磁場中熱処理した $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 線材の電流輸送特性

井上 拓士^{*1}, 淡路 智^{*1,†}, 高橋 健一郎^{*2}, Petre BADICA^{*3},
西島 元^{*1}, 渡辺 和雄^{*1}

Transport Properties of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Materials with In-field Heat-treatment

Takushi INOUE^{*1}, Satoshi AWAJI^{*1}, Ken-ichiro TAKAHASHI^{*2}, Petre BADICA^{*3},
Gen NISHIJIMA^{*1} and Kazuo WATANABE^{*1}

Synopsis: The transport properties for in-field heat-treated monocore and multicore $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212) tapes and multicore Bi2212 round wires were measured in detail. We found that the in-field heat-treatment enhances not only the critical current density J_c but also the n -value for all samples used in this study. These enhancements for the monocore tapes were more remarkable, compared in those of the multicore tapes and wires. Therefore the in-field heat-treatment is more effective for the Bi2212 tapes with a large core size. Microstructure observation shows that the grain size of the monocore tapes decreases as the result of in-field heat treatment. The analysis based on the percolation model related to the local J_c distribution suggests that the in-field heat-treatment increases the m -value, which determines the shape of the local J_c distribution and is related to the n -values. The two J_c distribution model can explain that the increases in n - and m -values are due to the decreases in the aspect ratio of the grains during in-field heat treatment.

Keywords: critical current density, E - J property, n -value, in-field heat-treatment, percolation model

1. はじめに

銀被覆 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212)線材は低温において強磁場中での臨界電流密度特性が高いことから、20 K 以下で用いる強磁場発生用線材として期待されている。最近では米国フロリダの国立強磁場研究所が、Bi2212 インサートコイルを作製し 19.94 T のバックアップ磁場中で組み合わせ磁場として 25.05 T の発生に成功している¹⁾。しかし、その n 値は金属系超伝導材料と比べて低い値に留まっていることが問題の一つとして残っている。特に NMR マグネットにおいては、低い n 値は永久電流運転の際の深刻な問題となる。

一方、結晶配向性を高める事により J_c を向上させる手段のひとつとして強磁場中で結晶成長させる方法がある²⁾。銅酸化物超伝導体の場合、結晶構造の異方性が大きく、 c

軸方向と ab 軸方向で様々な物性値に差があり、磁化率においても結晶方位に対する異方性がある³⁾。特に、Bi2212 超伝導体は結晶構造の異方性が大きく、その線材では部分熔融-徐冷法によって液相との共存状態で結晶成長が行われるため、結晶粒が動きやすい環境にあり、強磁場で配向育成に適した材料であると考えられる。

本研究では、線材構造の異なる種々の銀被覆 Bi2212 線材に対して磁場中熱処理を行い、超伝導特性の向上、磁場中熱処理が微細組織と電界-電流密度特性 (E - J 特性) に及ぼす影響、及びその解明を目的として、Bi 系線材における電流輸送特性の観点から議論する。

2. 実験方法

2.1 銀被覆 Bi2212 線材

単芯線として、昭和電線ケーブルシステム (株) (SWCC) から提供された外径 3 mm、内径 2 mm の銀被覆単芯丸線を用い、線引き・圧延加工を行うことにより、幅が 3 mm、厚みが 0.23 mm、Bi2212 層の厚みが 100 μm の未熱処理の単芯テープを作製した。作製行程は、物質材料研究機構(NIMS)の線引き・圧延装置を用いて行った。この線材は SEM や X 線ディフракトメーターなどを用いた微細組織の評価が容易なため、磁場中熱処理による微細組織の変化と、その E - J 特性との関連についての議論に用いた。

Received May 9, 2008

^{*1} 東北大学金属材料研究所 強磁場超伝導材料研究センター
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1
HFLSM, IMR, Tohoku University, Katahira 2-1-1, Aoba-ku,
Sendai, Miyagi 980-8577, Japan.

^{*2} 物質・材料研究機構 超伝導材料センター
〒305-0047 茨城県つくば市千現 1-2-1
Superconducting Materials Center, NIMS, Sengen 1-2-1, Tsukuba,
Ibaraki 305-0047, Japan

^{*3} National Institute of Materials Physics, Bucharest-Magurele, POB
MG-7, 077125, Romania.

