研究論文

NMR 用超伝導バルク磁石の新しい積層構造と内挿超伝導円筒による
磁場均一性向上伊藤 佳孝^{*1,†}, 柳 陽介^{*1}, 仲村 高志^{*2}Improved Magnetic-Field Homogeneity of NMR HTS Bulk Magnet
using a New Stacking Structure and Insertion of an HTS Film Cylinder into a Bulk BoreYoshitaka ITOH^{*1,†}, Yousuke YANAGI^{*1} and Takashi NAKAMURA^{*2}

Synopsis: A new type of superconducting bulk magnet for compact nuclear magnetic resonance (NMR) devices with high magnetic-field homogeneity has been developed by inserting an HTS film cylinder into a bulk superconductor bore. Annular 60 mm ϕ Eu-Ba-Cu-O bulk superconductors with a larger inner diameter (ID) of 36 mm were sandwiched between bulk superconductors with a smaller ID of 28 mm, and the total height of the bulk superconductor set was made to be 120 mm. The inner height of central wide bore space was optimized by magnetic-field simulation so that the influence of the bulk superconductor's paramagnetic moment on applied field homogeneity was minimized during the magnetization process. An HTS film cylinder, in which Gd-Ba-Cu-O tapes were wound helically in three layers around a copper cylinder, was inserted into the bulk bore in order to compensate for the inhomogeneous field trapped by the bulk superconductor. The superconducting bulk magnet composed of the above bulk superconductor set and the film cylinder were cooled by a GM pulse tube refrigerator and magnetized at 4.747 T using the field cooling (FC) method and a conventional superconducting coil magnet adjusted to below 0.5 ppm in magnetic-field homogeneity. The NMR measurement was conducted for an H₂O sample with a diameter of 6.9 mm and a length of 10 mm by setting the sample in the center of the 20 mm ID room-temperature bore of the bulk magnet. The magnetic-field homogeneity derived from the full width at half maximum (FWHM) of the ¹H spectrum of H₂O was 0.45 ppm. We confirmed that the HTS film inner cylinder was effective in maintaining the homogeneity of the magnetic field applied in the magnetization process, and as a result, a magnetic field with a homogeneity of less than 1 ppm can be generated in the bore of the bulk magnet without using shim coils.

Keywords: superconducting bulk magnet, magnetic-field homogeneity, HTS film cylinder, bulk superconductor, NMR

1. はじめに

核磁気共鳴装置（以後、略して NMR と表記）は分子の構造や動きを原子レベルで分析する装置であり、製薬、バイオ、食品、化学だけでなく生命・医療科学や有機 EL 材料、電池材料といった新しい分野にも活用され、今や欠く

ことのできないツールとなっている。その性能（分解能、感度）向上は使用する磁石の高磁場化により行われ、これまでに、世界最高磁場 24.0 T (¹H 共鳴周波数 1020 MHz) の超伝導磁石が開発されている¹⁾。NMR 用磁石には、高い磁場強度に加え、磁場の極めて高い空間均一性と時間安定性が要求されることから、低温超伝導線材を用いて、巻き方を工夫して磁場強度と磁場均一性を確保し、超伝導接続により磁場安定性を確保している。そのため装置は大型となり、更に、冷媒として高価で特別な取扱いを要する液体ヘリウムが必要となっている。

RE-Ba-Cu-O (RE 系, RE は希土類元素) に代表される高温超伝導バルクは、比熱が大きくなる数 10 K 以上の温度領域で磁場を捕捉して強力な磁石になる。円筒状の超伝導バルクに部分着磁となるような磁場強度で均一な磁場を印加し、磁場中冷却 (Field Cooling; FC) 法により着磁すれ

Received October 31, 2016

^{*1} 株式会社イムラ材料開発研究所
〒448-0032 愛知県刈谷市朝日町 2-1
IMRA MATERIAL R&D CO., LTD., 2-1 Asahi-machi, Kariya,
Aichi 448-0032, Japan

^{*2} 国立研究開発法人理化学研究所 環境資源科学研究センター
基盤技術部門 分子構造解析ユニット
〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1
RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

[†] E-mail: y-itoh@ai-i.aisin.co.jp
DOI: 10.2221/jcsj.52.25

Fig. 1 Magnetic field in the bore of the HTS bulk ($\mu_r > 1$) with (a) a straight bore (type A) and (b) a central wide bore (type B) when the homogeneous external field H_{ext} is applied to the HTS bulk. (a) The field in the bore is distorted by a backward field H_b from the magnetic charge that emerged at both ends of the HTS bulk. (b) H_b is canceled by a forward field H_f from the magnetic charge that emerged on the upper and bottom inside walls of the central wide bore, resulting in a homogeneous field in the center of the bore.

