

液体窒素の水平管内流動時の沸騰熱・流動特性

Thermo-Fluid Characteristics of Two Phase Boiling Liquid Nitrogen in a Pipe

永井 孝佳, 清水 領, 高橋 幸一, 大平 勝秀 (東北大 流体研)

小林 弘明, 田口 秀之 (JAXA)

NAGAI Takayoshi, SHIMIZU Ryo, TAKAHASHI Koichi, OHIRA Katsuhide (IFS, Tohoku University)

KOBAYASHI Hiroaki, TAGUCHI Hideyuki (JAXA)

E-mail: nagai@luna.ifs.tohoku.ac.jp

1. はじめに

現在, 宇宙航空研究開発機構(JAXA)は, 飛行速度 Mach 5 の極超音速旅客機を実現することを目標に, 液体水素を燃料とした極超音速予冷ターボジェットエンジン技術の研究開発を進めている. エンジン始動時の供給初期段階において配管系は常温であるため, 液体水素は気液二相流動状態となり, 燃料流量が安定しなくなる. また, 高速飛行時の予冷器では高温空気と液体水素が熱交換を行うので, 強制対流沸騰熱伝達あるいは, 液単相流による強制対流熱伝達を用いることになり, 伝熱性能と流動特性の関係を把握することが重要となる.

本研究では水平伝熱管内を流動する気液二相流の流動様式を加熱部下流で高速度カメラを用いて観察し, 流動様式と圧力損失および熱伝達特性の相関を検討した.

2. 実験装置および実験方法

流動試験部の概略図を Fig. 1 に示す. 試験部の伝熱管には内径 15 mm の銅製円管を用い, 外壁から伝熱線ヒーターによって加熱した. また, 熱伝達は加熱開始部下流 700 mm 地点で, 差圧は下流 200 mm の個所から 550 mm の区間で計測した. 試験装置の詳細は前報^[1]を参照されたい. 試験部における平均流速や熱流束, クオリティを Table. 1 に示す.

3. 実験結果および考察

Fig. 2 に熱流束が 5~25 kW/m² の場合のクオリティと圧力損失比の関係を示す. 縦軸は実験値 ΔP_{TP} をその際の流量が全て液体として流れた場合の圧力損失 ΔP_{L0} で無次元化した. 気泡流では圧力損失比の値がほぼ 1 であり, 液単相流動時と二相流動時の差が小さい. また, 気泡流以外では, 均質流モデルから求めた加速損失と摩擦損失の和 ($\Delta P_A + \Delta P_F$) と, 摩擦損失のみ (ΔP_F) の間に実験値が分布した. プラグ流やスラグ流では実験値は均質流モデル, 波状流では分離流モデルによる評価が適当であると言える.

Fig. 3 に熱流束が 5~25[kW/m²]の場合の気液二相流の熱伝達式との比較を示す. Nu_{TP} は実験で得られたヌセルト数, Nu_{Lz} は液相部分が全て流路を流れるとみなした時のヌセルト数で, Sieder-Tate の式より導出した. また, X_{tt} は Lockhart-Martinelli のパラメータである. 本実験においては $1/X_{tt} > 0.01$ の範囲(気泡流を除いた範囲)で実験値と熱伝達相関式との間に $\pm 20\%$ で良い一致を示した.

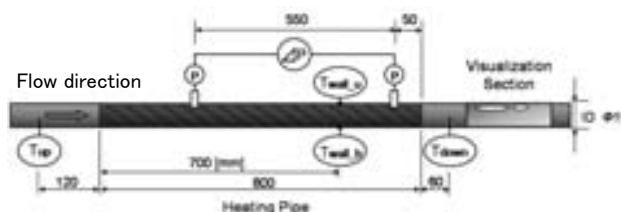


Fig. 1 Schematic illustration of the test section.

Table. 1 Test conditions.

Mean Velocity U	Heat Flux q	Quality x
0–2.5 [m/s]	0–25 [kW/m ²]	0–0.07 [–]

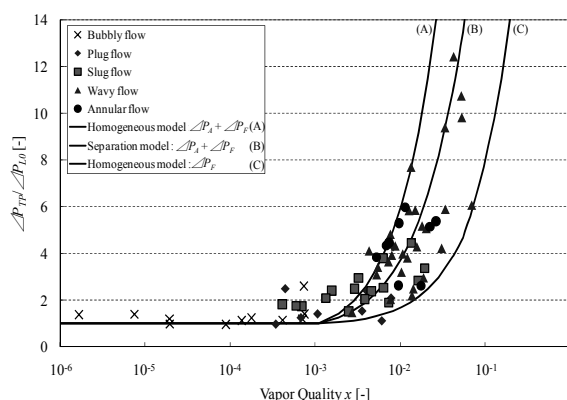


Fig. 2 Pressure drop ratio compared to pressure drop equation.

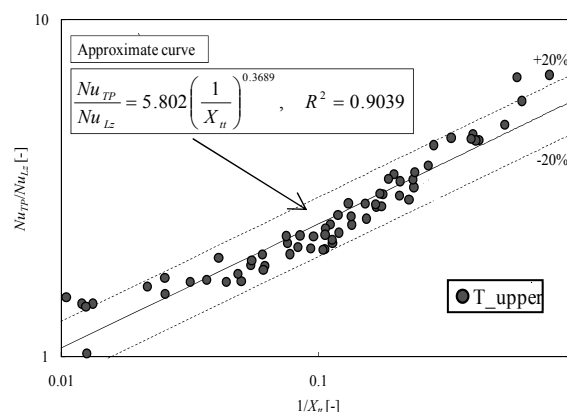


Fig. 3 Comparison between the experimental value and the approximate curve.

謝辞

本研究は, 流体研による公募共同研究および流体研—JAXA の共同研究により実施した.

参考文献

[1] Shimizu et al.: Abstracts of CSJ Conference, 81, (2009), p.60.

極低温スラッシュ流体のコルゲート管内流動時の圧力損失低減現象

Pressure drop reduction of cryogenic slush fluid flowing in a corrugated bellows

大平 勝秀、大橋 直樹、高橋 幸一（東北大 流体研）

OHIRA Katsuhide, OHASHI Naoki, TAKAHASHI Koichi (Institute of Fluid Science, Tohoku University)

E-mail: ohira@luna.ifs.tohoku.ac.jp

1. はじめに

極低温液体中に液体と同成分の固体粒子が混在する固液二相スラッシュ流体は、高密度流体、融解熱を利用する機能性熱流体として優れた特性を持っている。発表者は図 1 に示すスラッシュ水素を利用した高効率水素エネルギーシステムを提案して開発を実施している[1]。本システム開発には、輸送用配管や超伝導送電の冷媒用配管に使用されるコルゲート管内のスラッシュ流体の流動特性が重要となる。コルゲート管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失測定を行い、サブクール液体窒素よりも圧力損失が低減する圧力損失低減効果が初めて得られ、低減現象の解明を行ったので報告する。

2. 実験装置および実験方法

流動試験装置は既報[2]を参照されたい。コルゲート管は内径(d)12 mm、外径 17.5 mm、ピッチ(s) 3.3 mm、全長 824 mm (圧力損失測定部 614 mm) のステンレス鋼製水平管である。上流側 210 mm は助走区間としている。コルゲート管の外部には、重力による撓みおよび流動時の配管振動を低減するため、内径 18 mm の固定用外管を取り付けている。実験の流速は 1.4~4.0 m/s、固相率は 0~30wt% である。

3. 実験結果および考察

コルゲート管の流速と圧力損失測定結果を図 2 に示す。図には、平滑円管の Prandtl-Karman 式、コルゲート管単相流の Hawthorne の実験式(管摩擦係数 λ の式(1))[3]を示す。

$$\lambda = \frac{d}{s} \left[1 - \left(\frac{d}{d + \gamma s} \right)^2 \right]^2 \quad \gamma = 0.438 \text{ (実験係数)} \quad (1)$$