[†] E-mail: awaji@imr.tohoku.ac.jp

Fig. 1 Rocking curve of (0010) for the interface to Ag of the monocore tapes.

さらに、多芯線試料として SWCC より提供の未熱処理の銀被覆 Bi2212 多芯丸線及び多芯テープを用いた。多芯丸線は直径 0.81 mm、フィラメント数 427 本、銀比が 3 の線材である。尚、参考試料として線材構成が同様の、市販されている SWCC 製の熱処理済多芯丸線 (0 T 中熱処理) を準備した。多芯テープは幅 40 mm、厚み 0.34 mm、フィラメント数 61 本、銀比が 2 のテープである。この 2 つの試料ともにフィラメント層の厚みは 10 -20 μm 程度である。

2.2 磁場中熱処理方法

東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センターにある 8 T 冷凍機冷却超伝導マグネットに組み込まれた強磁場中で熱処理可能な電気炉を用い、0 T 及び 5 T 中で部分熔融-徐冷法により熱処理を行った。用いた熱処理炉の内径による制限のため、熱処理を行う線材はすべて 30mm とした。熱処理時の磁場 (B_{HT}) は多芯丸線では印加方向を分かるようにし、多芯、単芯テープの場合は、テープ面に垂直に印加した。Bi2212 パルクやテープを磁場中で熔融凝固した場合には、平板結晶に垂直な c 軸が磁場方向に揃う事が報告されている^{2,4)}。これは、序論で述べたように主に常磁性の異方性に起因している³⁾。したがって、テープ面に垂直に磁場を印加した場合は、平板状 Bi2212 結晶粒の c 軸がテープ面に垂直に配向成長することが期待される。磁場中熱処理を行う際は、室温で目的の磁場まで磁場を増加させた後、酸素雰囲気中で熱処理を行い、熱処理終了後、試料が室温程度まで冷えてから磁場を下げた。

2.3 試料評価

銀被覆 Bi2212 単芯テープについては SEM による組織観察、及び X 線回折により組織の結晶性の評価を行った。このとき、銀シースを機械的に剥がすことにより超伝導層界面を直接測定した。

E - J 特性の測定には直流四端子法を用い、試料は GM 冷凍機冷却温度可変クライオスタットに取り付けた。試料長

Fig. 2 SEM images of the longitudinal cross-section of the monocore tapes.

さは、熱処理したままの 30mm であり、電圧端子間距離を 10mm とした。このクライオスタットを 15 T 冷凍機冷却超伝導マグネットと組み合わせ、最大 14 T までの外部磁場 (B_{ext}) を各々の試料の B_{HT} 方向と平行に印加した。試料電流源には大電流通電によるジュール発熱の影響を少なくするためパルス電流源を用い、最大電流値を 200 A とした⁵⁾。得られた E - J 特性の結果から、 J_c は 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$ の電界基準、 n 値は 10^5 から 10^6 V/cm の範囲で決定した。

3. 実験結果と考察

3.1 単芯テープの組織評価

0T 及び 5T で熱処理した単芯テープ線材の銀の剥離後の Bi2212 界面に対する (0010) 面に対するロックンクカーブを

Fig. 3 SEM images of the interface to Ag of the monocore tapes.

Fig. 4 Magnetic field dependence of J_c at 10 K for the multicore round wires and monocore tapes.

Fig. 1 に示す. $B_{HT} = 0$ T で熱処理した試料においては半値幅が 7.0° , $B_{HT} = 5$ T で熱処理した試料は 5.8° となった. 単芯テープの Bi2212 コアの厚みは約 $100\mu\text{m}$ であるが, X 線の侵入深さが数 μm 程度なので, この結果は銀との界面近傍の情報のみが反映していると考えられる. したがって, 磁場中熱処理により銀界面付近での c 軸配向性が向上したことが示唆される.

Fig. 2 に単芯テープにおける試料長手方向に対する断面組織の SEM 像を示す. $B_{HT} = 0$ T で熱処理した試料では, 銀との界面付近は Bi2212 結晶粒 (図中で薄い灰色) が良く配向成長しているが, 中心部分は配向が乱れている事が分かる. また試料全体にわたって非超伝導相 (Cu-rich 相 (図中の濃い灰色), Bi-rich 相 (図中の白色)) も多く見られる. $B_{HT} = 5$ T で熱処理した試料でも, 試料内部に非超伝導相が多く見られるが, 中心部分においても Bi2212 結晶粒が良く c 軸配向している. これは, 結晶成長過程において, 磁場配向効果によって線材中心部分でも Bi2212 結晶粒の c 軸が磁場と平行に揃うことで良く c 軸配向したためであると考えられる.