ば、印加した均一な磁場分布を維持するようにバルク内に超電導永久電流が自動的に分布して流れ、バルクボア内に均一な磁場空間が形成できる。この性質を利用すれば、高温超電導バルクを冷凍機で冷却することにより、小型で無冷媒の NMR 磁石の実現が可能である。

我々はこの点に着目し、NMR 用高温超電導バルク磁石の開発を行ってきた²⁻¹¹⁾。これまでに、円筒状 Eu 系積層バルク（外径 60 mm、内径 16mm、高さ 70 mm）と GM パルス管冷凍機を組み合わせ高き 770 mm の 4.7 T (200 MHz) NMR 磁石を開発し、内径 10 mm の室温ボア空間に置いたトルエン試料で、シムコイルなしで半値幅 0.4 ppm の ^1H スペクトルを観測した⁶⁾。磁場均一性は $\phi 1.5 \times 1$ mm の空間で 1 ppm、磁場安定性は 0.018 $\mu\text{T}/\text{hour}$ (0.8 Hz/hour) が得られている。

得られた 1 ppm オーダの磁場均一性は、室温ボアに設置するシムコイルにより磁場均一性を更に 1 Hz (200 MHz では 0.005 ppm) 以下に補正するのに必要な値であり、従来の NMR 用超電導コイルマグネットと同等であるが、実際の NMR 測定では外径 5 mm (内径 4.2 mm) や 8 mm (内径 6.9 mm) の試料管が標準的に使用されており、実用化に向けてはこのサイズで 1 ppm オーダの磁場均一性確保が必要である。他の研究グループにおいても小型 NMR 磁石に向けた RE 系バルクやプレートの発生磁場等が報告されている^{12, 13)} が、1 ppm オーダの磁場均一性は得られていない。

本報告では、標準の試料管サイズで 1 ppm オーダの磁場均一性を実現する新たな手法を開発し、室温ボア径 20 mm の NMR 用バルク磁石を試作評価した結果を報告する。

Fig. 2 Temperature dependence of (a) trapped field B_{trap} and (b) bulk- J_c for Gd-Ba-Cu-O and Sm-Ba-Cu-O^{14, 15)} bulk superconductors 60 mm in diameter. Bulk- J_c was calculated from B_{trap} as to constant J_c .

2. 磁場均一性向上の考え方

NMR 用バルク磁石の励磁に用いられる FC 着磁プロセスは、1) 超電導臨界温度 T_c 以上の磁場印加工程 2) 印加磁場中での T_c 以下の着磁温度 T_m への磁場中冷却工程 3) T_m での印加磁場の減磁工程 4) T_m 以下の使用温度 T_0 への過冷却工程からなる。1 ppm の磁場均一性を実現するためには、1) で印加磁場を均一にし、2) で印加磁場の均一性を維持し、3)、4) でバルクボア内の発生磁場の均一性を維持する必要がある。そこで、本報告では、1) について超電導バルクの磁場設計により磁場印加時のバルクボア内の磁場均一化を行い、3) についてバルクボア内への高温超電導 (HTS) 薄膜円筒 (内挿超電導円筒) の追加配置を行った。

3. 超電導バルクの設計

3.1 印加磁場の均一化手法

1) の印加磁場工程で磁場均一性を乱す要因としては RE 系バルクの常磁性磁化の影響がある。RE 系超電導体は一般に大きな磁気モーメントを有する希土類元素 RE のイオンを含むため、円筒状の RE 系バルクに均一な外部磁場 H_{ext} を印加しても、**Fig. 1(a)** に示すように、円筒の両端に現れる磁荷による H_{ext} と逆向きの磁場 (逆磁場) H_b が重畳されてバルクボア内の磁場分布が乱れ、最終的に捕捉される磁場の均一性が低下する。磁気モーメントの小さい RE 系バルク (RE = Y < Sm < Eu < Gd の順に小さい) を用いれば磁場の乱れは小さいが、磁気モーメントの大きさに依らない根本的な設計が必要である。

