フジテレビジョン賞

鉄系高温超伝導体の粒界伝導特性の解明と 薄膜線材への応用

~次世代超伝導線材への可能性を探る~

東京工業大学大学院 総合理工学研究科 材料物理科学専攻 博士課程3年

片瀬 貴義

1. 緒 言

超伝導は、電気抵抗が完全にゼロになる"完全導電性"と外部磁場を内部から排除する"完 全反磁性"に代表される特異な物理現象であり、固体物理学における最も劇的な現象の一つ である。これらの超伝導現象を利用した超伝導線材は、極めて消費電力の少ない大電流送電 ケーブルや強磁場を発生できるマグネットなどに応用することが可能で、エネルギー・医療 などの技術分野へ大きく貢献する高機能性デバイスとして注目されている。

超伝導状態は臨界温度T_c、上部臨界磁場H_c、臨界電流密度J_cの3つの臨界値があり、これらのパラメーター内でのみ超伝導状態を示すた

め、実用上はこれらの値がいずれも高い材料が 求められる(図1)。金属系超伝導体に分類される NbTi、Nb₃Sn、MgB₂は、超伝導線材の作製が容易 であることが利点であるが、 H_{c2} が20–30 T(テスラ) 以下と低いことが欠点で、低温・低磁場での応用 に制限される。一方、1986年に発見された銅酸化 物系高温超伝導体は、従来の超伝導体に比べて圧 倒的に高い T_{c} と H_{c2} を示すため、より強い磁場を 必要とするシステムに応用できる超伝導線材の開 発研究が精力的に行われている。

また、超伝導線材の性能は、超伝導電流をどれ だけ高密度で流せるか(J_c)に大きく依存する。銅 酸化物系超伝導体を用いた応用では、その結晶粒 界が主な障害となり、高J_cを維持できないことが 欠点である。図2にJ_cの結晶面内配向度(θ_{GB})に 対する依存性を示すが、臨界角 θ_{c} = 3–5°を超える と、指数関数的に急激に減衰ことが報告されてお り¹⁾、多結晶では避けられない粒界での結晶配向 のずれが、J_cを著しく減少させる。これを避ける には、銅酸化物系超伝導体の結晶粒の方位を揃え る(配向化)必要があり、多結晶テープ基板上に強 く 2軸配向したバッファ層(面内配向度 < 5°)を作 製するための非常に高度な技術が必要だった。こ のような<u>粒界問題を解決・緩和できる新しい高温</u> 超伝導体の発見が期待されていた。



図1: 超伝導状態を決める臨界値



図2: 銅酸化物系超伝導体の粒界特性

2. 鉄系高温超伝導体

2008年に私の所属する研究室が、LaFeAsO にフッ素をドープすることで 26 K(ケルビン) と高い T_c を示すことを報告して以来²⁾、「鉄」を含む超伝導体が新しい高温超伝導体として認 識され、世界中で集中的研究が立ち上がり、現在その T_c は、銅酸化物系を除けば最高の 55 K にまで達している(図 3)³⁾。超伝導の発現には最悪の相性と信じられてきた磁性元素の代表 である「鉄」を含むにも関わらず、砒素と組み合わせることで高い温度で超伝導が誘発される という意外性に注目が集まった。



図3:超伝導体の歴史とT。の推移(左)、鉄系超伝導体の結晶構造(右)

これまでに LaFeAsO と同様に鉄の正方格子を有する、様々な類似化合物が発見されてきた。<u>特に、鉄系超伝導体物質群の一つである BaFe₂As₂は、その高い</u><u>T_cに加え、高い</u><u>H_{c2}(>50T)</u> と小さな結晶方位異方性(1-2)という特徴を有することが、これまでの研究で明らかにされた(表 1)⁴⁾。強磁場発生マグネットに用いる超伝導線材への応用に最適な物質であると考えられ、薄膜化・線材化への応用研究が急速に立ち上がっていた⁵⁾。

	鉄系超伝導体	銅酸化物系超伝導体
最大 <i>T</i> c(K)	55	133
最大H _{c2} (T)	50–70 (c面) 70–300 (<i>ab</i> 面)	60–70 (c面) > 350 (<i>ab</i> 面)
異方性因子	1–5	7–100