液体窒素の圧力損失は Prandtl-Karman 式の 5~9 倍となった。スラッシュ窒素は、流速約 2 m/s 以上で圧力損失低減効果が現われ、固相率が大きくなると低減量は大きくなる。管摩擦係数 λ と Reynolds 数(代表長さ d) の実験結果を図 3 に示す。液体窒素の管摩擦係数は Re 数が大きくなるにつれ、Hawthorne の実験式(一定値)に近づくが、スラッシュ窒素は、ほぼ一定値を示し、最大で約 30% の圧力損失低減が確認された。発表者は平滑円管、くびれ管にて、圧力損失低減効果が流速の大きい擬均質流で現われる実験結果を報告している[2,4]。コルゲート管においても、擬均質流になると固体粒子が管中央部に移動し、凹凸内部の固体粒子の数が減少すること、管中央部の固体粒子群が凹凸内部に存在する液体の乱流発生を抑制することが圧力損失低減の要因と考えられる。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金(基盤 B 21360091)により実施した。大阪ラセン管工業(株)から技術的コメントを頂いた。

参考文献

- [1] K. Ohira: J.Cryo. Soc. Jpn, 41(2006) pp.61-72.
- [2] K. Ohira, et al.: Abstracts of CSJ Conference, 80(2009) p.70
- [3] R. C. Hawthorne, et al.: Product Eng., 34(1963) pp.98-100.
- [4] K. Ohira: Jpn. J. Multiphase Flow, 23(2009) pp.373-380.

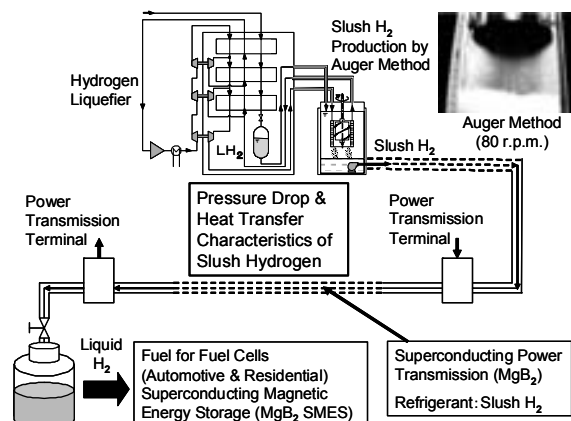


Fig.1 Synergetic effect in combination with slush hydrogen and superconducting power machines.

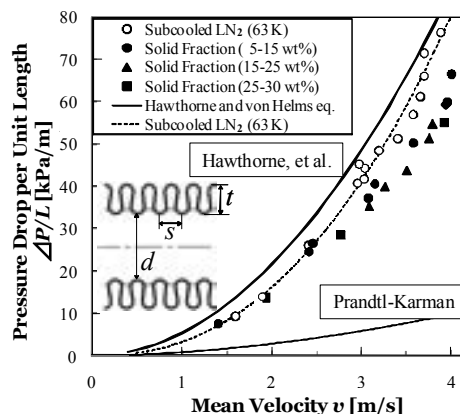


Fig.2 Pressure drop and mean velocity of slush N₂.

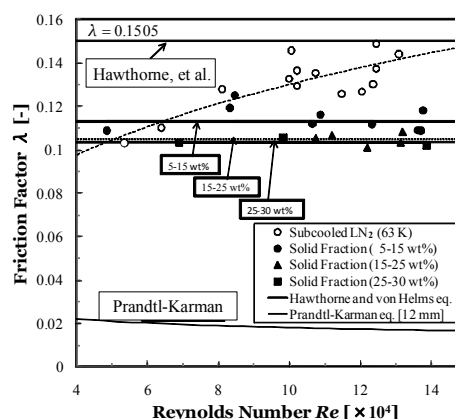


Fig.3 Friction factor and Reynolds number of slush N₂.

水平円管内を流れるスラッシュ窒素の流動・伝熱特性と流動様式

Thermo-fluid characteristics and flow patterns of slush nitrogen flow in a horizontal pipe

中込 圭, 高橋 幸一, 大平 勝秀 (東北大学 流体研)

NAKAGOMI Kei, TAKAHASHI Koichi, OHIRA Katsuhide (Institute of Fluid Science, Tohoku University)

E-mail: knakagomi@luna.ifs.tohoku.ac.jp

1. はじめに

液体中に同成分の固体粒子が共存する極低温固液二相スラッシュ流体は、貯蔵・輸送に優れており、燃料電池の燃料、高温超伝導体の冷媒、宇宙ロケットの燃料などとして利用が有望視されている。スラッシュ窒素においては、内径 15 mm の水平円管内を流動する際の圧力損失低減が報告されている [1]。そこで本研究では、スラッシュ窒素を用いて、内径 10 mm の水平伝熱円管内を流動する際の流動・伝熱特性の把握を行った。また、高速度カメラによる流動様式の観測を行い、流動・伝熱特性と流動様式の関係性について検討を行った。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略図を Fig.1 に示す。実験装置は、スラッシュ窒素を製造・貯蔵するランタンク、流動・伝熱特性を計測する伝熱試験部、流動様式を観測する可視化部、キャッチタンクから構成される。Fig.2 に伝熱試験部の詳細を示す。伝熱試験部は、内径 10 mm の銅製水平円管であり、管外壁 800 mm に渡って巻かれたニクロム線により一定の熱流束を印加する。圧力取出口を設け、550 mm の区間における圧力損失を計測する。また、管内 2ヶ所の温度センサでバルク温度を計測し、加熱開始点から 600 mm 下流の管下部に設置された温度センサで壁面温度を計測する。実験条件は、流速 0.16~5.2 m/s、固相率 2.38~31.8 wt%，熱流束 0, 10, 30 kW/m² である。

3. 実験結果および考察

Fig.3 に熱流束 10 kW/m² における流速と圧力損失および局所熱伝達率の関係を示す。局所熱伝達率 h は、熱流束 q 、壁面温度 T_{wall} 、バルク温度 T_{bulk} から次式で求められる。

$$h = q / (T_{wall} - T_{bulk}) \quad (1)$$

サブクール液体窒素と比較して、圧力損失低減と熱伝達率低下が、ともに流速 2 m/s 付近から起こり始めている。特に、圧力損失低減は、流速 2~3.5 m/s かつ固相率 0~14 wt% の範囲において確認できる。高速度カメラにより、この場合の流れは擬均質流であり、固体粒子は管中心部付近に集中していることが確認された。流れが擬均質流となり、固体粒子同士の干渉が減少するとともに、管中心部付近に集中した固体粒子群によって壁面近傍での乱流が抑制されるため、圧力損失が低減すると考えられる。熱伝達率低下に関しても、壁面近傍での乱流が抑制され、乱流混合による管中心部への熱拡散が妨げられることが要因になっていると考えられる。

Fig.4 に非加熱時における流速と圧力損失比 r_{dP} の関係を示す。圧力損失比は、サブクール液体窒素の圧力損失に対するスラッシュ窒素の圧力損失である。①は摺動流、②は非均質流、③、④は擬均質流である。流速 2~3.5 m/s かつ固相率 0~14 wt% の範囲において圧力損失低減が確認できる。流速 3.5 m/s 以上では、乱流の増加や固体粒子の干渉により圧力損失比が 1 より大きくなっているが、 $r_{dP} = 1.1$ 程度に漸近し、流速が増加しても圧力損失比は増加しないことが分かる。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金(基盤 B 21360091)により実施した。

参考文献

[1] K. Ohira: Jpn. J. Multiphase Flow, 23(2009) pp.373-380.