そこで、**Fig. 1(b)** に示すように、バルクボア中央部の内径を部分的に拡大することを考えた。これによれば、中央部内径拡大空間の上下の内壁に現れる磁荷による順方向の磁場 (順磁場) H_f が更に重畳され、内径拡大空間の形状を最適化することにより逆磁場 H_b を打ち消して印加した H_{ext} の磁場分布の均一性を維持することができる。この

Fig. 3 Inner height h dependence of applied field B_a and trapped field B_t distributions in (a) z -direction and (b) r -direction of the type B bulk superconductor with a 120 mm height, 60 mm outer diameter (OD), 28 mm ID at the end and 36 mm ID in the center. h_0 and h_{120} denote the type A bulk superconductors with 28 mm ID and 36 mm ID, respectively. The analysis conditions are $J_c = 6 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, $\mu_r = 1.01$ and FC 5 T magnetization.

考えに基づき、有限要素法による電磁界解析（楕円フロン、PHOTO-Series）により、バルクボア中心部の磁場分布が均一となる内径 d と内高 h を求めた。

3.2 磁場設計

超電導バルクの外径 (OD) は 60 mm、両端のバルクの内径 (ID) は NMR 用磁石の室温ボア径として 20 mm を確保できる 28 mm とした。Gd 系バルクでの 40 K、FC 5 T での着磁を想定し、臨界電流密度 J_c 一定 (Bean モデル) として軸対称モデルによりメッシュ間隔 1 mm で磁場解析を行った。 J_c は、直径 60 mm のバルクを各温度で完全着磁となるように FC 着磁した時のバルク表面の捕捉磁場 B_{trap} から Bean モデルを仮定して算出した $\text{bulk-}J_c$ を用いた (Fig. 2)。Gd 系バルクの 40 K の値は $6.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ となる。バルクの常磁性磁化は 50 K での比透磁率 $\mu_r = 1.01942$ ¹⁶⁾ ≈ 1.01 を設定した。

最初にバルクの全高 H と内径拡大空間の内径 d を求めた。 H は、OD 60 mm、ID 28 mm の Fig. 1(a) Type A のバルクで $\mu_r = 1$ として FC 5 T 着磁した時のバルクボア中心の印加磁場強度が着磁後にそのまま保持される条件から 120 mm に決定した。 d は、着磁後の電流領域にかからない 36 mm とした。

次に、 $d = 36 \text{ mm}$ に固定して最適内高を求めた。Fig. 3 にバルクボア中心部の磁場分布の内高 h 依存性を示す。磁場の値は明示されていないが、 $(r, z) = (0, 0)$ での印加磁場の強度 B_0 は中央部の拡大なし ($h = 0$) では 4.9960 T であるが、中央部を拡大する ($h = 40$) と 4.9998 T となり印加磁場の 5 T に近づくことが分かった。これより、バルク両端部の磁荷による逆磁場 H_b が中央部内径拡大により順

Fig. 4 Applied field B_a and trapped field B_t distributions in (a) z -direction and (b) r -direction of the type A bulk superconductor with 28 mm ID ($h = 0$) and the type B bulk superconductor optimized to $h = 74 \text{ mm}$ so that B_a is uniform in the center of the bulk bore. ($J_c = 6 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, $\mu_r = 1.01$, FC 5 T magnetization)

磁場 H_t で減少することが確認できた。また、中心部の $\Delta B/B_0 - z$ 分布 (Fig. 3(a)) は、 h の増加 ($h = 40 \rightarrow 100$) と共に上に凸 $\rightarrow$ 下に凸 $\rightarrow$ 上に凸と変化し、 $h = 40 \sim 50$ の間と $h = 70 \sim 80$ の間の 2 箇所 $\Delta B/B_0 = 0$ ラインを横切る。一方、 $\Delta B/B_0 - r$ 分布 (Fig. 3(b)) は、下に凸 $\rightarrow$ 上に凸 $\rightarrow$ 下に凸と変化し、 $\Delta B/B_0 - z$ 分布と同じ 2 箇所の h で $\Delta B/B_0 = 0$ ラインを横切る。これより、ボア中心部の磁場分布を均一にする最適内高が 2 箇所あることが分かる。

