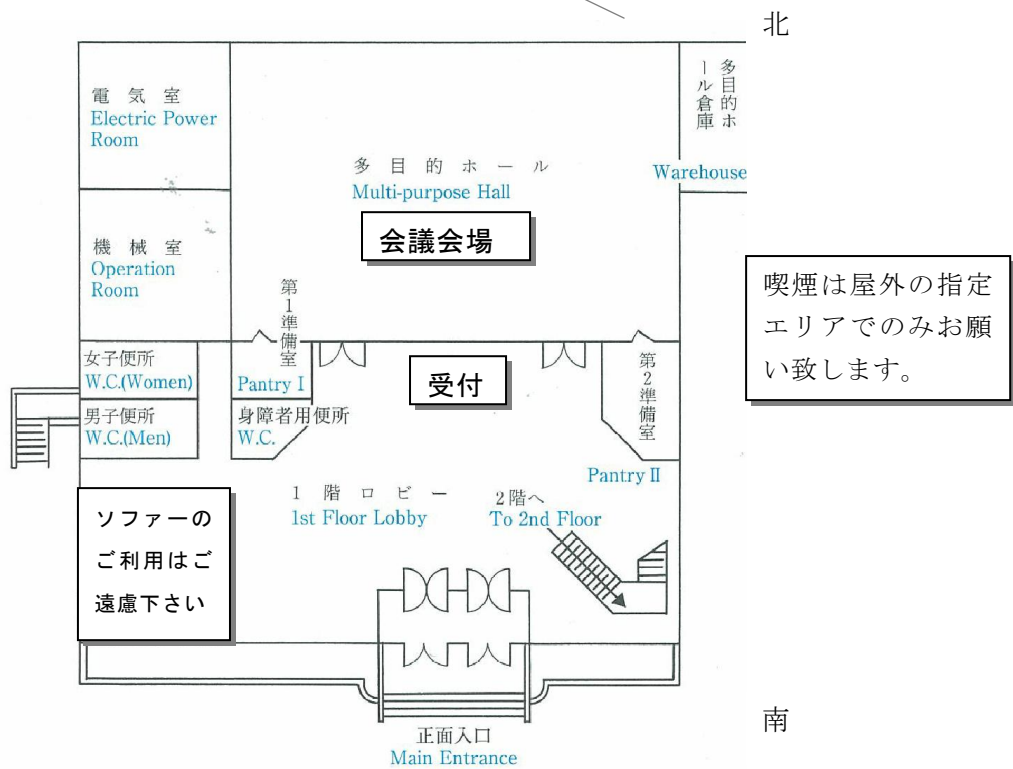
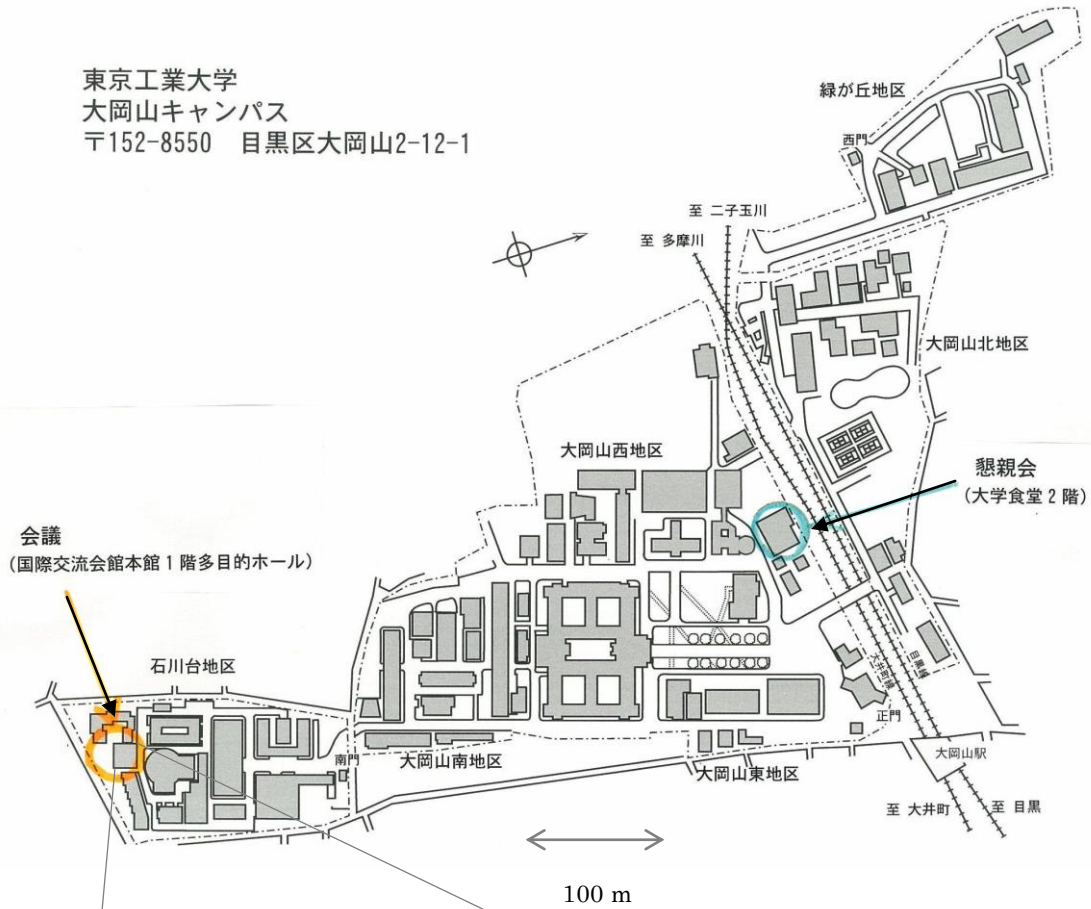
平成20年12月8日

東京工業大学
極低温物性研究センター
大熊 哲

- 日程： 2008年12月8日(月), 9日(火), 10日(水)
- 場所： 東京工業大学 大岡山キャンパス(石川台地区)
国際交流会館多目的ホール

12月8日(月)	12月9日(火)	12月10日(水)
	9:00 渦糸ダイナミクス ナノ構造超伝導体	9:00 超伝導, ヘリウム渦
	10:35 休憩	11:15 休憩
	10:55 渦糸電子状態, 観察	11:35 鉄砒素系
12:30 受付開始	12:30 昼食	12:55 閉会
13:30 渦糸相図 渦糸ダイナミクス	13:30 渦糸電子状態 重い電子系他	
15:45 休憩	15:30 休憩	
16:05 渦糸ダイナミクス	15:50 ジョセフソン接合系	
18:10 初日終了	18:30-20:30 懇親会	

東京工業大学
大岡山キャンパス
〒152-8550 目黒区大岡山2-12-1



第16回渦糸物理国内会議プログラム (20Nov)

平成20年12月8日(月)–10日(水)

東京工業大学 大岡山 国際交流会館多目的ホール

	受付開始		頁 番 号
12:30より			
<hr/>			
8日午後前半	渦糸相図、ダイナミクス 7 (座長: 平田 和人)		
13:30–13:35	開会の挨拶		
13:35–13:55	BETS系2次元有機超伝導体の特異なボルテックス状態	東工大極低温セ 大熊 哲	1
13:55–14:15	超音波測定に現れる有機超伝導体の渦糸状態	物材機構 宇治 進也	2
14:15–14:30	YBCOにおける平行磁場中の渦糸相図と異常なピン止め状態	岩手大院工 吉澤 正人	3
14:30–14:50	磁束Shaking法を用いたMgB ₂ 単結晶の渦糸相図の研究	東北大金研 西寄 照和	4
14:50–15:10	アモルファス膜における秩序–無秩序転移と動的量子融解	東北大金研 野島 勉	5
15:10–15:30	駆動された渦糸格子の格子方位	東工大極低温セ 大熊 哲	6
15:30–15:45	渦糸格子フローのシミュレーション研究	九大教育開発セ 小久保 伸人	7
		原研計科セ 中井 宣之	
15:45–16:05	休憩		
<hr/>			
8日午後後半	渦糸ダイナミクス他 7 (座長: 小久保 伸人)		
16:05–16:20	YNi ₂ B ₂ Cにおける異常な渦糸ダイナミクス	東工大極低温セ 市村 拓也	8
16:20–16:35	渦糸系における可逆–不可逆転移	東工大極低温セ 鈴木 啓久	9
16:35–16:50	非線形応答媒体中の磁束線の挙動	物材機構 平田 和人	10
16:50–17:10	磁束格子のダイナミクスのサイズ効果と摩擦の法則の起源	東大総合文化 中村 大輔	11
17:10–17:30	メゾスコピック超伝導体における局所電流注入効果	筑波大数理物質 神田 晶申	12
17:30–17:50	Dynamics of current driven vortices	物材機構 羅 孟波	13
17:50–18:10	鉄系超伝導体FeSeと関連物質	物材機構 高野 義彦	–

9日午前前半		渦糸ダイナミクス、ナノ構造超伝導体 6 (座長: 胡 曉)	
9:00-9:15	コルビノディスク内で回転駆動された渦糸格子リング	東工大極低温セ	山崎 祐介 14
9:15-9:30	ナノサイズ超伝導体の転移温度	阪府大院工	末松 久孝 15
9:30-9:45	ナノ構造超伝導体における磁束構造とダイナミクス	阪府大院工	加藤 勝 16
9:45-10:05	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\nu}$ における面内磁場による磁束ラチェット効果	東大院工	為ヶ井 強 17
10:05-10:20	メゾスコピック超伝導における磁束挙動と巨大過剰抵抗	物材機構	原田 淳之 18
10:20-10:35	アンチドット格子を導入したBi2212の渦糸相図	物材機構	大井 修一 19
10:35-10:55	休憩		

9日午後後半		渦糸電子状態、観察 5 (座長: 松田 祐司)	
10:55-11:15	空間反転対称性の破れた結晶構造をもつ超伝導体 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 、 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ の走査トンネル分光法およびミュオンスピン回転法による研究	東工大物性物理	西田 信彦 20
11:15-11:30	走査トンネル分光法による $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ の磁束格子の研究	東工大物性物理	金子 真一 21
11:30-11:50	STM/STSによるPb置換Bi2201の磁場中電子状態の観察	東北大金研	小林 典男 22
11:50-12:10	STM/STSでみた高温超伝導体の量子極限渦糸芯	理研	花栗 哲郎 23
12:10-12:30	高温超伝導体の異常な磁束の量子化と新奇ダイポール磁束の観測	物材機構	井口 家成 24
12:30-13:30	昼食		

9日午後前半		渦糸電子状態、重い電子系他 7 (座長: 加藤 雄介)	
13:30-13:45	トリプレット超伝導体における半整数量子磁束周りの準粒子構造	阪府大院工	丹羽 祐平 25
13:45-14:00	銅酸化物高温超伝導体中の磁束まわりの準粒子構造の解析	阪府大院工	富田 聡 26
14:00-14:20	磁場回転比熱の新しい解析手法～渦コア準粒子の寄与の考慮～	原研計科セ	林 伸彦 27
14:20-14:35	d波超伝導体の面内磁場での磁束格子構造	岡山大院自然	市岡 優典 28
14:35-14:55	CeCoIn_5 の新奇超伝導相でのNMR	北大院理	近藤 直之 29
14:55-15:10	高いランダウ準位の渦糸状態とFFLO状態の関係	広大先端物質科学	嶋原 浩 30
15:10-15:30	空間反転対称性のない超伝導の対状態と渦糸格子構造	京大院理	池田 隆介 31
15:30-15:50	休憩		

9日午後後半		ジョセフソン接合系 7 (座長: 為ヶ井 強)		
15:50-16:20	多重ジョセフソン接合系の数理とテラヘルツ電磁波発振	物材機構	胡 暁	32
16:20-16:40	Phase dynamics and electromagnetic properties of intrinsic Josephson junctions	物材機構	林 士増	33
16:40-17:00	固有ジョセフソン接合のTHz波発振: 表面インピーダンスによる発振状態変化	物材機構	野々村 禎彦	34
17:00-17:15	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶によるテラヘルツ波発振のメサ形状効果	筑波大数理物質	辻本 学	35
17:15-17:30	擬二次元有機超伝導体(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ のジョセフソン磁束フロー抵抗における四回対称性	筑波大数理物質	安塚 周磨	36
17:30-17:50	$\text{Bi}2212$ 系極微小固有ジョセフソン接合におけるスイッチング確率分布	京大院工	掛谷 一弘	-
17:50-18:10	固有ジョセフソン接合のMQT: 第一スイッチングと第二スイッチングの比較	東大総合文化	前田 京剛	37
18:10-18:17	Int. Workshop on Vortex Matter in Superconductors 2009について	東大総合文化	前田 京剛	
18:30-20:30	懇親会			

10日午前前半		超伝導, ヘリウム渦 7 (座長: 石田 武和)		
9:00-9:20	超伝導電流に働くローレンツ力	北大理物理	北 孝文	38
9:20-9:40	ドーピングされた半導体の局在と超伝導	東大院理	柳瀬 陽一	39
9:40-10:00	Tl-2201における磁場誘起フェルミ液体と量子臨界点	京大院理	松田 祐司	40
10:00-10:15	2ギャップ超伝導体 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ の上部臨界磁場	東大院工	仲島 康行	41
10:15-10:35	2バンド超伝導体 MgB_2 における異方性異常	阪府大院工	久保田 大地	42
10:35-10:55	固体ヘリウム: 新たな超流動量子渦系の発見: 量子渦液体状態から3D超流動固体状態への転移	東大物性研	久保田 実	43
10:55-11:15	固体ヘリウム4中の量子渦液体ダイナミクスの研究	東大物性研	清水 宣伯	44
11:15-11:35	休憩			

10日午後後半		鉄砒素系 4 (座長: 前田 京剛)		
11:35-11:55	FeAs系超伝導単結晶の消える異方性	阪府大院工	石田 武和	45
11:55-12:10	REFeAsO 系超伝導体の磁気特性	SRL-ISTEC	筑本 知子	-
12:10-12:30	異方的 s 波シナリオによる鉄砒素系超伝導体の理論的解析: 比熱・熱伝導率の磁場回転依存性と表面束縛状態の表面角度依存性	東大院理物理	永井 佑紀	46
12:30-12:50	鉄砒素系超伝導体 PrFeAsO_{1-y} 単結晶の下部臨界磁場とその異方性	京大院理	岡崎 竜二	47
12:50-12:55	閉会の挨拶	東工大極低温セ	大熊 哲	

BETS 系 2 次元有機超伝導体の特異なボルテックス状態

物材機構、筑波大数理
宇治進也

有機伝導体 λ -(BETS) $_2$ MCl $_4$ (M=Ga, Fe) は BEST 分子と MCl $_4$ 分子がそれぞれ層状構造持つ 2 次元超伝導体である。BEST 分子層が伝導層で、MCl $_4$ 分子層は絶縁層となっている。 λ -(BETS) $_2$ FeCl $_4$ (Fe は S=5/2) では、伝導層に平行な磁場(H//c)を印加すると、1.8 – 4.5 T の範囲で超伝導が誘起される。Fe を非磁性イオンの Ga に一部置換した λ -(BETS) $_2$ Fe $_x$ Ga $_{1-x}$ Cl $_4$ (x=0.37) では、平行の磁場中では 0 T から 25 T までの幅広い範囲で超伝導が安定化する。

超伝導相内で Fe の 3d モーメントが BETS 分子上の π 電子に作る内部磁場(H_{int})が外部磁場(H)より大きい時、超伝導電流(反磁性電流)より内部磁場の作る常磁性電流が大きいので、通常の vortex とは渦電流が逆向きになる antivortex が形成されると考えられている (Fisher et al. PRL **55**(1985)2972)。特に $H=H_{int}$ の時、合成渦電流が消失し、超伝導が壊れたコアのみ存在することになる。コアのみの状態では、外部から流す電流とコアとの相互作用やコア間の相互作用がどのようになるのか明確ではなく、通常の vortex とは違うダイナミクスが期待される。さらに、この理論は反磁性電流や常反磁性電流の局所性を厳密には取り入れていないため、実際のダイナミクスに不明な点も多い。

このような特徴的な vortex のダイナミクスを調べるため、系統的に磁気トルクや抵抗測定を行ってきた。図 1 はこの試料の相図で内部磁場 H_{int} は 14-15 T 程度である (H//c)。電流

が伝導面に垂直で H//c ($\theta=0^\circ$) の時 (図 2)、超伝導 (S) 相内の低温でも、有限な抵抗が観測できる。これは絶縁層に入り込んだ Josephson vortex (JV) の運動によるエネルギー散逸である。伝導面の垂直な方向に磁場を 0.5 度傾けると、2.5 K 以下でゼロ抵抗が観測されるが、これは磁束が超伝導層に入り込むため (lock-in 転移)、そこで強くピン止めされて動けなくなることを示している。JV の運動によるエネルギー散逸は電流に強く依存する (図 3)。特にこの磁場では 2 K 程度で突然強くピン止めされ、さらに低温ではそのピン止めが弱くなる。この結果と非磁性 λ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ の結果との比較を行い、渦糸のダイナミクスを議論したい。

本研究は寺嶋太一、山口尚秀 (以上 NIMS)、小林昭子、, 小林速男 (以上、日大)、H. Cui (NHMFL) との共同研究です。

図 1

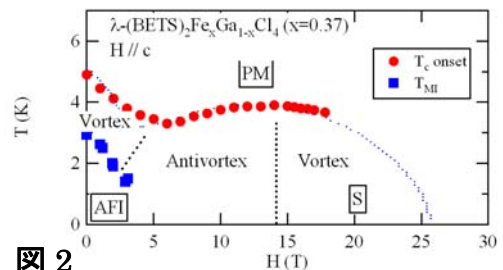


図 2

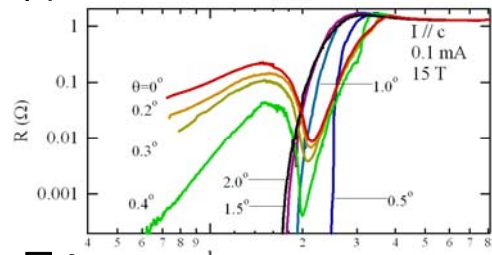
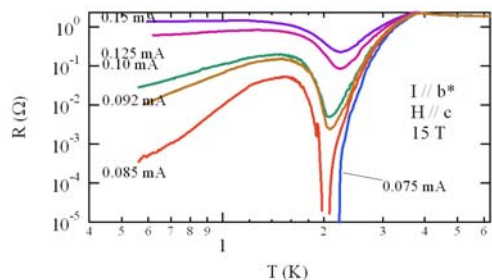


図 3



超音波測定に現れる有機超伝導体の渦糸状態

岩手大院工、 清水隆行、 ○吉澤正人、 吉本則之

Vortex state of organic superconductor appearing in ultrasonic measurement

Iwate University T. Simizu, M. Yoshizawa and N. Yoshimoto

超音波によって固体中に導入される弾性歪は超伝導体中の渦糸との相互作用を通し、渦糸の静的性質や動的性質を探るプローブとなる。われわれは、これまでにCeRu₂や有機超伝導体の超音波測定を行い、超伝導状態やその渦糸状態の研究を行ってきた。CeRu₂では渦糸のピン止めが増強される領域において特徴的な弾性異常が観測され、その解析を通し、熱的な磁束フロ領域における渦糸の動的性質を探る手段としての超音波測定の手法を確立してきた[1]。有機超伝導体などの高い異方性を有する物質への興味は、異方的な渦糸状態が超音波測定にどのように現れるのか、また、渦糸と弾性歪との微視的な相互作用はどのようなものかという点にある。これまでに行ってきた有機超伝導体の研究においても、渦糸の寄与と考えられるさまざまな弾性異常を報告してきたが、いまだに十分な理解には至っていない[2-4]。本講演では、斜方晶系に属し、11.8Kに超伝導転移温度を有する有機超伝導体 κ -(BEDT-TTF)₂Cu[N(CN)₂]Br に着目し、電解酸化法で育成された大型単結晶の弾性定数の磁場角度依存性測定を行ったので報告したい。

実験では、5Tまでの磁場中で、ヘリウム冷凍機で冷却された試料をピエゾローテータ (attcube社製) で回転させて、弾性定数の磁場角度依存性を測定した。有機超伝導体の二次元伝導面に垂直ないし平行に縦波超音波を伝搬させ、その音速をそれぞれ v_{33} と v_L とすると、対応する弾性定数は密度 ρ を介して $C_{33} = \rho v_{33}^2$ 、 $C_L = \rho v_L^2$ となる。磁場の方向は伝導面に垂直方向を 0° とし、面内方向を 90° とする。

Fig. には C_L と C_{33} の磁場角度依存性を示した。 C_L は 0° 付近で緩やかな極大を、 90° で鋭いスパイク状の異常を示した。 90° の配置では磁束が面内にあり、このスパイクは真性ピン止め効果によるものと考えられる。 0° 近傍の極大は主に B_{c2} の異方性に起因する。 C_{33} の振る舞いも基本的には類似であるが、高磁場で転移温度近傍では、 0° 付近に C_{33} にディップが観測された。この異常は音波の伝搬と磁場が同じ方向の時に観測される現象である。これら弾性定数の磁場角度依存性は、異方的超伝導体でしばしば行われるように $B \cos \phi$ で良くスケールされる。この整理を基にした特異な磁場角度依存性の起源の解釈は講演の中で言及したい。

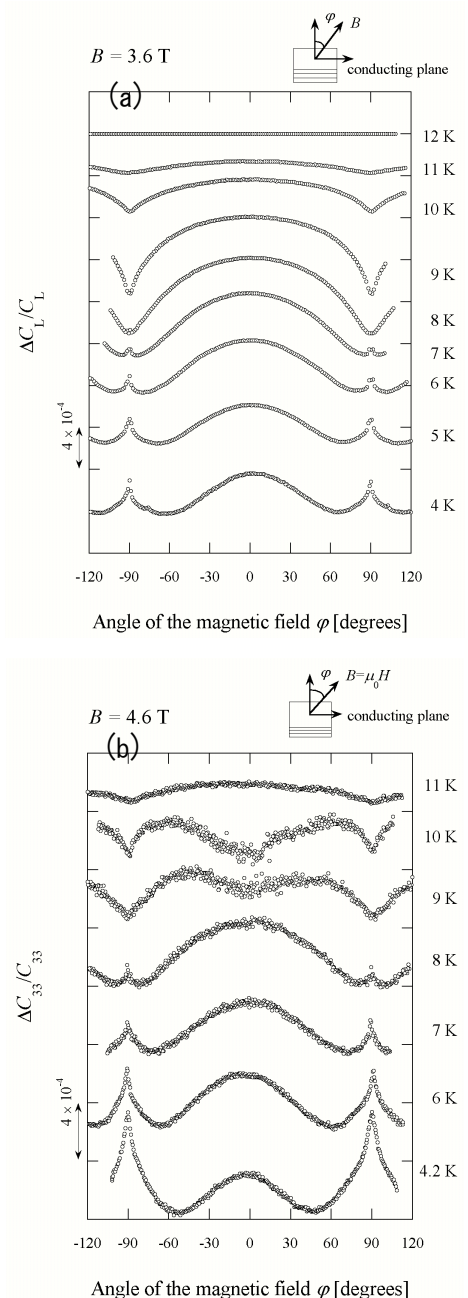


Fig. Field angle dependence of (a) C_L and (b) C_{33} .