表1:鉄系超伝導体と銅酸化物系超伝導体の超伝導特性の比較

2. 粒界問題に対する鉄系と銅酸化物系超伝導体の違い

鉄系と銅酸化物系超伝導体の特徴を比較した場合、類似した点(1. 層状構造、2. 母相は反 強磁性の非超伝導物質で、キャリアドーピングにより誘発される超伝導)はあるが、一方で、 いくつか相違した物性があり、以下の3点にまとめられる。

- 1. 鉄系の母物質は金属であるのに対して、銅酸化物系はモット絶縁体であること
- 2. 鉄系のフェルミ面は鉄の複数の 3d 軌道から構成されているのに対して、銅酸化物系 は単一の 3d 軌道で構成されること
- 3. 鉄系の超伝導対の対称性が等方的な拡張s波(超伝導ギャップがフェルミ面全ての領域 で開いている状態で、複数のフェルミ面間で超伝導秩序変数の符号が異なる)であるのに対して、銅酸化物系では超伝導ギャップが空間的に異方性の大きいd波であること

	鉄系超伝導体	銅酸化物系超伝導体	
母物質の電気特性	金属	モット絶縁体	
超伝導対の対称性	拡張s波	異方的d波	
ab面のコヒーレンス長	2–3 nm	2 nm	

表2:鉄系と銅酸化物系超伝導体の粒界特性に影響を与える物性の比較

銅酸化物系の結晶粒界では、ミスマッチによる歪でキャリア不足になると絶縁的になって しまうこと、超伝導対が異方的d波であることが、伝導特性に対して大きく悪影響を及ぼし てしまう。反対に、鉄系超伝導体の母物質が金属・超伝導対の対称性が高いという特徴に着 目すると、銅酸化物系とは異なって、良好な粒界特性を示すのではないかと期待される。

しかしながら、これまで作製されてきた鉄系超伝導体の超伝導線材は、最大でも J_cが 10⁴ A/cm² と低い上に、磁場に対して極端な超伝導特性の劣化が見られ、上記のような期待した 特性は得られていない⁶⁾。その原因として、鉄系超伝導体のコヒーレンス長(超伝導対の最 小単位)が銅酸化物系と同程度で短いため、同様な粒界問題が生じているのではないかと考 えられていた(表 2)。これらの相反する予測に答えを出すためには、良質なエピタキシャル 薄膜を用いて、粒界特性を調べる必要があった。

4. 本研究の目的とアプローチ

本研究の目的は、高品質エピタキシャル薄膜を用いて、鉄系超伝導体の粒界特性を評価し、 超伝導線材としての応用性を明らかにすることである。目的を達成するための具体的なアプ ローチは、以下の3点である。

①高J。を示す高品質なエピタキシャル薄膜をバイクリスタル基板上に作製する。

- ②バイクリスタル粒界を介した傾角接合の伝導特性を評価し、傾角粒界でのJ。抑制のメ カニズムと粒界障壁の性質を明らかする。
- ③鉄系超伝導体の具体的な応用性を示すために、フレキシブルな金属テープ基板を用いた 薄膜線材を作製する。