Fig. 4 に、磁場均一領域がより広がる $h = 70 \sim 80$ で求めた最適内高 $h = 74$ の時の磁場分布を示す。図には比較のため中央部拡大なし ($h = 0$, Type A) の分布も示した。ボア中央部の拡大 ($d = 36 \text{ mm}$, $h = 74 \text{ mm}$) により、印加

Fig. 5 Calculated (a) trapped field distribution maps and (b) superconducting current distribution maps for the type A bulk superconductor with 28 mm ID ($h = 0$) and the type B bulk superconductor with $h = 74$ mm and 36 mm ID in the center. ($J_c = 6 \times 10^8$ A/m², $\mu_t = 1.01$, FC 5 T magnetization) The ± 1 ppm area surrounded by a dotted square is $4.7 \text{ mm}\phi \times 2.2 \text{ mm}$ for the type A and $32 \text{ mm}\phi \times 17 \text{ mm}$ for the type B.

磁場 B_a の均一領域は z 方向と r 方向に広がり、それに対応して捕捉磁場 B_t の均一領域も広がっている。

Fig. 5 には、着磁後のボア中心部の捕捉磁場マップ (Fig. 5(a)) とバルク内の電流分布 (Fig. 5(b)) を示す。Fig. 5(b) より、電流領域 (電流密度 $J = J_c$) はバルク端部から 6 mm、中央部では外周から 8 mm (無限円柱モデルでは 6.6 mm) であり、中央部の拡大空間は $J = 0$ 領域に形成されている。その結果、 ± 1 ppm の均一領域 (破線) は、ボア拡大なしの $\phi 4.4 \times 2.2 \text{ mm}$ に対し、拡大ありでは $\phi 32 \times 17 \text{ mm}$ に大幅に拡大できたことが分かる。

以上より、円筒状超電導バルクのボア中央部を拡大することによりバルクの常磁性磁化による磁場分布の乱れを補正し、ボア内の印加磁場を均一化できることが分かった。なお、本解析で求めた内径拡大空間の最適寸法はバルクの形状に依存し磁化の大きさには依存しないため、バルクの種類や温度によって μ_t が変化しても変わらない。

4. 内挿超電導円筒の設計

4.1 バルク発生磁場の均一性維持手法

3.2 節で示したように、バルクに磁化があっても印加磁場分布を均一にすればボア内に均一な捕捉磁場空間が得られるはずである。しかしながら、実際にバルクの形状を改良して着磁しても、設計通りの磁場均一性は得られなかった。

RE 系バルクは、その製法上、 $\text{RE}_2\text{BaCuO}_5$ (RE211、RE は希土類元素)、Pt、Ag 等の非超電導不純物や空孔、マイクロクラック等の欠陥に加え、4 回対称性の結晶成長境界を有し、本質的に不均質な材料となっている。更に、バル

Fig. 6 Homogenization of magnetic field trapped in the bore of HTS bulk by inserting the HTS film inner cylinder into the bulk bore. Superconducting current is induced and flows in the HTS film, the c -axis of which is parallel to the r -direction, of the inner cylinder so as to compensate for the inhomogeneous trapped field created by the HTS bulk, the c -axis of which is parallel to the z -direction to maintain the homogeneity of the applied field.

クは磁場を印加する中心軸 (z 軸) 方向に c 軸配向しており、中心軸方向の J_c は中心軸に垂直な面内より 1 桁小さい。その結果、**Fig. 6** に示すように、FC 着磁の減磁過程でバルク内に誘起される超電導電流は中心軸に垂直な面内に限定されると共にその分布が乱れ、ボア内の磁場分布が不均一になったと考えられる。

Fig. 7 Schematic view of the superconducting bulk magnet with an HTS inner cylinder inserted into the HTS bulk bore and a photograph of the HTS inner cylinder consisting of Gd-Ba-Cu-O tapes helically wound around a copper cylinder. In the NMR experiment, a CuSO₄-doped H₂O sample with 6.9 mm ϕ $\times$ 10 mm in an 8 mm ϕ sample tube, or 4.2 mm ϕ $\times$ 6 mm in a 5 mm ϕ sample tube is set at the center of the bulk magnet in the room-temperature bore having a 20 mm ID.