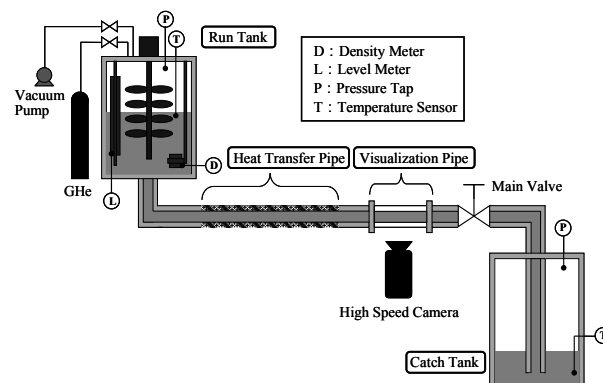


Fig.1 Schematic illustration of the experimental apparatus

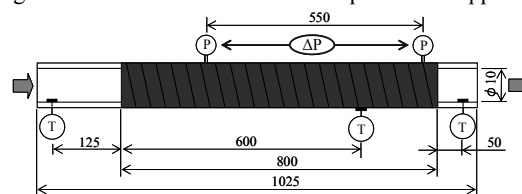


Fig.2 Details of the heat transfer pipe

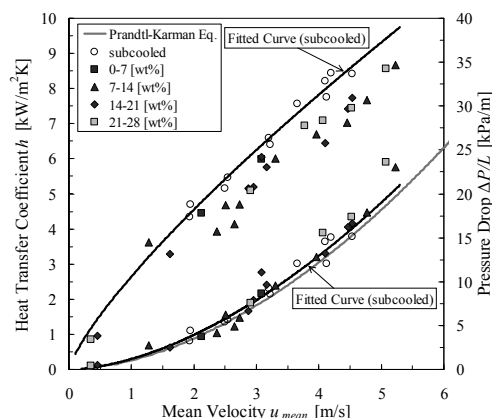


Fig.3 Pressure drop and local heat transfer coefficient of slush N₂ ($q = 10 \text{ kW/m}^2$)

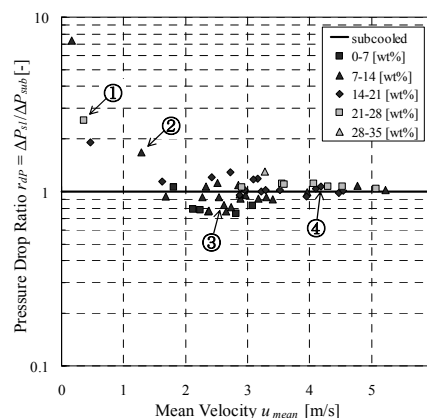


Fig.4 Pressure drop ratio and mean velocity of slush N₂ ($q = 0 \text{ kW/m}^2$)

水平円管内を流動するスラッシュ窒素の流動・伝熱特性に関する数値解析

Numerical study of flow and heat transfer characteristics of slush nitrogen flows in a horizontal pipe

太田敦人、林心平、大平勝秀（東北大学）

OTA Atsuhito; HAYASHI Shimpei; OHIRA Katsuhide (Tohoku University)

E-mail: ohta@luna.ifs.tohoku.ac.jp

1. はじめに

液体成分中に同成分の固体粒子が存在する極低温固液二相スラッシュ流体は、固体粒子の存在により高密度流体として、融解熱を利用する機能性熱流体として優れた特性を持っており、発表者らによりスラッシュ水素を利用した高効率水素エネルギーシステムが提案されている[1]。

前報[2]では、スラッシュ窒素の管内流動特性を報告した。本研究では、伝熱を考慮したスラッシュ流体の流動特性を把握するため、熱非平衡二流体モデルに基づく三次元流動解析コードを開発し、スラッシュ窒素の管内流動・伝熱特性について解析を行った。

2. 解析方法および計算条件

解析方法については、前報[3]に示す。スラッシュ流体の圧力損失低減効果[4]については、考慮しない。解析に使用した円管モデル（管内径 $D = 15$ mm、管路長 $L = 500$ mm）を Fig. 1 に示す。総格子数は 153,915 である。また、入口流速を $U_{in} = 1.0 \sim 5.0$ m/s、体積固相率 $\alpha_s = 13$ vol. %、粒子径を 1.3 mm[4]とした。さらに、熱流束を $q = 0, 10, 30$ kW/m²とした。

3. 解析結果および考察

$L = 400$ mm の地点における定常状態解について考察した。Fig. 2 に入口流速 U_{in} に対するスラッシュ窒素の圧力損失と熱伝達率を示す。非加熱のサブクール液体窒素の圧力損失は、Prandtl-Karman 実験式と良く一致している。スラッシュ窒素では、サブクール液体窒素と比較して流速の増加に伴って圧力損失が増大している。これは、固相と液相の干渉により乱流が増加する影響と実効動粘性係数が増加して壁面との摩擦の影響を大きく受けるためと考えられる。加熱量の違いによる圧力損失に差がないのは、今回の解析では物性値に三重点温度の値を用いて一定としたためと考えられ、今後物性値の温度変化を数値解析プログラムに組み込む。Fig. 2 中の実線は、熱流束 $q = 10$ kW/m² の場合のサブクール液体窒素の熱伝達率の実験結果[5]を示しており、数値解析結果は低流速条件を除いて良く一致している。さらに、スラッシュ窒素の実験結果[5]と数値解析結果の温度の比較(Fig. 3)も、管壁温度（底面） T_{wall} およびバルク温度 T_{bulk} は入口流速 $U_{in} = 1.0$ m/s の高熱流束条件（ $q = 30$ kW/m²）を除いて良く一致している。本数値解析では低流速領域での非均質流の流動様式を十分に再現できていないと考えられるため、管壁温度 T_{wall} とバルク温度 T_{bulk} の温度差が大きくなり、熱伝達率が小さくなったと考えられ、今後の検討によりプログラムを改良する。

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金（基盤 B 21360091）により実施した。

参考文献

- [1] K. Ohira: J. Cryo. Soc. Jpn (2006) pp. 61-72.
- [2] K. Ohira, et al.: Abstracts of CSJ Conf., (2009) p.59
- [3] Y. Mukai, et al.: Abstracts of CSJ Conf., (2007) p.284
- [4] K. Ohira, et al.: Adv. Cryo. Eng. (2008) pp. 67-74
- [5] K. Ohira, et al.: Proc. of ICEC 22 (2008) pp. 353-358

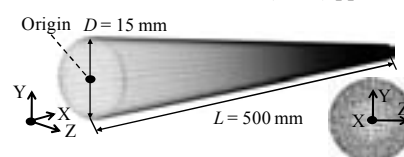


Fig. 1 Computational model for numerical analysis.

