

新低交流損失 Bi-2223 超電導線の開発(2)
 —中央絶縁層をもつ多芯線の結合時定数の評価—

Development of new Bi-2223 superconducting wires with low AC loss (2)

– Evaluation of coupling time constant in a Bi-2223 multifilamentary wire with a central insulation layer –

川崎 基弘, 八尋 達郎, 野上 広司, 岩熊 成卓, 船木 和夫(九大);
 綾井 直樹, 小林 慎一, 菊地 昌志, 林 和彦(住友電工)

Motohiro Kawasaki, Tatsuro Yahiro, Koji Nogami, Masataka Iwakuma, Kazuo Funaki (Kyushu University);
 Naoki Ayai, Shin-ich Kobayashi, Masashi Kikuchi, Kazuhiko Hayashi (Sumitomo Electric Industries)
 E-mail: kawasaki@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

我々のグループでは、Bi-2223 多芯テープ線の交流損失の低減による超電導設備の軽量化、巻線構造や冷却システムの最適化などを検討してきた。これまでに、交流損失の低減法を明らかにするために、従来の銀シース Bi-2223 多芯テープ線において、内層のフィラメント部に絶縁層を配置した新しい構造の線材を製作し、交流損失特性を評価した[1]。今回は、この中央絶縁層を導入した線材断面をモデル化して結合損失を解析し、実験結果と比較することにより、絶縁層による結合損失の低減効果を議論する。

なお、試作した低交流損失線材の垂直磁界損失は、鞍型ピックアップコイル法により液体窒素中で測定した。従来と同じ積層枚数を 6 枚とし、周波数は 0.1~60Hz の範囲で損失測定を行っている。

2. 測定結果と考察

中央絶縁層を導入した線材(XM453A)と、従来の多芯線(AC74-A)の主な諸元を Table.1 に示す。また、それぞれの線材の線材断面をモデル化したものを Fig. 1 に示す。モデル化された断面構成に対するテープ線材の結合損失を文献 2 に準じて求めるとそれぞれ以下の理論的表式が得られる。

$$P_{cl} = \frac{\omega^2 B_m^3 L_p^2}{96(1+\beta_o)(1+\beta_o') (1+\alpha)^2} \frac{\alpha^2}{\rho_o} \left[\frac{1}{\rho_o} F(\beta_o) + \frac{\beta_i + \beta_i' - \beta_i \beta_i'}{\beta_o + \beta_o' + \beta_o \beta_o'} \frac{1}{\rho_i} F(\beta_i') \right]$$

$$F(\beta_i) = \beta_i + \frac{2}{3}\beta_i^2 + \frac{5}{4}\beta_i^3 + \frac{3}{8}\beta_i^4 + 3 \left(\beta_i' + \frac{1}{2}\beta_i'^2 \right)$$

$$P_{cf} = \frac{\omega^2 B_m^3 L_p^2}{96(1+\beta_o)(1+\beta_o') (1+\alpha)^2} \frac{\alpha^2}{\rho_i} \left[\frac{1}{10} \frac{7\alpha^2 + 20\alpha - 35}{\rho_i} + \frac{1}{\rho_o} F(\beta_o) \right]$$

$$F(\beta_o) = \beta_o + \frac{2}{3}\beta_o^2 + \frac{5}{4}\beta_o^3 + \frac{3}{8}\beta_o^4 + 3 \left(\beta_o' + \frac{1}{2}\beta_o'^2 \right)$$

B_m は磁界振幅、 ω は角周波数、 L_p はツイストピッチ、 $\alpha = a/b$, $\beta_o = (b_o - b)/b$, $\beta_o' = (a_o - a)/a$, $\beta_i = (b - b_i)/b$, $\beta_i' = (a - a_i)/a$ である。

実験結果(低周波数領域)[1]と比較検討して、結合損失の理論式に含まれる多芯線領域横方向抵抗率と銀シース抵抗率を調整パラメータとして求め Table.1 に示している。また、文献 3 より得られるテープ状の超電導線に対する結合時定数 $\tau_{c,rec}$ も合わせて示した。Table.1 に示した 2 種類の線材に対して、フィラメント結合の大きさを表す指標として、ツイストピッチの 2 乗で規格化した結合時定数を比較すると、XM453A の値は AC74-A の値の約 1/23 となり、中央絶縁層の効果が表れていることが示された。

Table.1 Parameters of Bi-2223 multifilamentary tapes

パラメータ/線材名	AC74-A	XM453A
線材幅[mm]	2.36	1.99
線材厚さ[mm]	0.183	0.203
フィラメント領域幅[mm]	2.07	1.73
フィラメント領域厚さ[mm]	0.103	0.118
フィラメント領域のアスペクト比	20.1	14.7
中央絶縁層領域幅[mm]	—	1.31
中央絶縁層領域厚さ[mm]	—	0.060
L_p [mm]	8.5	14
銀シースの抵抗率[Ω m]	3.05E-09	3.05E-09
有効横方向抵抗率[Ω m]	9.45E-09	—
$\tau_{c,rec}$ [ms]	2.31	0.27
$\tau_{c,rec} / L_p^2$ [s/m ²]	32.00	1.38

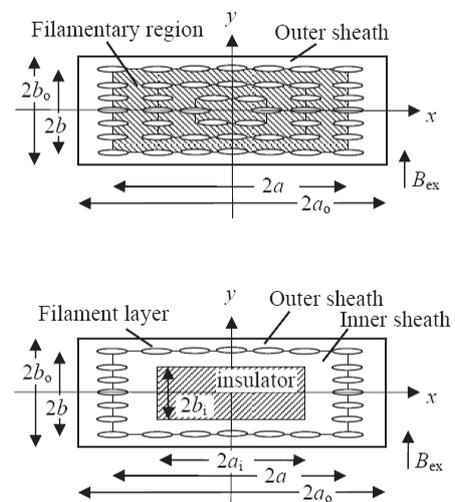


Fig. 1 Schematic cross-sectional structures of (a) AC74-A and (b) XM453A

参考文献

1. M. Kawasaki, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83 (2010) p.119
2. B. Turck et al.: Cryogenics, Vol.22 (1982) 441-450
3. A.M. Campbell: Cryogenics, Vol. 22 (1982) 3-16

DI-BSCCO[®]線材の高性能化開発 Development of high performance DI-BSCCO[®] wire

山出 哲, 中島 隆芳, 菊地 昌志, 山崎 浩平, 鍵山 知宏, 小林 慎一,
林 和彦, 佐藤 謙一(住友電工); 北口 仁(NIMS), 下山 淳一(東大)

YAMADA Satoru, NAKASHIMA Takayoshi, KIKUCHI Masashi, YAMAZAKI Kouei, KAGIYAMA Tomohiro,
KOBAYASHI Shin-ichi, HAYASHI Kazuhiko, SATO Ken-ichi (Sumitomo Electric);
KITAGUCHI Hitoshi (NIMS); SHIMOYAMA Jun-ichi (Tokyo univ.)