そこで、円筒状超電導バルクの内側に径方向に c 軸配向した RE 系超電導薄膜の円筒（内挿超電導円筒）を配置することを考えた（Fig. 6）。こうすれば、超電導バルクで保持できずに生じた印加磁場分布の乱れを、均質な内挿超電導円筒の異方性のない円筒面内に誘起する超電導電流で補償し、その内側に印加した均一な磁場分布を維持できると考えられる。

4.2 内挿超電導円筒の構造

内挿超電導円筒は円筒状の基材表面に RE 系単結晶薄膜を形成するのがよいが、現時点では作製が困難である。そこで、幅 10 mm の Gd 系テープ線材（ μ フジクラ製、FYSC-SC10、臨界電流 $I_c = 560 \sim 570$ A @ 77 K, s.f.）を銅の円筒状ボビンの外周表面に螺旋状に 2 層又は 3 層巻いて作製した。テープ線材の巻き境界の位置を横切って流れようとする超電導電流を確保するため、2 層巻では 1 / 2 ピッチ、3 層巻では 1 / 3 ピッチずつ軸方向にずらして 2 層目以降を巻いた。作製した内挿超電導円筒の外観を Fig. 7 に示す。

上述した内挿超電導円筒の効果を検証するため、種々のタイプの超電導内挿円筒を試作し磁極に組み込んで磁場均一性の評価を行った。

5. 内挿超電導円筒を組み込んだ磁極の評価

5.1 実験方法

実験に用いた円筒状超電導バルク磁石（磁極）の構成を

Fig. 8 Three types of HTS inner cylinders used in the NMR experiment. The Gd-Ba-Cu-O tapes are wound in two or three layers around copper cylinders with axial lengths of 125 mm (long type), 100 mm (short type), and 30 mm at each end (separate type).

Fig. 7 に示す。超電導バルクは、現在入手できる中で捕捉磁場性能が高く磁化が小さい Eu 系（新日鐵住金（株）製、 $\mu_r = 1.00125$ (50 K) ¹⁶⁾ ≈ 1.001 ）を用いた。3.2 節の設計に従って、外径は全て 60 mm、内径は上下端が 28 mm、中央の 4 個は 36 mm で、中央の内径拡大空間の内高は 74 mm、計 6 個の積層高さは 120 mm とした。バルクは肉厚 5 mm の Al リングで補強した。この積層バルクの内側に内挿超電導円筒を配置し、バルクと一緒に GM パルス管冷凍機（AISIN, PR121-I）で冷却する構造とした。室温ボアの内径は 20 mm である。

内挿超電導円筒は、Fig. 8 に示す 3 種類を作製した。長さの異なる円筒として、Gd 系線材を長さ 125 mm（Long Type）と 100 mm（Short Type）の銅ボビンの全長に巻いたものを作製し、配置の異なる円筒として、125 mm の銅ボビンの両端 30 mm ずつに巻いたもの（Separate Type）を作製した。Gd 系テープ線材の巻き層数は 2 層とし、Long Type は 3 層も作製した。

着磁は、NMR 用のワイドボア超電導磁石（JASTEC JRTC-300/89）を用いて 50 K、FC 4.747 T (¹H 共鳴周波数 202 MHz) で行った。バルクを 4.747 T の磁場中で 100 K ($> T_c$) に保ち、NMR 用超電導磁石に付帯する超電導シムコイルを使って試料領域での印加磁場の均一性を 0.5 ppm 以下に調整した。その状態で $T_m = 50$ K まで冷却し、その温度に保ったまま 0.024 T/min で減磁して磁極を着磁した。その後、 $T_c < 40$ K に冷却して磁場の安定化を行った。

着磁した磁極の室温ボアに専用の NMR プローブを設置

Fig. 9 FWHM of ¹H NMR spectrum measured at 4.747 T (202 MHz) in the HTS bulk magnets with and without various types of HTS inner cylinders. The inner cylinders are different in configuration, length and number of HTS tape layers. Cooling rates from 100 K to 50 K in the FC magnetization process are also shown in the figure.