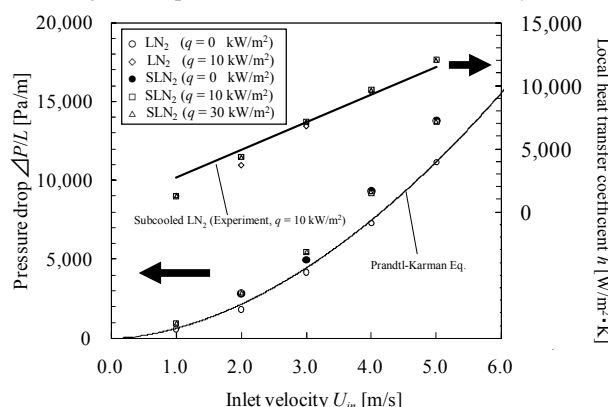
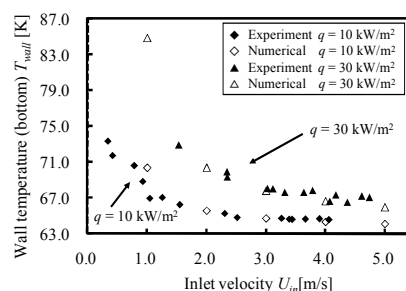
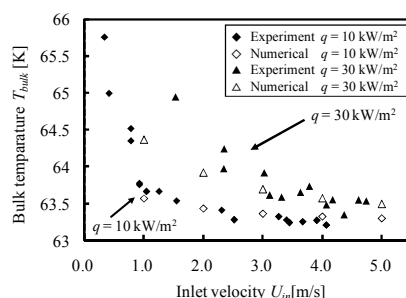


Fig. 2 Pressure drop and local heat transfer characteristics of slush nitrogen with the inlet velocity U_{in} .



(a) Wall temperature (bottom) T_{wall}



(b) Bulk temperature T_{bulk}

Fig. 3 Comparison between the experimental and the numerical temperatures.

高速度カメラによるスラッシュ窒素(オーガ法)の粒子径計測

Measurement of Diameters of Slush Nitrogen Particles (by the Auger Method)

using High-speed Photography

駒込 敏弘, 仲村 直子, 大野 隆介, 池内 正充, 矢口 広晴, 町田 明登(前川)

KOMAGOME Toshihiro, NAKAMURA Naoko, ONO Ryusuke,
IKEUCHI Masamitsu, YAGUCHI Hiroharu, MACHIDA Akito (Mayekawa)
E-mail: toshihiro-komagome@mayekawa.co.jp

1. はじめに

スラッシュ流体とは、同一成分の固体粒子と液体が混合した二相流体を指す。高温超電導(以下、HTS)ケーブルシステムの冷媒にスラッシュ窒素(以下、SN₂)を用いると、サブクール液体窒素と比べ温度が低くでき、また固体融解潜熱を冷却に利用できる利点がある。HTS ケーブルシステム(想定流速 0.2~0.3m/sec)に SN₂を用いる場合、均一な流れにするために SN₂の固体粒子直径を 100 μm 以下にする必要がある[1]。本報告では、オーガ法を用いた SN₂生成装置を製作し、生成した SN₂において固体窒素粒子の粒径とその分布を計測したので報告する。

2. 測定方法 および 結果

観測対象となる SN₂ は、昨年報告したオーガ法による装置を用いて生成した[2]。この装置は低温槽内部の液体窒素を熱交換器表面で冷却及び固化させ、生じた固体窒素膜を回転運動するブレードが掻き取ることで、固体窒素粒子を生成する。粒子は液体窒素よりも比重が大きいので螺旋運動しながら沈降し、低温槽底部に堆積する。熱交換器下部には観察窓があり、低温槽内を運動する粒子の様子を観測することができる。

生成した固体窒素粒子を、テレセントリックレンズ付き高速度カメラで観察窓から撮影した。画像の一例を Fig.1 に示す。一つの画像につき数個から数十個の粒子を確認した。また、運転する条件によっては大きい薄膜状の固体窒素や、粒子が寄り集まったクラスター状の粒子群も観察された。

粒子の大きさは、撮影画像上での投影面積から以下の手順で求めた。まず、撮影した画像のうち時間的にランダムな画像を抽出して粒子の投影面積を計測する。次に投影面積と等価な円の直径(円相当直径)を算出し、統計的にまとめた。ただし、測定分解能に限界があり 40 μm 以下の粒子については測定していない。大きい薄膜状の固体は数が少ないため、測定から除外した。また、クラスター状の粒子群は粒子の投影面積を求めることが出来ないため、測定から除外した。

以上のように 250 個程度の粒子を解析し、粒子径分布を求めた。掻き取り速度 17rpm、100rpm における粒子径の分布をそれぞれ Fig.2、Fig.3 に示す。代表的な大きさを最頻度クラス、中央値で評価する。最頻度クラスは、17rpm の場合 80~100 μm、100rpm で 40~60 μm であった。径の中央値は 17rpm のとき 213 μm、100rpm では 119 μm であった。40 μm 以下の分布が欠落している点を考慮する必要があるが、中央値、最頻度クラス共に掻き取り速度の上昇により値が小さくなった。この結果から、掻き取り速度を変更することで粒子の大きさを制御することが可能であることを定量的に把握した。

3. まとめ

オーガ法による SN₂生成装置の固体窒素粒子を高速度撮影法により観測し、粒子径の分布を測定した。観測された粒子径分布の最頻度クラスは、目標とする粒径(100 μm)以下であることを明らかにした。また、ブレードの掻き取り速度の調整により粒子径を制御しうることを確認した。

謝辞

本研究は、独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO 技術開発機構)のプロジェクト「イットリウム系超電導電力機器技術開発」の一環として実施した。高速度カメラによる粒子撮影ならびに画像解析には、筑波大学高田助教の協力を頂いた。

参考文献

- [1]株式会社前川製作所、平成 20 年度 NEDO 中間年報 イットリウム系超電導電力機器技術開発 超電導ケーブル技術開発 冷却システム技術開発
- [2]N. Nakamura, et al.: Abstracts of CSJ conference, Vol. 80 (2009) p.64



Fig.1 Observed SN₂ particles

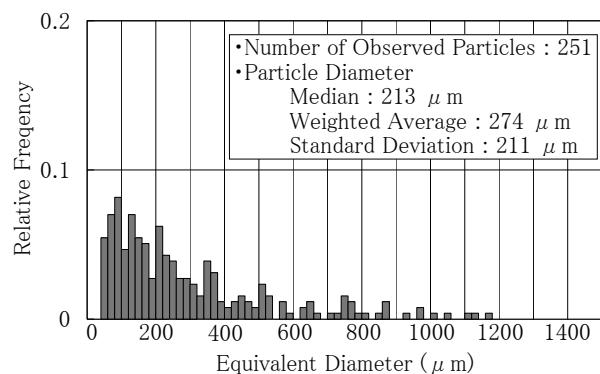


Fig.2 Probability distribution of observed SN₂ particles with rotational speed 17rpm

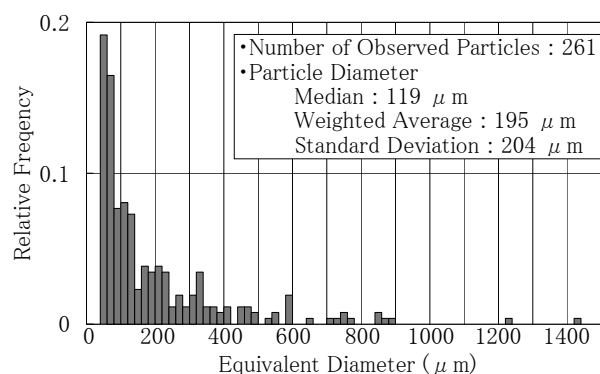


Fig.3 Probability distribution of observed SN₂ particles with rotational speed 100rpm

RE123 溶融凝固バルクにおける還元ポストアニール効果

Effects of Post-Annealing under Reducing Atmospheres on Superconducting Properties of RE123 Melt-Solidified Bulks

赤坂 友幸, 下山 淳一, 石井 悠衣, 杵村 陽平, 山本 明保, 荻野 拓, 岸尾 光二 (東大院工)
 T. Akasaka, J. Shimoyama, Y. Ishii, Y. Kinemura, A. Yamamoto, H. Ogino, and K. Kishio (Univ. of Tokyo)

E-mail: tt096638@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp (T. Akasaka)