E-mail: yamada-satoru@sei.co.jp

1. はじめに

当社では Bi2223 材料の発見当初から、線材化開発を進め、DI-BSCCO として Type H、Type HT、Type ACT 及び Type G の4製品を製造している。

標準製品である TypeH(線材の断面積が(約1mm²)では、短尺試料ではあるが、2007 年には $J_c=218A$ 、2009 年には $J_c=236A$ の線材の開発に成功している。しかしながら、超電導応用製品のコンパクト化及び低コスト化のためには、更なる高 J_c 化が必要とされている。このため、短尺試料を用いた J_c (77K、自己磁場)改善、ならびにマグネット、コイルでの使用環境である 20、30K での磁場中特性の改善を進めている。

2. 短尺試料における J_c 改善状況

Bi2223 超電導線材において T_c と熱処理条件を調査すると、 T_c が上がる条件下での熱処理では Pb3221 が超電導粒界に析出してしまい、粒間の超電導特性を悪くしてしまう可能性が示唆される。そこで Pb3221 が析出せず、Bi2223 相の T_c を向上させるための焼成条件の最適化を行った。

その結果、 $J_c=241A$ 、 $J_c=74kA/cm^2$ を記録した(以降#A)。この試料における磁化特性を $J_c=180A$ の DI-BSCCO 線材と共に Fig. 1 に示す。50K の磁化率に対して 0.1% の磁化率と定義した $T_c(\text{onset})$ は、標準的な TypeH が 111K であるのに対して、#A は 112.6K に向上している。また #A に関して XRD の構成相、SEM による微細組織観察を行った結果、Pb3221 の析出もみられない。10%磁化率、50%磁化率での温度差として定義した ΔT_c についても 2.3K と極めて優れており、#A では高い T_c と共に粒界での Pb3221 の析出がみられず、粒間特性が改善されてことが示唆される。

3. 低温磁場中の J_c 改善状況

DI-BSCCO 線材において、Bi2223 のキャリアドープ状態を調整することにより、低温、低磁場～中磁場における J_c が改善することが分かってきた。Fig. 2 及び Table1 に加圧焼結焼結後に 450°C、Air 中で追加アニールしたサンプルの低温磁場中での J_c を示す。450°C、Air 中での追加アニールにより、77K、自己磁場下では 241A あった J_c は、230A まで低下するが、4.2K、20K、30K での低磁場での J_c の絶対値は改善することが確認できた。この結果、30K、2T で $J_c=376A$ 、20K、2T で $J_c=532A$ に改善した。

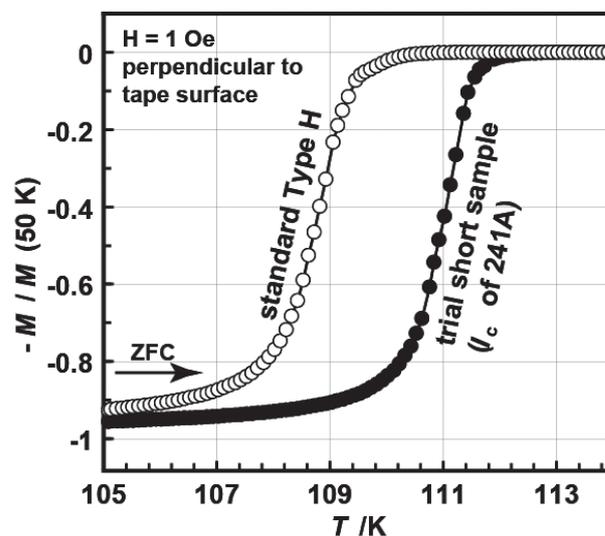


Fig.1 Magnetization curve of standard type H and the trial short sample with 241A

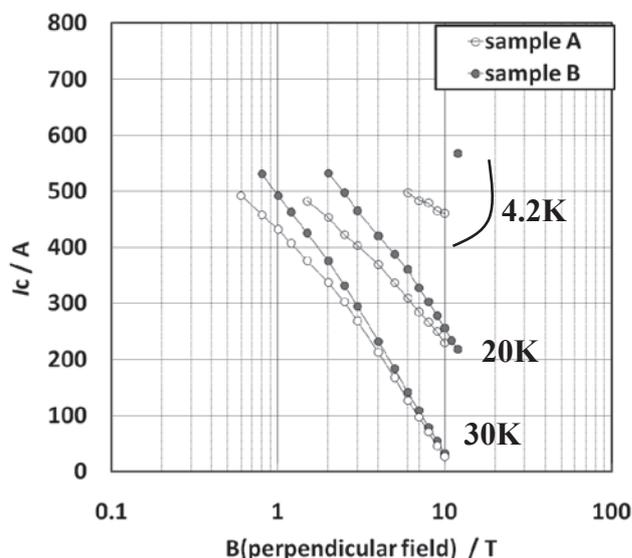


Fig. 2 J_c on magnetic field (perpendicular field)

Table. 1 Critical current on typical magnetic field

	J_c (77K, S.F.)	J_c (30K, 2T)	J_c (20K, 2T)
Sample A (as sintering)	241A	338A	454A
Sample B (450°C, Air)	230A	376A	532A

参考文献

1. M. Kikuchi *et al.*: Abstracts of CSJ conference, Vol. 83 (2010) p.144

BSCCO-2223 テープの室温機械特性についての国際ラウンドロビン試験 と標準不確かさの評価

International RRT on Room Temperature Tensile Test for BSCCO-2223 Tape and Assessment of Standard Uncertainty