し、 $\phi 6.9 \times 10$ mm (8 mm 管) 及び $\phi 4.2 \times 6$ mm (5 mm 管) の領域に硫酸銅水溶液を充填した試料管をプローブに挿入して NMR 測定を行った。得られた水の ¹H NMR スペクトルの半値幅 (Full Width at Half Maximum; FWHM) で磁場均一性を評価した。

5.2 内挿超電導円筒長さ・位置・層数依存性

Fig. 9 に、捕捉磁場の磁場均一性の内挿超電導円筒長さ・位置・層数依存性を内挿円筒がない場合と比較して示す。長さについては、内挿円筒なしで 19.4 ppm ($\phi 6.9 \times 10$ mm) であった均一性は、バルク全高 120 mm より長い 125 mm で 2 層の内挿円筒 (Long Type) を用いることで 3 ppm となり 1 桁向上する。バルク全高より短い 100 mm (Short Type) では均一性の向上度合いは小さい。位置については、両端のみの内挿円筒 (Separate Type) でも Short Type より均一性は改善するが、Long Type ほどではない。層数については、Long Type で 2 層から 3 層にすると 1.5 ppm まで向上する。これより、螺旋巻 RE 系超電導線材を用いた内挿超電導円筒の捕捉磁場均一化効果は、長さがバルク全高にわたっており、層数が多いほど大きいことがわかる。

Eu 系バルクの bulk- J_c が Gd 系バルクと同等とすると、着磁温度 $T_m = 50$ K での値は Fig. 2(b) より 4.7×10^8 A/m² となり、本実験の 50 K、FC 4.7 T 着磁でのバルク内の電流領域はバルク端部から 8 mm、中央部では外周から 9 mm (無限円柱モデルでは 8.0 mm) となる。電流領域は 3.2 節で求めた 40 K、FC 5 T より 1 ~ 2 mm 内側に広がっているが、中央部の拡大空間 ($d = 36$ mm, $h = 74$ mm) には達

Fig. 10 Changes in the FWHM of the ¹H NMR spectrum during the FC magnetization step of HTS bulk magnets with and without HTS inner cylinders. An inner cylinder forms in the three layers of HTS tape with an axial length of 125 mm. Cooling rates from 100 K to 50 K are 1 K/h without the inner cylinder (■), and 50 K/h (▲) and 2 K/h (●) with the inner cylinder.

しておらず、設計通りに印加磁場の均一化ができたと考えられる。

内挿超電導円筒に用いた Gd 系線材の超電導層の 50 K での J_c はおよそ 5×10^{10} A/m² (線材の断面積で求めた臨界電流密度 J_c はおよそ 7.5×10^8 A/m²) であり、Eu 系バルクより 2 桁大きい。藤代らが行った円筒状超電導バルクのボアに J_c が 2 桁大きい超電導薄膜円筒を内挿した磁石の 3 次元電磁界シミュレーション^{17, 18)}によると、バルクボア全長にわたって超電導薄膜円筒がある場合には捕捉磁場均一化効果はあるが、薄膜円筒にスリットがあると均一化効果はなくなる。本実験で用いた螺旋巻超電導線材による内挿超電導円筒は、1 層巻ではスリットありに相当するが、巻き境界を隠す 2 層巻き以上にすればスリットのない薄膜円筒と同等の磁場均一効果が得られることがわかる。

また、バルク内の欠陥位置がボア中央部の磁場均一性に及ぼす影響を調べた電磁界解析¹⁹⁾によれば、超電導電流が流れていない領域がバルクボアの内壁にある場合 (部分着磁) には中央バルクの外周の電流領域にある欠陥の影響は殆どなく、超電導電流が流れているバルク端部のボア内周面にある欠陥の影響が最も大きい。これより、ボア端部の内側に内挿円筒を配置すればよいと考えられるが、今回の実験結果は、端部のみでは均一化効果は十分ではなくボア全長にわたって内挿円筒が必要であることを示している。藤代らの電磁界シミュレーション¹⁸⁾でも、実験結果と同様な結果が得られている。

5.3 着磁過程における磁場均一性の変化

Fig. 10 に、全長 125 mm (Long Type)、3 層の内挿円筒

Table 1 FWHM of ^1H NMR spectrum measured at 4.747 T (202 MHz) in the HTS bulk magnet with the 3-layer 125 mm HTS inner cylinder