【緒言】

REBa₂Cu₃O₇(RE123)溶融凝固バルクにおいては、種結晶から離れるほど T_c , J_c など超伝導特性が劣化する場合が多い。これまでに我々はこの特性低下の一因として RE の Ba サイト置換を指摘してきた[1]。また、軽希土類 RE123 溶融凝固バルクにおいて RE の Ba サイト置換の抑制に有効であることが知られている還元雰囲気下での結晶育成を、Y123 溶融凝固バルク作製に適用したところ、種結晶から離れた部分の T_c , J_c の劣化が抑制され、バルク体全体の特性改善に成功したことを報告してきた[2]。そこで本研究では、中軽希土類 RE123 において RE の Ba サイト置換を抑制する効果がある、還元雰囲気下でのポストアニールを Y123 および重希土類 RE123 溶融凝固バルクに適用し、バルク体全体のさらなる超伝導特性の均質化を試みた。

【実験方法】

RE123 溶融凝固バルクは以下のように作製した。固相反応法によって作製した RE123 と RE₂BaCuO₅(RE211)の粉末を 7:3 のモル比となるように秤取りし 0.5 wt% の Pt を加え混合した。これを一軸プレス(1 t/cm²)によって 20 mmφ×10 mm³ のペレットに成型した。種結晶として Nd123 単結晶をペレット表面中央に置いた後、空気中にて溶融凝固を行った。溶融凝固バルクの種結晶から動径方向に成長した *a*-growth および下方に成長した *c*-growth 領域から切り出した 2 mm×2 mm×1 mm³ の試料に対し、酸素分圧 0.01 atm 下、850°C でポストアニールを行い、さらに、酸素量制御のため酸素気流中、450°C でアニールした。これらの試料の様々な部位より切り出した試料について、SQUID 磁束計による磁化測定から超伝導特性を評価した。

【結果と考察】

Fig. 1 に Y123 バルク試料の *a*-growth 領域の種結晶からの距離が 2, 4, 6 mm の部分から切り出した小片試料の ZFC 磁化の温度依存性を示す。還元ポストアニール過程を経ない試料では、種結晶から離れるほど系統的に T_c が低下している。これは種結晶から離れた位置ほど、Y211 の析出量が多くなるため、結晶成長過程において Y の Ba サイト置換が促進されたためと考えられる。一方で、還元ポストアニールを行うことによって T_c の向上が見られ、特に種結晶から離れた位置ほど T_c が大きく改善した。これは、還元雰囲気下でのポストアニール過程において Ba サイトの Y 置換量が低下したためと考えられる。

Fig. 2 に Y123 バルク試料の 20 kOe における J_c の温度依存性を示す。還元ポストアニールを追加した試料では、 J_c が大きく向上しており、種結晶から 6 mm 離れた位置においても、2 mm の位置と同程度の高い J_c を維持することがわかった。特に低温側で J_c の改善が大きく、これは RE の

Ba サイトへの置換量の減少に伴い凝縮エネルギーが大きくなり、特に低温でのピンニング力が強まったことを示唆している。このように還元ポストアニールの導入は、低温応用を想定した Y123 バルク材料の開発に有効であることが明らかになった。

講演では、Y123 溶融凝固バルクの還元ポストアニール効果を総合的に議論するとともに、重希土類 RE123 溶融凝固バルクに対する効果を示し、RE 元素ごとの Ba サイト置換量の違いについても言及する。

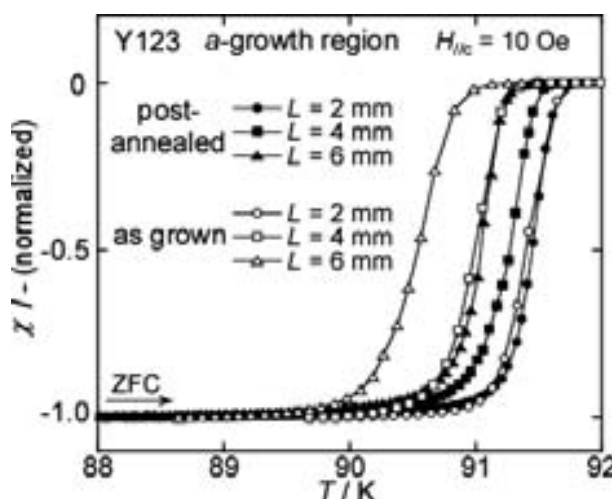


Fig. 1 ZFC magnetization curves of small pieces cut from various parts of Y123 melt-solidified bulks.

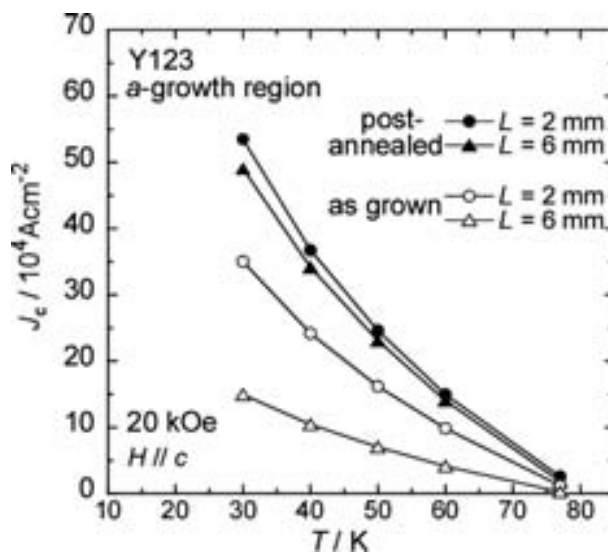


Fig. 2 J_c - T curves at 20 kOe of Y123 melt-solidified bulks with and without annealing process under reducing atmospheres.

- [1] 下山他, 2009 年春季低温工学・超電導学会(2A-a01).
- [2] 赤坂他, 2009 年秋季低温工学・超電導学会(1D-p03).

二段に重ねた超伝導体バルクにおけるパルス着磁特性

Trapped field properties in double-stacked superconducting bulks magnetized by pulsed field

古田 大樹、小山 充、内藤 智之、藤代 博之 (岩手大工)

FURUTA Daiki, OYAMA Mitsuru, NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.)

E-mail: furuta0429@yahoo.co.jp

1. はじめに

超伝導バルクの NMR やスパッタカソードへの応用において、数 10mm の厚さを有する超伝導バルクの着磁が必要となる。超伝導バルクは厚くすることで捕捉磁場 B_T が大きくなることが計算上予想されるが、パルス着磁による検討はこれまでは 10~15mm 程度までであり、数 10mm の厚さを有する超伝導バルクへの検討は行われていない。そこで本研究では、超伝導バルクを二段に重ねて擬似的に超伝導バルクを厚くし、バルク表面と内部のパルス着磁特性について実験とシミュレーションで検討した。

2. 実験方法

実験では $\phi 42$ mm $\times$ 18 mm の Gd 系バルクと $\phi 45$ mm $\times$ 15 mm の Sm 系バルクを使用した。Fig. 1 の挿入図に示すようにバルクを二段に重ね、底面から冷凍機で $T_s=40$ K に伝導冷却した。Hall sensor 3カ所(Gd-C Gd-GSR Sm-C)、熱電対 2カ所をバルク表面およびバルク間に貼り付け、パルス磁場印加後の磁束運動と温度変化を測定した。印加するパルス磁場 B_{ex} は 4.9~8.8 T の範囲で同一パルス着磁法(SPA)を用いて 3 回印加した。コイルの磁場中心を Gd バルクに合わせた場合と Sm バルクに合わせた場合、及び両方のバルクの中に合わせた場合について検討した。シミュレーション解析は有限要素法を用いて温度と磁場の連成解析から行った。臨界電流密度は以下の式で表し、本研究では定数 $\alpha=0.46e9$ A/m² を用いた。

$$J_{c0} = \alpha \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}}$$

3. 結果と考察

Fig. 1 に磁場中心を Gd バルクに合わせた場合の、No.1 pulse における印加磁場と捕捉磁場の関係を示す。比較的低磁場においては Gd バルクの GSR から磁場が侵入し、順に Gd バルク中心、Sm バルク中心と磁場の侵入が確認できた。Sm バルク中心は低磁場では磁場が侵入できず、 $B_{ex}>6.5$ T で急激に磁場が侵入した。