長村 光造 (応用科学研), NYILAS Arman (CEME), WEISS Kraus (Karlsruhe 研究所), SHIN Hyung-Seop (安東国立大学),
片桐 一宗 (岩手大), 落合 庄治郎, 北條 正樹, 菅野未知央(京大), 大澤 健太 (ヤマハ モータ)
OSAMURA Kozo(RIAS), NYILAS Arman (CEME), WEISS Kraus (KIT), SHIN Hyung-Seop (Andong National Univ.),
KATAGIRI Kazumune (Iwate Univ.), OCHIAI Shojiro, HOJO Masaki, SUGANO Michinaka (Kyoto Univ.)
and OHSAWA Kenta (Yamaha Motor)
E-mail: kozo_osamura@rias.or.jp

1. はじめに

国際標準化活動の一環として実用超電導線材の機械的性質の測定方法について表記の7研究機関が参加して国際ラウンドロビン試験を2006年から2010年にかけて実施した。最近その結果をまとめた[1,2]ので報告したい。

2. 実験方法

国内外から市販されているラミネートされた BSCCO-2223 テープ線材2種類(S Brass 3ply, S SUS 3ply)とラミネートなしの線材2種類(E bare, S bare)を用いた。参加者はそれぞれの試料を3回繰り返し試験(最大4回)し、その結果を報告することにした。あらかじめ準備した試験方法案をもとに室温で引張試験を実施した。試験結果とともに、試料掴み方法、歪速度等の実験条件についても報告をまとめた。

3. 実験結果

今回の RRT に用いた線材の応力-歪関係では、bare 材は低い応力、歪の値で破断するが、3ply 材は巨視的な降伏後も超電導層の多重破断を伴いながら大きな伸びを示すことがわかった。

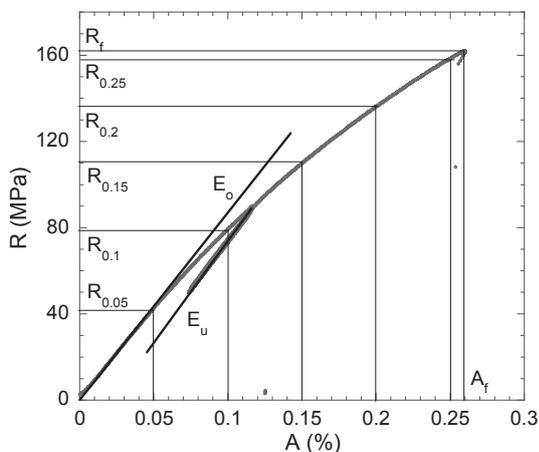


Fig. 1 Typical stress - strain curves for four BSCCO-2223 tapes. Definition of Young modulus and the stress at a fixed strain

図1にS bare 材について今回の試験方法を示す。ヤング率(弾性定数)は応力-歪曲線の初期勾配(E_0)および除荷曲線の勾配(E_u)から決められた。また一定の歪(0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25)での応力(R)を求めた。さらに破断応力と歪を求めた。一方3ply 材ではさらに0.2%耐力を求めた。表1にE Bare 線材についての結果を示す。ここでデータ数 N については測定結果のうち

$$0.7 < E_0/E_u < 1.3 \quad (1)$$

の条件に合うデータの数であり、かつこの中は報告された全数である。ここでは次の諸量を計算した。

$$\text{平均値: } \bar{q} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n q_k \quad (2)$$

$$\text{標準偏差: } s(q_k) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (q_j - \bar{q})^2} \quad (3)$$

$$\text{標準不確かさ: } s(\bar{q}) = \frac{s(q_k)}{\sqrt{n}} \quad (4)$$

$$\text{相対標準不確かさ: } RSU = 100 \frac{s(\bar{q})}{\bar{q}} \quad (5)$$

Table 1 Results of data analysis for the tape E bare

Property	Dimension	N	Average	RSU (%)
E_0	GPa	18(20)	76.7(83.7)	1.7(6.0)
E_u	GPa	18(20)	78.9(79.1)	1.5(1.3)
$R_{0.05}$	MPa	18(20)	37.5(38.5)	1.5(2.2)
$R_{0.1}$	MPa	18(20)	68.5(69.3)	1.2(1.3)
$R_{0.15}$	MPa	18(20)	94.1(95.3)	1.2(1.2)
$R_{0.2}$	MPa	17(19)	117.2(117.8)	1.2(1.1)
$R_{0.25}$	MPa	15(16)	133.6(133.7)	1.3(1.2)
$R_{p0.2}$	MPa	-	-	-
R_f	MPa	18(20)	133.2(133.6)	1.5(1.4)

全7機関から提出されたデータ全体についての統計であり、データには当然ばらつきがあるが、そのばらつきの中には機関内および期間間のデータの両方の誤差が含まれている。相対標準不確かさをみると(1)式のスクリーニングにより全体として標準不確かさが小さくなることわかる。

さらに相対標準不確かさについて試験条件から予測されるすべての誤差要因を typeB の分布をもつものと仮定して計算から求めた結果[1]は

$$RSU = 1.17 \% \quad (6)$$

となる。この値は各研究機関毎で発生する不確かさの推定値で、機関間で発生する不確かさは含まれていない。したがって(6)式に示した値は実験値よりは常に小さな値になることが期待される。

4. まとめ

従来は誤差の評価に(3)式の標準偏差を用いる慣習があったが、超電導に関する国際標準(IEC-TC90)では(4)式に示す標準不確かさを用いることになった。要点は n で示される試験回数あるいはデータ数を一定にした試験結果の比較がなされることが重要であることが指摘される。

参考文献

1. K. Osamura, Arman Nyilas, H. Shin : Estimation of uncertainty with the modulus of elasticity measured by means of tensile test for BSCCO tapes Cryogenics 50 (2010)660-665
2. K. Osamura, A. Nyilas, K-P. Weiss, H-S. Shin, K. Katagiri, S. Ochiai, M. Hojo, M. Sugano, K. Ohsawa: Intenational round Robin test for mechanical properties of BSCCO-2223 superconductive tapes at room temperature Cryogenics 51 (2011) 21-26

c 軸配向 Bi(Pb)2223 バルクにおける加圧焼成条件と臨界電流特性の関係 Relationship between sintering conditions under high gas pressures and critical current properties of c-axis oriented Bi(Pb)2223 bulks