- [1] MY et al., J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 2355.
 [2] MY et al., Solid State Commun. **89** (1994) 701.
 [3] MY et al., J. Low Temp. Phys. **105** (1996) 1745.
 [4] T. Simizu et al., Physica B **378-380** (2006) 407.

YBCO における平行磁場中の渦糸相図と異常なピン止め状態

東北大金研 西寄照和, 嶋田善史, 高橋勇紀, 佐々木孝彦, 小林典男

酸化物高温超伝導体において層状構造に平行な渦糸の相図を明らかにするために、異方性が大きいアンダードーピング YBa₂Cu₃O_y を用いて平行磁場 ($H//ab$) 下での c 軸電気抵抗 $\rho_c(T, H)$ の測定を行った。その結果、YBa₂Cu₃O_y ($\gamma \sim 50$, $T_c \sim 30$ K) では 4–10 T の磁場領域において、YBa₂Cu₃O_y ($\gamma \sim 36$, $T_c \sim 47$ K) では 6 T 以上の磁場領域において特異な渦糸液体相が存在することを見出した。この磁場領域では、渦糸液体は $T_m(H)$ で渦糸固体相へ 1 次相転移を示すが (図 1), その直上 [$T_m(H) < T < T_s(H)$] における $\rho_c(H)$ は非単調な磁場依存性を示し、何らかの渦糸相関が存在していることを示している。渦糸液体における異常はドーピング量に依存して異なる磁場領域で観測されるが、異方性パラメータ γ を考慮すると異常が観測されるのは常に $n = 2$ の整合状態 (渦糸が c 軸方向に 2 層おきに存在する状態) に対応している。

この新奇的な相図の固体相を詳細に議論するため、渦糸を輸送電流で駆動した場合の $\rho_c(H)$ を温度、電流密度 J の関数として調べた。図 2 に示すように、渦糸は層に平行な方向へは非常に動きやすく、 $J = 5$ A/cm² の低電流密度でも容易に駆動することが出来る。この場合に発生する $\rho_c(H)$ は非単調な振動現象を示し、1.5 T 以下では整合状態に対応した磁場 ($n = 4, 5, 6, 7, 8$) でピークを示す。この結果は渦糸が整合状態の場合に層に平行に運動しやすいことを意味している。しかし、 $n = 3$ の場合にはこの関係は逆転しており、整合/非整合の関係のみでは $\rho_c(H)$ の振動は説明できず渦糸構造はより複雑であることを示唆している。

最近の詳細な実験では、この振動現象には電流依存性があり低電流密度ではピン止め力の磁場依存性を反映していること、高電流密度の極限では整合条件が安定であること、異方性の大きさによらずユニバーサルな現象であることなどが分かった。

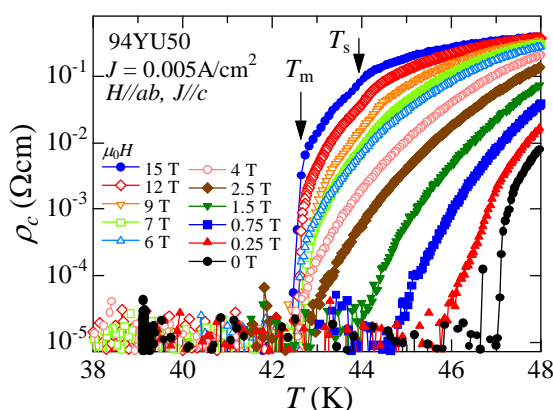


図 1: 非双晶 YBa₂Cu₃O_y ($T_c \sim 47$ K) の磁場中電気抵抗 ($H//ab$)。

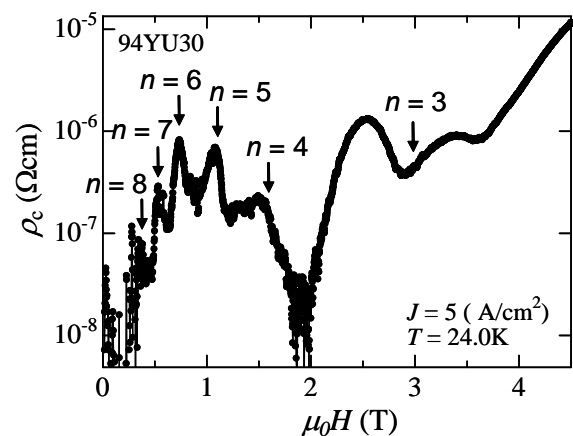


図 2: 非双晶 YBa₂Cu₃O_y ($T_c \sim 30$ K) における $\rho_c(H)$ の振動現象 ($H//ab$)。

磁束 shaking 法を用いた MgB₂ 単結晶の渦糸相図の研究

東北大金研^A, 東北大院理^B, Sogang 大物理^C

野島 勉^A, 長徳峰美^A, 高橋一真^A, 青木晴善^B, 落合明^B, H.-G. Lee^C, S-I. Lee^C

Study of vortex matter phase diagram in MgB₂ single crystals with the vortex shaking method

^AIMR, Tohoku Univ., ^BDept. of Phys., Tohoku Univ., ^CDept. of Phys., Sogang Univ.

T. Nojima^A, M. Chotoku^A, K. Takahashi^A, H. Aoki^B, A. Ochiai^B, B. Kang^C, S-I. Lee^C

MgB₂ 単結晶の低温における磁化曲線 $M(H)$ にはピーク効果が観測されることが知られる。このピーク効果は磁束相の秩序状態から無秩序状態への一次相転移 (order-disorder 転移) に伴うものであると予測されているが、一次相転移に対する直接的な証拠はまだない。さらに、このピーク効果は高温低磁場で観測されている磁束格子 (Bragg glass) 融解転移の延長として連続的につながるのか、それとも別起源のものなのか等、MgB₂ の渦糸相図に関しては不明な点が多い。そこで本研究では、MgB₂ 単結晶に対し直流磁場と垂直方向に微小交流磁場 ΔH_{AC} を印加し、ピン止めを緩和させながら (磁束 shaking 法)、熱平衡磁化 $M_{rev}(H)$ を測定することにより、磁束相図の詳細な情報を得ることを試みた。

図 1 にピーク効果が観測される磁場領域で測定した $M(H)$ の典型例を示す ($T = 12$ K、磁場方向は c 軸から 60°)。測定はトルク法により行った。20-40 Oe、10 Hz の ΔH_{AC} を印加することにより、ヒステリシスがほぼ完全になくなり、熱平衡に近い $M_{rev}(H)$ が測定されることがわかる。注目したいのは ΔH_{AC} が無い時に観測された $M(H)$ のピーク付近で、 $M_{rev}(H)$ に小さなステップ状の変化が観測されることである。この変化は、 H^* で特徴付けられる order-disorder 転移が一次相転移であることを強く示唆する。

図 2 にこの H^* を同様な $M_{rev}(H)$ のステップにより得られる磁束格子融解磁場 H_m とともに $H-T$ 相図上に示す。一見 $H^*(T)$ と $H_m(T)$ は同一の関数上にあるように見えるが、その接点 (~26 K) 付近で小さな折れ曲がりが存在する。さらに磁化のステップから見積もったエントロピー変化 ΔS の温度依存性にも同様な温度で不連続な変化が観測される。よって $H^*(T)$ と $H_m(T)$ は別の起源から来る (disorder 誘起と熱誘起) 一次相転移線であるといえる。

ΔH_{AC} が無い場合の磁化の温度依存性には磁場依存性の測定では観測されない、異常な履歴効果がある (図 3)。特に温度下降時の大きなヒステリシスは disorder 相の過冷却現象によるものと考えられ、これも order-disorder 転移が一次相転移であるがゆえ現われる性質といえる。実際、 ΔH_{AC} により刺激を加えると、この準安定状態は消失し、 $M_{rev}(H)$ と同様の $M_{rev}(T)$ のステップのみが T^* で観測されるようになった。

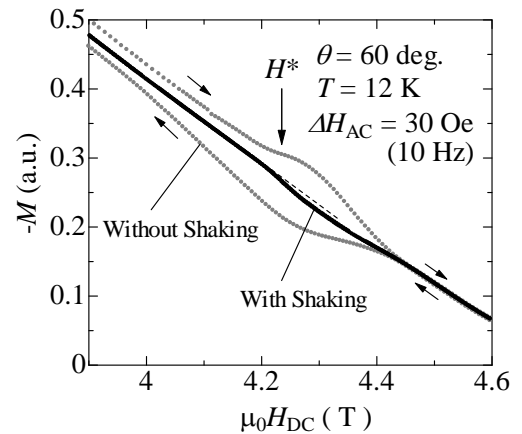


図1 MgB₂ 単結晶の典型的 $M(H)$ 曲線

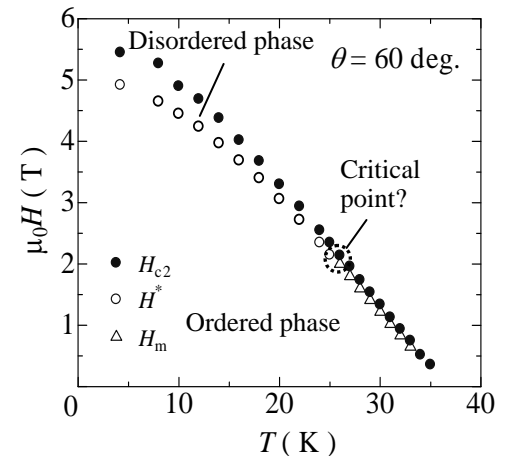


図2 MgB₂ 単結晶の温度磁場相図

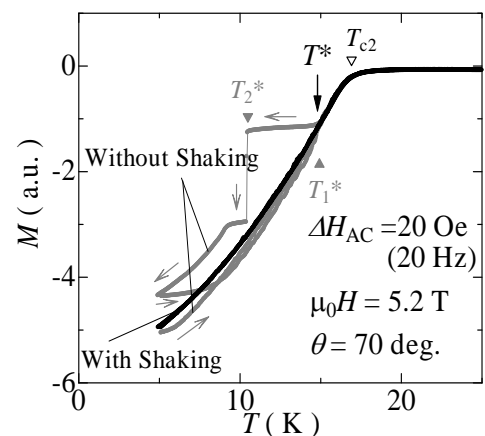


図3 MgB₂ 単結晶の典型的 $M(T)$ 曲線

アモルファス膜における秩序-無秩序転移と動的量子融解

東工大極低温セ, 九大高等教育セ^A 大熊 哲, 今泉広基, 鈴木啓久, 小久保伸人^A

Order-disorder transition and dynamic quantum melting in amorphous films

Tokyo Institute of Technology, Kyushu University^A

S. Okuma, H. Imaizumi, Y. Suzuki, and N. Kokubo^A

ピン止めの影響を排除したとき、渦糸状態や渦糸相図がどのような変化をするかは興味もたれる。特に、ピン止めポテンシャルから decouple した渦糸系固有の融解転移—“真の”融解転移線—が、量子ゆらぎが支配的となる極低温域でどのように振舞うかは、まったく未知のテーマである。我々はこれまで、高い常伝導抵抗率 ρ_n (強い量子ゆらぎ) を有するアモルファス(a -)Mo_xSi_{1-x} 膜と a -Mo_xGe_{1-x} 膜において、極低温・高磁場域に、渦糸固体の量子融解によって出現した量子渦糸液体 (QVL) 相が存在する強い証拠を見出した[1]。一方、極低温における渦糸状態、例えば QVL 相の広さは、 ρ_n とピン止めの強さに支配されると考えられるが、実験的に両者を独立に制御することは簡単ではない。上記2つのアモルファス系では、超伝導特性(転移温度や臨界磁場)と ρ_n の値はほぼ同じオーダーで、ピン止めの強さは a -Mo_xGe_{1-x} 膜の方が a -Mo_xSi_{1-x} 膜に比べて1桁以上小さい。ところが得られた QVL 相の広さは ρ_n だけで決まっているように見え、ピン止め力の違いは現れなかった[2]。

そこで、渦糸をフローさせピン止めの影響をほぼ排除した状態での融解現象(動的融解)の検出を目指して、 a -Mo_xGe_{1-x} 膜に対してモードロック (ML) 共鳴実験[3]を行った。ML 共鳴が観測されれば駆動された渦糸系の動的秩序化が起きていることを、また磁場を増大させていったとき、ある磁場で ML 共鳴が消失したとすると、そこで動的融解が起こったことを表す。この臨界磁場を動的融解磁場 ($B_{c,dyn}$) といい、その温度依存性はピン止めの影響をほとんど見ない渦糸系固有の融解線 $B_{c,dyn}(T)$ を反映する。高周波(すなわちピン止めを完全に見なくなる高速)の極限における $B_{c,dyn}(T)$ を温度-磁場相図(図1)に示す。高温域では、 $B_{c,dyn}(T)$ と静的な“融解”磁場 $B_c(T)$ はほぼ重なるが、2 K 以下の低温域では $B_{c,dyn}(T)$ の温度依存性が弱くなり、 $B_{c,dyn}(T)$ は $B_c(T)$ より大きく減少する[4]。絶対零度の極限において、ピン止めの影響のない渦糸系固有の(量子)融解磁場 $B_{c,dyn}$ は、ピン止め下の(量子)融解磁場 B_c よりも明らかに小さくなり、 $T \rightarrow 0$ の秩序-無秩序転移磁場[5] $B_p(0)$ に近づくことがわかった。

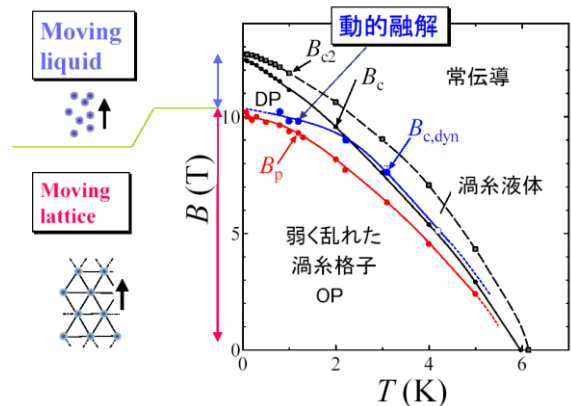


図1 動的融解磁場 $B_{c,dyn}(T)$, 静的“融解”磁場 $B_c(T)$, 秩序-無秩序転移磁場 $B_p(T)$, および上部臨界磁場 $B_{c2}(T)$ を含む B - T 相図。左は $T \rightarrow 0$ で駆動された渦糸系の模式図。

- 1) SO, S. Togo, M. Morita, PRL **91** (2003) 067001.
- 2) SO, K. Suzuki, K. Kashiri, IJMPB **21** (2007) 3371.
- 3) SO, J. Inoue, N. Kokubo, PRB **76** (2007) 172503.
- 4) SO *et al.*, Proc. LT25: 固体物理, in press.
- 5) SO *et al.*, PRB **77** (2008) 212505.

駆動された渦糸格子の格子方位

九州大学高等教育開発推進センター、東北大学金属材料研究所^a、九州大学大学院理学研究院^b、Leiden Univ.^c 小久保伸人、西寄照和^a、篠崎文重^b、P. H. Kes^c

第二種超伝導体の渦糸格子の格子方位は、静的な場合、超伝導体を構成する母体原子配列の対称性や超伝導秩序パラメータの異方性など微視的な環境で決まることが知られている[1]。これに対し、電流駆動された動的(フロー)状態では、特に高速の場合、微視的環境から受ける影響が有効的に減少するため、どのような格子方位を持つのか大変興味深い問題となる。渦糸格子が自発的に回転し、フロー状態特有の格子方位が現れる可能性[2]や試料の形状などまったく別の要因により決定される可能性[3]が理論・シミュレーションで提案されている。

渦糸格子の運動方向と格子方位の問題は、微視的環境の影響がほとんどない系で調べるのが単純かつ理想的である。我々は、等方的で均質に乱れた非晶質S波超伝導体であるアモルファス MoGe 超伝導膜を用いて、この問題に取り組んできた。最近、渦糸格子運動の周期性を捉えるモードロック共鳴法を使って、格子方位を決められることを実験的に提案し、以下に示す興味深い結果を得た。まず、駆動された渦糸格子の格子方位は、運動方向に揃う平行な場合と、運動方向に直交する垂直な場合が存在する。格子方位に関する温度・磁場相図を作成したところ、垂直な格子方位のフロー状態は、広い温度・磁場領域に渡って現れ、低・高磁場において平行な格子フロー状態へ移り変わる(回転する)ことが分かった。さらに臨界電流のピーク磁場と比較したところ、高磁場で起こる方位回転は、ピーク磁場直下で起こる。このことは、この方位回転が渦糸格子の秩序・不秩序転移と関連していることを示唆する。一方、低磁場で起こる回転磁場付近では臨界電流に異常はない。しかし、アモルファス MoGe 膜で行なわれた走査型トンネル分光による渦糸観察実験では、渦糸格子の格子方位が低磁場で回転することがわかっている[4]。講演では、交流電流駆動がもたらす格子方位回転についてもご紹介したい。

[1] H. F. Hess, R. B. Robinson, J. V. Waszczak, Phys. Rev. Lett. 64, 2711(1990).

[2] A. Schmid and W. Hauger, J. Low Temp. Phys. 11, 667 (1973).

[3] D. W. Braun, *et. al*, Phys. Rev. Lett. 76, 831(1996): I. Aranson and V. Vinokur, Phys. Rev. B 57, 3073 (1998): D. Li, A. M. Malkin, and B. Rosenstein, Phys. Rev. B70, 214529 (2004).

[4] 西寄照和ら、日本物理学会第 58 回年次大会 (28pYB-13; N. Kokubo, T. Nishizaki, B. Shinozaki, and P. H. Kes, submitted. N. Kokubo, B. Shinozaki and P. H. Kes, Physica C 468, 581 (2008).