Fig.2 に磁場中心を Gd バルクに合わせ、No.1 pulse における捕捉磁場 B_T^C (Gd) の印加磁場依存性を示す。二段に重ねたとき(double)、Gd 一枚(single)、それぞれのシミュレーション解析結果を(simulated)として比較した。single の捕捉磁場のピーク値は $B_{ex}=5.5$ T であるのに対し、double においては低磁場では磁場が

侵入できず、 $B_{ex}=8$ T でピークが得られた。さらに、そのときの捕捉磁場は single は 3.3 T であるのに対し double は 1.6 T と single の 50% の値しか捕捉されなかった。また、シミュレーション解析結果においても、2 段に重ねることで 1 枚のときより高磁場側で磁場が侵入し、実験値に比較的近い振る舞いが見られた。これらの結果から実際の超伝導バルクはピンニング力が不均一であり、2 枚の異なるピンニング力を持つバルクを重ね、厚くすることで均一なピン止め力を想定したバルクとみなすことができる

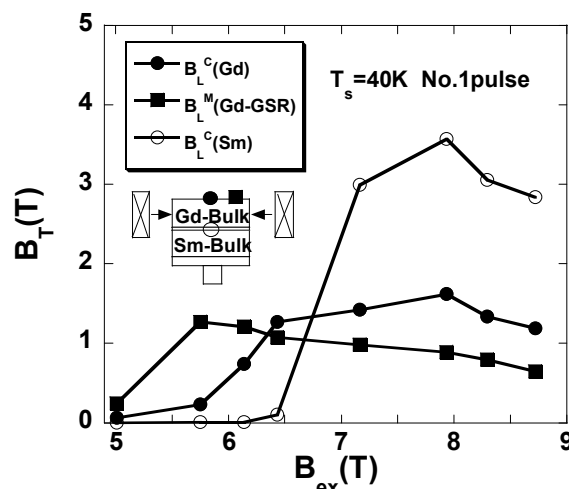


Fig. 1. The applied field B_{ex} dependence of the trapped fields B_T on the top and bottom surfaces of the Gd bulk at $T_s=40$ K.

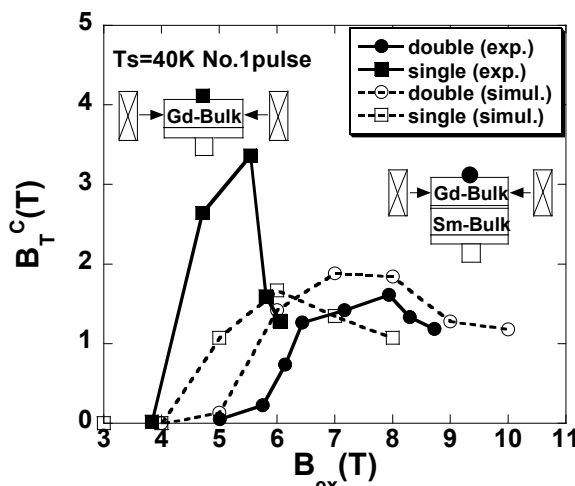


Fig. 2. The applied field B_{ex} dependence of the trapped field B_T for single bulk and stacked bulk. The results of the simulation for the B_T values are also shown.

シミュレーションから検討したパルス着磁による捕捉磁場向上の方向性

Numerical simulation of temperature and field distribution in superconducting bulk during pulsed field magnetization

藤代博之, 内藤智之, 古田大樹(岩手大工)

FUJISHIRO Hiroyuki, NAITO Tomoyuki, FURUTA Daiki (Iwate Univ.)

(E-mail: fujishiro@iwate-u.ac.jp)

はじめに

強力な超伝導バルク磁石を実現する1つの方法がパルス着磁(PFM)法であるが、磁束線の急激な運動による大きな温度上昇のため、捕捉磁場が磁場中冷却(FCM)法に比べて小さいという欠点がある。我々はこれまでPFMにおける捕捉磁場の向上のため、バルク表面及び内部の温度計測を行い、発熱量の推定や磁束の侵入に対応する局所的な温度上昇と捕捉磁場の関係を実験的に検討してきた[1]。しかし、実験で検討できる範囲は限りがあり、捕捉磁場向上の統一的な指針が必要となる。本研究では電磁場-温度の連成シミュレーションの手法を構築し、捕捉磁場決定の要因を明らかにし、捕捉磁場向上への方向性を提案する。

解析と検討

直径 45 mm、厚さ 15 mm の超伝導バルクの周りにソレノイドコイル (内径 82 mm、外径 116 mm、高さ 50 mm) を配置し、バルク底面に冷凍機の冷凍能力を表現するスペーサを配置して、スペーサ底面を $T_s=40$ K に伝導冷却するモデルを作った。電磁界と熱伝導の連成方程式は、大崎らの解析[2]を参考に、(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 Kim モデルを用いた。ゼロ磁場 J_c の温度依存性は次式により表現した。(αは定数、 $T_c=92$ K)

$$J_{c0} = \alpha \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}} \quad (1)$$

印加するパルス磁場 $B_{ex}(t)$ は、立ち上がり時間 $\tau=0.01$ s とし、実験で用いたパルス波形を次式で近似した。

$$B_{ex}(t) = B_{ex}^0 \frac{t}{\tau} \exp\left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad (2)$$

図 1 に(1)式の定数 α を変化させた場合のバルク表面中心($r=0$)での最終的な捕捉磁場の印加磁場 B_{ex} 依存性を示す。印加磁場の増加と共に捕捉磁場は増加し、最大を示した後に減少する。また α の増加 (すなわち J_c の増加) とともにバルク表面中心に磁束が捕捉され始める印加磁場は増加する。これらの結果は定性的に実験を再現している。

図 2 に $\alpha=0.46e9$ A/m²、 $B_{ex}=6, 8$ T を印加した後のバルク表面中心での磁場 B_z と温度 T の時間進展を示す。中心磁場は数 10 ms にピークを示し、その後磁束クリープにより減少するが、この原因は中心温度の上昇のためと解釈することが出来る。すなわち中心温度は約 7 s にピークを迎えた後に低下するが、これ以降に磁場の減少は無くなることで説明できる。最大温度に達する時刻は超伝導バルクの熱伝導率と冷凍機の冷凍能力で決まるため、実際の実験では大きく変化させることは出来ないが、磁場のピークを温度のピークを近づけることが出来れば、磁束クリープを低減出来る。図 1 にロングパルス($\tau=1, 10$ s)の場合の捕捉磁場の印加磁場依存性も併せて示すが、 $\tau=10$ s の場合に $B_{ex}=8$ T で $B_z=4.3$ T の磁場を捕捉した。図 3 にこの場合のバルク表面中心での磁場 B_z と温度 T の時間進展を示す

が、磁場のピークが温度のピークに近づくことで磁束クリープを低減できることが解析により確認できた。講演では、シミュレーションから予測される PFM における捕捉磁場向上の方向性について議論する。

参考文献

- [1] 藤代ほか、第 81 回 2009 年度秋季低温工学・超伝導学会 [1P-p11] (岡山大学)
[2] Y. Komi, H. Ohsaki *et al.*, Physica C **469** (2009) 1262.