小畑 圭亮, 下山 淳一, 山本 明保, 荻野 拓, 岸尾 光二 (東大院工); 小林 慎一, 林 和彦 (住友電工)
OBATA Keisuke, SHIMOYAMA Jun-ichi, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku, KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo)
KOBAYASHI Shin-ichi, HAYASHI Kazuhiko (Sumitomo Electric Industries, Ltd.)
E-mail: tt106654@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

Bi 系銅酸化物超伝導材料では c 軸配向組織の形成にプレスや圧延など機械的配向法が広く用いられているが、試料内部の配向が不十分であり、配向が乱れた箇所では臨界電流特性が大きく劣化する[1,2]。そこで我々は磁場中スリップキャスト法により内部まで c 軸配向させた後、焼成を行うことにより試料全体にわたって高い臨界電流密度をもつ Bi(Pb)2223 バルクの作製を試みている[3,4]。前回は加圧焼成法(300 atm)を c 軸配向バルクに適用することによって臨界電流特性が向上することを報告したが、 J_c は線材よりも 1 桁以上低い値にとどまった。これまで加圧焼成法に関する研究は線材が中心で、バルクに対する研究例は少なく、加圧焼成条件の最適化によって、さらなる臨界電流特性の改善が期待できる。そこで本研究では加圧焼成法が Bi(Pb)2223 バルクの粒間結合に与える影響を明らかにするために、焼結時の保持圧力を変化させ、微細組織や臨界電流特性に及ぼす効果について調べた。

2. 実験方法

仕込組成を $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.35}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ とし、原料粉末を混合後、空气中 780 ~ 810°C で仮焼成を行った。ペレット成型後、空气中、854°C で 216 時間焼成し、得られた焼結体を粉碎することにより Bi(Pb)2223 単相粉末を得た。この粉末を銀管に封入し、一軸プレスで板状とした後、加圧焼成法により焼結を行った。加圧焼成は約 830°C で 4 h 行い、この温度で酸素分圧が 0.05 atm、全圧(P_{total})が 1 ~ 500 atm になるように酸素、アルゴンの初期充填ガス圧を調整した。試料の酸素量は空气中、400°C でアニール後、急冷することにより制御した。構成相の同定及び格子定数の評価は X 線回折測定、微細組織観察は SEM により行い、磁化特性は SQUID 磁束計を用いて調べ、 J_c は磁化ヒステリシスの幅から試料サイズをもとに拡張 Bean モデルによって計算した。

3. 結果と考察

Fig. 1 に焼結時の全圧と相対密度、 J_c の関係を示す。加圧下で焼結することにより、相対密度、 J_c が大きく向上した。10 atm 以上では圧力依存性は認められていないが、4 h という短時間焼結においても圧力印加の効果が現れたことは興味深い。Fig. 2 に 1 atm 下および 500 atm 下で焼結した試料の破断面の二次電子像を示す。加圧下で焼結することで緻密な組織が得られたことが分かる。ただし、粒径は全ての試料において 10 μm 前後と一般的な Bi(Pb)2223 のバルク、線材の結晶 (~20 μm) に比べて小さく、また 1 μm 程度の小さな粒も多数認められるなど、4 h 焼成では顕著な焼結反応が起きていないことが分かった。当日は結晶粒成長を進めるためにさらに長時間加圧焼成を行った試料の組織、特性も報告する。

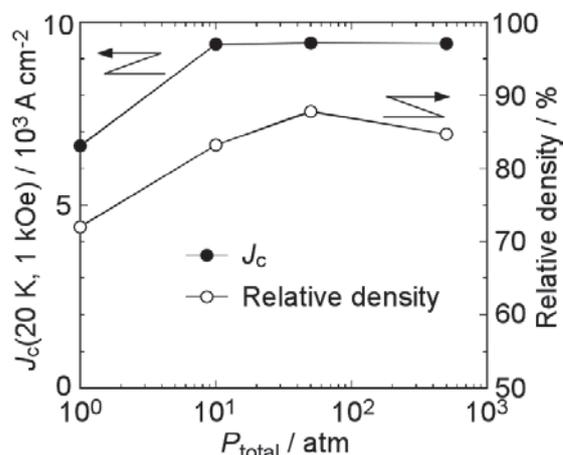


Fig. 1 J_c (20 K, 1 kOe) and relative density of sintered bulks as a function of total gas pressure during sintering.

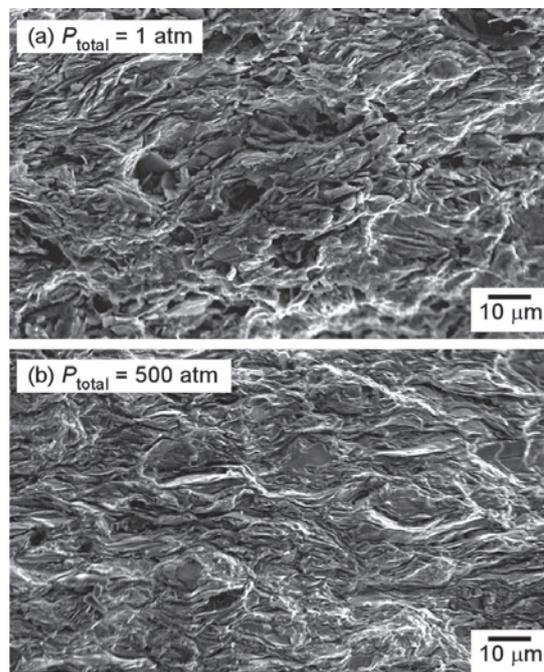


Fig. 2 Secondary electron images of $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.35}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ sintered bulks: (a) $P_{\text{total}} = 1 \text{ atm}$ and (b) $P_{\text{total}} = 500 \text{ atm}$.