渦糸格子フローのシミュレーション研究

日本原子力研究開発機構システム計算科学センター, CREST (JST)

中井 宣之, 林 伸彦, 町田 昌彦

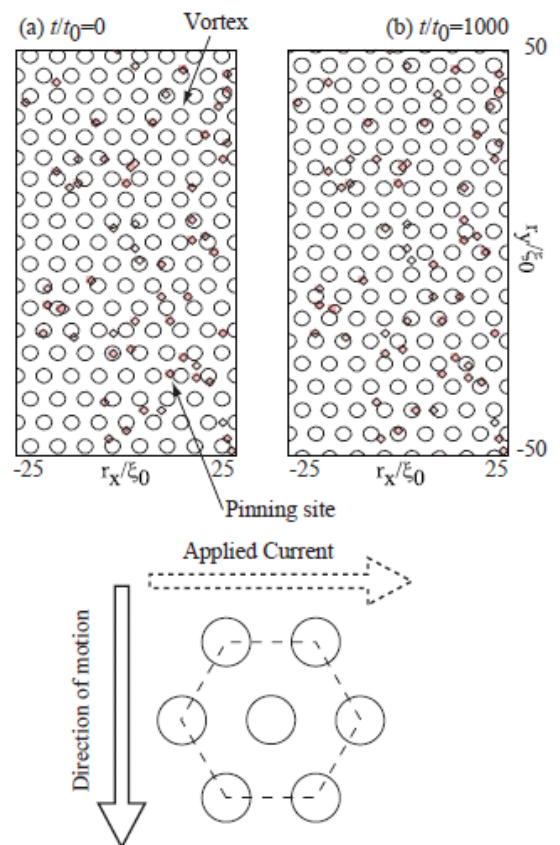
Simulation study for the flow-lattice

CCSE, JAEA and CREST (JST)

N. Nakai, N. Hayashi, and M. Machida

渦糸ピンングが多く存在する場合、電流を印加して渦糸を駆動すると、静的なグラス構造から運動する格子構造に変化する場合がある。これらは STM、モードロック共鳴実験によって確認されている。また、最近の実験によって、渦糸格子フローの格子ベクトルと運動方向との相対角度が、磁場強度によって変化することが観測された。この渦糸格子フローの格子と運動方向の関係は、境界のバリア、渦糸ピンングと関係があると考えられている。理論においては、解析的な研究によって、均一で渦糸ピンングのない場合は、渦糸格子の運動方向は最近接渦糸方向であり、アモルファス超伝導体のように渦糸ピンングが多くある場合には、運動方向は次近接渦糸方向であることが示されている。最近の分子動力学シミュレーションにおいても、ピンングのある場合、運動方向は次近接渦糸方向であることが確認されている。

これら先行研究に対応する、時間に依存した Ginzburg Landau (TDGL) 方程式を解くシミュレーションは報告されていない。また、格子ベクトルの磁場強度依存性についても、他の手法をふくめて、解決していない。我々はこの問題解決を目的とした 2次元超伝導体モデルの渦糸格子フローの TDGL シミュレーション研究を行った。シミュレーションの結果、渦糸ピンングの有無に依存して、運動方向と格子の相対角度が変化することを確認している。講演ではフリーエ強度を用いた渦糸配置の温度変化を発表する。



渦糸のスナップショット。
(a)はある時刻で、
(b)はその $1000t_0$ 後。

YNi₂B₂C における異常な渦糸ダイナミクス

東工大極低温セ^a, 物材機構^b, 市村拓也^a, 大熊哲^a, 竹屋浩幸^b, 平田和人^b

Anomalous vortex dynamics in YNi₂B₂C

Tokyo Institute of Technology^a, NIMS^b

T. Ichimura^a, S. Okuma^a, H. Takeya^b, K. Hirata^b

YNi₂B₂C 単結晶は、これまでに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近年調べている *a*-Mo_xGe_{1-x} 膜と比べて、十分にピン止めが弱くクリーンな超伝導体である。このような系では従来の系と比べて、渦糸状態やダイナミクスに質的な違いが生じるのかどうかは興味を持たれる。しかし、YNi₂B₂C 単結晶では薄片化が困難なことにより、輸送現象測定による渦糸の静的および動的状態に関する研究例は極めて少ない。例えば NbSe₂ 単結晶や *a*-Mo_xGe_{1-x} 膜で行われたような、輸送現象測定によるピーク効果の存在や、ピーク効果磁場付近での秩序-無秩序転移の検証[1]等も行われていない。一方、静的渦糸状態については、温度-磁場相図上で渦糸格子の構造変化が起こることが、中性子散乱や STM/STS の実験から明らかにされている。しかし、渦糸フロー時における渦糸格子の構造が、静止状態での構造を反映するかどうかといった問題は未解明である。我々はこれらの問題を明らかにするため、YNi₂B₂C に対する電子輸送測定を進めている。

図 1 は 7.6 K ($T_c=15.3$ K) における電流電圧 (*I-V*) 特性である。ほとんどの磁場域では、電圧は電流と共に単調に増加する通常の振舞いが見られたが、1.0-1.7 T の磁場領域においては、電流の増加と共に電圧が一旦上昇した後減少し、その後再び急激に増加に転じるという N 字型の異常な振舞いを観測した。このような N 字型を示す原因はまだよくわかっていないが、フロー速度の増大によりピン止めが強くなったことを示している。特に注目すべきは 1.7 T における結果である。電圧は一旦 0 まで落ちた後、再び単調に増加している。これは第 2 の臨界電流 (depinning 電流) の存在を表しており興味深い。それぞれの臨界電流直前における電流値では、渦糸の構造が異なっていることが予想される[2]。

講演では *I-V* 特性におけるヒステリシスの結果も含め報告する。

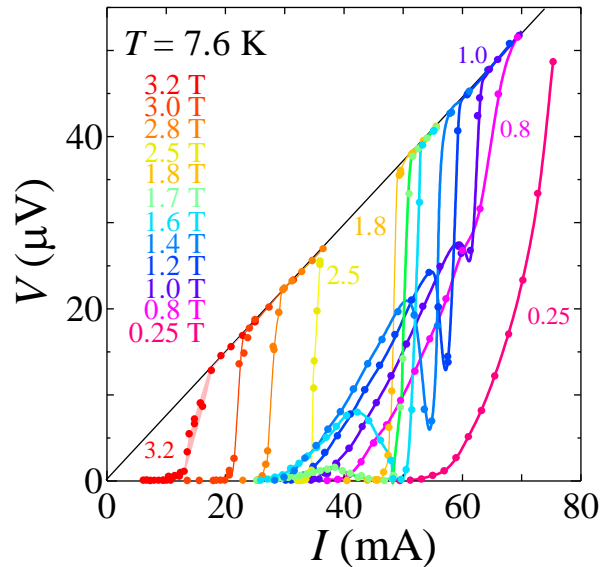


図 1 N 字型の異常な *I-V* 特性 (7.6 K) . 直線は常伝導状態における *I-V* を表す.

[1] Y. Paltiel *et al.*, PRL 85 (2000) 3712; S. Okuma *et al.*, PRB 77 (2008) 212505.

[2] S. Okuma, T. Ichimura, H. Takeya, K. Hirata, *Proc. ISS2008*, submitted.

渦糸系における可逆-不可逆転移

東工大極低温セ 鈴木啓久, 大熊 哲

Reversible to irreversible transition in the vortex system
Tokyo Institute of Technology Y. Suzuki and S. Okuma

近年 Pine 等による実験により, コロイド粒子を粘性媒質中で周期的に回転駆動させた場合, ひずみ振幅(回転角), または粒子密度を増加させていくと, 各周期後に粒子が初期位置に戻る可逆状態から, 初期位置に戻らない不可逆状態へと転移する現象が観測された[1]。この現象(可逆-不可逆転移)が相互作用する多粒子系において普遍的な現象であるかどうかということは非常に興味をもたれる。

最近, Mangan 等によるシミュレーションにより, ランダムな点状ピンングをもつ第 II 種超伝導体中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が示された[2]。このシミュレーションでは, 一定の振幅をもった矩形電流により渦糸系を周期駆動させ, 渦糸の変位 d , 渦糸密度, およびピン止め力をパラメータとして数値計算を行い, 各パラメータについて, 可逆フローから不可逆フローへの閾値 d_c が存在することを提案している。彼等はこの現象を捉える実験的手法として電圧ノイズ測定を挙げている。不可逆フロー状態においてはブロードかつ大強度なノイズスペクトラムが見られ, 可逆領域においてはノイズ強度が大幅に減少すると予言している。

そこで, ピン止めの弱いアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜(超伝導転移温度 6.2 K)を用い, コルビノディスク(CD)形状で, 渦糸系を微小角(往復)回転駆動させる実験を行った。駆動電流の周波数により渦糸の変位 d を変化させ, ノイズスペクトラムを測定した。測定は, CD の半径上にある 2 つの電圧端子 +V と -V を用いて行った(図 1 インセット)。ここで述べる d は, +V と -V の間に存在する渦糸の平均変位にあたる。

図 1 は 4.1 K, 2.3 T(ピーク効果のオンセット磁場)において, 渦糸フロー電圧 $V = 10 \mu\text{V}$ の下で測定した広帯域ノイズ強度 $S_V(100\text{Hz})$ の値を d に対してプロットしたものである。インセットには d の小さい部分を拡大して示した。 d を大きくしていくと, $d \sim 3 \mu\text{m}$ において S_V がバックグラウンドレベルから立ち上がっており, この付近に閾値 d_c が存在することがわかった。講演では磁場依存性についても報告する予定である。

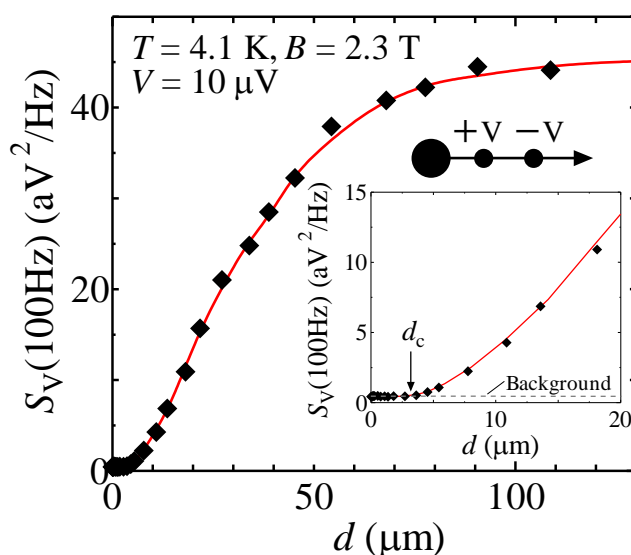


図 1 S_V の d 依存性

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

[2] N. Mangan, C. Reichhardt, and C. J. Olson Reichhardt, PRL **100**, 187002 (2008).

非線形応答媒体中の磁束線の挙動

物質・材料研究機構, 超伝導材料研究センター

平田和人, 大井修一, 茂筑高士

半導体を典型的な例として、これまで演算素子として機能するデバイスは、電流 - 電圧特性に非線形性を有し、この非線形性を利用して入力信号に対して大きな利得を持った出力応答を示すことで電子機器に使われ、今日の繁栄を築いてきた。磁束量子を用いた機能的な素子動作の理論的な提案が Nori 等によってなされ、これまで金属系超伝導体 (Nb 等) で実験的に検証されてきた。磁束量子のピンニング中心として超伝導体薄膜に空間的に非対称なアンチドットを分布させ、電流駆動によってその中での磁束量子ダイナミクスを利用して、ダイオード(整流)作用を生じさせている。これらの場合、整流作用は一方向にしか生ぜず、かつ、アンチドット等のピンニング中心を多くのプロセスを経て超伝導体薄膜に微細加工する必要があった。また、磁束量子の移動速度は主に超伝導体薄膜固有のピンニングの強さに依存し、高速な動作は期待できない。一方、ジョセフソン接合内のジョセフソン磁束量子は光速に近い速度で移動することが可能で、非常に高速な動作を期待できる。

今回の講演では空間的に対称なピンニング中心分布を有する Bi2212 薄膜を用いたパンケーキ磁束量子の整流作用と、パンケーキ磁束量子へのジョセフソン磁束量子のピンニングを利用した、Bi2212 固有ジョセフソン接合内のジョセフソン磁束量子の整流作用について、2周波入力電流により両極性を有する出力電圧が位相差及び周波数差を調節することによって得られることを示す。この結果は電流 - 電圧特性に非線形性を有する系に適用可能であり、ジョセフソン磁束の高速動作を利用した高速演算素子として機能する可能性がある。

磁束格子のダイナミクスのサイズ効果と 摩擦の法則の起源

東大総合文化 中村大輔, 北村真一, 今井良宗, 前田京剛

The Size Effect of Vortex Lattice Dynamics and the Origin of Friction Law

Univ. of Tokyo

D. Nakamura, S. Kitamura, Y. Imai, A. Maeda

摩擦の物理において、古典的な経験則であるアモントン・クーロンの法則の適用範囲を知ることは摩擦現象の機構の解明や摩擦力の制御に重要であるが、いまだ未解決の課題である。我々はこれまで磁束格子のダイナミクスを摩擦モデルとして用いて、キャリア濃度やピン止めの次元性を変化させた $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) 薄膜試料中の磁束格子について、動摩擦力の速度依存性および最大静止摩擦力の待機時間依存性を調べてきた[1]。その結果、非アモントン・クーロンの摩擦現象が観測され、熱ゆらぎに対しピン止め力が十分強いことが、アモントン・クーロン則が成立する一つの条件であることがわかった。

アモントン・クーロンの法則の適用範囲を決定づけるパラメーターを知るため、我々はLSCOの最適ドープ($x = 0.15$)の薄膜試料についてフォトリソグラフィとケミカルエッチングにより試料の加工を行い、4端子法により I - V 特性および入力信号としてのごぎり状のパルスを加えたときの過渡的な応答を観察した。電圧端子間をブリッジ状に加工することによって、グラス転移温度直下では最大静止摩擦力が待機時間に対して対数的な依存性を示したのに対し、より低温では待機時間依存性がなくなる結果が得られた。そして、待機時間依存性がなくなる領域はブリッジ部分のサイズに依存することがわかった(図1)。我々はこの現象の原因について、動的状態における相関長が表面バリアを持つブリッジ部分のサイズと同程度になることによって起こっていると推察した。以前の結果と合わせ、実験結果から考えられるアモントン・クーロンの法則の適用範囲(図2)に対して、動摩擦および静止摩擦のいずれにも成立すると考えられる普遍的なパラメーターを提案した。

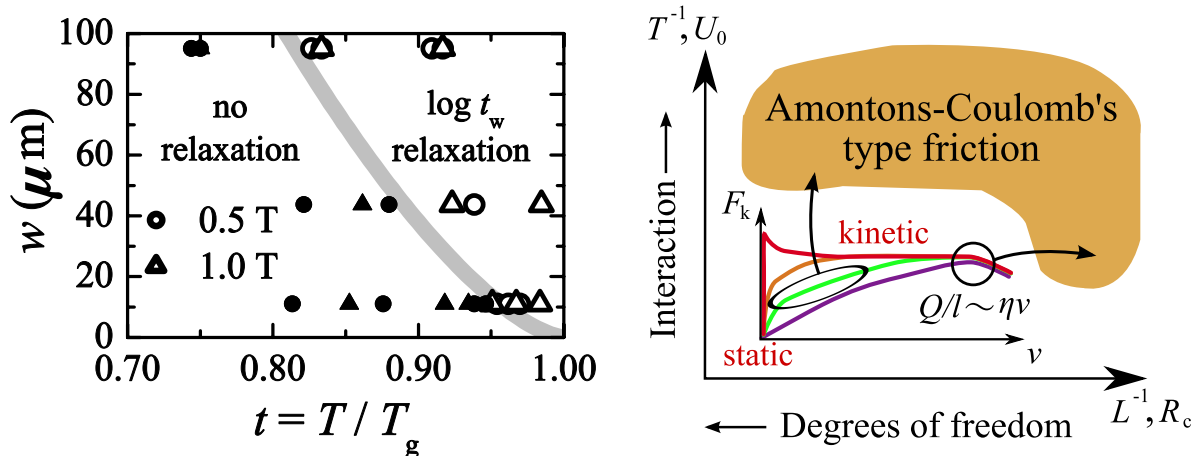


図1 (左): サイズ効果による緩和現象の相図 図2 (右): 摩擦法則の適用範囲の模式図

[1] A. Maeda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 077001 (2005); D. Nakamura *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 89, 012021 (2007).

メゾスコピック超伝導体における局所電流注入効果

筑波大学大学院数理物質科学研究科・学際物質科学研究センター

神田晶申、初見慎也、大塚洋一

アントワープ大学物理学科 (ベルギー)

M.V. Milosevic, F. M. Peeters

Effect of local supercurrent injection on vortex states in mesoscopic superconductors

Inst. Phys. and TIMS, University of Tsukuba

A. Kanda, S. Hatsumi, Y. Ootuka

Departement Fysica, Universiteit Antwerpen

M.V. Milosevic, F. M. Peeters

サイズが超伝導コヒーレンス長や磁場侵入深さと同程度のメゾスコピック超伝導体では、試料端の影響が無視できないために、バルクの超伝導体（アブリコソフ三角格子）とは大きく異なるさまざまな渦糸状態（巨大渦糸状態、多重渦糸状態など）が出現することが知られている。これまでは、円形ディスク、正方形など単純な形状の超伝導体が主に調べられてきたが、例えば、試料内にアンチドット（微細孔）を配置したり、局所的に電流を注入したり、磁性体ドットを配置したりする事によって、さらに渦糸状態が多彩となることが期待できる。また、これらをうまく組み合わせることによって、渦糸状態を制御し、セルオートマトンなど新しい電子デバイスに応用する可能性もでてくる。本研究では、その第一弾として、矩形メゾスコピック超伝導体への局所的な超伝導電流印加効果を実験的に調べた。

今回用いた試料は、1辺が $1.1 \mu\text{m}$ 、厚さ 40 nm の正方形超伝導体で、3辺の中央に電流注入用の電極がつながっている。また、残りの1辺には、トンネルコンダクタンスから超伝導の強さを評価するための、MS T J 測定用トンネル接合が2個取り付けられている[1] (図1)。測定の結果、電流注入によって、渦糸の排出、侵入を誘起できるだけでなく、渦糸配置のスイッチングも出来ることがわかった。講演では、実験結果とともに、ギンツブツグーランダウ理論に基づいた数値計算の結果についても報告する。

[1] A. Kanda et al. Phys. Rev. Lett. 93, 257002 (2004). B.J. Baelus et al. Phys. Rev. B 71, 140502(R) (2005); Phys. Rev. B 73, 024514 (2006). A. Kanda et al. 74, 094519 (2007).

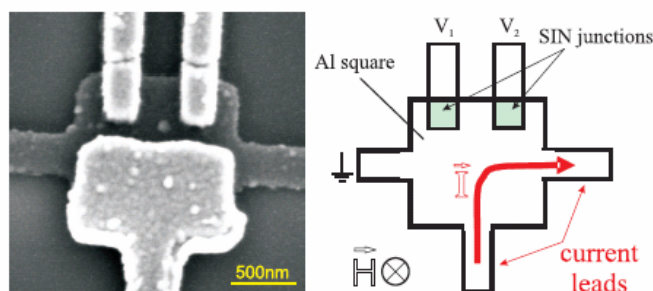


FIG. 1: SEM image of the sample - the mesoscopic superconducting square in a transport structure, with two tunnel junctions on top, as illustrated on the right.

Dynamics of current driven vortices

WPI Center for Materials NanoArchitectonics (MANA)

National Institute for Materials Science (NIMS)

Mengbo Luo and Xiao Hu

Understanding the dynamics of flux lines subject to randomly distributed point-like defects in high-Tc superconductors is one of the most fascinating topics. The competition between elastics force and random pinning force builds up a highly nonlinear energy landscape. Using dynamical computer simulation on a three dimensional model system, we investigate the dynamics of flux lines near critical depinning force. A genuine continuous depinning transition with depinning force F_{c0} is observed at $T = 0$, which also governs the low temperature creep motion around F_{c0} . With the notion of scaling, $v(T, F) = T^{1/\delta} S(T^{-1/\beta\delta} f)$ with $f = 1 - F_{c0}/F$, we evaluated two critical exponents β and δ , and scaling function $S(x)$. For relatively strong pinning where the vortex glass (VG) is stabilized at equilibrium, the well-known Arrhenius law is recovered. But for weak pinning where Bragg glass (BrG) is stable, we observe a non-Arrhenius creep motion. Microscopic motion modes of flux lines in BrG and VG are also revealed.

Reference:

[1] M.B. Luo and X. Hu, Phys. Rev. Lett. **98**, 267002 (2007)

コルビノディスク内で回転駆動された渦糸格子リング

東工大極低温セ^a, 九大高等教育セ^b 山崎祐介^a, 小久保伸人^b, 大熊哲^a

Vortex lattice rings rotated in Corbino disk

Tokyo Institute of Technology^a, Kyushu University^b Y. Yamazaki^a, N. Kokubo^b and S. Okuma^a

コルビノディスク(CD)型の電極形状を持ったアモルファス(a -)Mo_xGe_{1-x} 超伝導膜($T_c=6.2$ K)に放射状の電流 I を印加し, 中心からの距離に反比例する歪みのある回転駆動力を受けた渦糸固体のダイナミクスを調べている。このような駆動力の下では, I の増加に伴い中心近くの渦糸が順にディピンされていくことをこれまでに明らかにした^[1]。これより, a -Mo_xGe_{1-x} 中の渦糸固体では, 駆動方向と垂直な方向の速度相関は極めて小さいことがわかる。

さらに, ディピニング後の渦糸系の構造を調べるためにモードロック(ML)共鳴実験を行った。この実験により, 回転している渦糸が円周方向に周期的に配列しているかがわかる。共鳴実験は全て $T = 4.1$ Kで行い, 周波数 $f_{\text{rf}} = 15$ MHzの交流を重畳させて dc 電流-電圧(I - V)特性を測定した。その結果, I - V 曲線にステップ的構造を観測した。このことから, 渦糸が円周方向にコヒーレンスを持って回転していることがわかる。さらに, 本試料中では渦糸固体の弾性的な回転は見えないことも考慮すると, 渦糸系は弾性的な複数のリングを形成している可能性が高い。MLステップ電圧 V_p および臨界(ディピニング)電流 I_c の磁場 B 依存をそれぞれ図 1(a)(b)に示す。(a)図中の破線はリングをなす格子中の正三角形の一辺がフロー方向に対して垂直な場合, 実線は平行な場合の V_p を表す。高磁場では垂直なフローであった格子は, 低磁場では平行なフローに変化している。これは, 磁場の減少に伴い渦糸格子が柔らかくなり, 隣接するリングの界面がより滑らかなように構造変化した(図 2)ためと考えられる。

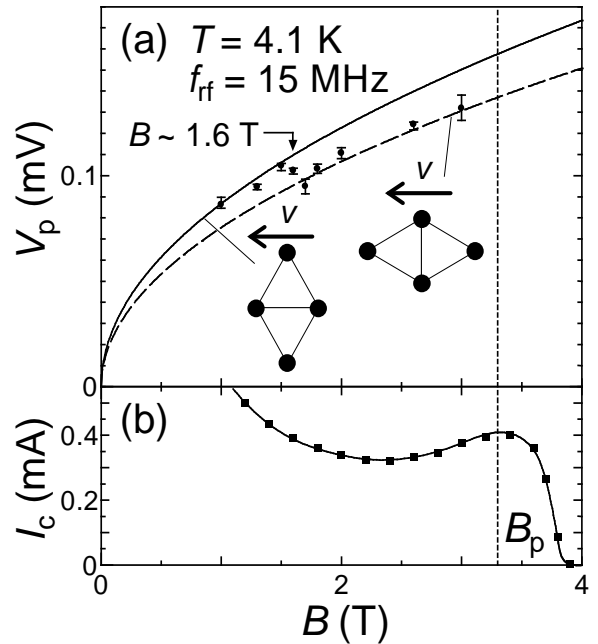


図 1 MLステップ電圧 V_p と I_c の B 依存

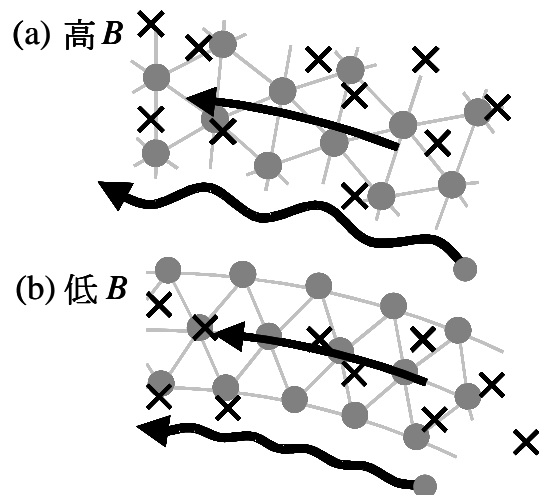


図 2 (a)高磁場および(b)低磁場における剛体リングの形状の模式図

[1] S. Okuma, Y. Suzuki, Y. Yamazaki, and N. Kokubo, Physica C 468 (2008) 613.