Fig. 3 に単芯テープの銀界面における組織の SEM 像を示す. $B_{HT} = 0$ T で熱処理した試料の界面組織は, 良く溶融成長した場合の平板状の Bi2212 結晶粒が観測された. 一方, $B_{HT} = 5$ T で熱処理した試料の表面組織は, 平板状の Bi2212 結晶粒が観測されるものの, 前者と比較して細かい小さな結晶粒が観測され, その形状も複雑に変化していることが分かる. これは Bi2212 に対する磁場中熱処理効果は磁場配向効果だけではなく, Bi2212 結晶粒を微細化する効果も持つことを示している.

3.2 J_c 特性及び n 値

Fig. 4 に多芯丸線及び単芯テープの 10 K における J_c の B_{ext} 依存性を示す. 多芯丸線及び単芯テープ共に磁場中熱

Fig. 5 Magnetic field dependence of n -value at 10 K for the multicore round wires and monocore tapes.

処理によって J_c が向上したことが分かる. また, $B_{HT} = 5$ T で熱処理した単芯テープ試料の J_c は多芯丸線の $B_{HT} = 0$ T で熱処理した試料の J_c に匹敵している. さらに, 磁場中熱処理による単芯テープの J_c の向上は多芯丸線の J_c の向上よりも顕著である. これは磁場中熱処理が超伝導層の厚い線材に対してより効果が高いことを意味している. ここで最も高い J_c を示した SWCC 試料は, 電気炉も含めて最も最適化した熱処理条件で作製されていると考えられる. この値が, 多芯化による Bi2212 フィラメント厚みの減少と最適化熱処理による高い配向性の結果とすると, 最適化された熱処理条件で作製した多芯テープでは, 磁場中熱処理による J_c の向上が起きない可能性がある. しかし, 次に述べるように, n 値に関しては, 磁場中熱処理による向上が期待できる.

Fig. 5 に多芯丸線及び単芯テープの 10 K における n 値の磁場依存性を示す. ここで, 測定時に印加した磁場は, 熱処理中に印加した磁場と区別するため B_{ext} と標記する. 磁場中熱処理した試料の n 値はゼロ磁場で熱処理した試料よりも大幅に向上している. 一般に n 値は J_c の向上に伴って増加する事が知られている. しかし, 磁場中熱処理した多芯丸線試料は, 最も高い J_c を示した SWCC 試料よりも高い値を示すことが分かった. このことは, 磁場中熱処理が配向性の向上による J_c の増加だけでなく, 試料の n 値を向上させるのに有効な手段であることを示唆している⁷⁾.

4. パーコレーションモデル及び二方向電流分布モデルに基づいた解析

磁場中熱処理による J_c の向上は, 主に磁場配向効果による配向性の向上によるものと考えられる. しかし, Fig. 4, 5 で

Fig. 6 Examples of the fitted result of E - J properties for the SWCC sample using the peroration model.

見られたように、 J_c の向上以上に n 値が向上する点は磁場配向効果だけでは説明できない。そこで、その機構を以下に述べる電界-電流密度特性 (E - J 特性) を局所臨界電流密度の分布モデル (パーコレーションモデル)⁶⁾ と 2 方向電流分布モデル⁷⁾ によって解析を行うことで、 n 値の向上について考察する。

パーコレーションモデルでは、局所 J_c 分布を次式で示される Weibull 関数を用いて表す。

$$P(J_{cl}) = \frac{m}{J_0} \left(\frac{J_{cl} - J_{cm}}{J_0} \right)^{m-1} \exp \left[- \left(\frac{J_{cl} - J_{cm}}{J_0} \right)^m \right] \quad (1)$$