5. パルスレーザー堆積法による高品質エピタキシャル薄膜の作製

物質本来の粒界特性を評価するためには、J_c>1 MA/cm²を示す高品質なエピタキシャル 薄膜を実現することが必須である。鉄系超伝導体で高い T_cを得るためには化学的に不安定 な元素(フッ素やカリウム)のドーピングが必要であり、高品質薄膜作製が困難であった⁷⁾。 そこで、次の2点を工夫することによって克服した。まず、蒸気圧の高いCoをドーパント とした BaFe₂As₂(BaFe₂As₂:Co)を選択した。次に、Nd:YAG レーザーの第二高調波(波長 532 nm)を励起光として用いたパルスレーザー堆積法を開発した(図4)。パルスレーザー堆積法 とは、真空チャンバー中で、高エネルギー密度のレーザーを同組成のバルク焼結体(ターゲッ ト)に照射し、物質を昇華させて基板まで飛ばすことで、薄膜を堆積させる手法である。ター ゲットの組成がそのまま薄膜に転写されるので、薄膜の純度を上げるために、徹底的に高純 度化した単一相の BaFe₂As₂:Co バルク焼結体をターゲットとして用いた。BaFe₂As₂:Co バル ク試料は固相反応法により合成した。まず、BaAs, Fe₂As, Co₂Asの中間体を作製し、最大 T_c を示す(Co8% 添加)BaFe_{1.84}Co_{0.16}As₂の組成になるように、それらを混合・焼結させることで 得た。熱処理以外の工程は、アルカリ土類元素のBaが大気中の水分と反応するため、露点 –100 °C、酸素 1 ppm 以下の不活性な雰囲気に制御されたグローブボックス内で行った。基 板には、3–45°の様々な接合角の[001]– チルト(La,Sr)(Al,Ta)O₃(LSAT)と MgO バイクリス タル基板を用いた。成長温度を薄膜全体で均一にするために、基板を基板フォルダーに密着 させてから、準備室から高真空(<10⁻⁶ Pa)の成膜室へ搬送した。結晶性・超伝導特性を向上 させるために、細かく最適化した 850 °Cの成長温度まで加熱してから薄膜成長を行った。



図4:成膜装置の外観と薄膜堆積時の写真

図 5(a) に作製したエピタキシャル薄膜の AFM 像と薄膜表面の高さプロファイルを示す。 薄膜表面は、原子レベルに平坦なステップ&テラス構造が観察された。そのステップ高さは、 BaFe₂As₂:Co の単位格子の c 軸長に起因する 1.3 nm であった⁸⁾。図 5(b) に、BaFe₂As₂:Co 薄 膜の電気抵抗率 ρ の温度依存性を示す。 T_c は ~22 K で転移幅は ~1 K と狭く、超伝導特性が 均質であることが分かる。得られた薄膜の J_c を図 5(c) にまとめた。LSAT と MgO 基板上共に、 温度 4 K において $J_c > 1$ MA/cm² を示す高品質エピタキシャル薄膜の作製に成功した⁹⁾。



図5: (a) BaFe₂As₂:Co エピタキシャル薄膜の表面構造 (左:AFM 像、右:A-B 間の高さプロファ イルと表面構造のイメージ図)、(b) 電気抵抗率 (ρ)の温度依存性、(c) 臨界電流密度 (*J*_c)の 磁場依存性

6. 鉄系超伝導体の粒界特性

粒界特性を評価するために、フォトリソグラフィーと Ar イオンミリングにより、薄膜を 幅 8μmの細線構造に加工した。図6にデバイス構造と評価方法を示す。バイクリスタル粒 界(BGB)を介したデバイス(BGB 接合)と BGB を介さないデバイス(Grain ブリッジ)を同一 基板上に形成し、それぞれの超伝導特性の比較を行った。



図6:バイクリスタル粒界接合のデバイス構造

図 7(a) に BGB 接合の $J_c(J_c^{BGB})$ の傾角 (θ_{GB}) 依存性を示し、図 7(b) には、 J_c^{BGB} と Grain ブ リッジの $J_c(J_c^{Grain})$ の比($J_c^{BGB} / J_c^{Grain})$ を示す。比較として、銅酸化物系で代表的な YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) の報告値(緑とオレンジの点線で示す)も挿入した¹⁾。 J_c^{BGB} / J_c^{Grain} の結果から、傾角 $\theta_{GB} = 9^{\circ}$ まで J_c^{Grain} に対する J_c^{BGB} の減少が見られず、超伝導電流が傾角粒界によって阻害さ れていないことが分かった。一方、傾角 $\theta_{GB} > 9^{\circ}$ では J_c^{BGB} が減衰し、 $\theta_{GB} = 45^{\circ}$ において、 最大で J_c^{Grain} の 5% まで減少した。このことから、<u>コヒーレントな超伝導電流が流れる状態(強</u> 結合) から超伝導対の繋がりが弱くなる(弱結合)への転移が、臨界角 $\theta_c = 9^{\circ}$ で起こっている ことが明らかになった。<u>YBCO</u>の場合は $\theta_c = 3-5^{\circ}$ と報告されており、BaFe₂As₂:Co の θ_c は 2 <u>倍近く大きいことが分かった。</u> $\theta_{GB} > \theta_c$ の領域において、BaFe₂As₂:Co も $J_c^{BGB} = J_{c0}$ exp($-\theta$ / θ_0)の関係で J_c^{BGB} が指数関数的に抑制されていることが分かった(図 7(a) の赤と青線で示 す)。その結果、減衰関数の傾きを表す特性角 θ_0 が9°と見積もられ、YBCO の $\theta_0 = 4^{\circ}$ に比 べて大きく、BaFe₂As₂:Co の傾角に対する J_c^{BGB} の減少が極めて緩やかであることが分かった。 その高い θ_0 に起因して、傾角 $\theta_{GB} > 20^{\circ}$ の領域で、それらのフィッテング関数のクロスオー バーが見られ、BaFe₂As₂:Co の月度に鈍感な特性も鉄系超伝導体の特徴と言える。