ナノサイズ超伝導体の転移温度

阪府大院工^A, 阪府大ナノ研^B, JST-CREST^C

末松久孝^A, 加藤勝^{A,B,C}, 石田武和^{A,B}

Critical Temperature of Nano-sized Superconductors

Grad. Schl. of Eng., Osaka Pref. Univ.^A,

Inst. for Nanofab. Res., Osaka Pref. Univ.^B, JST-CREST^C

H. Suematsu^A, M. Kato^{A,B,C}, T. Ishida^{A,B}

鉄系の高温超伝導が注目を集めているように、超伝導研究の重要な柱として超伝導転移温度がどこまで上昇するかということがある。鉄系超伝導のような新奇な超伝導物質の発見により超伝導転移温度が上昇することがその中心であるが、現在の最高転移温度のように高圧下におくことでも上昇する。

超伝導も含めて、系のサイズを小さくしていったときの新奇な物性についても盛んに研究が行われている。その1つとして、ミクロスコピックな Bogoliubov-de Gennes 方程式を数値的に解くことでナノサイズ超伝導体の物性を渦糸構造を中心にして論じてきた。その際、バルクの超伝導転移温度よりも高い温度でもオーダーパラメータが十分発達していることを我々は報告してきた。

このオーダーパラメータの振幅の変化から転移温度を見積もると $L = 5\xi$ の正方超伝導板では、バルクの転移温度 T_c^b の約 1.5 倍となった (図 1)。さらに、 4ξ , 約 3ξ のように小さくすると約 1.6 倍, 1.7 倍と上昇した。サイズが小さくなることで転移温度が上昇することはエネルギー固有値の間隔の観点から論じられていた [1] が、その予測よりも非常に大きな転移温度の上昇を示している。

講演の際には、この超伝導転移温度の上昇についてより詳しい報告を行う。

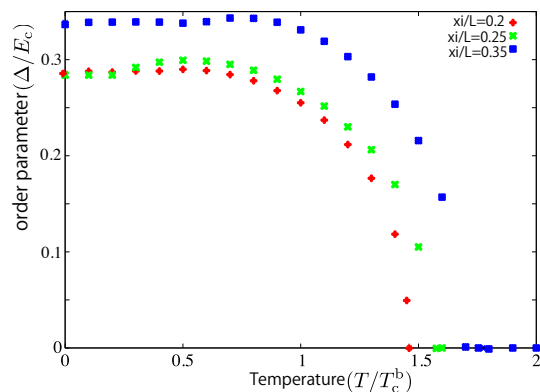


図 1: ナノサイズ超伝導体の超伝導ギャップの温度変化

参考文献

[1] J. von Delft, A. D. Zaikin, D. S. Golubev, and W. Tichy, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3189–3192.

ナノ構造超伝導体の渦糸構造とそのダイナミクス

加藤勝^{a,b}, 佐藤修^c

^a大阪府立大学工学研究科数理工学, 〒599-8531 大阪府堺市中区学園町1-1

^bJST-CREST, 〒102-0075 東京都千代田区三番町5

^c大阪府立工業高等専門学校, 〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町26-12

これまで、ナノサイズの加工された超伝導体、たとえば超伝導ネットワークや、アンチドットを配列された超伝導体、における磁束構造をこれまで調べてきた。例えば、対称な有限ネットワーク中の磁束構造や、非対称有限ネットワークにおける磁束ダイナミクス、欠陥のある超伝導ネットワークにおける磁化過程などを対象としてきた。

この報告ではより実験に近づけたモデルの磁束構造を調べた。図に示すのは、超伝導ネットワークに転移温度の乱れのある場合に de Gennes-Alexander 方程式を解いて、外部磁場を印加した場合の転移温度の変化とその磁束構造の変化を示している。

図1の青色の線は、欠陥がない場合の転移温度を示し、赤色の線は欠陥を一カ所加えた場合の転移温度を示す。欠陥がない場合には、ネットワークの対称性によって、磁束構造が磁場とともに、大きく変化する

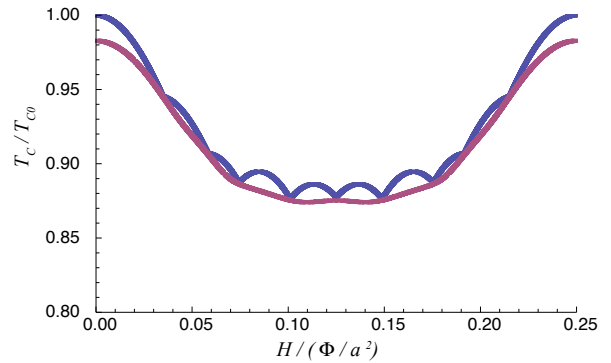
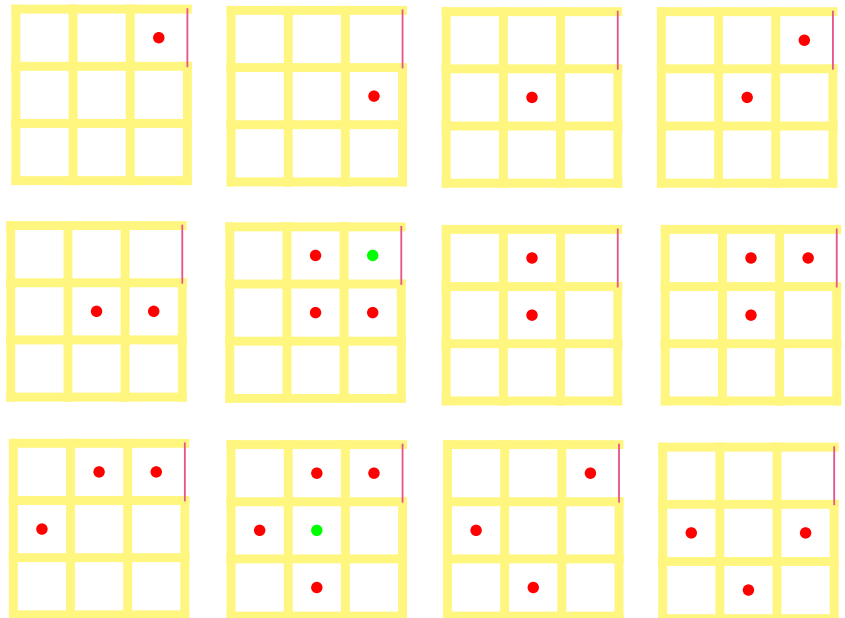


図1

るため、転移温度が大きく波打つが、欠陥がある場合には、磁場とともに転移温度が滑らかに変化することが分かる。さらに図2には、磁場の増加に伴う、磁束構造の変化が示されている。磁束が欠陥のあるボンドから順に内部に侵入していく様子が分かる。

図2



さらに、アンチドットにおける磁束構造も報告する。

Acknowledgements

本研究の一部は大阪府立大学大学院工学研究科FI推進研究奨励研究費の援助を受けて行われた。

Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+y} における面内磁場による磁束ラチェット効果

東大院工 為ヶ井 強

非常に異方性の大きな Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+y} では、パンケーキ磁束とジョセフソン磁束が共存する交差格子状態が実現する [1]。これら 2 種類の磁束間には引力相互作用が働き、一方を動かすことにより他方を制御できる [1, 2]。一方、近年微細加工の進歩により、超伝導体に様々な加工を施した“ナノ構造超伝導体”における量子化磁束の運動が盛んになっている。量子化磁束に対して非対称なピン止めポテンシャルを導入することにより、時間対称な交流ドライブによりラチェット的な運動を誘起できることが見いだされている [3]。“ナノ構造超伝導体”における量子化磁束のダイナミクスはそれ自体興味深い、ピン止めのパラメータを変更するには試料を新たに作り直す必要がある。一方、Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+y} では先に述べたように、ジョセフソン磁束自身がパンケーキ磁束に対するポテンシャルを形成しており、様々な時間パターンを持つ面内磁場によりパンケーキ磁束分布を制御することができると期待される。そのようなものとして磁束レンズ効果・磁束ラチェット効果が提案された [4]。最近、Cole 等は微小ホール素子を用いた磁束レンズ効果・磁束ラチェット効果の確認を報告している [5]。また、我々も磁束レンズ効果の磁気光学差像法 (MO 法) による観察に成功している [6]。しかし、磁束ラチェット効果に関してはその有効な範囲が 1kHz 以下の低周波数に限られると報告されている [7]。今回は、様々な実験条件を見直し、磁束ラチェット効果に対する大きな周波数依存性の妥当性、起因等について議論する。

[1] A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).

[2] A. N. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai, S. Ooi, and M. Henini, Nature (London) **414**, 728 (2001).

[3] J. E. Vilegas, S. Savel'ev, F. Nori, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, R. Garcia, and J. L. Vicent, Science **302**, 1188 (2003).

[4] S. Savel'ev and F. Nori, Nature Materials **1**, 179 (2002).

[5] D. Cole, S. Bending, S. Savel'ev, A. Grigorenko, T. Tamegai, and F. Nori, Nature Materials **5** 305 (2006).

[6] T. Tamegai, H. Chiku, and M. Tokunaga, J. Korean Phys. Soc. **48**, 1012 (2006).

[7] T. Tamegai, H. Chiku, Y. Tsuchiya, H. Shibutani, and Y. Nakajima, Physica C **468**, 531 (2008).

メゾスコピック超伝導における磁束挙動と巨大過剰抵抗

物材機構 (NIMS)^A、筑波大数理物質^B

原田淳之^A、榎本健悟^A、矢ヶ部太郎^A、木俣基^A、碓香織^B、薩川秀隆^A、寺嶋太一^A、宇治進也^{A,B}

Vortex dynamics and large excess resistance near critical field in mesoscopic superconductivity

National Institute for Materials Science^A,

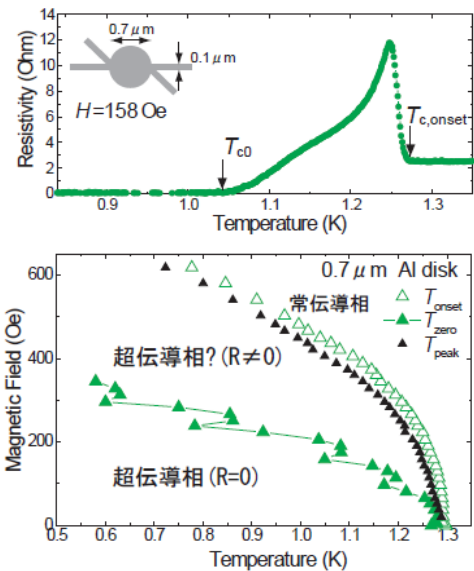
Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba^B

A. Harada^A, K. Enomoto^A, T. Yakabe^A, M. Kimata^A, K. Hazama^B, H. Satsukawa^A, T. Terashima^A, S. Uji^{A,B}

マイクロメータ (μm) サイズのメゾスコピック超伝導では試料の形状・境界条件が超伝導状態に大きく影響を与え、バルクサイズのものとは異なった特異な超伝導状態が観測される[1]。その中でも興味深いものとして超伝導転移温度近傍で観測される過剰な電気抵抗が挙げられる[2]。この過剰抵抗は磁場中で特に顕著となり、驚くことにノーマル状態の抵抗値の ~ 8 倍にも増大する[3]。今回我々は臨界磁場近傍に現れる巨大な過剰抵抗の起源について明らかにすべく、厚み 30nm で直径 $1\mu\text{m}$, $0.7\mu\text{m}$, $0.4\mu\text{m}$ の3つの微小 Al ディスクを作製し、過剰抵抗の試料サイズ依存性を調べた。

ゼロ磁場で存在しない過剰抵抗は、磁場中で3つのサイズ共に明瞭に観測された。図(上)は径 $0.7\mu\text{m}$ の Al ディスクの磁場中での電気抵抗の温度依存性である。この超伝導転移で、過剰抵抗が始める温度を T_{onset} 、ゼロ抵抗になる温度を T_{zero} 、過剰抵抗が最大となる温度を T_{peak} としてこれら T_{onset} 、 T_{zero} 、 T_{peak} の磁場依存性についてまとめたのが図(下)である。ディスクサイズに依存しない T_{onset} が端子部分に起因した超伝導転移で、 T_{zero} はディスク部分に起因した超伝導転移であると考えられる。では過剰抵抗が現れる T_{zero} と T_{onset} の間の温度領域で Al ディスク内の超伝導は一体どの様にして消失していくのか？それに対し注目すべき結果として、磁場中で顕著となる過剰電気抵抗は微小 Al ディスクに磁束がちょうど1本入る磁場値直前に、ディスクサイズには依存せず、劇的に増大し最も強められることが分かった。これは過剰抵抗と微小 Al ディスク内の磁束との関連を示唆する。また最近我々は I - V 測定で rf 高周波電圧を印加することにより様々な磁場温度領域でシャピロステップを観測した。シャピロステップの観測は、ディスク内の磁束の出入りを rf 高周波で制御している直接証拠 (Mode-locking) であり[4]、ディスクがその磁場温度領域で超伝導であることを明確に示している。

発表当日、メゾスコピック超伝導におけるシャピロステップの詳細を報告し、臨界磁場近傍のディスク内の電子状態について議論したい。



図：(上) 電気抵抗の温度依存

(下) 直径 $0.7\mu\text{m}$ Al disk の T - H 相図

[1] V. V. Moshchalkov *et al.*, Nature **373**, 319 (1995).

[2] P. Santhanam *et al.*, PRL **66**, 2254 (1991).

[3] K. Enomoto *et al.*, Physica E **29**, 584 (2005).

[4] N. Kokubo *et al.*, PRL **88**, 247004 (2002).

アンチドット格子を導入した Bi2212 の渦糸相図

物材機構 大井修一、茂筑高士、平田和人

Vortex phase diagram in Bi2212 with antidots array

National Institute for Materials Science S. Ooi, T. Mochiku, and K. Hirata

磁場を c 軸に平行に引加した場合の高温超伝導体の渦糸状態については、渦糸格子の融解転移現象の発見以降、高品質な単結晶を用いた詳細な実験により熱力学的相図が明らかにされ、さらに、重イオン照射や電子線照射などにより人工的にピン止め中心を導入することで、渦糸相図が受ける影響について調べられてきた。ただし、これまでのピン止め導入方法ではピン止め中心の位置を制御することは困難であった。

最近我々は、薄膜化した高温超伝導体単結晶に微細加工技術を用いてアンチドット格子を導入し渦糸状態を調べている(図1)。これまで、正三角格子や正方格子状にアンチドットを導入した場合、Bragg グラス相だけでなく、渦糸液体相において、パンケーキ磁束密度に応じて磁束フロー抵抗に顕著なマッチング効果が現れることを見出した。また、アンチドット径が小さい試料では、高温超伝導体では初めて分数マッチング効果が観察された。この結果は、アンチドット以外の内在するピン止めが弱く、作製された試料の質が十分に高いことを示している。現在、このような試料を用いて、規則的に配置されたピン止め中心を持つ試料での渦糸相図を明らかにすべく、一定磁場中での温度掃引によるフロー抵抗測定実験を行っている。

図2に格子間隔 $1\mu\text{m}$ のアンチドット正三角格子を導入した試料でのフロー抵抗の温度依存性を示す。アンチドット未導入の試料では、この抵抗レンジ内では、渦糸格子融解転移に伴う抵抗ジャンプが観察されなかったのに対して、アンチドット導入試料では、興味深いことに磁束系における一次相転移と思われる急峻な抵抗のジャンプが現れる。

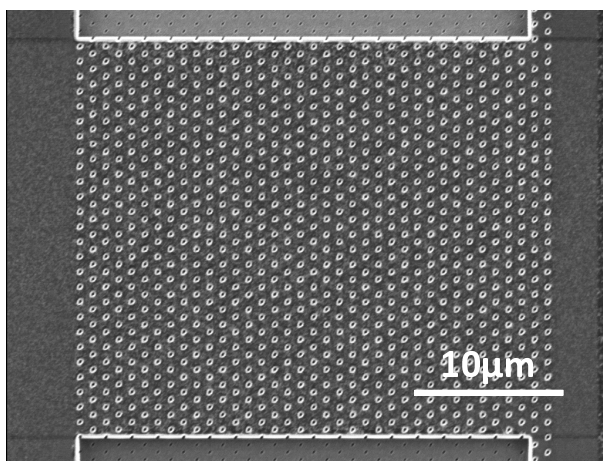


図1 アンチドット格子を導入した Bi2212 試料

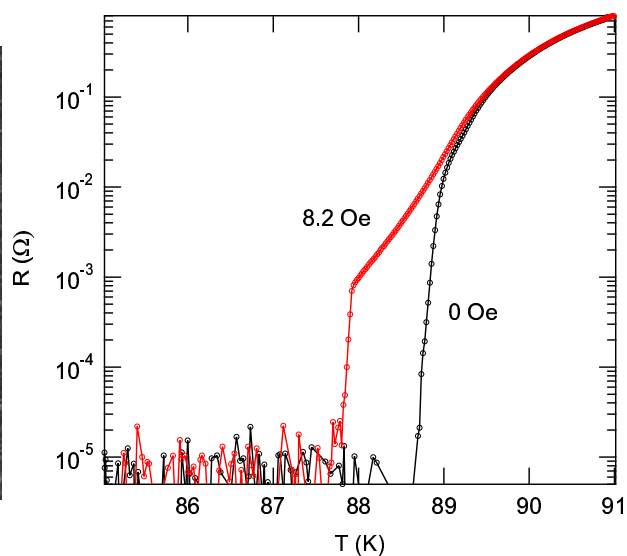


図2 0 Oe および 8.2 Oe における抵抗の温度依存性

空間反転対称性の破れた結晶構造をもつ超伝導体 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$, $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ の走査トンネル分光法およびミュオンスピン回転法による研究

東工大・理^A、NIMS^B、JAEA^C、御茶ノ水大^D、理研^E

西田信彦^A、伊藤孝^{A,C}、鈴木慧^A、山崎啓吾^A、金子真一^A、竹屋浩幸^B、平田和人^B
髭本亘^C、河村聖子^D、鈴木栄男^E

空間反転対称性の破れた結晶構造をもち、スピン軌道相互作用の強い物質においては、スピン縮退のとけたバンドができ、特異な超伝導が生ずると理論から提案されており、また、その混合状態の量子渦糸の周辺には、渦電流に誘起されて、磁力線と垂直方向に電子スピン偏極が生ずる可能性が指摘されている [1]。結晶が空間反転対称性を持たない $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ と $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ は、電子間相互作用大きくないので、スピン軌道相互作用の効果を調べる典型物質と考えられ、種々の方法でその超伝導特性が調べられてきた。表面インピーダンス測定 [2] から得られた磁束侵入長の温度依存性 λ (T)、NMR 法による超伝導状態のスピン格子緩和時間 T_1 およびスピン磁化率の温度依存性 [3] から、 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ は、通常の超伝導エネルギーギャップが開いたスピン 1 重項 s 波超伝導体であるが、 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ は、超伝導エネルギーギャップにノードをもつ特異な超伝導体であるとの報告がなされ、これはスピン軌道相互作用の強さの違いであると主張されている。我々は、ミュオンスピン回転法 (MSR) による磁束侵入長の温度依存性測定、そして、走査トンネル分光法 (STS) による超伝導状態 1 粒子状態密度測定を行い、超伝導特性を調べた。MSR 法から得られた磁束侵入長 λ (T) は、 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ と $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ でほとんど同じ温度依存性を示し、 T_c の 1/2 以下の低温では温度依存性をほとんど示さず、表面インピーダンスから得られた結果と異なるものであった。また、 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 渦糸周辺に異常な準粒子スピン偏極は観測されていない。一方、走査トンネル分光法による 1 粒子状態密度測定から、 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ はギャップの開いた BCS 超伝導体であるが、 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ は、フェルミエネルギーに状態密度をもつギャップレス超伝導体の性質を示すことがわかった。走査トンネル分光実験は、表面インピーダンス測定や NMR 実験と矛盾しない結果を与えている。シンポジウムでは、実験結果を述べるとともに、測定法による結果が異なる理由についても考察する。