ここで、 J_{cl} , J_{cm} , J_0 はそれぞれ局所 J_c 、局所 J_c 分布の最小値、局所 J_c 分布の幅であり、 m は分布の形を決めるパラメータである。このとき、 E - J 特性は、パーコレーション転移磁場 B_{GL} あるいは転移温度 T_{GL} を境として以下の3つの式で表現される⁶⁾。

$$E(J) = \frac{\rho_{FF}}{m+1} J \left(\frac{J}{J_0} \right)^m \left(1 - \frac{J_{cm}}{J} \right)^{m+1} \quad (B < B_{GL}),$$

$$E(J) = \frac{\rho_{FF}}{m+1} J \left(\frac{J}{J_0} \right)^m \quad (B = B_{GL}), \quad (2)$$

$$E(J) = \frac{\rho_{FF}}{m+1} |J_{cm}| \left(\frac{|J_{cm}|}{J_0} \right)^m \left\{ \left(1 + \frac{J}{|J_{cm}|} \right)^{m+1} - 1 \right\} \quad (B > B_{GL}).$$

ここで、 ρ_{FF} は磁束フロー抵抗である。このモデルでは、広い温度・磁場領域で E - J 特性を精度良く記述できることが知られている。

Fig. 6 に、SWCC 試料の 20 K における E - J 特性に対するパーコレーションモデルによるフィッティング結果を例として示す。磁場の増加に伴って E - J 曲線は高電流側から低電流側へシフトすると共に、上凸から直線を経て下凸へと変化していることが分かる。図中の実線がパーコレーションモデルに基づくフィッティング結果である。このモデルが広い電界範囲にわたって実験結果をよく再現している事が分かる。ここで、 E - J 特性が直線となるところでパーコレーション転移磁場 B_{GL} を決定した。Fig. 7 に種々の試料の $B=B_{GL}$ での局所的 J_c の確率密度分布 $P(J_{cl})$ を示す。局所 J_c 分布は、単芯テープと比べて、多芯線材でより非対称な形状となっており m 値が小さいことが分かる。さらに、種々の試料について磁場中熱処理によって m 値が向上し、その分布幅 J_0 もブロードになることが分かった。 m 値は $P(J_{cl})$ の形を表す量であり、大きい場合は局所的 J_c 分布の形は対称的な形となる。また、 m 値は超伝導-常伝導転移の鋭さを示す n 値と相関がある。例えば、(2)式から $B=B_{GL}$ では $n=m+1$ となる。 m 値が大きいと、 n 値が大きいことに対応してこの転移は鋭い転移となる。したがって、磁場中熱処理によって m 値が増大し、そのことが n 値の向上と深く関連を持つことが示唆される^{8,9)}。

しかし、この結果からだけでは磁場中熱処理による局所 J_c 分布の変化と微細組織との関連性は説明できない。そこ

Fig. 7 Local J_c distribution at B_{GL} for (a) multicore round wires, (b) multicore tapes and (c) moncore tapes.

Table 1 Parameters obtained at 20 K and B_{GL} for B/c evaluated by the two-directional J_c distribution model

Sample	B_{HT} (T)	B_{GL} (T)	σ_{ab}	σ_c	J_{cl}^{ab} (10^4 A/cm 2)	J_{cl}^c (10^4 A/cm 2)	J_{cl}^c/J_{cl}^{ab}	m	n
Multicore round wire	0 (SWCC*)	9	3.43	6.26	4.40	11.2	2.56	1.47	2.47
	0	9	0.92	1.65	1.23	3.04	2.47	1.51	2.51
	5	7	2.44	3.91	4.00	8.40	2.10	1.81	2.78
Multicore tape	0	9	0.56	0.99	0.76	1.85	2.43	1.53	2.50
	5	7	1.19	1.87	2.02	4.14	2.05	1.78	2.97
Monocore tape	0	5.5	0.90	1.18	1.97	3.38	1.72	2.40	3.40
	5	5.5	1.37	1.65	3.34	5.36	1.60	2.74	3.74

* SWCC: heat-treated at SWCC

で、個々の試料についてパーコレーションモデルに基づく解析から得られた $P(J_{cl})$ に対し、試料の微細組織と異方性を考えて、二つのガウス分布関数の和の形で表される二方向電流分布モデル⁷⁾を用いて解析を行った。このモデルではパーコレーションモデルにより評価された $P(J_{cl})$ を ab 面内方向と c 軸方向の二つの寄与に分離することで、結晶粒のアスペクト比の違いを二つの局所 J_c 分布によって取り込むことができる。

$$P(J_{cl}) = I \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ab}} \exp\left(-\frac{(J_{cl} - J_{cl}^{ab})^2}{2\sigma_{ab}^2}\right) + O \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_c} \exp\left(-\frac{(J_{cl} - J_{cl}^c)^2}{2\sigma_c^2}\right) \quad (3)$$