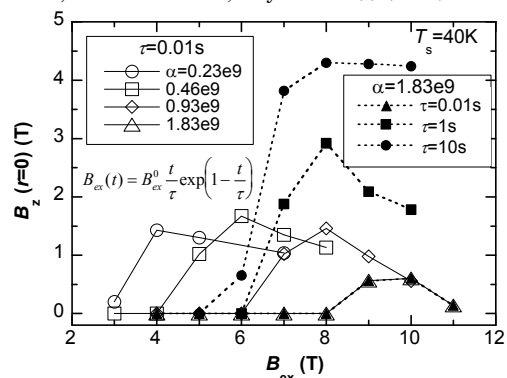


Fig. 1. The applied field dependence of the trapped field B_z at the bulk surface center for $\tau=0.01$ s for various α values ($T_s=40$ K). The τ dependence of B_z for $\alpha=1.83e9$ for a long magnetic pulses ($\tau=1$ s, 10 s) is also shown.

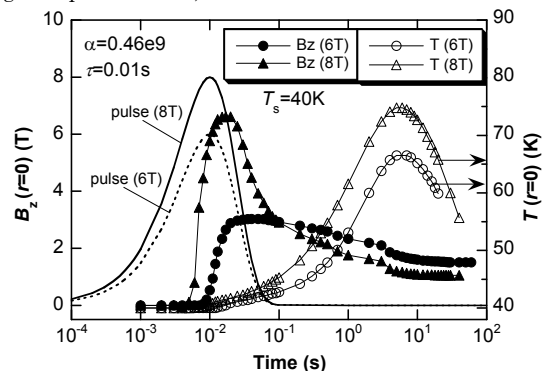


Fig. 2. The time dependence of the local field B_z and the temperature T at the bulk center ($r=0$) after applying pulsed field of $B_{ex}=6$ and 8 T ($\alpha=0.46e9$, $\tau=0.01$ s).

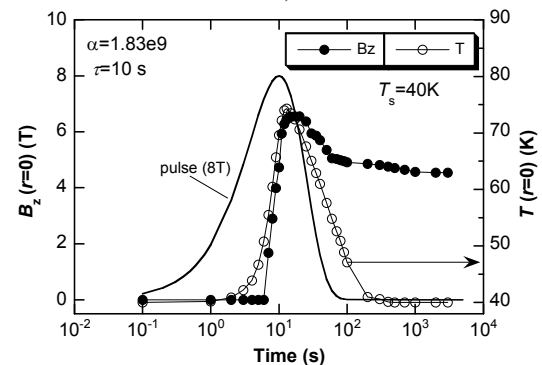


Fig. 3. The time dependence of the local field B_z and the temperature T at the bulk center ($r=0$) after applying long ($\tau=10$ s) pulsed field of $B_{ex}=8$ T ($\alpha=1.83e9$).

リング形バルク超電導体への同心円スリット加工による捕捉磁界の軸対称性向上

Concentric slitting of a ring-shaped bulk superconductor for a reduction in circumferential inhomogeneity of the trapped magnetic field

関野 正樹, 安田 斉史, 大崎 博之(東大)

SEKINO Masaki, YASUDA Hitoshi, OHSAKI Hiroyuki (Univ. Tokyo)

E-mail: sekino@k.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

高温バルク超電導体を、小型 NMR や MRI の磁界発生源として応用するうえでの課題の一つが、捕捉磁界の均一化である。本研究では、リング形バルク超電導体に対して、同心円状のスリット加工を行うことによって、捕捉磁界分布の軸対称性の乱れが改善されることを示す。

2. バルク超電導体

GdBaCuO で作られた外径 60 mm、内径 22 mm のリング形バルク超電導体の母材を、厚さ 2 mm にスライスした(Fig. 1(a))。また、これと同じものを別途用意して、サンドブラスト加工により 3 本の同心円状スリットを作成した[1]。さらに、結晶成長境界が捕捉磁界の軸対称性に与える影響を軽減するため、分割された 4 本のリングを相対的に回転させた(Fig. 1(b))。リングの隙間と周囲を樹脂で埋めて、固定を行った。

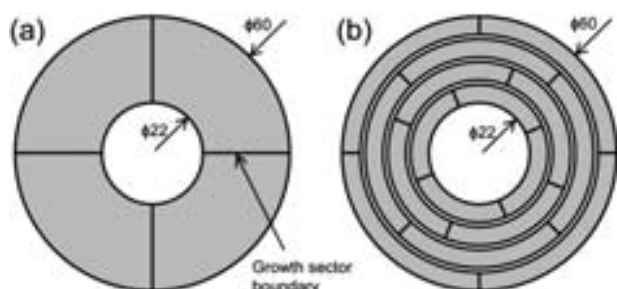


Fig 1 (a) Simple ring-shaped bulk superconductor (b) Bulk superconductor with concentric slits

3. 着磁と磁界分布測定

バルク超電導体を、縦型の超電導マグネットの中心部に置き、600 mT の外部磁界を加えた。液体窒素を用いた磁界中の浸漬冷却により、着磁を行った。バルク超電導体とホール素子を、独自開発した 3 軸アクチュエータに取り付けた[2]。バルク超電導体の上に、様々な半径で同心円状の径路を設定し、これにそって磁界の軸方向成分の分布を測定した。

4. 結果と考察

Fig. 2 および Fig. 3 に、それぞれスリット加工を施さない単純なリング形バルク超電導体と、スリット加工を施したバルク超電導体の、磁界分布測定結果を示す。ホール素子を、バルク超電導体の表面から 0.5 mm の距離で走査した。スリット加工を施すことによって、捕捉磁界の最大値は減少するが、200 mT 以上の捕捉磁界が得られた。スリット加工によって、経路上での磁束密度の変動が抑制されており、磁界分布の軸対称性が向上したことを示している。Fig. 3 に、中心に近い半径 6.5 mm の経路上で測定した磁界分布の比較を示す。スリット加工を施すことによって、経路上の磁束密度の変動幅は 0.9 % から 0.3 % に減少した。

リング形バルク超電導体の着磁によって、内部にはループ状の経路で超電導電流が流れるが、超電導特性の不均一などが原因で、この経路が歪められる。スリット加工は、この歪みを矯正する効果があり、結果的に捕捉磁界分布の軸対称性が向上したと考えた。

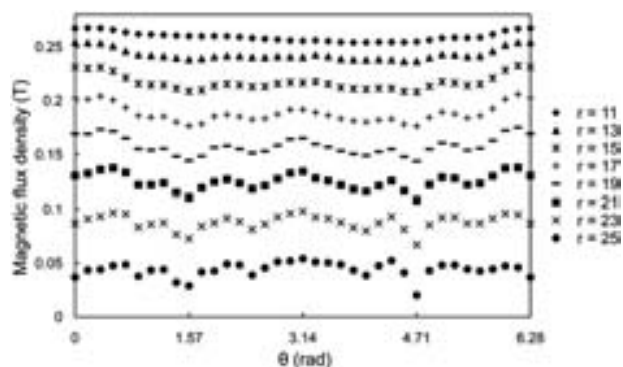


Fig. 1 Magnetic field distribution of the simple ring-shaped bulk superconductor measured along circular trajectories with different radii