参考文献

- [1] W. Pachla *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **14** (2001) 631-636.
- [2] S. Patnaik *et al.*, *IEEE. Trans. Appl. Supercond.* **13** (2003) 2930-2933.
- [3] K. Takimoto *et al.*, *IEEE. Trans. Appl. Supercond.* **19** (2009) 3080-3083.
- [4] 小畑他, 2010 年度秋季低温工学・超電導学会 2A-a07

Dy 系高温超伝導バルク磁石のパルス着磁特性と捕捉磁場性能

Pulsed field magnetizing property of Dy-based HTS bulk magnet and trapped field performance

岡 徹雄, 関 啓孝, 石塚 大地, 小川 純, 福井 聡, 佐藤 孝雄(新潟大学); 横山 和哉(足利工大); 村上 明(一関高専)
 OKA Tetsuo, Seki Hirota, ISHIDUKA Daichi, OGAWA Jun, FUKUI Satoshi, SATO Takao (Niigata University);
 YOKOYAMA Kazuya (Ashikaga Inst. Tech.); MURAKAMI Akira (INCT)
 E-mail: okat@eng.niigata-u.ac.jp

1. はじめに

溶融法により合成された高温超伝導バルク体は強いピン止め力により優れた磁場捕捉性能を有する。この「バルク磁石」を励磁する簡便な方法としてパルス着磁法(PFM)があり、すでに5T以上の磁場捕捉性能が報告されている[1]。これまで PFM による印加磁場は 7T 以下であったため、我々は7T以上の強磁場域での着磁性能を評価するため、直径 30mmの小型バルクと外径を小さくした着磁コイルを用いて、磁場捕捉の挙動の解明とその増大を目指す。一方、バルク磁石の磁場性能はその機械的強度に制限されるため、今回の報告では、機械特性を改良した試料として、材料組織内の気泡を低減した Dy 系溶融試料を用いた[2]。これを冷凍機で冷却したのち PFM で励磁し、その磁場捕捉性能を評価した。

2. 実験方法

実験には、材料内部の気泡を低減して機械的強度を向上した Dy123系バルク磁石(緻密バルクとよぶ)を用いた。図 1 に実験装置のモデル図を示す。φ 30mm×t10mm の緻密バルクを GM 冷凍機(AISIN, GD101S)の伝導冷却により 30.6K まで冷却し、液体窒素で冷却したコイルにパルス電源(日本電磁測器, SBV-10124)から電流を流し、最大7.66T のパルス磁場を印加して着磁した。コンデンサ容量は 40 から 120mF で変化させた。捕捉磁場の挙動は、バルク表面のホールセンサー(F.W.BELL, BHT-921)と Cu-Co 熱電対(線径 0.076mm)により評価した。

3. 結果と考察

図 2 は1回のパルス磁場を、コンデンサ容量を変化させた場合の磁場波形と、捕捉磁場の時間変化を示す。40から120 mFへの変化で、外部磁場のピークは遅れ、立ち上がり時間が 5.4ms から 8.2ms へと長くなるが、その変化により磁場侵入の様子は大きく変化する。ピークの遅れとともに磁場侵入は遅れ、侵入する磁場強度が大幅に増加した。図に示す120mF で6Tの磁場印加で捕捉磁場は1.98Tであった。磁場の暴露時間を長くすることが捕捉磁場性能に効果的である。

図3に 120mF で 4.44 から 7.66T まで印加磁場を変化させた場合の1回の磁場印加による捕捉磁場の温度依存性を示す。図中に磁場中冷却での捕捉磁場性能を仮定して示す。捕捉磁場の挙動は50K を境に変化し、50K 以上では磁場侵入はほぼ印加磁場に従う。50K 以下では、低磁場印加で磁場の侵入は遮蔽され、強磁場で侵入が促されることが分かる。しかし、7.66T の場合は発熱の影響が顕著となり、捕捉磁場性能が低下していることが分かる。

4. まとめ

Dy123をベースとした緻密バルクの PFM による1回の磁場侵入とその磁場捕捉を 120mF までのコンデンサ容量と7T以上の強磁場で調査した。その結果、従来の空孔の多いバルク磁石と同様に、磁場印加による発熱と磁場波形に見られる立ち上がり時間がその捕捉磁場に大きく影響することが分かった。今後は、空孔の多いバルク磁石との直接比較や、複数回着磁での発熱の変遷を調べ、機械的強度の優れたバルク磁石の有効性を検証していく。

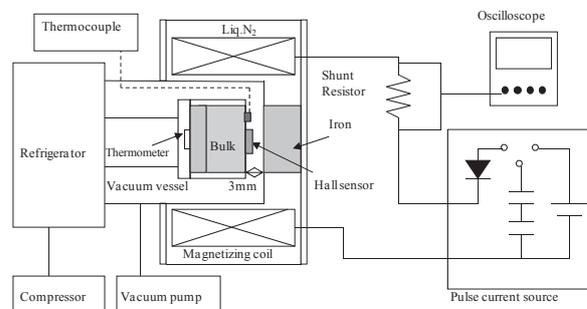


Fig.1 Experimental setup of PFM process

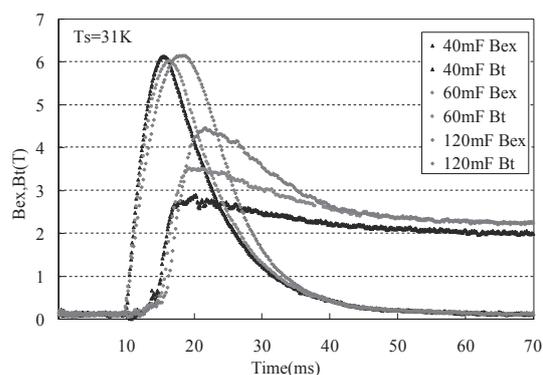


Fig.2 Trapped magnetic field and flux penetration of various capacitances

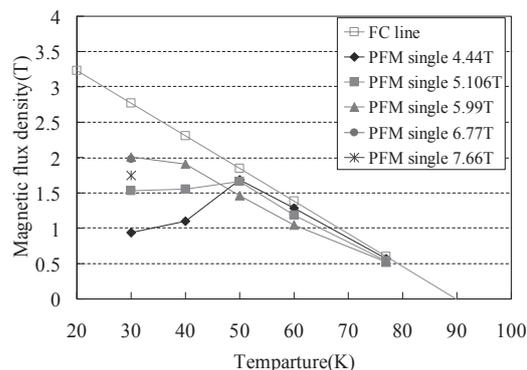


Fig.3 Trapped flux density as a function of applied field up to 7.66T with use of 120mF condenser bank