7. J^{BGB} 減衰のメカニズム

BGB 接合において J_c^{BGB} が抑制される原因を明らかにするために、弱結合転移前の傾角 4° と弱結合転移後の傾角≥ 16°の BGB 接合において、電流–電圧(*I–V*)特性の評価と傾角粒界の



図7: (a) BGB 接合におけるJ^{BGB} の傾角 (θ_{GB}) 依存性と (b) J^{BGB} とJ^{grain} との比

平面TEM 像の観察を行った(図 8)。*L-V*特性では、傾角が大きくなるに従って、系統的な変 化が観察された。低角 4°の接合では、高い電流値(50 mA)まで超伝導状態が維持され、超伝 導- 常伝導転移に伴う急激な電圧の変化のみ観察された。一方、傾角 16°と 45°の接合では、 低電流・低電圧領域に緩やかな電圧の立ち上がりが観察され、粒界部分が抵抗を発生してい ることが分かった(詳細な解析は次節で述べる)。微細構造の結果から、図中の矢印で示した BaFe₂As₂:Co [100] 方位が BGB 接合面に対して対称的に向いており、全ての試料において理 想的な粒界接合が形成されていることが分かった。傾角 4°と 24°の接合では、BGB 接合に 平行に周期的なミスフィット転位が 5 nm と 1.2 nm 間隔でそれぞれ形成されていた。一方、 傾角 45°の接合では、粒界部分では明確な格子像が観察できず、欠陥が多く形成されている ことが予測された。



図8:傾角4°(a)、16°(b)、45°(c)のBGB 接合におけるI-V 特性(上段)と 傾角4°(d)、24°(e)、45°(f)のBGB 接合の平面TEM 像(下段)

理想的な傾角粒界接合の転位形成に関して幾 何学モデルが提案されており、接合部に形成さ れる転位の周期的な間隔Dは、式(1)で表される (図 9)¹⁰⁾。

$$D = (|b|/2) / \sin(\theta_{\text{GB}}/2) \quad \dots \quad (1)$$

この式から求められる転位の間隔 D_{cal} を表3に 示すが、TEM像から求めた実験値 (D_{obs}) と一致し ていた。一方、傾角45°の場合、 $D_{cal} = 0.5$ nm と 見積もられ、BaFe₂As₂:Coのa軸格子定数(0.396 nm)とほぼ同じであるために、ミスフィット転位 が TEM像では観察できなかったと考えられる。

ここで、 $J_c^{\text{BGB}} の \theta_{\text{GB}}$ 依存性から求めた θ_c (図 7(b))と、TEM 像から観察された転位間隔D(図 8)との関係について考察した。 $\theta_c = 9^\circ$ は式(1) を用いると、 $D_{\text{cal}} = 2.8 \text{ nm}$ と求まる。これは、 BaFe₂As₂:Coのコヒーレンス長 $\xi = 2.6 \text{ nm}$ とほぼ 同じ大きさに相当していることが分かった。こ のことから、 θ_c <u>以下の傾角粒界ではD> </u>*ξ*の関 係が成立するため、転位を介しても強結合の超 伝導電流が流れることが可能である。一方、 θ_{GB} > θ_c の場合は、<u>D < </u>*ξ*の関係により超伝導対の 伝導が妨げられるため、コヒーレントな超伝導 電流が流れることができない状態(弱結合状態)