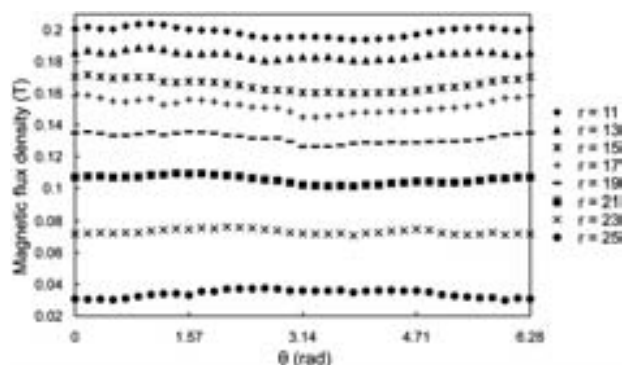


Fig. 2 Magnetic field distribution of the ring-shaped bulk superconductor with concentric slits

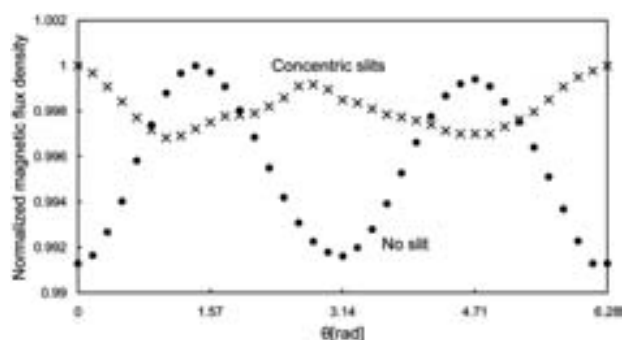


Fig. 3 Comparison of magnetic field distributions along 6.5-mm circular trajectories

参考文献

1. M. Morita, M. Kumada, A. Sato, H. Teshima, H. Hirano: Fabrication and properties of QMG coil magnets, Physica C, Vol. 463-465 (2007) p.387-393
2. H. Yasuda, M. Sekino, H. Ohsaki: Magnetic field measurement system using linear actuators for three-axis drive, Abstracts of LDIA (2009) p.182-183

強磁性体の磁気浮上 -バルク体周辺の磁場分布と浮上制御-

Levitation of iron block using trapped field in HTS bulk material

-Magnetic field distribution around HTS bulk and control of iron block-

吉田 亮平, 二ノ宮 晃, 瓜生 芳久, 石郷岡 猛(成蹊大)

YOSHIDA Ryouhei, NINOMIYA Akira, URIU Yoshihisa, ISHIGOHKA Takeshi (SEIKEI Univ.)

E-mail: ninomiya@st.seikei.ac.jp

1. はじめに

我々は、着磁した1対の超電導バルク体間(66mm ϕ x 20mm)で軟鉄製円柱(10mm ϕ , 長さ 10mm)を浮上させることに成功している。この原理を理解するために、浮上体を空間で固定させた状態で、バルク体と浮上体(鉄円柱)間に働く電磁力、浮上体近傍の磁束密度測定等について検討した^[1]。また、安定浮上させるには浮上体の大きさとギャップ間に一定の関係があることがわかってきた。

これらを踏まえて、今回検討した事項は、磁性体を浮上させた状態でバルク体に近づけたり、遠ざけたりしたときのバルク体近傍の磁場分布についてである。これより、浮上体がバルク体に近づけたときは、浮上体部分の磁場が小さくなること。一方、遠ざけたときは、逆に磁場が減らずに一定かやや増加することを確認した。これは、空間の磁場変化によって超伝導状態になっているバルク体表面にしゃへい電流が誘起され、これが復元力として働いたためと考えられる。これを応用すれば、安定浮上してない磁性体も浮上可能になることが期待できる。すなわち、浮上体が安定浮上しないで片側にくっついているとき、バルク体に磁場変化を与えれば浮上が可能になると考えられる。これを検討するために、着磁したバルク体間で片側にくっついた浮上体に着磁磁場よりも大きな外部磁場を印加させたところ、予想通り浮上体を中央に移動させる事が可能となった。

2. 試験結果

バルク体近傍の磁場計測には、旭化成エレクトロニクス製のホール素子 HG-106C (寸法は H $\times$ W $\times$ D = 1.5 $\times$ 1.5 $\times$ 0.6、アクティブエリアは ϕ 0.3mm)を用い、これを21個取り付け付けたバルク体冷却ケースを作成した。

図1は、フィールドクーリングにより着磁したバルク体(10mm ϕ x 10mm)周辺の軸方向成分(B_z 成分)を半径方向に測定した特性である。ここで、 $z=8$ がバルク体近傍、 $z=0$ はバルク体間の中央部である。これより、着磁磁場は中央部がフラットな特性であることがわかる。

図2は、鉄円柱をバルク体間中央部で浮上させたまま、鉄円柱をバルク体に近づけたときのバルク体近傍の B_z 特性である。ここで、図(a)は磁性体部分、図(b)は磁性体の無い部分である。これより、磁性体部分ではバルク体周辺の B_z 成分は弱くなり、無い部分は近づいたことにより強くなっていることがわかる。これは、磁性体の磁化による空間磁場の増加をバルク体がしゃへいし、誘導電流がバルク体内に流れたためと判断できる。

これより、バルク体表面に磁性体の磁場をしゃへいする電流を与えてやると、浮上していない磁性体も浮上させることが可能になると考えられる。そこで、より小型の磁性材料で通常はどちらかにくっついてしまうものを浮上制御させる実験を試みた。これには、5mm ϕ x 5mmの鉄円柱を利用した。図3はこのときの磁場分布特性であり、バルク体着磁後に外部磁場を印加して、片側に突っついた磁性体を中央まで浮上させたときの特性である。また、このときのビデオを当日紹介する。

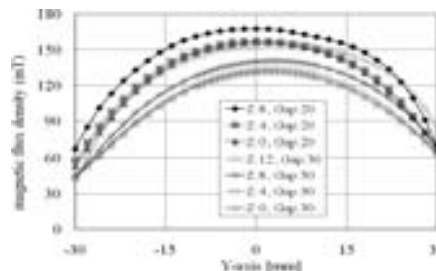
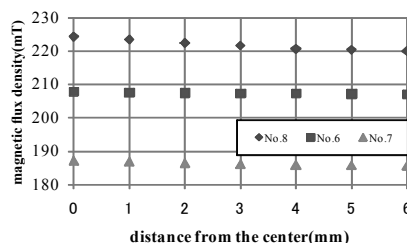
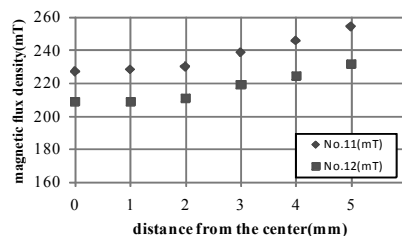


Fig.1 Trapped magnetic flux distribution in HTS bulk material, where the gap length between HTS bulks are 20mm and 30mm, respectively.



(a). Specificity of Fe circular-cylinder part.



(b). Specificity other than a Fe circular-cylinder

Fig.2 The magnetic-field specificity of a HTS bulk area when a Fe circular-cylinder is brought close to a HTS bulk object.

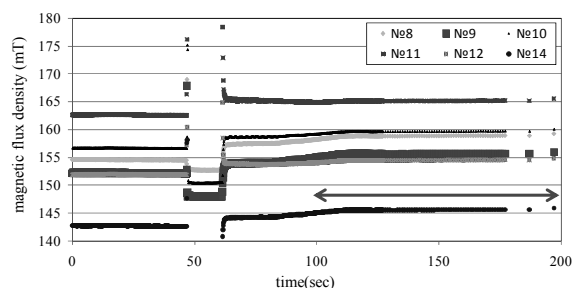


Fig.3 Magnetic levitation regulation test, where 45-60sec shows the status which has adhered to the single-sided HTS bulk and 100 sec or more is the aspect which is moving to the central part.

参考文献

1. Ryoma Higuchi, et al; IEEE Trans. Appl. Super., vol. 19, no. 2, pp2129-2132, JUNE. 2009.