参考文献

- H. Fujishiro, et al.: Physica C, Vol.445-448 (2006) p.334-338,
- H. Teshima, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 77 (2007) p.158

パルス着磁のシミュレーション解析

---ソレノイドコイルとボルテックスコイルの組み合わせ---

Numerical simulation during pulsed field magnetization

--- using both solenoid and vortex-type coils ---

藤代博之, 内藤智之, 小山 允(岩手大工), 柳 陽介, 伊藤佳孝 (イムラ材研)
FUJISHIRO Hiroyuki, NAITO Tomoyuki, OYAMA Mitsuru (Iwate Univ.)
 YANAGI Yousuke, ITOH Yoshitaka (IMRA Material Ltd.)
 (E-mail: fujishiro@iwate-u.ac.jp)

はじめに

超伝導バルクに高密度に磁束を捕捉させるバルク磁石の応用が様々検討されている。本グループはパルス着磁(PFM)による超伝導バルクに捕捉される磁場の増大を、実験及びシミュレーションにより検討している。最近の学会では、電磁場-温度の連成シミュレーションの手法により、solenoid-coil 及び渦巻き型コイル(vortex-type coil)を用いて超伝導バルクを着磁した場合の捕捉磁場増大への方向性を報告した[1,2]。これまでの検討で、1) solenoid-coil の実験結果をシミュレーションにより再現できること、2) vortex-type coil は和泉らの実験結果[3]を再現し、低いパルス磁場印加からの磁束の侵入と最大捕捉磁場の増大を予測した。本研究では、solenoid-coil と vortex-type coil を組み合わせたコイル(hybrid coil)を用いた捕捉磁場増大の可能性についてシミュレーションにより検討した。

解析と検討

図1に hybrid coil と超伝導バルクの配置を示す。vortex-type coil (ID=4 mm, H=35 mm)は、solenoid coil (ID=82 mm, OD=116 mm, H=50 mm)の内側に、側面から $T_s=40$ K に伝導冷却した超伝導バルク($\phi 45$ mm, $t 15$ mm)の上下に設置する。解析では外径の異なる2つの vortex-type coil, S-coil (OD=30 mm)と L-coil (OD=62 mm)について検討した。電磁界と熱伝導の連成方程式は、大崎らの解析[4]を参考にし、(株)フォトンの EDDY-THERMO を用いて解析した。超伝導体の非線形な E - J 特性は n 値モデルを用い、臨界電流密度 J_c の磁場依存性は(1)式のように Kim モデルを用いて表現した。

$$(\alpha=4.6 \times 10^8 \text{ A/m}^2, T_c=92 \text{ K})$$

$$J_c(T, B) = \alpha \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}} \frac{B_0}{|B| + B_0} \quad (1)$$

$\alpha=4.6 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ は $J_c(40 \text{ K}, 0 \text{ T})=3.3 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ に相当する。バルク中心に印加するパルス磁場 $B_{ex}(t)$ は、強度 B_{ex} 、立ち上がり時間 $\tau=0.01 \text{ s}$ とした。

図2に solenoid coil と vortex-S coil 及び、それらを直列に接続した hybrid coil の印加磁場 B_{ex} とバルク中心表面での捕捉磁場 B_T^C の関係を示す。hybrid coil の捕捉磁場 B_T^C は solenoid coil とほぼ同様の印加磁場依存性を示すが、これは同じ電流密度の電流を流した直列接続の場合、solenoid coil が発生する磁場が支配的であるためである

(図3挿入図参照)。vortex-L coil を用いた場合も同様の結果であった。図3に solenoid coil と vortex-S coil を並列に接続し、トータル印加磁場 $B_{ex}=6 \text{ T}$ となるように各コイルの電流を調整した場合のバルク中心表面での捕捉磁場 B_T^C の変化を示す。vortex-S coil の寄与を増加させると B_T^C は減少する。現在までの検討では、hybrid coil を用いた捕捉磁場は solenoid coil と vortex-type coil を用いた結果の加法則で表され捕捉磁場向上は認められないが、講演では温度上昇や捕捉磁場分布などを含めて検討結果を報告する予定である。

参考文献

- [1] H. Fujishiro *et al.*, Supercond. Sci. Tech. **23** (2010) 105021
- [2] 藤代ほか、第 83 回 2010 年度秋季低温工学・超電導学会 [2B-a01] 鹿児島
- [3] T. Ida *et al.*, Physica C **412-414** (2004) 638
- [4] Y. Komi, H. Ohsaki *et al.*, Physica C **469** (2009) 1262

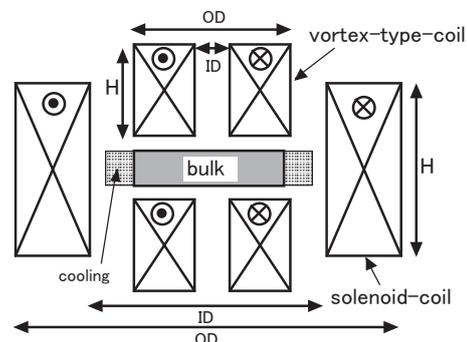


Fig. 1. The setup for the PFM simulation using the hybrid (solenoid+vortex-type) coil.

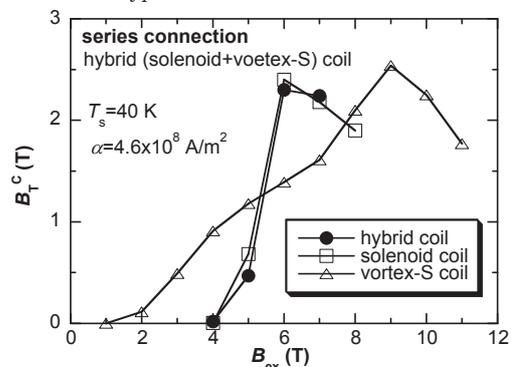


Fig. 2. The results of simulation of the B_{ex} dependence of trapped field B_T^C at 40 K at the center of the bulk surface for hybrid, solenoid and vortex-S coils (series connection).