図9: 傾角接合の幾何学モデルのイメージ図

表3:モデルから求めた転位間隔D_{cal}と

TEM像から見積もられたDobs

$ heta_{ m GB}$	4º	24°	45°
D _{cal} (nm)	5.7	1.0	0.5
D _{obs} (nm)	5.0	1.2	



図10:超伝導対の伝導イメージ図

<u>になり、 $J_{\underline{a}}^{BGB}$ の低下に繋がっていると考えられる¹¹⁾。粒界部のみが弱結合状態になるため、 $\theta_{GB} > \theta_{\circ}$ である傾角 16°と 45°の *L-V* 特性で微弱な抵抗成分が存在する結果と整合する。</u>

8. 大傾角粒界での弱結合とジョセフソン効果

大傾角粒界での弱結合の性質を調べるために、傾角 θ_{GB} = 15–45°の試料のI-V特性を詳細 に解析した。超伝導体のI-V特性(図 8)の形状は、超伝導(フラックスフロー)電流

$$I_{FF} = I_{S} - A \exp\left(-\frac{V}{V_{0}}\right)$$
とジョセフソン電流
$$I_{J} = \left(\left(\frac{V}{R_{N}}\right)^{2} + I_{c}^{2}\right)^{1/2}$$
の割合に、大きく依存する。

そこで、これらの式を用いて、各接合を流れるジョセフソン電流の割合(W_J)を求めた。 フィッテングした結果(図 8(a-c)の青線で示す)は実験結果と良く一致しており、ジョセフソ ン電流の割合は図 11(a)に示すように求められた。傾角 θ_{GB} が大きくなるにつれて W_J も大 きくなり、 $\theta_{GB} \ge 30^\circ$ で 100% のジョセフソン電流で支配されていることが分かった。次に、 図 8(b)と(c)の *I-V*特性に対して、Resistively Shunted Junction (RSJ)型のジョセフソン接合の 理論式¹²⁾を用いてフィッテングした結果を赤線で示す。傾角 16°の場合、フラックスフロー 成分が存在するため、理論曲線に対して下に凸に逸脱しているが、傾角 45°の場合は、完全 に理論式に一致していることが確認でき、理想的なジョセフソン接合として動作しているこ とが示唆される。そこで、最もJ.が抑制された傾角 45°の BGB 接合において、ジョセフソ ン特性の評価を行った。ジョセフソン効果であることを証明するためには、微小磁場印加に よる臨界電流Icの磁場変調と、マイクロ波と交流ジョセフソン電流との共鳴によって生じる シャピロステップの観測が必須である。図11(b)と(c)にそれらの測定を行った結果を示す。 磁場を薄膜試料に対して垂直(接合面に対して平行)に印加したところ、Lの磁場変調(フラ ウンフォーファーパターンと呼ばれる)が観察された。また、周波数 2.0 GHz のマイクロ波 を BGB 接合に照射することで、L が抑制されると共に、階段状のシャピロステップが観測 された。その電圧ステップ(ΔV)は4.1 μ Vで、理論的な予測値($V_{RF} = \frac{nhf_{RF}}{2e} = 4.1 \mu$ V)と一致 した。以上の結果から、大傾角粒界では、ジョセフソン効果を示す粒界障壁が形成されてい ることが明らかになった¹³⁾。



図11: (a) 各接合角に対するジョセフソン電流成分の割合、(b) lc の磁場依存性、 (c) マイクロ波照射時のI-V 特性

9. 粉界障壁の性質の解明

BGB 接合の障壁が金属的な接合では、 $\alpha \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2$ に比例する温度依存性を示し、絶縁的な接 に比例)の温度依存性を示すことが理論的に 合(例えば銅酸化物¹⁴⁾)では、単調増加(a^{|1-} 提唱されている¹⁵⁾。そこで、粒界障壁の性質 を調べるために、傾角 16-45°の BGB 接合の (, 1.5 ₩ 1.0 J^{BGB}の温度依存性を評価した結果を図 12 に示 30°BGB す。金属障壁の場合に適用される de Gennes' 16°BGB l_{c^{BGB}(10⁵ A/cm²)} の理論式 $I_c = I_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2 \frac{\kappa d}{\sinh(\kappa d)}$ を用いてフィッ 45 BGF 0.4 テングした結果(オレンジ線)、少なくとも約 24°BGE 9K以上の高温域ではすべての傾角の試料に おいて実験結果と一致した。しかしながら、 30°BGB 傾角 16°と 24°の場合、それ以下の温度域にお 45°BGB いて、理論式から外れ、直線的な温度依存性 0 12 15 へと転移した。これは、J^{BGB}が増大すると共 T (K) に、ジョセフソン侵入長 $\lambda_1 = (\hbar/2e\mu_0 dJ_c)^{1/2}$ が小 図12: θ_G=16-45° でのJ^{BGB}の温度依存性