Cooling Rate (K/h)	FWHM of ^1H (ppm)	
	Sample Volume	
	ϕ 6.9×L10	ϕ 4.2×L6
50	1.5	0.82
2	0.45	0.36

を用い、100 K から 50 K への冷却速度を変えた時の着磁過程における磁場均一性の変化を示す。内挿円筒がない場合には、100 K で印加磁場の均一性を 0.5 ppm 以下に調整した後、50 K に冷却するだけで均一性は 4.1 ppm に低下し、減磁・過冷却過程で更に 19.4 ppm まで低下する。これに対し、内挿円筒があると、冷却速度に依らず、100→50 K の冷却過程と 4.7→0 T の減磁過程において磁場均一性は殆ど変化せず、1 ppm レベルを維持できていることが分かる。

内挿円筒には、減磁過程においてバルクが捕捉・維持できなかった均一な磁場分布を補償する効果を期待していたが、本結果より、冷却過程においても印加磁場の均一性維持の効果があることが分かった。

Table 1 には、Long Type、3 層の内挿円筒での各評価領域で求めた着磁後の磁場均一性を示す。**Fig. 11** には、最高の分解能が得られた時の ^1H スペクトルを示す。これより、8 mm 管の試料空間 (ϕ 6.9×10 mm) で、0.45 ppm の磁場均一性が得られていることが分かる。更に、着磁 48 日後に同じ試料サイズの異なる試料管で再度測定を行ったところ、半値幅は 0.51 ppm であり 1 ppm 以下を維持していることが確認できた。

6. まとめ

NMR 用小型無冷媒超電導バルク磁石の実用化に向け、磁石の室温ボア内で標準の試料管サイズの空間にシムコイルなしで 1 ppm オーダの磁場均一性を実現する手法の開発を行った。円筒状超電導バルクのボア中央部を拡大してボア内の印加磁場を均一化し、更に、バルクボア内に超電導薄膜の円筒を配置して着磁の際バルクのみでは維持できなかった磁場分布の均一性を補償することにより、1 ppm 以下の磁場均一性を ϕ 20 mm 室温ボア内の 8 mm 管の試料空間に実現できることが分かった。本手法は今後の高磁場化、ボア径拡大にも適用可能である。実用に向けては、更に、磁場均一性の安定性や異なるバルクでの評価が必要である。

本研究の一部は、国立研究開発法人日本医療研究開発機構 (AMED) の医療分野研究成果展開事業 (先端計測分析技術・機器開発プログラム) で実施したものである。

Fig. 11 Comparison of ^1H NMR spectra of CuSO_4 -doped H_2O between the HTS bulk magnets with and without the HTS inner cylinder (3-layer, 125 mm height). Resonance frequency is 202 MHz (4.747 T). Sample size is 6.9 mm ϕ × 10 mm.

参考文献

- 1) K. Hashi, S. Ohki, S. Mtsumoto, G. Nishijima, A. Goto, K. Deguchi, K. Yamade, T. Noguchi, S. Sakai, M. Takahashi, Y. Yanagisawa, S. Iguchi, T. Yamazaki, H. Maeda, R. Tanaka, T. Nemoto, H. Suematsu, T. Miki, K. Saito and T. Shimizu: "Achievement of 1020 MHz NMR," J. Magn. Reson. **256** (2015) 30-33
- 2) T. Nakamura, J. Uzawa, Y. Itoh and T. Oka: "Acquire NMR signal using high Tc superconducting bulk magnet," The 42nd Annual Meeting of the NMR Society of Japan, 2P44 (2003) 326-329 (in Japanese)
仲村高志, 鶴澤 洵, 伊藤佳孝, 岡 徹雄: 「高温超伝導バルク磁石を用いた NMR 信号の検出」, 第 42 回 NMR 討論会講演要旨集 2P44 (2003) 326-329
- 3) T. Nakamura, Y. Yoshikawa, Y. Itoh and H. Koshino: "Resolution improvement of the HTS bulk magnet at 3 Tesla," 44th Annual NMR Meeting of the NMR Society of Japan (2005) 11
- 4) T. Nakamura, Y. Yoshikawa, Y. Itoh and H. Koshino: "Evaluation of field homogeneity of a bulk HTS magnet by NMR signals," Abstracts of CSJ Conference **73** (2005) 284 (in Japanese)
仲村高志, 吉川雅章, 伊藤佳孝, 越野広雪: 「均一磁場を有するバルク高温超伝導体磁石の NMR 信号による評価」, 第 73 回 2005 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2005) 284
- 5) T. Nakamura, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka and J. Uzawa: "Development of a superconducting magnet for nuclear magnetic resonance using bulk high-temperature superconducting materials," Concepts Magn. Reson. Part B (Magn. Reson. Eng.) **31B** (2007) 65-70
- 6) T. Nakamura, Y. Itoh, M. Yoshikawa, N. Sakai, S. Nariki, I. Hirabayashi and H. Utsumi: "Application of a compact cryogen-free superconducting bulk magnet to NMR - evaluation of a