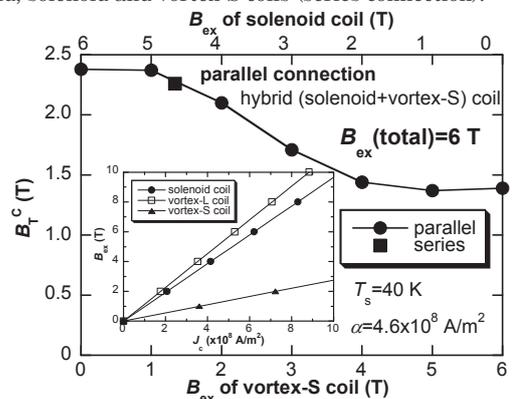


Fig. 3. The simulation of the applied field B_{ex} (vortex-S) dependence of trapped field B_T^C at 40 K at the center of the bulk surface for the total $B_{ex}=6 \text{ T}$ under parallel connection.

超伝導バルクのピン止め力分布とパルス着磁特性

— 捕捉磁場が 5 T を越えるバルクの特徴 —

Pinning force and trapped field distributions by pulsed field magnetization in superconducting bulk — characteristics of the bulk which trapped over 5 T —

荒屋敷貴大、玉田裕士、内藤智之、藤代博之(岩手大)、手嶋英一(新日鐵)

ARAYASHIKI Takahiro, TAMADA Yuji, NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.)

and TESHIMA Hidekazu (Nippon Steel Corp.)

(E-mail: tthr_3@yahoo.co.jp, fujishiro@iwate-u.ac.jp)

はじめに

超伝導バルク体における捕捉磁場の増大にはバルク内のピン止め力 F_p (又は臨界電流密度 J_c) が大きく影響する。静磁場を印加して着磁を行う磁場中冷却着磁(FCM)やゼロ磁場冷却着磁(ZFC)に対し、パルス着磁(PFM)は瞬間的な磁場を印加するため、着磁時における発熱が大きい。この発熱による温度上昇のため、バルク内のピン止め力が減少し捕捉磁場が FCM に比べて減少する。前回の学会では、PFM と ZFC の捕捉磁場分布の比較から、バルク内のピン止め力分布(J_c 分布)の不均一性と捕捉磁場分布の関係を報告した[1]。本研究グループではこれまで PFM による捕捉磁場の向上を目的に検討を行い、新しい 2 段階の PFM 法 (MMPSC 法) を提案し、2005 年に直径 45 mm の Gd 系バルクに対して PFM では最高となる 5.2 T を捕捉した[2]。この方法は様々なバルクに対して有効な方法であることを報告してきたが[3]、それ以降 PFM において 5 T を越える磁束の捕捉は実現されていない。本研究では、PFM により 5.2 T を捕捉したバルクと 77 K での FCM では同等の捕捉磁場を有するそれ以外のバルクの違いを明らかにするため、捕捉磁場分布を詳細に測定した。

実験方法

5.2 T を捕捉した Gd 系超伝導バルク Bulk-A (45mmφ, 15mmt, 新日鐵製)とそれ以外の Bulk-B (45mmφ, 18mmt)において ZFC と PFM を行った。PFM は単一パルス着磁と、温度 T_c と印加磁場 B_{ex} の条件を 2 段階変化(1st stage; T_1, B_1 . 2nd stage; T_2, B_2)させる MMPSC 法で行った。着磁後、バルク表面の 1.5 mm 上方をホールセンサ走査により捕捉磁場分布を測定した。

結果と考察

Fig. 1 は(a) Bulk-A と(b) Bulk-B の MMPSC の 1st stage ($T_1=77$ K, $B_1=2.7\sim 4.2$ T)における捕捉磁場分布を示す。Bulk-A はバルク中心での捕捉磁場が低く、その周辺部で高い捕捉磁場を示す M 字型の分布である。一部にわずかに捕捉磁場の高い領域があるが全体的に均一性の高い分布である。Bulk-B も Bulk-A と同様に M 字型の分布になっているが、バルク周辺部において捕捉磁場の高い領域の間に溝のように捕捉磁場の低い領域がある。これはバルク内

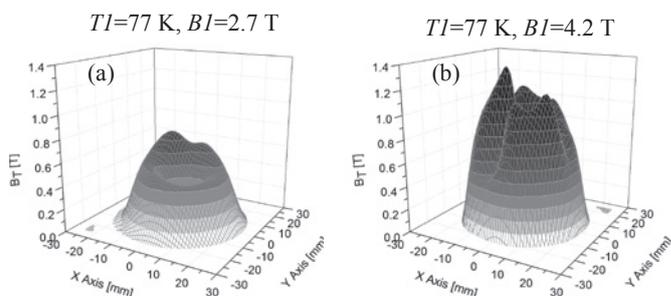
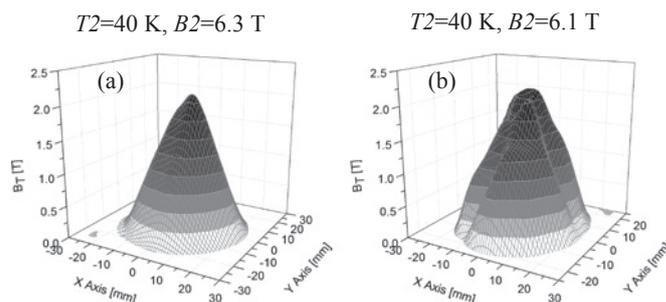
の GSB や GSR の存在が顕著に影響しており、局所的にピン止め力が不均一であることがわかる。

Fig. 2 は(a) Bulk-A と(b) Bulk-B の MMPSC の 2nd stage ($T_2=40$ K, $B_2=6.1\sim 6.3$ T)における捕捉磁場分布を示す。Bulk-A は非常に綺麗な円錐型の捕捉磁場分布である。一方、Bulk-B も円錐型の捕捉磁場分布になっているが Bulk-A と比較すると歪みの大きい捕捉磁場分布である。FCM の捕捉磁場分布では検出されないが、バルク内のピン止め力の均一性が高いことが PFM の捕捉磁場を向上させるための重要な要因であると考えられる。

当日の発表においては、他条件での捕捉磁場分布の比較を行い、MMPSC を用いた PFM において高捕捉磁場を得るための条件を考察する。

参考文献

[1]荒屋敷他 第 83 回秋季低温工学超伝導工学会[2B-a02]

[2] H. Fujishiro *et al.* Physica C **445-448** (2006) 334[3] H. Fujishiro *et al.* Physica C **468** (2008) 1477Fig. 1 Trapped field profiles of (a) Bulk-A and (b) Bulk-B after the 1st stage of MMPSC.Fig. 2(a) Trapped field profiles of (a) Bulk-A and (b) Bulk-B after the 2nd stage of MMPSC.