0.6

18

さくなるため、ジョセフソン効果を示さなくなった(粒界障壁として動作しなくなった)こと に起因する。しかしながら、傾角 30°と 45°の場合は、挿入図に示した $J_c^{BGB} - \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2$ プロッ トから、全温度域で完全に金属障壁理論と一致した。以上の結果から、<u>鉄系超伝導体の粒界</u> 障壁は金属的であると結論した。

10. 鉄系超伝導体を用いた薄膜線材の試作

鉄系超伝導体が銅酸化物系よりも高い臨界角 θ_c を有することは、線材を作製する際に結 晶間の配向度の制限が緩和されることを意味する。 そこで鉄系超伝導体の優位な粒界特性 を証明するために、面内配向度(5.5–7.3°)の大きな金属テープ基板を用いて、BaFe₂As₂:Co超 伝導線材を作製した。図 13(a)に薄膜線材の積層構造を示す。多結晶のハステロイ C–276金 属基板上に、Y₂O₃ ベッド層、イオンビームアシスト堆積法により成長させた 2軸配向MgO バッファ層、ホモエピタキシャル MgO 層の順に積層させた構造になっている¹⁶⁾。作製した BaFe₂As₂:Co 薄膜線材の写真を図 13(b)に示すが、フレキシブルに曲げることが可能である。 図 13(c)に金属テープ上の薄膜と MgO 単結晶基板上の薄膜の超伝導特性の比較を示す。単 結晶基板上の薄膜と同様に T_c =~22 K の超伝導転移が観察され、低温・磁場中における J_c も ほぼ同等の特性を示す薄膜線材が得られた。この結果は、鉄系超伝導体の場合は、<u>銅系酸化</u> 物超伝導体で用いられる金属テープよりも低品質(面内配向度が悪い)テープ基板を用いても 高特性が実現できることを示している¹⁷⁾。



図13: (a) BaFe₂As₂:Co 薄膜線材の積層構造、(b) 薄膜線材の写真、(c) 金属テープ基板上の 薄膜とMgO 単結晶基板上の薄膜との超伝導特性の比較(左: ρの温度依存性、右:J_cの磁 場依存性)

11. 総 括

これまでの銅酸化物系高温超伝導体では、結晶粒界のミスマッチによって超伝導特性が極端に劣化することが問題で、超伝導線材応用への支障になっていた。本研究では、新しい高温超伝導体である鉄系超伝導体が、その粒界問題に関して銅酸化物系より有利であることを実験的に明らかにし、実際に面内配向度の大きい金属テープ基板上でも高性能超伝導薄膜を実現できることを実証した。今回得られた結果は以下の3点にまとめられる。

1. これまで達成されていなかった、BaFe₂As₂:Coの高品 質(高J_c)エピタキシャル薄膜をバイクリスタル基板上 に直接成長で実現した。その結果、鉄系超伝導体の傾 角粒界では、超伝導特性の劣化が始まる臨界角(θ_c) が9°と大きく、銅酸化物系の $\theta_c = 3-5^\circ$ の約2倍であ ることを明らかにした。



- (傾角粒界の伝導特性と微細構造を調べることで、θ。が 傾角粒界に形成されるミスフィット転位によって支配されており、傾角θ_{GB} > 16°の 大傾角粒界は、ジョセフソン効果を示す金属的な障壁になっていることを明らかにした。
- 3. 面内配向度が 5-7°の大きな金属テープ基板でも、単結晶上と同等な高J。を示す高性能 薄膜線材を作製できることを実証した。