[1] 林伸彦、マンフレッド・ジグリスト：固体物理 41、631 (2006)

[2] K.-W. Lee et al., Proc. Lt-24 (2005); H.Q. Yuan, Phys. Rev. Lett. 97, 017006 (2006)

[3] M. Nishiyama et al., Phys. Rev. Lett. 98, 047002 (2007)

走査トンネル分光法による $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ の渦糸格子の研究

東工大理, 徳島大総合科^A, 首都大理工^B

金子真一, 古山昌治, 高野浩史, 菅原仁^A, 青木勇二^B, 佐藤英行^B, 西田信彦

Vortex lattice in $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ studied by scanning tunneling spectroscopy

Tokyo Inst. of Tech., Univ. of Tokushima^A, Tokyo Metropolitan Univ.^B

S. Kaneko, M. Furuyama, K. Takano, H. Sugawara^A, Y. Aoki^B, H. Sato^B and N. Nishida

我々は超伝導転移温度 $T_c=1.85\text{K}$ を示す充填スクッテルダイト化合物 $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ について極低温走査トンネル顕微鏡・分光法(LT-STM/STS)による測定を行っている。 $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ は立方晶の結晶であるが T_h という対称性を持ち、結晶軸の回転に対して 4 回対称軸を持たず 2 回対称でしかない。STM/STS の実験は試料表面を液体ヘリウム温度で単結晶試料を割ることにより準備し、そのまま試料を低温に保ちつつ 0.4K での測定を行った。そしてこれまでに結晶の $[001]$ 方向と $[111]$ 方向に磁場をかけたときの STS 測定により 0.2T から 1.4T までの磁場範囲で磁束格子の観測に成功している。磁場が $[001]$ 方向の場合には菱形の磁束格子が観測された。そして菱形の向きはひとつの向きのみでドメインを作らず $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ の結晶の T_h 対称性を反映していた。また磁場を強くすると菱形から正方形へ変化することが観測された。磁場が $[111]$ 方向の場合にはほぼ三角の磁束格子が観察され結晶の方向との関係ではこのときも T_h 対称性を反映した向きになっていた。磁束格子の形状からフェルミ面ならびに超伝導ギャップの異方性との関連について議論する。

STM/STS による Pb 置換 Bi2201 の磁場中電子状態の観察

東北大金研 工藤一貴、岡本大地、奥村直幸、西寄照和、小林典男

酸化物高温超伝導体における超伝導と擬ギャップ形成との関係についてこれまで多くの研究が行われたが、その関連についてはまだ諸説紛々としている。最近、我々は CuO_2 層を一層だけ含む Pb を添加した $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+d}$ (Bi2201)においてキャリア濃度を求め、超伝導転移温度 T_c と擬ギャップ形成温度 T^* との関係を調べた結果、超伝導は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ (Bi2212)や $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO)に比べて極めて狭いキャリア濃度でのみ現れるが、 T^* は CuO_2 層数に依存しないユニバーサルな性質を示すことを見出した。このような Bi2201 が他の高温超伝導体と異なる性格を持つ点に着目して、低温走査トンネル顕微鏡 (STM/STS)を用いて原子レベルの分解能を持った局所電子状態を調べることによって、擬ギャップ形成の起源と、超伝導と擬ギャップ形成との関連について研究を行ってきた。

基本単位格子中に伝導層 (CuO_2 層)を一層だけ含む $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+d}$ (Pb-Bi2201)の特徴は、他の酸化物超伝導体に比べて T_c が低く、非金属・非超伝導状態のアンダードーピングから、特に正常金属相 (フェルミ液体相)であるオーバードープ領域まで広いキャリア濃度の制御が可能なこと、また Bi サイトを約 19% の Pb で置き換えると BiO 層と CuO_2 層の格子ミスマッチが消え、格子のひずみによる電子状態の不均一性を避けることができること、などがある。我々はこれまでアンダードーピングからオーバードープまでの試料を作製し、c 軸電気伝導度の測定から擬ギャップの存在を探ってきた。その結果、擬ギャップ形成温度は他の酸化物超伝導体とほぼ同じホール濃度 (p) 依存性を示し、その臨界濃度は $p_{cr} \sim 0.2$ 付近にあるが、超伝導領域は他の超伝導体に比べて狭い濃度に制限されることがわかった。これは超伝導と擬ギャップ形成とが別の要因によって決定されることを示唆しているように思われる。

トンネルスペクトルの測定からは 10 mV 付近にシャープなピークを持つ部分と 20 mV 付近にブロードなピーク (擬ギャップ) を持つ部分とに分けられる。このギャップの不均一さは、Bi2212 などに比べて小さい。また、低エネルギー領域の状態密度には Bi2212 において観測されている $4a_0 \times 4a_0$ の長周期秩序とは異なって 1 次元的な変調構造が観測されている。

これらの観測結果とその磁場依存性について報告する。

STM/STS でみた高温超伝導体の量子極限渦糸芯

理研^A, 東大工^B, 東大新領域^G

花栗哲郎^A, 為ヶ井強^B, 高木英典^{AC}

Possible quantum-limit vortex core in a high- T_c superconductor

RIKEN^A, Dept. Appl. Phys., Univ. Tokyo^B, Dept. Adv. Materials, Univ. Tokyo^C

T. Hanaguri^A, T. Tamegai^B and H. Takagi^{AC}

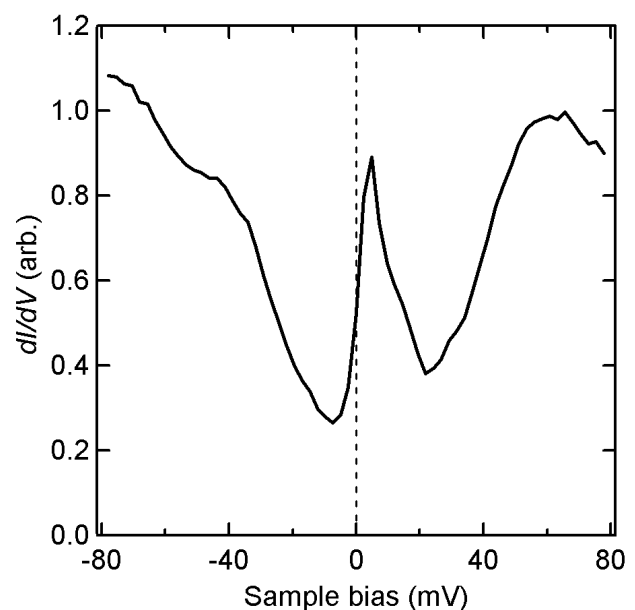
STM/STS 技術の発達に伴い、様々な超伝導体の磁束イメージングが可能になるとともに、渦糸芯電子状態の詳細な実験データが得られるようになってきた。銅酸化物高温超伝導体では、超伝導ギャップが d 波対称性を持つこと、コヒーレンス長 ξ が著しく短いために、 $k_F \xi$ が 1 に近い、いわゆる量子極限が実現している可能性があること、強相関の効果によって異なる電子相間の競合がおきやすいこと、等から渦糸芯電子状態が従来型超伝導体のそれとは質的に異なる可能性が高く、興味深い研究対象になっている。特に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の渦糸芯に対する STM/STS 実験によって明らかにされた渦糸芯近傍の「チェッカーボード」状の電子状態の長周期構造[1]は、銅酸化物における他の様々な「チェッカーボード」構造や、反強磁性渦糸芯との関連から重要であるが、その起源は明らかになっていない。最近、松葉等は、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の渦糸芯の詳細な STM/STS を行い、「チェッカーボード」構造は占有状態と非占有状態で、空間的に逆位相で振動していることを明らかにした[2]。この特徴は、電子秩序とは直接には関係しない d 波超伝導状態における準粒子干渉パターン(QPI)と同様であり[3]、両者の関係は興味深い。

本研究では $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ において、QPI と渦糸芯電子状態の両方を観測し、比較を行った。QPI を Fourier 解析すると、波数空間での情報を得ることができる。磁場中では「チェッカーボード」構造と関連する特徴的な波数ベクトルが顕著になるが、これらの波数ベクトルは、無磁場下での QPI を特徴付ける波数ベクトルの一部と良く対応することがわかった。この結果は、渦糸芯「チェッカーボード」構造が、QPI と同様、Fermi 波数によって特徴付けられていることを示唆する。また、渦糸中心では、図に示すように、Fermi エネルギーよりわずかに高エネルギーに鋭い状態密度のピークが観察された。これらの結果を量子極限渦糸芯の立場から議論する。

[1] J. E. Hoffman *et al.*, *Science* **295**, 466 (2002).

[2] K. Matsuba *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 063704 (2007).

[3] T. Hanaguri *et al.*, *Nature Phys.* **3**, 865 (2007).



高温超伝導体の異常な磁束の量子化と新奇ダイポール磁束の観測

井口家成¹, K. S. Yun², 有沢俊一¹, 羽多野 毅¹

¹物質・材料研究機構 ²ソニーケミカル&インフォメーションデバイス株式会社

はじめに

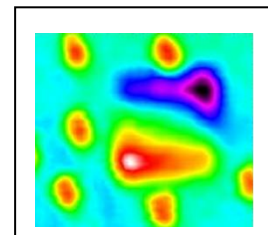
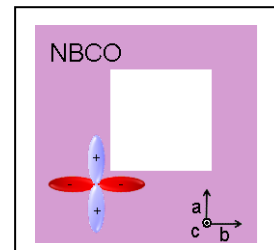
London によって予言された、超伝導体中の穴にトラップされた磁束の量子化現象 ($\Phi = n \Phi_0$, $n=0,1,2,\dots$) は、いまを去る 50 年ほど前、米国及びドイツのグループによって実証された。高温超伝導体の磁束の量子化は、IBM グループがリングに閉じ込められた磁束の量子化の観測 (半整数磁束も含めて) を行っているが、前二者の実験のような詳しいデータ (外部印加磁束とトラップ磁束の関係) は示されていない。本研究では、c 軸配向の $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (NBCO) 薄膜にフォトリソグラフィ加工によって空けた穴 (○、□形) に量子化磁束がトラップされた状態で、外部から磁場を印加する実験を行い、その様子を SQUID 顕微鏡を用いて観察した結果について報告する。

通常の超伝導体の場合、印加磁場が H_{c1}^* (反磁場係数などを考慮した値) より低い場合、薄膜に磁場が入ることはなく、マイスナー状態が保たれ、したがって穴にトラップされた量子磁束には何ら変化も起こらない。ところが高温超伝導体 NBCO 薄膜の場合、 $H \ll H_{c1}^*$ の磁場でも穴内部の磁束に大きな変化が見られ、新奇ダイポール磁束の出現が観測された。

実験結果

穴は $20 \times 20 \mu\text{m}^2$, $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ の四角形及び $20 \mu\text{m}\phi$, $40 \mu\text{m}\phi$ の円形である。数 μT の field cooling process により、 $0 - 2\Phi_0$ の量子化磁束が穴にトラップされることが確認された。この状態に外部から小さな磁場を印加していくと ($T = 3\text{K}$)、 $5 - 10 \mu\text{T}$ のあたりから、穴の中の磁束分布に大きな変化が起き、 $20 \mu\text{T}$ 以上になるとはっきりしたダイポール磁束構造が出現した。さらに磁場を増加させると、このダイポール磁束は成長した ($50 \mu\text{T}$ まで)。 H_{c1}^* の大きさは $0.4\text{mT} - 0.6\text{mT}$ 程度であり、 $H/H_{c1}^* = 0.02 - 0.1$ である。比較のために、同様のパターンニングをした Nb 薄膜についても実験を行ったが、ダイポール磁束は観察されなかった。また穴の大きさが小さい場合、穴にトラップされる全磁束が外部磁場の印加とともに変化する現象も見出した。本講演では、高温超伝導体の d 波対称性との関連性に基づき、解釈を試みる。

Ref: K. S. Yun et al., cond-mat arXiv:0807.3584v1



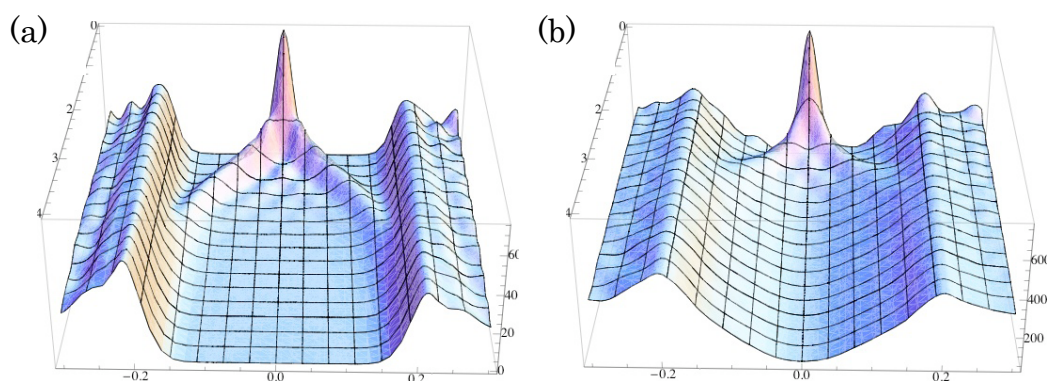
トリプレット超伝導体における半整数量子磁束周りの準粒子構造

阪府大工^A、JST-CREST^B、USCC^C、 丹羽祐平^{A,B}、加藤勝^{A,B}、真木和美^C

^3He の超流動においてオーダーパラメータにスピンの自由度が現れ **d-vector** で表す。この **d-vector** と位相が半回転ずつすることによって半整数の循環があることが予言されており¹⁾、 $^3\text{He-A}$ 相で整数の循環よりも半整数の循環の方が安定な場合があるとわかっている²⁾。

最近、 Sr_2RuO_4 や $\text{Na}_x\text{CoO}_2 \cdot y\text{H}_2\text{O}$ 等のトリプレット **p-波** 又は **f-波** 超伝導体が発見されている。それは ^3He の超流動と同様にスピンの自由度があるため、半整数量子磁束が存在すると考えられ、**d-soliton** でつながっている 1 対の半整数量子磁束が安定になる領域があることが分かっている³⁾。

我々は、オーダーパラメータがハイパブリックタンジェントに量子磁束中心で減少するとして Bogliubov-de Gennes 方程式を Fourier-Bessel 級数展開を用いて計算し、トリプレット **p-波** 及び **f-波** 超伝導体における **d-soliton** の端で起こる半整数量子磁束周りの準粒子構造を解析した。そして、準粒子の局所状態密度がエネルギー 0 かつ磁束中心で束縛状態のピークを作り、その高さが整数量子磁束に比べて半分になることが分かった。また、量子磁束の縁でエネルギー 0 の準粒子の状態密度が現れることがわかった。(図(a): **p-波**、図(b): **f-波**)



1) M.M.Slomaa and G.E.Volovik, Phys.Rev.Lett.55, 1184(1985)

2) H.-Y.Kee and K.Maki, cond-mat.0702344v2(2007)

3) H.-Y.Kee and K.Maki, Phy.Rev.B62, R9275(2000)

銅酸化物高温超伝導体中の磁束まわりの準粒子構造の解析

阪府大工^A，CREST-JST^B，南カリフォルニア大^C

富田聡^A，加藤勝^{A,B}，真木和美^C

最近、STS法により、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ の渦糸芯まわりで、純粋なd-波超伝導体の束縛状態と異なるチェッカーボード型の局所状態密度が観測されている[1]。

本研究では、この渦糸芯まわりの状態密度に対して高温超伝導体の擬ギャップ状態が及ぼす効果を考察する。擬ギャップ状態に対して、d-波スピン密度波(dSDW)の理論を採用した[2]。まず、dSDW存在下でのd-波超伝導のBogoliubov-de Gennes方程式を導出し、Fourier-Bessel展開を用いて方程式を数値的に解いた。dSDWオーダーパラメータが小さいときは渦糸束縛状態のピークが残っているが(a)、より大きいdSDWオーダーパラメータでは渦糸束縛状態がチェッカーボード状に変調することを見出した(b)。

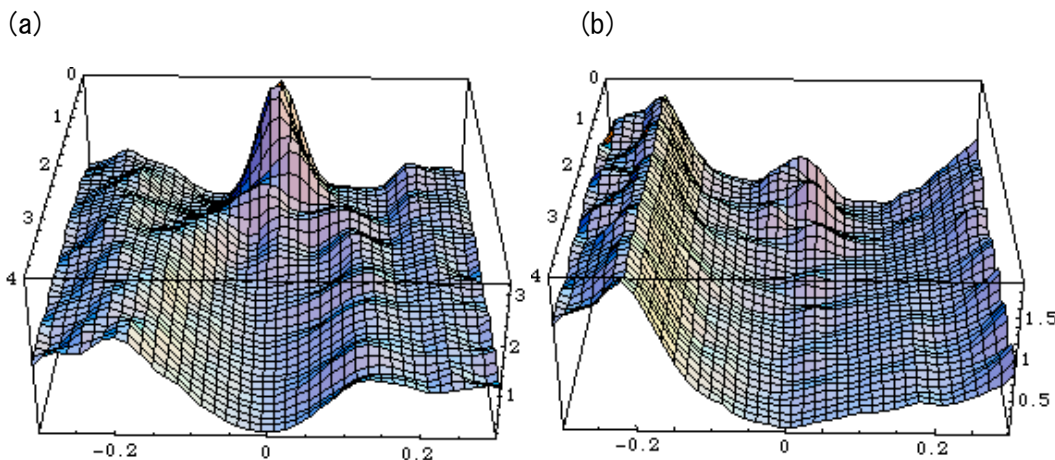


図 局所状態密度

[1] K. Matsuba et al., J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2007), 063704

[2] H. Won et al., Phys. Stat. Sol. (b) **244** (2007) 240

磁場回転比熱の新しい解析手法

～渦コア準粒子の寄与の考慮～

A 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

B 日本原子力研究開発機構システム計算科学センター, CREST (JST)

永井佑紀^A, 林 伸彦^B

磁場中比熱の測定において、印加磁場を回転させた時の振舞いから、超伝導ギャップの対称性に関する情報の得られることが知られている。我々は、クラマー・ペッシュ (Kramer-Pesch) 近似と呼ばれる方法を、そのような測定結果を解析するための定量的な手法として提案する[1]。そこでは、従来のドップラー・シフト (Doppler-shift) 法で無視されていた渦糸中心近傍 (渦糸コア) からくる準粒子の寄与を取り入れることが出来る。それにより、フェルミ面上のギャップノード付近だけでなく、ドップラー・シフト法では無視されているギャップの開いた部分 (アンチノード部分) からの寄与をきちんと考慮することができる。その結果として、磁場を回転させた時の比熱の変動のコントラスト (つまり、磁場がギャップノード方向に向いている時とアンチノード方向の時とでの比熱のコントラスト) が、従来のドップラー・シフト法の結果よりも弱まり、実験的に観測されている変動振幅により近づいた計算結果が得られる。さらに、比熱の変動におけるカスプ的構造についても、ドップラー・シフト法とクラマー・ペッシュ近似とでは、状況により異なる結果を与える場合がある。

本講演では、典型的なフェルミ面 (球形, 円筒形) と超伝導ギャップ (ラインノード, ポイントノード) との組み合わせに対し、このクラマー・ペッシュ近似を適用した結果[1]を紹介する。そこから分かることは、比熱の変動の振舞いにおいて、超伝導ギャップの異方性に加えて、フェルミ面の異方性もまた重要な因子となっているということである。また、従来のドップラー・シフト法による計算結果との比較についても言及する。さらに、具体的な物質への応用例として、ボロカーバイド $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ のフェルミ面に対してクラマー・ペッシュ近似[2]およびドップラー・シフト法[3]をそれぞれ適用した計算結果について紹介する。

[1] Y. Nagai and N. Hayashi, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 097001.

[2] Y. Nagai *et al.*, Proc. of LT25, to be published in J. Phys.: Conf. Ser.