低圧酸素雰囲気下における RE123 溶融凝固バルクの作製

Synthesis of RE123 Melt-Solidified Bulks under Low Pressure Pure Oxygen

杵村陽平、下山淳一、山本明保、荻野拓、岸尾光二

KINEMURA Yohei, SHIMOYAMA Jun-ichi, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku and KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo)

E-mail : tt106658@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

RE123 溶融凝固バルクでは種結晶から離れるとともに超伝導特性が劣化する場合が多いことが知られている。我々はその原因として RE の Ba サイトへの置換を指摘し、これに対して還元雰囲気下での結晶育成により、種結晶から離れた位置での RE 置換を抑制し、超伝導特性を改善する研究を進めてきた。しかし、還元雰囲気下での結晶育成においては不活性ガスに由来したバルク内部におけるボイドの生成が避けられず、機械的強度改善のための工夫が必要である。そこで本研究では低圧純酸素雰囲気下での結晶育成によって RE の Ba サイトへの置換を抑制し、かつボイドのないバルクの作製を試みた。

2. 実験方法

Y123 溶融凝固バルクは以下の方法で作製した。原料に Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO を用い、固相反応法により Y123 と Y211 粉末を合成した。Y123 : Y211 = 7 : 3 のモル比になるように秤量し Pt を 0.5 wt% 加えて混合した後、一軸プレス ($1 \text{ ton} / \text{cm}^2$) によって $20 \text{ mm}\phi \times 10 \text{ mm}^t$ のペレットに成型した。このペレットを電気炉内の両端にバルブを持つ石英ガラス製の炉心管内に入れ、真空引きと酸素導入を数回繰り返す。最終的に内部を所定の低圧純酸素雰囲気とした。種結晶には Nd123 単結晶を用い低圧純酸素雰囲気下で結晶育成を行った後、酸素気流中 450°C でポストアニーリングを行った。種結晶から動径方向の *a*-growth region と種結晶直下方向の *c*-growth region から $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ に切り出した試料に対し、偏光顕微鏡による微細組織観察、SQUID を用いた磁化測定から超伝導特性の評価、X 線回折による構成相の同定及び格子定数の評価を行った。

3. 結果と考察

温度パターン、酸素分圧の最適化を行ったところ、純酸素圧力 $5.1 \sim 6.8 \times 10^{-2} \text{ atm}$ における結晶育成によってシングルドメインから成る Y123 溶融凝固バルクが得られた。

微細組織を観察したところ、Fig. 1 のように内部にボイドのない試料が得られたことが確認できた。これは不活性ガスがない雰囲気で作製した効果である。磁化率の温度依存性から決定した T_c を Fig. 2 に示す。*a*-growth region では種結晶から離れるに従って系統的に T_c が低下しており、Y の Ba サイト置換が抑制できていないことが示唆された。Fig. 3 に 77 K , 1 T における J_c を示す。 T_c の結果と同様に *a*-growth region では位置依存性が見られたが、*c*-growth region ではどの位置でも約 $4 \times 10^4 \text{ A cm}^{-2}$ と高い値を示した。*a*-growth region と *c*-growth region では第 2 ピークの位置にも違いが見られた。これは 2 つの領域間で RE の Ba サイトへの置換量が異なり、キャリアドープ状態、即ち異方性が違うことから、酸素欠損に由来するピンニング効果に差が生じたためと考えられる。

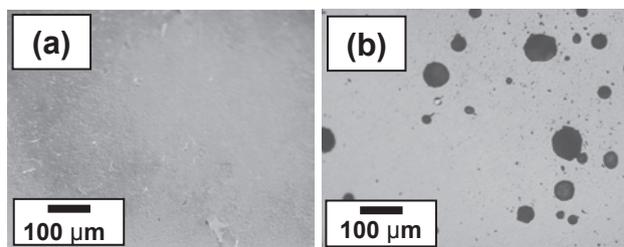


Fig. 1 Microstructural images of Y123 bulks (a) melt-solidified in low pressure pure oxygen (b) melt-solidified in air

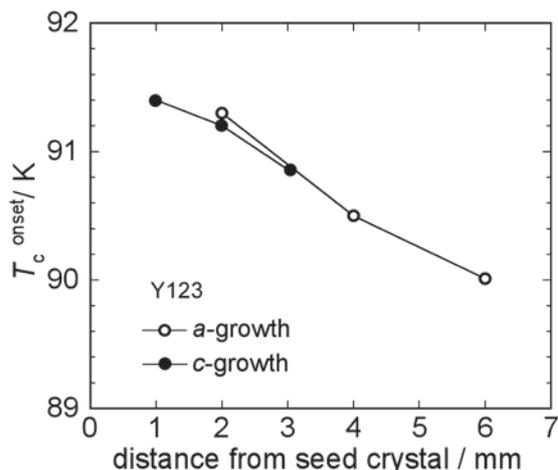


Fig. 2 T_c of Y123 bulks melt-solidified in low pressure pure oxygen

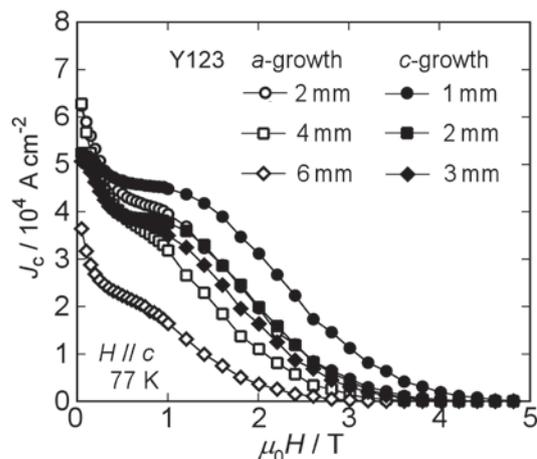


Fig. 3 J_c of Y123 bulks melt-solidified in low pressure pure oxygen

参考文献

- [1] J. Shimoyama *et al.*, Abstracts of CSJ Conference, vol.80 (2009) p.109