ここで、 σ_{ab} 及び σ_c はそれぞれ ab 面と c 軸方向の電流分布の分散、 J_{cl}^{ab} と J_{cl}^c はそれぞれの分布の中心、 I 及び O はその割合である。したがって、 $I+O=1$ の関係がある。 E - J 特性から得られた $P(J_{cl})$ に対して二方向電流分布モデルの (3) 式を用いてフィッティングを行った。ここで、 $P(J_{cl}^{ab})$ と $P(J_{cl}^c)$ の割合を表す係数 I 、 O について、全ての試料に対して $I:O=0.4:0.6$ とした場合が良くフィットしたので、この値に固定して、4 つのフィッティングパラメータを用いて解析を行った。

Fig. 8 に局所 J_c 分布の形が最も非対称であった SWCC

Fig. 8 Local J_c distribution at 20 K, 9 T and its double Gaussian-fitted result.

試料の 20 K, B_{GL} での $P(J_{cl})$ に対する二方向電流分布モデルを用いたフィッティング結果を示す。ここではガウス分布関数を用いているために、Weibull 関数を用いた場合と比べて低 J_{cl} 側に裾を引いているが、それ以外の部分ではすべての結果に対して良い一致が得られていることが分かる。このテールの部分の E - J 特性への影響を調べるために、Weibull 関数で表される $P(J_{cl})$ を電流密度 J について二重積分して計算した E - J 特性と、(3)式の二つのガウス分布関数の和で表される $P(J_{cl})$ を同様に計算して得られた E - J 特性を比較する。Fig. 9 に B_{GL} における計算した E - J 特性と実際の測定データの結果を示す。これから、Weibull 関数も二方向電流分布モデルも実験結果をよく再現しており、ガウス分布による低 J_c 側の裾の影響は、非常に低い電界領域にのみ影響するが、測定領域では問題にならない事が分かる。

Table 1 に各々の試料の $P(J_{cl})$ について二方向電流分布モデルによる解析から得られたフィッティングパラメータを示す。種々の試料における分散 σ_{ab} 、 σ_c は、磁場中熱処理した試料の方がゼロ磁場で熱処理した試料よりも大きく、絶対値としては SWCC 試料が最も大きかった。これは、二方向電流分布モデルにおける分散 σ が $P(J_{cl})$ の分布幅 J_0

Fig. 9 Comparison of the E - J properties between the percolation and two-directional J_c distribution models.

と対応しており、 J_0 が大きい試料ほど σ_{ab} , σ_c が大きくなることを意味している。また、最も高い J_c 特性を示す SWCC 試料の J_{cl}^{ab} 及び J_{cl}^c の絶対値は他の全ての試料よりも高い値を示している。この試料は個々の結晶粒の配向が良く、かつ非常に密に充填されているため、結晶粒同士の結合性は非常に良いと考えられる。そのために粒界における J_c が非常に大きくなったと考えられる。また、種々の線材に対して $B_{HT} = 5$ T で熱処理した試料の J_{cl}^{ab} 及び J_{cl}^c は $B_{HT} = 0$ T で熱処理した試料と比較して高い値を示した。これは磁場配向効果で結晶粒が良く配向し、その結果として結晶粒同士の結合性が向上したため、粒界における J_c が大きくなったと考えられる。さらに、 J_{cl}^c/J_{cl}^{ab} と m 値に逆の相関があることが分かる。(2)式から E - J 特性における n 値は m 値と正の相関があることが示されている。したがって、磁場中熱処理による n 値の増大は、 J_{cl}^c/J_{cl}^{ab} の減少による m 値の増加に基づいていることが分かる。定義により J_{cl}^{ab} 及び J_{cl}^c は ab 面方向と c 軸方向の $P(J_{cl})$ のピーク値に相当する。2方向電流分布モデルでは、 ab 面方向と c 軸方向の局所臨界電流密度 J_{cl}^{ab} , J_{cl}^c の関係は、結晶粒の厚み D 及び長さ $2L$ を用いて以下のように表現される⁸⁾。

$$J_{cl} = J_{cl}^{ab} + J_{cl}^c = J_{cl}^{GB} \left(1 + \frac{L}{100D} \right) \quad (4)$$