鉄系超伝導体の線材応用を検討する際には、銅酸化物系よりも線材基板の面内配向制御の 制約が少ないことが、鉄系超伝導体の最大の利点であり、作製プロセスの単純化・低コスト 化につながると考えられる。現時点では鉄系超伝導体のT。は銅酸化物系に比べると低いが、 高磁場を発生できる材料が鉄系と銅酸化物系に限られているため、低温・高磁場での応用(超 伝導マグネット)では、最適な材料であると考える。今後の鉄系超伝導体を用いた線材応用 研究では、臨界電流密度のさらなる向上や、より高磁場中での超伝導特性の改善が必須であ る。具体的には鉄系超伝導体に効果的な磁束ピンとなる材料の探索研究が必要である。また、 薄膜線材の長尺化も必須であり、これらが実現されれば、これまでの超伝導線材を代替でき る、次世代の高性能超伝導線材の実現が期待される。

謝 辞

本研究は、国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所、ロスアラモス国立研究所 との共同研究において行われ、有意義なディスカッションを頂きました。ここに感謝申し上 げます。本研究を行うにあたり、ご指導・ご鞭撻を賜りました東京工業大学フロンティア研 究機構の細野秀雄教授、応用セラミックス研究所の神谷利夫教授、平松秀典准教授に心より 感謝申し上げます。

参考文献

- 1) H. Hilgenkamp and J. Mannhart, Rev. Mod. Phys. 74, 485 (2002).
- 2) Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. 130, 3296 (2008).
- Z.-A. Ren, W. Lu, J. Yang, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, G.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, F. Zhou, and Z.-X. Zhao, Chin. Phys. Lett. 25, 2215 (2008).
- H. Q. Yuan, J. Singleton, F. F. Balakirev, S. A. Baily, G. F. Chen, J. L. Luo, and N. L. Wang, Nature 457, 565 (2009).
- Review, H. Hiramatsu, <u>T. Katase</u>, T. Kamiya, and H. Hosono, J. Phys. Soc. Jpn. 81 (2012) 011011.
- 6) K. Togano, A. Matsumoto, and H. Kumakura, Appl. Phys. Express 4, 043101 (2011).
- H. Hiramatsu, <u>T. Katase</u>, T. Kamiya, M. Hirano, and H. Hosono, Appl. Phys. Lett. 93, 162504 (2008); H. Hiramatsu, <u>T. Katase</u>, T. Kamiya, M. Hirano, and H. Hosono, Appl. Phys. Express 1, 101702 (2008).
- T. Katase, H. Hiramatsu, H. Yanagi, T. Kamiya, M. Hirano, and H. Hosono, Solid State Comm., 149, 2121 (2009).
- <u>T. Katase</u>, H. Hiramatsu, T. Kamiya, and H. Hosono, Appl. Phys. Express 3, 063101 (2010);
 H. Hiramatsu, <u>T. Katase</u>, Y. Ishimaru, A. Tsukamoto, T. Kamiya, K. Tanabe, and H. Hosono,
 Mater. Sci. Eng. B (in print) DOI: 10.1016/j.mseb.2011.12.009.
- 10) A. Gurevich and E. A. Pashitskii, Phys. Rev. B 57, 13878 (1998).
- <u>T. Katase</u>, Y. Ishimaru, A. Tsukamoto, H. Hiramatsu, T. Kamiya, K. Tanabe, and H. Hosono, Nat. Commun. 2, 409 (2011).
- 12) V. Ambegaokar and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. 22, 1364(1969).
- <u>T. Katase</u>, Y. Ishimaru, A. Tsukamoto, H. Hiramatsu, T. Kamiya, K. Tanabe, and H. Hosono, Appl. Phys. Lett. 96, 142507 (2010).
- 14) K. A. Delin and A. W. Kleinsasser, Supercond. Sci. Technol. 9, 227 (1996).
- 15) P. G. De Gennes, Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964).
- 16) C. Sheehan, Y. Jung, T. Holesinger, D. M. Feldmann, C. Edney, J. F. Ihlefeld, P. G. Clem, and V. Matias, Appl. Phys. Lett. 98, 071907 (2011).
- 17) <u>T. Katase</u>, H. Hiramatsu, V. Matias, C. Sheehan, Y. Ishimaru, T. Kamiya, K. Tanabe, and H. Hosono, Appl. Phys. Lett. 98, 242510 (2011).