[3] Y. Nagai *et al.*, Phys. Rev. B 76 (2007) 214514.

d波超伝導体の面内磁場での磁束格子構造

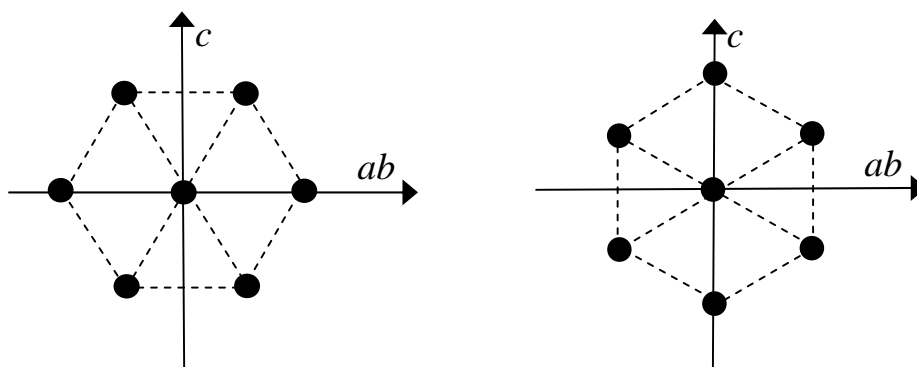
岡山大学 大学院自然科学研究科 市岡 優典

Vortex lattice configuration under parallel fields in d-wave superconductors

Department of Physics, Okayama University Masanori Ichioka

我々の研究グループでは、第二種超伝導体の磁束状態について準古典理論などの微視的理論による計算を行い、超伝導体の磁場中での物性を定量的に正しく評価するための研究を進めている。その中で、超伝導異方性やフェルミ面構造、常磁性効果の影響などが、どのように磁束状態の物性の中に現れてくるか、明らかにすることを目指している。

今回の発表では、 $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導体において ab 面に平行に磁場をかけた場合にできる磁束格子の形状について議論する。ただし、ここで考える超伝導体は銅酸化物高温超伝導体のような層状超伝導体ではなく、 CeCoIn_5 のような 3 次元的な超伝導体を想定している。平行磁場の場合では磁束格子は、 ab 方向と c 方向の異方性比で変形した三角格子となることが期待されるが、最近接磁束の方向により下図のような磁束格子構造の二つの可能性がある。これらのうちから、安定な磁束格子構造を決定するため、準古典理論でセルフコンシステントに超伝導オーダーパラメーターの空間構造を計算し、フリーエネルギーを評価する計算を行なった。そして、磁束格子形状を変化させ、最もフリーエネルギーの低くなる状態を探して、磁束格子の形状を決定した。特に、 ab 面内で磁場方向を回転させた時、 d 波超伝導ギャップの節方向に磁場をかけた場合と、ギャップの腹方向に磁場をかけた場合で磁束格子形状が変化する様子を調べ、平行磁場での磁束格子構造が d 波超伝導ギャップの節位置を特定する情報を与うるか議論する。



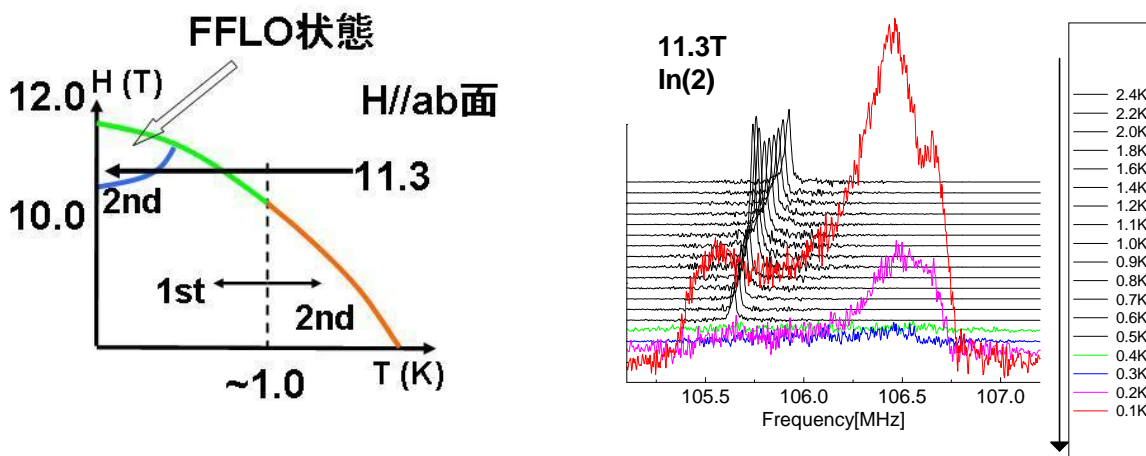
CeCoIn₅ の新奇超伝導相の NMR

北大理、京大理^A, 近藤直之、熊谷健一、穴戸寛明^A、松田祐司^A

重い電子系超伝導物質 CeCoIn₅ は低温、高磁場中において新たな超伝導相が存在することが様々な実験において明らかになっている。パウリ効果の大きな超伝導体では、強磁場中において特異な超伝導状態 (FFLO 状態) が実現することが予測されている。FFLO 状態では、クーパ対が破壊され、有限の運動量 $q=2\mu_B H/2\pi\hbar v_F$ (μ_B はボーア磁子, v_F はフェルミ速度) を持った対 ($k\uparrow, k+q\downarrow$) を新しく組むことで、空間的にノードを持った不均一な超伝導状態が安定して存在しているといわれる。また、類似物質の CeRhIn₅ は 3.8K において反強磁性転移が確認され、圧力下において反強磁性相が消失し超伝導相が出現する。CeRhIn₅ 等は、量子臨界点近傍に位置する物質群であると考えられている。そのため、CeCoIn₅ で発見された新たな超伝導相は、磁場によって誘起される磁気秩序と超伝導相の共存相ではないかとも議論されている。この新たな相において様々な実験が行われており、磁化測定、超音波、NMR 等からは FFLO 状態を支持する特徴的な振る舞いが観測されている。近年、B.-L.Young 等による、In(2)サイトでの NMR 測定において、反強磁性秩序によると思われるブロードなダブルピークのスペクトルが得られている[1]。また、中性子散乱からは、秩序波数 $Q=(q, q, 0.5)$ ($q\sim 0.56$) で変調された磁気構造からのブラッグピークが観測された。 q の値は、磁場に依存せず FFLO との予測と一致しない[2]。

これまで、我々は CeCoIn₅ の新たな超伝導相領域において、FFLO 状態の可能性、反強磁性相と超伝導相との共存の可能性を明らかにするため、*ab* 面内に磁場を加えて In(1), In(2), Co サイトでの NMR 測定を行ってきた。今回我々はより詳細なデータを得るべく、*ab* 面内に磁場を加えて In(1), In(2)サイトでのスペクトル、 T_2 の磁場変化、温度変化について測定を行った。

図に 11.3T での In(2)スペクトルの温度変化を示す。ノーマル状態の信号 (~105.66MHz) が 0.5K まで観測された。430mK 程度において一度信号が消失した。超伝導転移によるものだと考えられる。300mK 程度で 106.5MHz 付近に信号を観測し 260mK 程度で 105.6MHz 付近にまで広がった信号を観測した。さらに低温においていくつかのピークをもった信号が得られた。当日は、より広範囲な磁場領域での他のサイトとの測定結果を示し、議論する予定である。



[1] B.-L.Young *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 036402 (2007).

[2] M. Kenzelmann *et al.*, Science **321**, 1161818 (2008).

高いランダウ準位の渦糸状態と FFLO 状態の関係

広島大学大学院先端物質科学研究科 嶋原 浩

第二種超伝導体の磁場による対破壊効果には、軌道磁性に起因するもの（軌道磁性対破壊効果）と、スピン磁性によるもの（常磁性対破壊効果）の二種類がある。従来の合金の第二種超伝導体では、フェルミ速度が大きいいため、軌道磁性効果が常磁性効果に比べて圧倒的に強いが、近年発見された重い電子系の超伝導体や、準低次元の超伝導体では、常磁性効果が軌道磁性効果と同程度になる場合がある。

軌道磁性を無視する状況では、FFLO 状態と呼ばれる超伝導状態が生じる可能性が理論的に発見され、また軌道磁性を考慮したときに、渦糸状態と FFLO 状態の両方の性質をもつ超伝導状態（共存状態と呼ぶことにする）が生じることが予測されている（レビュー論文 [1, 2] 参照）。研究の初期の段階では、渦糸状態の主要なランダウ準位指数 n が 0 の状態が考えられていたが、 $n \geq 1$ の高いランダウ準位指数の渦糸状態や、そのような渦糸状態と FFLO 状態の共存状態も研究されてきている [3]。

我々は 2 次元超伝導体に斜め磁場をかけた場合に、強い常磁性効果によって発生するランダウ準位指数 n の高い渦糸状態を調べ、平行磁場の極限で n が発散し、FFLO 状態に帰着することを明らかにし、 n の大きなアブリコソフ関数の空間振動の周期が、極限での FFLO 状態の振動の周期に一致することを指摘した [4]。この意味で、高いランダウ準位 ($n \geq 1$) の渦糸状態の秩序変数の振動は、FFLO 状態と同じ起源をもつことがわかる。

3 次元の場合には、軌道磁性効果によって生じる渦糸状態のため、FFLO 状態に特有な秩序変数の振動は、渦糸に平行に生じるしかない。一方、軌道磁性を無視した状況での FFLO 状態の振動は、磁場の方向とは無関係に、フェルミ面や相互作用の性質によってきまる [1]。極限での FFLO 振動の方向が磁場に垂直な成分をもつとき、この二つの状態は、2 次元斜め磁場の場合と同様に、 n が発散することによって連続的につながる [2]。この状況は、3 次元の有効質量模型でも具体的に見ることができる [5]。また、我々は最近、この状況を 3 重臨界点付近の異方的ギンツブルグ-ランダウ模型に基いて再現した（ボルドー第 1 大学の Denisov 氏、Buzdin 氏との共同研究。投稿中）。本発表では、これらの最近の結果をご報告します。

参考文献

- [1] Y. Matsuda and H. Shimahara: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 051005.
- [2] H. Shimahara: in *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, edited by A.G. Lebed (Springer, 2008).
- [3] For example, H. Shimahara, S. Matsuo, and K. Nagai: Phys. Rev. B **53** (1996) 12284; and references in Refs. [1] and [2].
- [4] H. Shimahara and D. Rainer: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 3591.
- [5] H. Shimahara: 投稿準備中（日本物理学会 2007 年春季大会発表 18pRA-2）。

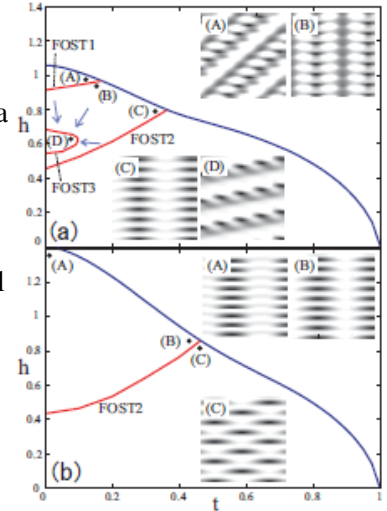
Pairing State and Vortex Lattice Structure of Superconductors with no Inversion Symmetry

Ryusuke Ikeda

Department of Physics, Kyoto University, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan

Superconducting or superfluid states occurring with a spatial modulation are nowadays one of central topics in quantum condensed matter physics. The FFLO superconductivity or superfluidity and, if any, supersolid are included in this topic. According to the original FFLO's idea, the orientation of modulation in this state is due to imbalanced Fermi surfaces in the k-space. On the other hand, the 3D superconducting FFLO state is always accompanied by vortices, and the orientation of modulation is affected rather by interactions between the vortices in real space. Such a competition between contributions from the k-space and real space leads to a rich variety of superconducting vortex states.

As an example of such modulated states, we discuss here about vortex phase diagrams in materials with no spatial inversion symmetry. In systems with spin-orbit coupling of Rashba type, a helical phase modulation [1] is induced by a Fermi surface splitting stemming from the broken inversion symmetry. In vortex states, however, this helicity (or, an uniaxial anisotropy) appears as a one-dimensional modulation of not the phase but rather the amplitude [2]. This tendency is enhanced with increasing the spin-orbit coupling: For weaker spin-orbit couplings (the upper figure expressing a H-T phase diagram), the LO-like state (A) survives the broken inversion symmetry just at high enough fields, while novel anisotropic vortex states (B) and the square lattice (C) appear as an intermediate state reflecting the above-mentioned helicity. At higher spin-orbit coupling (the lower figure), the LO-like state is lost, and the novel phase occupies the wider range of the H-T phase diagram. It should be noted that the slope change of the $H_{c2}(T)$ curve accompanying the square-triangular lattice transition is also seen in the experimental phase diagram of CeRhSi₃ [3]. Correlation between the pairing symmetry and details of the magnetic phase diagram will also be discussed [4].



- [1] R. Kaur, D. Agterberg, and M. Sigrist, Phys. Rev. Lett. 94, 137002 (2005).
- [2] Y. Matsunaga, N. Hiasa, and R. Ikeda, arXiv:0801.0682 (to appear in Phys. Rev. B).
- [3] N. Kimura et al., PRL 98, 197001 (2007).
- [4] N.Hiasa and R.Ikeda, arXiv:0810.1820.

多重ジョセフソン接合系の数理とテラヘルツ電磁波発振

Physics of Multi Josephson Junctions and Application to Terahertz Electromagnetic Radiation

WPI Center for Materials NanoArchitectonics (MANA)

National Institute for Materials Science (NIMS)

Xiao Hu and Shizeng Lin

Electromagnetic waves in THz regime are useful for DNA diagnosis, material testing, security check and so on. As such, tunable and continuous sources of THz waves have been under intensive search. Superconductivity provides a very unique possibility to generate EM waves based on the ac Josephson relation. The energy gap of high-Tc cuprate superconductors, $\sim 50\text{meV}$ for BSCCO-2212 covers fully the THz band, and scientists have been trying to explore this promising source of THz wave soon after the discovery of high-Tc cuprate superconductors. It has not been advanced so much till last year when the group of Argonne National Lab, USA and University of Tsukuba, Japan achieved finally a synchronized radiation from BSCCO single crystals (Science, vol.318 (2007) 1291). We have investigated the system theoretically, and have come up with a new solution of couple sine-Gordon equations (see Refs. below) which is intimately related with the new experimental breakthrough. The background, present status, and the future direction of this field will be discussed in the talk.

References:

- [1] S.-Z. Lin and X. Hu, Phys. Rev. Lett. vol. 100, 247006 (2008)
- [2] X. Hu and S. -Z. Lin, Phys. Rev. B, vol. 78, 134510 (2008)
- [3] S.-Z. Lin and X. Hu, arXiv.0809.5169

Phase Dynamics and Electromagnetic Prosperities of Intrinsic Josephson Junctions

WPI Center for Materials NanoArchitectonics (MANA)

National Institute for Materials Science (NIMS)

Shizeng Lin and Xiao Hu

Because of potential for wide applications of THz electromagnetic waves in drug detections, materials characterization, security checks *etc.*, it is extremely demanding to develop low-cost, compact, solid-state generators. Highly anisotropic high- T_c superconductors such as BSSCO are very promising candidate materials for this purpose and great efforts have been made to realize this device. Recently, it was demonstrated experimentally that a coherent and monochromatic EM wave is radiated from BSSCO mesa. Despite the experimental triumph, the mechanism responsible for excitation of terahertz wave still unclear, although the cavity intrinsically formed by the sample is found to play an important role. To figure out the underlying mechanism in experiments, we have performed extensive numerical simulations by solving the inductively coupled sine-Gordon equations. A new dynamic state is found in which large amount of dc power is pumped into plasma oscillation. This new dynamic state seems to be consistent with all the experimental observations so far. In this talk, I will discuss the unique features of this new state in comparison with other dynamic states and its application for terahertz radiation.

References

1. L. Ozyuzer *et al*, Science **318**, 1291 (2007)
2. K. Kadowaki *et al*, Physca C **468**, 634 (2008)
3. S.-Z. Lin and X. Hu, Phys. Rev. Lett. vol. **100**, 247006 (2008)
4. X. Hu and S. -Z. Lin, Phys. Rev. B, vol. **78**, 134510 (2008)
5. S.-Z. Lin and X. Hu, arXiv.0809.5169

固有ジョセフソン接合の THz 波発振： 表面インピーダンスによる発振状態変化

物材機構 計算科学センター

野々村 禎彦

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 等の固有ジョセフソン接合多層系に零磁場中で直流電流を印可すると THz 領域の電磁波が発振する [1]。c 軸方向の一様性を仮定し動的境界条件 [2] を課した計算 [3] では、電場が空間方向にほぼ一様な McCumber 的状態が安定化するのに対し、c 軸方向の一様性を仮定せず大きな複素表面インピーダンスを導入した計算 [4] では、空洞共鳴に相当する電圧のみで強い発振が起こり、c 軸方向の一様性が破れて位相に kink 的な跳びが現れる新奇な状態が報告された。これらの計算では超伝導層に平行な一方向に一様性を仮定した 2 次元モデルが用いられているが、この仮定を行わない 3 次元モデルによる計算 [5,6] でも、境界条件に由来する両者の発振状態の差異は変わらない。そこで本講演では、2 次元モデルの空間方向に動的境界条件 (表面インピーダンス $Z = 1$) を課し、c 軸方向に非一様な初期条件から出発して各電流値における定常状態を求めつつ、表面インピーダンスの値を変化させた計算結果 [7] を報告する：

1. $Z = 1$ の場合、低電流領域では各層の位相が揃い電場の空間変化が小さい McCumber 的状態が安定化し、発振は電流最小時に最も強い。電流を増やしてゆくと c 軸方向の一様性が破れ、位相に kink が入った状態が安定化する。電流を増やすにつれて kink 数は増加するが、発振は常に弱い。
2. $Z = 3$ にすると発振状態は大きく変化する。低電流領域でも McCumber 的状態は見られず、空洞共鳴に相当する電圧の近傍で電場の振幅が接合の両端で最大になる定在波モードが安定化し、発振強度は鋭いピークを持つ。その強度は $Z = 1$ の電流最小時と同程度 ($\sim 300\text{W}/\text{cm}^2$) になる。
3. Z を大きくするにつれて、定性的な発振状態は変わらないが強度は増加し、どの共鳴モードも $Z \approx 60$ で強度は最大になる。さらに Z を大きくすると発振電場が飽和し、発振磁場は Z に反比例するため強度は減少する。
4. 発振周波数は ac ジョセフソン関係式で決まり、表面インピーダンスが実部のみを持つ計算の範囲内では、発振スペクトルは極めて単色性が良い。

- [1] L. Ozyuzer *et al.*, *Science* **318**, 1291 (2007); K. Kadowaki *et al.*, *Physica C* **468**, 634 (2008).
[2] L. N. Bulaevskii and A. E. Koshelev, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 267001 (2006).
[3] H. Matsumoto *et al.*, *Physica C* **468**, 654, 1899 (2008).
[4] S. Lin and X. Hu, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 247006 (2008).
[5] H. Matsumoto *et al.*, unpublished (Proc. of LT25).
[6] X. Hu and S. Lin, *Phys. Rev. B* **78**, 134510 (2008); S. Lin and X. Hu, arXiv:0809.5169.
[7] Y. Nonomura: arXiv:0810.3756.

Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} 単結晶によるテラヘルツ波発振のメサ形状効果
筑波大数理物質

辻本学、山本卓、南英俊、門脇和男

Shape effect of THz radiation from Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} single crystal

M. Tsujimoto, T. Yamamoto, H. Minami, and K. Kadowaki, *Univ. Tsukuba*

近年、我々は高温超伝導体 Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} (Bi2212) の固有ジョセフソン接合 (IJJ) 系に電流を印加することにより、周波数がテラヘルツ領域のコヒーレントな電磁波が放出されることを実験的に明らかにした[1,2]。この発振は積層した各 IJJ に同位相で励起されるジョセフソン共鳴振動により生じていると理解されており、その発振機構は従来のフォトンクス等とは全く異なる。これまでに発振が確認された試料は全て Bi2212 単結晶のメサ型構造であり、放出される電磁波の周波数はメサの幅に反比例することが確認されている。

今回、我々は新たに集束イオンビームを用いた微細加工法により、従来まで作製されてきた直方体型のメサ試料に加え、円柱型の試料を作製し、テラヘルツ波の発振に初めて成功した (図 1、図 2)。図 2 は円柱型試料の電流電圧特性と電磁波強度を同時に測定した結果である。1 スweepごとに印加電圧の違いにより複数回の発振が確認でき、図 2 では 1.74 V と 1.65 V における強い発振がそれに相当する。講演では電磁波強度の温度依存性、検出角度依存性、分光スペクトル解析の結果等についての報告を行う。

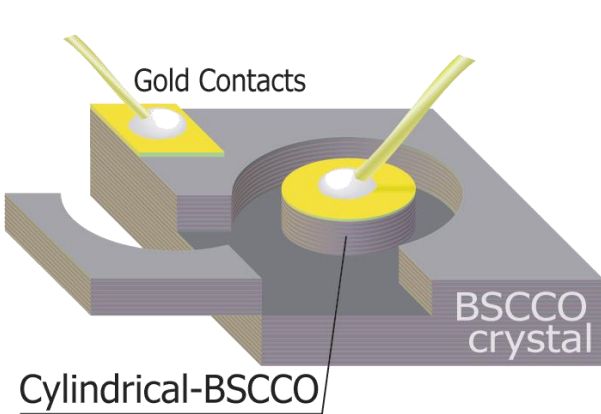


図 1: Bi2212 の円柱メサ構造

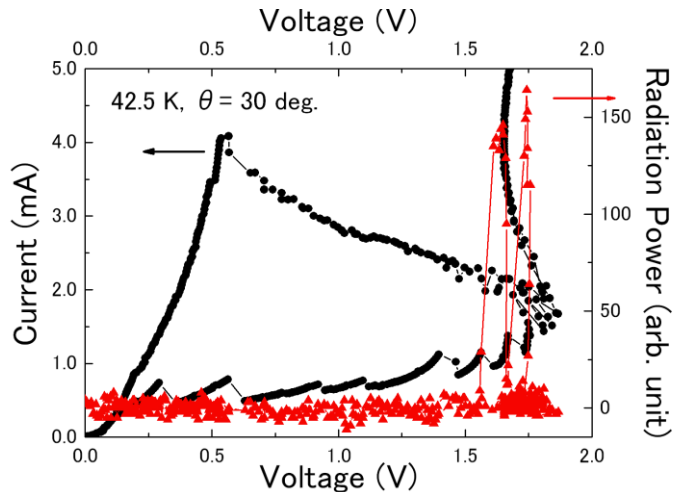


図 2: *c*-軸方向の *I-V* 特性 (黒) と発振強度 (赤)。強度は任意単位。

[1] L. Ozyuzer *et al.*, *Science*, **318** (2007) 1291-1293.