ここで、 J_{cl}^{GB} は結晶粒界臨界電流密度であり、単純化のために ab 方向が c 軸方向の 100 倍と仮定した (文献 7 では等しいとしてある)。ここで重要なのは、 J_{cl}^c がアスペクト比 L/D の関数となっている点である。すなわち、平板結晶のアスペクト比が大きくなると、 c 軸方向に流れる局所臨界電流密度である J_{cl}^c はその有効断面積が増大することによって増加する。その結果、平板結晶のアスペクト比が大きくなると、 J_{cl}^c/J_{cl}^{ab} の比も増大し、結果として局所 J_c 分布が非対称な形となる。このため、十分熔融成長した SWCC 線材では、高い J_c が得られる一方で、局所 J_c 分布の形が非対称となる低い m 値となり、 n 値も小さいと解釈できる。しかし J_{cl}^c/J_{cl}^{ab} は、すべての試料に対して磁場中熱処理によってその比が減少することが分かった。前述したように、二方向電流分布モデルでは、 J_{cl}^c/J_{cl}^{ab} の減少は、結晶粒のアスペクト比の減少に起因していると解釈することができる。Fig. 3 に示したように単芯テープ線材に対する界面組織写真では結晶の微細化が見られている。平板結晶の微細化はアスペクト比の減少に相当するので、他の試料でも同様に結晶粒の微細化が起こっているとすると、これが、磁場中熱処理による n 値の増加の起源と結論づけることができる。磁場中熱処理による結晶の微細化については、さらなる研究が必要であるが、例えば Y123 膜の磁場中成膜では、結晶粒の微細化が観測されている¹⁰⁾。また、Bi2212 粉末に対する磁場中示差熱分析で

も、結晶成長に関連する発熱ピークが磁場により変化する現象も観測されており、核生成エネルギーや結晶成長速度の減少が磁場印加により起こっている可能性が示唆されている。

このような磁場中熱処理を応用する場合は、例えば超伝導コイルを磁場中で熱処理する様なことが考えられる。この場合、丸線の場合には、Fig. 4, 5 に示したように、 J_c と n 値双方の向上が見込まれるが、テープ線材の場合でも、 n 値の向上が期待できる。テープ線材の J_c に関しては、多芯化によるフィラメント厚の減少により、Ag 界面の効果が大きいので、印加磁場を最適化することにより、 J_c を下げずに、 n 値を向上するような条件を見出すことが可能と予想できる。実際、単芯テープをテープ面に平行に磁場を印加して熱処理を行った場合には、 J_c は減少するが、 n 値は向上する結果も得られている。

4. まとめ

本研究では、低温、強磁場中での応用が期待されている種々の Bi2212 線材に対して磁場中熱処理を行い、組織評価、 E - J 特性の測定及びその解析を行った。これらの実験結果から以下のようなことが分かった。

- 1) 単芯テープの組織評価から、磁場中熱処理によって Bi2212 結晶粒の c 軸配向性が向上しただけではなく、粒径も減少したことが分かった。これは、Bi2212 に対する磁場中熱処理が配向効果だけではなく、結晶粒を微細化する効果も持つことを示している。
- 2) 多芯丸線、多芯テープ、単芯テープのすべての試料に対して、磁場中熱処理によって J_c だけではなくこれまで Bi2212 線材で問題となっていた n 値も向上することが分かった。磁場中熱処理による特性の向上は超伝導層の厚い線材に対してより有効である。
- 3) パーコレーションモデルと二方向電流分布モデルを用いた解析から、磁場中熱処理によって Bi2212 結晶粒のアスペクト比が減少することで m 値の増大が起こり、 n 値が向上することが分かった。したがって、部分熔融法によって作製される Bi2212 線材では、必然的に結晶粒のアスペクト比が大きくなるために、 n 値が低くなるが、磁場中熱処理はこれを改善できる有効な手段であることが分かった。

参 考 文 献

- 1) H. W. Weijers, U. P. Trociewitz, K. Marken, M. Meinesz, H. Miao, and J. Schwartz: "Effects of conductor anisotropy on the design of Bi-Sr-Ca-Cu-O sections of 25 T solenoids," *Supercond. Sci. Technol.* **17** (2004) 636-681.
- 2) H. Maeda, K. Ohya, M. Sato, W. P. Chen, K. Watanabe, M. Motokawa, A. Matsumoto, H. Kumakura and J. Schwartz: "Microstructure and critical current density of Bi2212 tapes grown by magnetic melt-processing," *Physica C* **382** (2002) 33-37.