[2] K. Kadowaki, *et al.*, *Physica C*, **468** (2008) 634-639.

擬二次元有機超伝導体(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂の

ジョセフソン磁束フロー抵抗における四回対称性

筑波大院数物, 物材機構^A 兵庫県立大^B

安塚 周磨, 宇治 進也^A, 山村 泰久, 齋藤 一弥, 山田 順一^B

Fourfold Symmetry in Josephson-Vortex Flow Resistance in a Q2D Organic Superconductor (BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂

Univ. of Tsukuba, ^ANIMS, ^BISSP, ^CUniv. of Hyogo, S. Yasuzuka, S. Uji^A, T. Terashima^A, T. Konoike^B, Y. Yamamura, K. Saito, and J. Yamada^C

κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂は $T_c = 10.4$ K で超伝導転移を示し、 b 軸および c 軸から 45 度傾いた方向にノードをもつ d 波有機超伝導体である。我々はこれまでに κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ についてジョセフソン磁束フロー抵抗の面内異方性と超伝導ギャップ構造の関係に興味をもち研究を行ってきた。

図 1 に磁束フロー抵抗の面内異方性を示す。フロー抵抗は明瞭な四回対称性を示す。この面内異方性は YBCO などの銅酸化物でも観測されているが、その起源はまだ明らかではない[1]。磁場が b 軸および c 軸に平行なとき明確な dip 構造が現われるが、その方向はギャップのノード方向と 45 度ずれている。また、この構造は、温度を $T = 6.4$ K で固定して磁場を変化させた場合、8 T 以下の磁場でほぼ消失してしまうことが明らかとなった。四回対称性の起源がギャップ構造を反映したものなのか否かについて議論する。

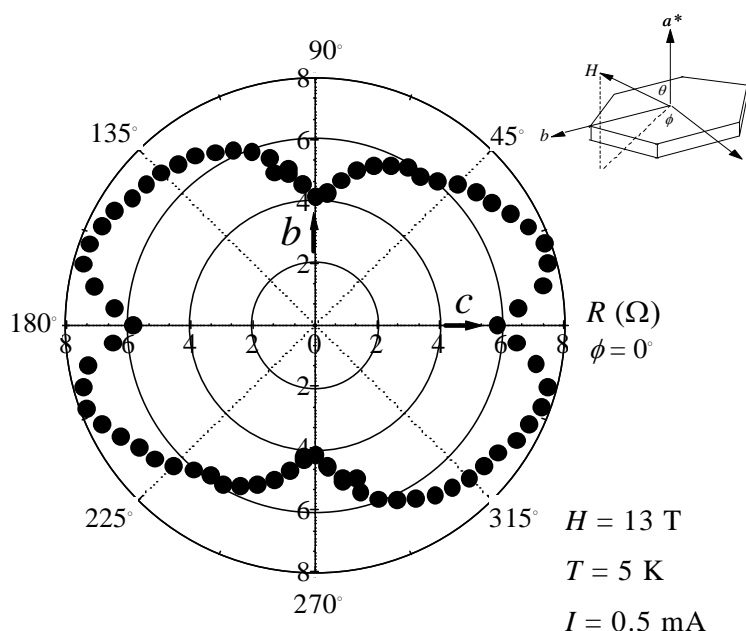


図 1. κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ における磁束フロー抵抗の面内異方性。

参考文献 [1] Haraguchi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 74 (2005) 3365.

高温超伝導体固有ジョセフソン接合における第二スイッチングと巨視的量子トンネル現象

MACROSCOPIC QUANTUM TUNNELING AND SECOND SWITCHING IN INTRINSIC JOSEPHSON JUNCTION OF HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

前田京剛 A. MAEDA

東大総合文化, Dep. Pure and Appl. Sci., Univ. Tokyo

近年、高温超伝導体固有接合を用いた量子ビット開発を目指したが盛んに行われている。そこでは、典型的には二つの異なるタイプの構造において実験がなされてきた。慣例に従い、それぞれを、(a)メサ型、(b)S字型と呼ぶことにする。猪股らによる最初のMQTの観測 [1] は、S字型試料で行われた。この構造ではどうしても多くの接合でスイッチング電流が揃ってしまいうので、それを避けるために、メサ構造による接合作成も多くのグループにより試みられた (Kansas 大学 [2], 産総研 [3], 東大 [4], 京大 [5])。この場合、表面層の接合は臨界電流が抑制され、他のスイッチングと区別できるというメリットがあるが、接合の直上にある電極の接触抵抗で発生するジュール熱の影響を受けやすいという点が懸念されていた。しかし現在では、メサ型構造においてもMQTが観測されている [4, 2]。我々は、メサ構造、S字構造の両方におけるMQTの比較研究を行った [4]。放熱効率の著しく異なる二つの構造において比較研究を行うことにより、しばしば指摘されているジュール発熱の寄与について調べるためである。図に、第一スイッチングと第二スイッチングにおける分布測定から見積もられる温度 T_{esc} の比較を示す。第一スイッチングに関しては、 T_{esc} が低温で温度に依存しなくなり、また、その値も理論的に予想される値と一致していること、多フォノン過程による共鳴が観測されることなどからMQTが観測されていることは疑いようがない。一方、第二スイッチングに関しても、低温で T_{esc} が温度に依存しなくなる。 T_{esc} が温度に依存しなくなる温度は、第一スイッチングよりも大きいのが興味深い。この第二スイッチングの場合の温度に依存しない T_{esc} については、ジュール発熱の影響による可能性が指摘されていたが [6]、本研究により、少なくともジュール発熱のために、 T_{esc} が温度によらなくなっていることは否定される。しかしながら、そのメカニズムについては依然として謎であり、MQTの可能性も含めて、今後継続的に調べてゆきたい。もしMQTによるものであるとすれば、第一スイッチングよりはるかに高い温度でMQTが起こっていることになり、デバイス応用上も大変興味深い。

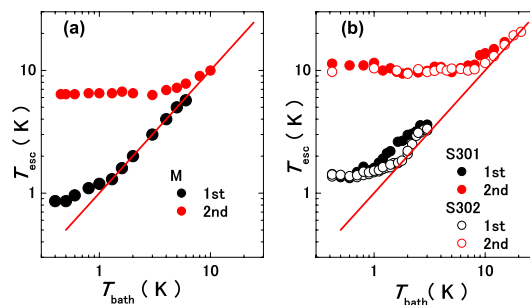


図 1 (a) 第一スイッチングと (b) 第二スイッチングでの T_{esc} の比較。

謝辞

本研究は、太田健介 (東大総合文化), 北野晴久 (青山学院大学), 窪田憲治, 竹村亮太, 大牧正幸, 鈴木実 (以上京大院工), 町敬人, 田辺圭一 (以上超電導工学研究所) の各氏との共同研究である。ここに深く感謝の意を表する。

参考文献

- [1] K. Inomata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 107005 (2005).
- [2] Shao-Xiong Li *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 037002 (2007).
- [3] H. Kashiwaya *et al.*: *preprint*, arXiv 0609615.
- [4] K. Ota *et al.*: *submitted to Phys. Rev. B* (arXiv 08071194).
- [5] 濱田憲治, 大牧正幸, 竹村亮太, 鈴木実: 第 54 回応用物理学会関係連合講演会 (春季)(2007) 28 a-L-9/I.
- [6] K. M. Krasnov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 157002 (2005).

超伝導電流に働くローレンツ力

北大・理 北 孝文

Einstein は、1905 年、特殊相対性理論に関する彼の有名な論文 [1] の中で Lorentz 力 $\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ に言及し、この力が、静電場中の荷電粒子に働く力 $e\mathbf{E}$ から、Lorentz 変換により自然に導かれることを指摘している。このように、Lorentz 力は磁場中を運動する荷電粒子一般に作用することが予想される。しかし、超伝導の微視的理論である Ginzburg-Landau 方程式と準古典 Eilenberger 方程式は、磁気 Lorentz 力を記述できないことが知られてきた。それゆえ、超伝導電流に働く Lorentz 力に関する我々の理解は、未だに現象論的なレベルにとどまっている。

今回の講演では、講演者が微視的に導出した Lorentz 力を含む準古典方程式 [2] を解いて、磁場中の熱平衡超伝導電流に及ぼす影響を研究した結果を報告する。

歴史的背景は以下の通りである。London は、彼の現象論的超伝導理論において、Lorentz 力を必要不可欠の要素として運動方程式に取り込んだ。それによると、磁束密度 B の磁場中を流れる熱平衡超伝導電流 $\mathbf{j}_s = en_s\mathbf{v}_s$ には、磁気 Lorentz 力を相殺する電場

$$\mathbf{E} = \frac{m}{2e}\nabla v_s^2 = \frac{1}{n_s e c}\mathbf{B} \times \mathbf{j}_s, \quad (1)$$

が誘起されることになる。この Hall 係数 $R_H^L = (n_s e c)^{-1}$ は超伝導電子密度 n_s に逆比例し、 T_c 近傍で発散する。一方、1964 年、van Vijfeijken と Staas は二流体モデルの運動方程式を提出し、それを解いて、対応する電場が以下のようなことを予言した。

$$\mathbf{E} = \frac{n_s m}{n 2e}\nabla v_s^2 = \frac{1}{n e c}\mathbf{B} \times \mathbf{j}_s, \quad (2)$$

この Hall 係数 $R_H^{VS} = (n e c)^{-1}$ は電子密度 n に逆比例し、温度によらず一定である。以上の自由電子モデルによる計算に対し、Adkins と Waldram はフェルミ面の異方性の効果を取り込み、 R_H が $T = 0$ で正常状態と同じ符号と大きさを持つべきことを示している [5]。

一方、実験は、試料との直接的接触を避ける方法で測定が行われ [6,7]、(2) 式の結果が支持されている。しかし、観測されたのは Nb 等の少数の物質にとどまり、正常状態の Hall 係数との関連に関しても未だに詳しい結果は得られていない。

参考文献

- [1] A. Einstein, *Annalen der Physik* **17**, 891 (1905).
- [2] T. Kita: *Phys. Rev. B* **64**, 054503 (2001).
- [3] F. London, *Superfluids*, Vol. 1 (Dover, New York, 1961), p. 56.
- [4] A. G. van Vijfeijken and F. A. Staas, *Phys. Lett.* **12**, 175 (1964).
- [5] C. J. Adkins and J. R. Waldram, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 76 (1968).
- [6] J. Bok and J. Klein, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 660 (1968).
- [7] T. D. Morris and J. B. Brown, *Physica (Amsterdam)* **55**, 760 (1971).

ドーピングされた半導体の局在と超伝導

東大理 柳瀬 陽一

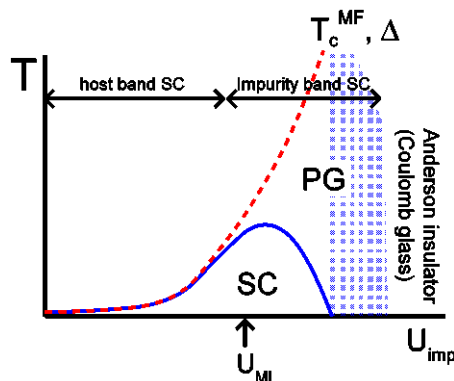
アンダーソン局在と S 波超伝導の競合による超伝導絶縁体転移を微視的モデルに基づいて調べた結果について報告する。特に、2004年の発見以来注目を集めているホウ素ドーピングダイヤモンドとその関連物質を対象とし、高温超伝導体とのアナロジーについても議論したい。

ダイヤモンドにおける超伝導の起源として、2つの理論的提案があった。それぞれ、「価電子バンドの超伝導」「不純物バンドの超伝導」と呼ばれるものである。この2つの概念は、2元合金型の乱れを含む引力ハバードモデルに基づいて連続的に記述することができる。我々はこのモデルを解析した。

まず、超伝導の背景となる電子状態のアンダーソン局在を調べた。IPR および準位統計の解析により、「価電子バンドの超伝導」から「不純物バンドの超伝導」へのクロスオーバー領域で金属絶縁体転移が起こることがわかった。

次に、実空間自己無撞着 T 行列近似 (RSTA) を用いて、電子状態と超伝導相関を計算した。この計算法は乱れについて厳密な手法であり、超伝導揺らぎを1ループの範囲で取り入れている。我々は以下のような結果を得た。

- (1) 「価電子バンドの超伝導」から「不純物バンドの超伝導」へのクロスオーバー領域で、電子波動関数の局在に伴い有効引力が増大する。
- (2) 同時に超伝導相関の微視的不均一性が発達し、熱揺らぎが増強される。
- (3) それらの競合により、擬ギャップが生じ、転移温度が最大値を取る。
- (4) さらに不純物バンド領域に近づくと、クーパーペアの局在に伴う超伝導絶縁体転移が起こる。



これらの結果から、左図のような相図が得られる。ホウ素のアクセプター準位から、ダイヤモンド、SiC、シリコンが相当する領域を知ることができる。その結果と実験結果がよく一致することについても議論する。

オーバードープ高温超伝導体における磁場誘起量子臨界点

¹京大院理、²IBM、³名大工、⁴東大物性研

芝内孝禎¹、Lia Krusin-Elbaum²、長谷川正³、笠原裕一¹、岡崎竜二¹、松田祐司^{1,4}

高温超伝導体の温度ドーピング相図において、量子臨界点の存在について、様々な異なる考え方が議論されている。しかし、磁場などのドーピング以外のパラメータを変化させたときの量子臨界性についてはあまり研究されていない。本研究では、オーバードープ高温超伝導体 $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ (転移温度 $T_c \sim 15$ K) 単結晶試料において、45テスラまでの高磁場 c 軸磁気抵抗測定から、絶対零度で上部臨界磁場近辺で非フェルミ液体からフェルミ液体へと移り変わる磁場誘起の量子臨界点の存在を示唆する結果が得られたので報告する[1]。

高温超伝導体のゼロ磁場の抵抗率の温度依存性は、フェルミ液体の特徴的な温度依存性 AT^2 とは異なり、べきが 2 より小さいものとなっていることが知られており、特に最適ドーピング近傍では面内抵抗率は温度の 1 乗に比例する。オーバードープ領域では、超伝導を示すドーピング領域ではべきが 2 より小さいことが知られている。本研究で用いた試料では c 軸抵抗率も完全に金属的となり、ほぼ 3 次元的な伝導を示すようになるが、温度の 1.3 乗程度のべきを示し、フェルミ液体の AT^2 とは程遠い。今回われわれは、45 テスラの高磁場を c 軸に並行に印加したところ、温度依存性がフェルミ液体的 AT^2 へと変化することが明らかとなった。より低磁場ではある特徴的な温度 T_{FL} 以下で $A(H)^T$ を示し、図 1 に示すように磁場の減少とともに T_{FL} は低下し、上部臨界磁場 $H_{c2}(0) \sim 8$ T 近辺でゼロとなる。同時に T^2 の係数 $A(H)$ は発散傾向を示すことから、 $H_{c2}(0)$ 付近に磁場誘起の量子臨界点の存在を示唆している。

このような、 $H_{c2}(0)$ 近辺における磁場誘起の量子臨界点は、重い超伝導体 $CeCoIn_5$ において同様に見出されており[2]、最近報告された常伝導状態における様々な異常な輸送現象の共通性[3]と合わせて考えると、これらの強相関電子系超伝導体に共通する潜在的な物理を示唆するものである。さらにこれらの結果は磁場誘起臨界点近傍での渦糸の特異性とも絡めて興味深い。

[1] T. Shibauchi *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **105**, 7120 (2008). [2] J. Paglione *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 246405 (2003). [3] Y. Nakajima *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 024703 (2007).

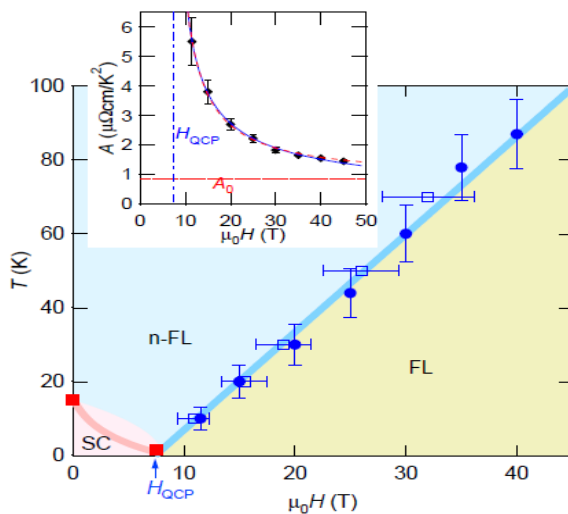


図 1: 磁場中 c 軸電気抵抗率測定から得られたオーバードープ $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ (転移温度 $T_c \sim 15$ K) における温度-磁場相図。低温高磁場領域でフェルミ液体 (FL) 的 AT^2 の振る舞いを示し、低磁場ではそれからずれた非フェルミ液体的 (n-FL) 振る舞いが見られる。挿入図は T^2 の係数 A の磁場依存性。

2 ギャップ超伝導体 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ の上部臨界磁場

東大院工，東北大金研^A

仲島康行，日高輝，為ヶ井強，西寄照和^A，佐々木孝彦^A，小林典夫^A

Upper critical field of two-gap superconductor $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$

Department of Applied Physics, Univ. of Tokyo

Institute of Material Research, Tohoku Univ.^A

Y. Nakajima, H. Hidaka, T. Tamegai, T. Nishizaki^A, T. Sasaki^A, N. Kobayashi^A

鉄珪化物超伝導体 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ ($T_c \sim 5.8$ K) は様々な研究から特異な超伝導状態が実現している可能性が指摘され、注目を集めている [1]。例えば、(1) 超伝導状態における比熱 C/T の $T \rightarrow 0$ における残留項がきわめて大きな値を示すこと、(2) T_c における比熱のとびが BCS 理論から期待される値よりも非常に小さいこと、などの起源が長い間明らかにされてこなかった [2,3]。最近、われわれは高純良な単結晶試料を用い $T \sim T_c/20$ の低温まで比熱を測定することによって、これらの異常な振る舞いが 2 つの大きさの異なる超伝導ギャップ ($2\Delta_1/k_B T_c = 4.4$ $2\Delta_2/k_B T_c = 1.1$) に起因することを明らかにした [4]。

今回われわれは $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ における 2 ギャップ超伝導の詳細を明らかにするために、FZ 法で育成した高純良な単結晶試料を用い、上部臨界磁場の温度依存性および角度依存性を詳細に測定した。図 1 に $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ の $H \parallel c$ および $H \parallel ab$ の上部臨界磁場 H_{c2} の温度依存性を示す。どちらの磁場方向においても、 $T \sim T_c/3$ まで温度の減少とともに H_{c2} が直線的に増加している。また、通常の第 2 種超伝導体の上部臨界磁場を良く記述する WHH 理論では、絶対零度での臨界磁場 $H_{c2}(0)$ は T_c 近傍での H_{c2} の傾きの 0.7 倍程度になるのに対し、 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ では T_c 近傍での H_{c2} の傾きの 0.9 倍程度と非常に大きな値を示す。この結果は明らかに通常の超伝導体と異なることを示している。図 2 に H_{c2} の角度依存性を示す。典型的な 2 ギャップ超伝導体である MgB_2 と異なり、 H_{c2} の角度依存性が異方的 GL モデルに従うことがわかった。講演では 2 ギャップモデルに基づき、上部臨界磁場の異常な振る舞いを議論する。

- [1] H. F. Braun, Phys. Lett. **75A**, 386 (1980).
- [2] C. B. Vining *et al.*, Phys. Rev. B **27**, 2800 (1983).
- [3] G. R. Stewart *et al.*, J. Low Temp. Phys. **59**, 237 (1985).
- [4] Y. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 157001 (2008).