- 3) D. C. Johnson and J. H. Cho: "Magnetic-susceptibility anisotropy of single crystal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$," *Phys. Rev. B* **42** (1990) 8710-8713.
- 4) S. Pavard, C. Villard, D. Bourgault, R. Tournier: "Effect of adding MgO to bulk Bi2212 melt textured in a high magnetic field," *Supercond. Sci. Technol.* **11** (1998) 1359-1366.
- 5) K. Takahashi, S. Awaji, G. Nishijima, K. Watanabe and K. Togano: "E-J properties of Bi2212 tape in the practical current region," *Supercond. Sci. Technol.* **17** (2004) S568-S571.
- 6) K. Yamafuji and T. Kiss: "Current-voltage characteristics near the glass-liquid transition in high- T_c superconductors," *Physica C* **290** (1997) 9-22.
- 7) K. Takahashi *et al.*: "A new model of two directional J_c distributions for $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ materials," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **16** (2006) 1019-1022.
- 8) K. Watanabe, T. Inoue *et al.*: "Transport properties over critical currents for Ag-sheathed $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ superconductors with different E-J dependence," *Adv. Sci. Technol.* **47** (2006) 118-123.
- 9) 淡路 智, 高橋健一郎, 渡辺和雄, 井上拓士: Bi 系超伝導線材の n 値向上方法, 特願 2006-231547 (平成 18 年 8 月 29 日)
- 10) Y. Ma, K. Watanabe, S. Awaji and M. Motokawa: " J_c Enhancement of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ films on polycrystalline silver substrates by metalorganic chemical vapor deposition in high magnetic field," *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 3633-3635.

井上 拓士 昭和 57 年 12 月 6 日生。2006 年 3 月東北大学工学部応用物理学科卒業。2008 年 3 月東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻博士前期課程修了。主に高温超伝導材料の研究に従事。同年 4 月より(株)本田技研工業勤務。

淡路 智 昭和 40 年 7 月 15 日生。昭和 63 年広島大学理学部物理学科卒業。平成 2 年同大学理学研究科物理学専攻博士課程前

期修了。同年 4 月より東北大学金属材料研究所に勤務。同研究所助手を経て、現在同准教授。主に超伝導材料の基礎物性研究および強磁場マグネットの開発に従事。低温工学協会、応用物理学会、日本金属学会、工学博士。

高橋 健一郎 昭和 52 年 10 月 27 日生。2000 年東北大学工学部応用物理学科卒業。2005 年同大学大学院工学研究科応用物理学専攻博士後期課程修了。同年 4 月より東北大学金属材料研究所博士研究員。2006 年 5 月より物質・材料研究機構 博士研究員、低温工学協会、応用物理学会会員。工学博士。

Petre BADICA 1967 年 7 月 1 日生。1996 年ウクライナ国立技術大学 博士課程修了。1996 年より現在まで、ルーマニア国立材料物理研究所 上級研究員、この間、2000 年 - 2002 年 産業技術総合研究所 博士研究員、2002 年 - 2003 年 物質材料研究機構 特別研究員、2003 年 - 2005 年 東北大学金属材料研究所 助手、2005 年 - 2007 年 東北大学金属材料研究所 特別研究員。学術博士。

西島 元 昭和 45 年 3 月 10 日生。1993 年東京理科大学理学部応用物理学科卒業。1998 年東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻博士後期課程修了。日本原子力研究所博士研究員、東北大学金属材料研究所 COE 研究員、2001 年 8 月より東北大学金属材料研究所助手を経て、現在同助教。低温工学協会、応用物理学会、電気学会会員。工学博士。

渡辺 和雄 昭和 25 年 5 月 17 日生。昭和 50 年東北大学理学部物理学科卒業。昭和 52 年同大学大学院修士課程(物理学専攻)修了。民間会社勤務を経て、昭和 56 年 4 月から東北大学金属材料研究所 助手、講師、助教授。平成 13 年 4 月から、同研究所教授。低温工学協会、日本金属学会、応用物理学会、日本磁気学会、日本磁気科学会会員。工学博士。