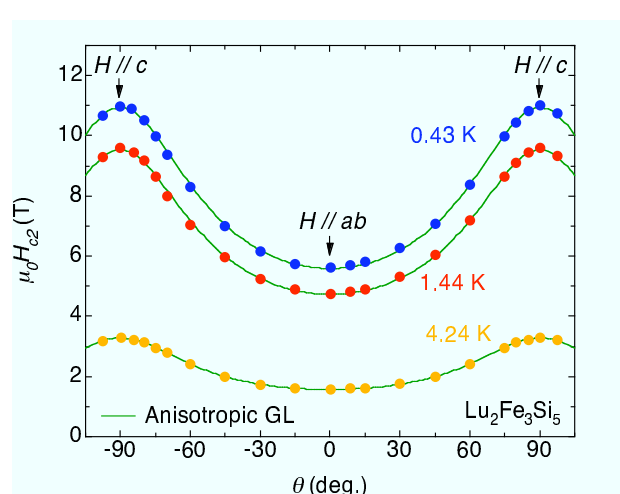
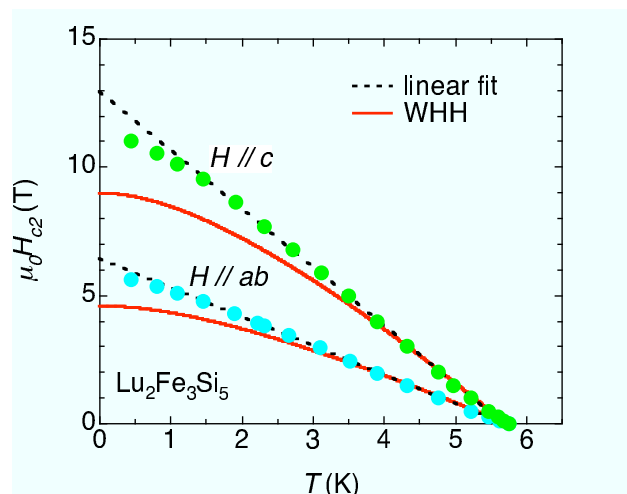


図 1: $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ の上部臨界磁場の温度依存性。 図 2: $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ の上部臨界磁場の角度依存性。

2 バンド超伝導体 MgB₂ における異方性異常

大阪府立大学大学院工学研究科 久保田大地、石田武和

MgB₂ によって明確に実証された 2 バンド (σ , π バンド) 超伝導性は、STM[1] などの直接観測によって各々のギャップに、大きなギャップ $\Delta_\sigma = 7\text{ meV}$ 、小さなギャップ $\Delta_\pi = 2\text{ meV}$ 程の大きい差が確認されている。この 2 バンド超伝導性は、NbSe₂、Y₂C₃、YNi₂B₂C、CaAlSi、Lu₂Fe₃Si₅ [2–6] などにも起きていると指摘されている。このような物質系では各バンドのもつギャップの差がほとんど判別できないことや、スモールギャップの値が相当小さいなどの理由から 2 ギャップ性の直接的な観測には至っていない。また最近発見された FeAs 系超伝導体 [7] もマルチバンド超伝導体であり、この系の高い超伝導転移温度とマルチバンド超伝導とは密接に関連している可能性がある。今後の更なる高温超伝導への挑戦を考えると、マルチバンド超伝導の物理に関して探求する必要がある、マルチバンド超伝導の出発物質である MgB₂ の更なる研究は大変興味深いと考えている。

物性測定を目的として高品質の MgB₂ 単結晶を育成し [8]、その磁気トルク曲線を温度 7–40 K、磁場 1–60 kG の間で温度と磁場のマトリクス・データとして系統的に収集し、有効質量異方性を議論した [9]。この目的のためには、我々のトルク装置がダイナミックレンジが大きいことが役立っていることに注意したい。また Kogan の多バンドモデル磁気トルク理論 [10] の解析によって多バンド超伝導異方性の温度-磁場の関するとして系統的研究を実施した。その結果、2 つの異なる超伝導異方性、すなわち、磁場侵入長の異方性 $\gamma_\lambda (= \lambda_c/\lambda_{ab})$ とコヒーレンス長の異方性 $\gamma_\xi (= \xi_{ab}/\xi_c)$ を温度-磁場平面での等高線として決定した。

磁気トルク測定の解析から、温度磁場依存性マトリクスデータを得て、2 バンド超伝導性に起因する図 1 のような γ_ξ の異常な振る舞いが得られた。得られた結果からは、多バンドモデルでは異方的な有効質量 (磁場侵入長) の異方性 γ_λ とフェルミ面を反映した異方的バンド質量 (コヒーレンス長) から決定されることを仮定した異方性 γ_ξ の関係は独立に振る舞うと解釈できた。このことも 2 バンド超伝導の証拠であると考えている。この異常は、MgB₂ のバンド間の超伝導クロスオーバーに伴い異常な磁束状態ができていていることを意味していると考えている。

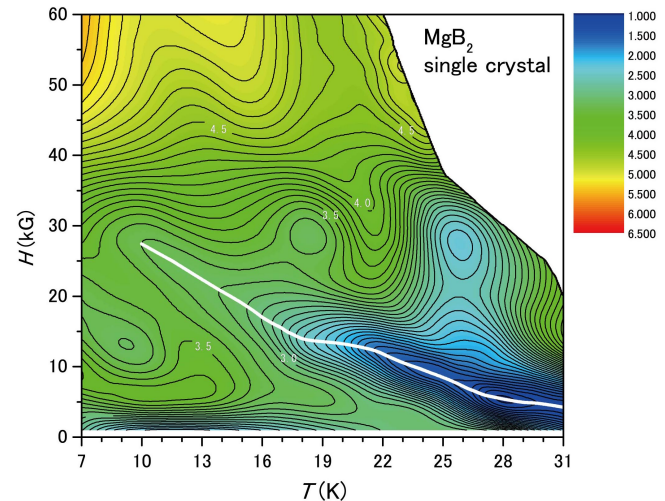


図 1: トルク測定データの可逆成分に磁気トルクの Kogan 多バンドモデル理論式によるから得た超伝導異方性パラメータ γ_ξ の温度磁場依存性。等高線のステップは 0.1 である。白い曲線は等高線の谷を結んだものを示したものであり、 γ_λ から決めた H_c^{π} と良い一致を示している。

- [1] P. Martinez-Samper *et al.*, Physica C **385** (2003) 233-243.
- [2] C. L. Huang *et al.*, Phys. Rev. B **76** (2007) 212504.
- [3] A. Harada *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 023704.
- [4] D. L. Bashlakov *et al.*, J. Low Temp. Phys. **147** (2007) 314.
- [5] S. Kuroiwa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 2631.
- [6] Y. Nakajima *et al.*, Physica C **468** (2008) 1138.
- [7] Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 3296.
- [8] Y. Machida *et al.*, Phys. Rev. B **67** (2003) 094507.
- [9] D. Kubota *et al.*, in the proceeding of The International Conference on Low Temperature Physics LT25, Amsterdam, Netherlands (2008). Journal of Physics: Conference Series, to be published.
- [10] V. G. Kogan, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 237005.

固体ヘリウム：新たな超流動量子渦系の発見 量子渦液体状態から 3D 超流動固体状態への転移

東大物性研: 久保田実、清水宣伯、Patryk Gumann、安田吉紀、Andrey Penzev

超流動現象(含む電子の超流動、超伝導他)は、従来液体を構成する粒子(或は粒子対)の集団の統計的性質ボーズ・アインシュタイン凝縮(BEC)と絡めて理解されてきた。が、1972年BKT理論による2次元超流動転移の提案と実験的確認、更には1986年の銅酸化物高温超伝導の発見以来、有機超伝導体や層状物質での超伝導、Fe化合物超伝導体等、新たに見いだされた超伝導体の多くで、内包する低次元系で熱的に励起された磁束(量子渦)が独特の量子渦状態を持つ事が見いだされている。

一方、理想気体で考察されたBECが実は相互作用で液体になっているHeの超流動転移と結びついている事が1938年最初に見いだされ、それでは、更に強く相互作用している粒子系、固体、特に量子性の強い「量子固体」の典型、固体ヘリウムでその可能性が議論されたのは1956年にさかのぼる。絶対零度でも零点空孔が存在する事が明らかになる1960年代後半から1970年に掛けて「固体ヘリウムは必ず超流動転移する」との3つの独立な理論グループの結論が出され、世界各国の実験家はその探査に乗り出した。しかし実験研究は容易ではなく、40年近い年月の多くの実験的探査の試みの後、2004年1月Nature誌の論文で初めて多くの人々が動かされる様な「固体超流動」の実験的証拠が提示された。その後様々な追試が試みられると共に、「固体超流動」の実態は、その渦液体状態 [1]. 等、量子渦状態と結びつけて初めて様相が掴める事が、我々の活動 [2], [3] を通して明らかになりつつ有る。単なるBECでは説明がつかない新しい「超流動」あるいは量子渦状態が実現している事が明らかになりつつ有る。ただそのミクロなメカニズムは未だ全く解明されていないという状態である。

量子渦液体状態の特性の現象論的解析を清水が、量子渦液体状態からの3D超流動固体状態への転移について、また、回転下の量子渦糸観測に着いて久保田が報告する。

1]. P.W. Anderson, Nature Physics, Vol.3, 160 (2007).

2]. A. Penzev, Y. Yasuta, and M. Kubota, Phys. Rev. Lett. 101, 065301 (2008).

3]. http://cdsagenda5.ictp.trieste.it/full_display.php?ida=a07168#s5

hcp 固体 ^4He 中の量子渦液体状態の渦糸ダイナミクスの研究

東京大学物性研究所、Institute of Thermophysics^A

清水宣伯、Sergey K. Nemilovskii^A、Patryk Gumann、安田吉紀、
Andrey Penzev、久保田実

The study of vortex line dynamics of quantized vortex fluid state
in hcp solid ^4He

ISSP, Univ. of Tokyo. Institute of Thermophysics^A

N. Shimizu, S.K. Nemirovskii^A, P. Gumann, Y. Yasuta, A. Penzev,
M. Kubota

Supersolid (超流動固体) は、2004年に **Kim** と **Chan [1]** がねじり振り子を用いて **hcp** 固体ヘリウム4で **NCRI** (非古典的回転慣性) を観測したと報告してから盛んに議論されている。この慣性モーメントの変化は固体中での超流動の存在を表す量として提案された。しかし固体中で観測されたこの現象は、他の超流動とは振る舞いが違っていた。

そして2007年にこの振る舞いの違いを説明するモデルとして **P.W. Anderson** により”渦液体状態”が理論的に提案され [2]、我々により実験的にその存在が確認されつつある [3]。これは超流動転移温度以上に渦液体状態が存在し、ねじり振り子で観測された現象は渦液体状態の特徴であるというものだ。また渦液体状態から3次元的つながりを持つ超流動固体への転移も、我々が持つ回転冷凍機によりある温度以下で観測された。

現在、固体ヘリウム4中の渦液体状態が量子渦の乱流状態を使って考えられるのではないかと思ひ、その特性を乱流状態と結びつけて解析中である。当日はその結果について報告する。

[1]. E. Kim and M.H.W. Chan, *Nature* 425, 225 (2004).

[2]. P.W. Anderson, *Nature Physics*, Vol.3, 160 (2007).

[3]. A. Penzev, Y. Yasuta, and M. Kubota, *Phys. Rev. Lett.* 101, 065301 (2008).

Diminishing superconducting anisotropy in a layered iron arsenic PrFeAsO_{1-y} single crystal

Daichi Kubota¹ and Takekazu Ishida^{1,2*}

¹*Department of Physics and Electronics,
Osaka Prefecture University, 1-1 Gakuen-cho,
Naka-ku, Sakai, Osaka 599-8531, Japan and*

²*Institute for Nanofabrication Research,
Osaka Prefecture University, 1-1 Gakuen-cho,
Naka-ku, Sakai, Osaka 599-8531, Japan*

Motoyuki Ishikado and Shin-ichi Shamoto

*Quantum Beam Science Directorate,
Japan Atomic Energy Agency (JAEA),
Tokai, Naka, Ibaraki 319-1195, Japan*

Hiroshi Eisaki, Hijiri Kito, and Akira Iyo

*Nanoelectronics Research Institute (NeRI),
National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST),
1-1-1 Central 2, Umezono, Tsukuba, Ibaraki 305-8568, Japan*

(Dated: October 30, 2008)

Abstract

The magnetic torque of a high-quality PrFeAsO_{1-y} single crystal has been investigated at temperatures from 10 K to 45 K in magnetic fields from 5 kG and 50 kG. We find that the superconducting anisotropy γ in PrFeAsO_{1-y} can be approximated by $\gamma = 1.08 + 0.0068T$ in all fields by employing the Kogan model. The reduced superconducting anisotropy in the PrFeAsO_{1-y} crystal seems to be very promising in considering various high- J_c applications.

PACS numbers: 74.25.-q, 74.25.Ha, 75.30.Gw

*Electronic address: ishida@center.osakafu-u.ac.jp

異方的 $\pm s$ 波シナリオによる鉄砒素系超伝導体の理論的解析：比熱・熱伝導率の磁場回転依存性と表面束縛状態の表面角度依存性

東大理、原子力機構^A、CREST-JST^B、東大総合文化^C

永井佑紀、林伸彦^{A,B}、加藤雄介^C、中井宣之^{A,B}、奥村雅彦^{A,B}、中村博樹^A、町田昌彦^{A,B}

最近、鉄砒素系超伝導体が発見され [1]、その転移温度の高さや銅酸化物高温超伝導体との類似性などから、盛んに研究が行われている。しかし、プレプリントサーバー arXiv には約 230 本（10月24日現在）の論文が掲載されているが、これらの物質の超伝導秩序変数の対称性は理論的にも実験的にも明らかになっていない。我々はごく最近、超伝導ギャップとして異方的 $\pm s$ 波を仮定すると、実験で得られた核磁気緩和率と超流動密度の温度依存性を説明することができることを示した [2]。本講演では、Kuroki *et al.* の二次元 5 バンド強束縛模型 [3] を用いた状態密度の面内磁場回転依存性と表面トンネルスペクトロスコピーの表面角度依存性の理論計算結果を報告する。

状態密度の面内磁場回転依存性は磁場回転比熱・熱伝導率実験などで測定できる量である。我々は近年開発した手法である Kramer-Pesch 近似 (KPA) [4] を用いて、異方的 $\pm s$ 波超伝導ギャップを仮定して計算を行った。その結果、状態密度は磁場の回転角度に対して変動することがわかった。しかし、その変動は超伝導ギャップの異方性によるものではなく、鉄砒素系超伝導体のフェルミ面の異方性によるものである。

表面トンネルスペクトロスコピーはポイントコンタクト [5] や走査トンネル分光実験などで測定できる量である。大成らは 5 バンド RPA で得られた超伝導ギャップを用いて、結晶面に対して [100] や [110] の表面トンネルスペクトロスコピーを計算している [6]。そこで、我々は異方的 $\pm s$ 波を用いて [100] や [110] 以外の様々な方向の表面状態密度のエネルギー依存性を松本斯波の手法 [7] で計算した。その結果、超伝導ギャップ以下のエネルギーに状態密度のピークが現れ、その位置は角度に依ることがわかった。計算結果に関する詳細については当日議論する予定である。

[1] Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 3296.

[2] Y. Nagai *et al.*, arXiv:0809.1197, to be published in New J. Phys.

[3] K. Kuroki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 057003.

[4] Y. Nagai and N. Hayashi, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 097001.

[5] Y. Wang *et al.*, arXiv:0806.1986

[6] 大成誠一郎, 田仲由喜夫, 日本物理学会 2008 年秋季大会 21aYA-3

[7] M. Matsumoto and H. Shiba J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 1703.

鉄砒素系超伝導体 PrFeAsO_{1-y} 単結晶の下部臨界磁場とその異方性

京大院理^A, Ecole Polytechnique^B, 原子力機構^C, 産総研^D

岡崎竜二^A, Marcin Konczykowski^B, C. J. van der Beek^B, 加藤智成^A, 橋本顕一郎^A, 宍戸寛明^A, 山下穰^A, 石角元志^C, 鬼頭聖^D, 伊豫彰^D, 永崎洋^D, 社本真一^C, 芝内孝禎^A, 松田祐司^A

Lower critical fields and the anisotropies in PrFeAsO_{1-y} single crystals

Department of Physics, Kyoto Univ.^A, Ecole Polytechnique^B, JAEA^C, AIST^D

R. Okazaki^A, M. Konczykowski^B, C. J. van der Beek^B, T. Kato^A, K. Hashimoto^A, H. Shishido^A, M. Yamashita^A, M. Ishikado^C, H. Kito^D, A. Iyo^D, H. Eisaki^D, S. Shamoto^C, T. Shibauchi^A, Y. Matsuda^A

今回我々は鉄砒素系超伝導体 PrFeAsO_{1-y} 単結晶の下部臨界磁場とその異方性の評価を行った。下部臨界磁場及びその異方性は、ノードの有無に敏感な磁場侵入長やフェルミ面の異方性を反映するパラメーターであり、超伝導発現機構と密接に関係する超伝導ギャップ構造を研究する上でそれらの評価は極めて重要である。しかしながら、通常バルクの磁化測定法では、磁束のピン止めにより不均一となる磁場分布を平均して測定するため下部臨界磁場の決定は非常に困難である。

そこで我々は微小ホール素子アレイを用いて試料の中心から端までの局所的な磁化の測定を行い、超伝導体内部の磁場分布を考慮することにより下部臨界磁場とその異方性の評価を試みた。図1に PrFeAsO_{1-y} の下部臨界磁場の温度依存性を示す。低温側においてほぼ温度依存を示さないフラットな振る舞いは磁場侵入長の結果[1]とコンシステントであり、フルギャップの超伝導体であることを示唆している。また図2に下部臨界磁場と電気抵抗率測定より決定した上部臨界磁場の異方性の温度依存性を示す。下部臨界磁場の異方性は低温側に向かって緩やかな減少を示し、マルチギャップ超伝導体である可能性が示唆される。

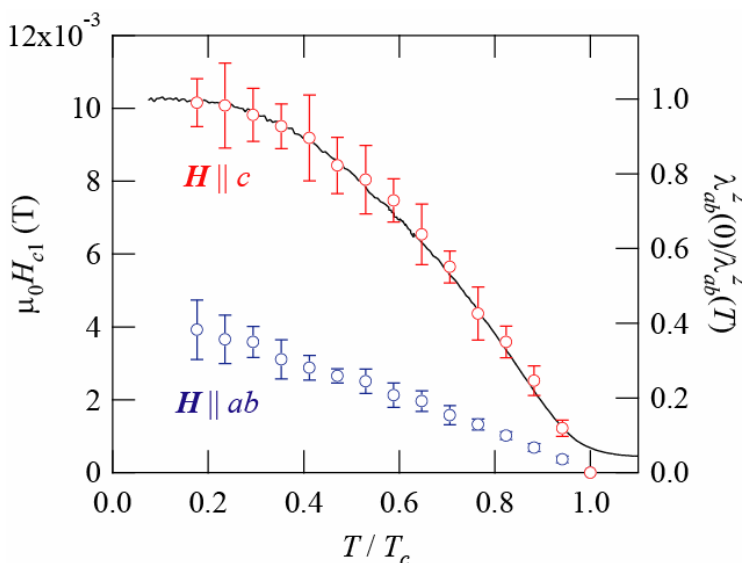


図1: PrFeAsO_{1-y} の温度磁場相図。磁場侵入長より求めた超伝導電子密度を実線で示す[1]。

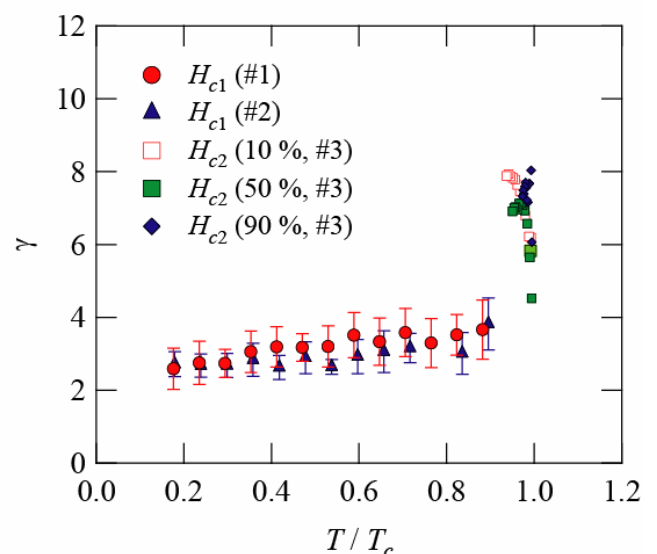


図2: PrFeAsO_{1-y} の下部臨界磁場と上部臨界磁場の異方性。

参加者リスト

(事前受付分のみ)

氏名	所属
熊谷 健一	北大院理
近藤 直之	北大院理
北 孝文	北大院理
吉澤 正人	岩手大院工
小林 典男	東北大金研
野島 勉	東北大金研
西崙 照和	東北大金研
長徳 峰美	東北大金研
高野 義彦	物材機構
宇治 進也	物材機構
胡 暁	物材機構
林 士増	物材機構
羅 孟波	物材機構
平田 和人	物材機構
野々村 禎彦	物材機構
大井 修一	物材機構
原田 淳之	物材機構
井口 家成	物材機構
羽多野 毅	物材機構
辻本 学	筑波大数物科
山口 勇人	筑波大数物科
山本 卓	筑波大数物科
八巻 和宏	筑波大数物科
神田 晶申	筑波大数物科
安塚 周磨	筑波大数物科
橋本 慎也	筑波大数物科
清水 宣伯	東大物性研
久保田 実	東大物性研
中井 宣之	原研計科セ
林 伸彦	原研計科セ
花栗 哲郎	理研
永井 佑紀	東大院理
柳瀬 陽一	東大院理
為ヶ井 強	東大院工
仲島 康行	東大院工

氏名	所属
前田 京剛	東大総合文化
中村 大輔	東大総合文化
今井 良宗	東大総合文化
加藤 雄介	東大総合文化
西田 信彦	東工大物理
金子 真一	東工大物理
吉澤 俊介	東工大物理
大熊 哲	東工大極低温セ
井上 甚	東工大極低温セ
鈴木 啓久	東工大極低温セ
市村 拓也	東工大極低温セ
山崎 祐介	東工大極低温セ
今泉 広基	東工大極低温セ
津川 裕斗	東工大極低温セ
松村 有夏	東工大極低温セ
筑本 知子	SRL-ISTEC
池田 隆介	京大院理
松田 祐司	京大院理
岡崎 竜二	京大院理
掛谷 一弘	京大院工
村上 博成	阪大レーザーセ
石田 武和	阪府大院工
丹羽 祐平	阪府大院工
加藤 勝	阪府大院工
富田 聡	阪府大院工
末松 久孝	阪府大院工
久保田 大地	阪府大院工
市岡 優典	岡山大院自然
嶋原 浩	広島大院先端
小久保 伸人	九大高教セ