- superconducting bulk magnet using NMR signal,” TEION KOGAKU **46** (2011) 139-148 (in Japanese)
仲村高志, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 坂井直道, 成木紳也, 平林 泉, 内海博明:「バルク超電導体を用いた小型無冷媒磁石の NMR 応用—NMR 信号を用いたバルク磁石の評価—」, 低温工学 **46** (2011) 139-148
- 7) K. Ogawa, T. Nakamura, Y. Terada, K. Kose and T. Haishi: “Development of a magnetic resonance microscope using a high T_c bulk superconducting magnet,” Appl. Phys. Lett. **98** (2011) 234101 (3pp)
 - 8) D. Tamada, T. Nakamura, Y. Itoh and K. Kose: “Experimental evaluation of the magnetization process in a high T_c bulk superconducting magnet using magnetic resonance imaging,” Physica C **492** (2013) 174-177
 - 9) T. Nakamura, D. Tamada, Y. Yanagi, Y. Itoh, T. Nemoto, H. Utsumi and K. Kose: “Development of a superconducting bulk magnet for NMR and MRI,” J. Magn. Reson. **259** (2015) 68-75
 - 10) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa and Nakamura: “Improvement of magnetic field homogeneity in a bore of NMR superconducting bulk magnet (1) - effect of expansion of inner diameter in a central part of a bulk bore —,” Abstracts of CSSJ Conference **92** (2015) 47 (in Japanese)
伊藤佳孝, 柳 陽介, 吉川雅章, 仲村高志:「NMR 用円筒状超電導バルク磁石の磁場均一性向上(1)—中央部内径拡大—」, 第 92 回 2015 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2015) 47
 - 11) Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa and Nakamura: “Improvement of magnetic field homogeneity in a bore of NMR superconducting bulk magnet (2) - effect of insertion of HTS cylinder into a bulk bore,” Abstracts of CSSJ Conference **92** (2015) 48 (in Japanese)
柳 陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 仲村高志:「NMR 用円筒状超電導バルク磁石の磁場均一性向上(2)—内挿超電導円筒」, 第 92 回 2015 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2015) 48
 - 12) S.B. Kim, T. Kimoto, M. Imai, Y. Yano, J.H. Joo, S. Hahn, Y. Iwasa and M. Tomita: “The characteristics of spatial homogeneity and strength of magnetic field for compact NMR magnets using stacked HTS bulks with various gap lengths,” Physica C **471** (2011) 1454-1458
 - 13) B. Gagnon, S. Hahn, D.K. Park, J. Voccio, K. Kim, J. Bascunan and Y. Iwasa: “Field performance of a prototype compact YBCO “annulus” magnet for micro-NMR spectroscopy,” Physica C **486** (2013) 26-31
 - 14) M. Yoshikawa, Y. Yanagi, Y. Itoh, B. Latha, H. Ikuta and U. Mizutani: “Trapped magnetic field of large Sm123 bulk melt-processed under low oxygen content atmosphere,” Abstracts of CSJ Conference **68** (2003) 201 (in Japanese)
吉川雅章, 柳 陽介, 伊藤佳孝, B. Latha, 生田博志, 水谷 宇一郎:「低酸素分圧下で作製した Sm 系大型バルクの捕捉磁場特性」, 第 68 回 2003 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 (2003) 201
 - 15) Y. Yanagi, M. Yoshikawa, Y. Itoh, T. Oka, H. Ikuta and U. Mizutani: “Generation of extremely strong magnetic fields in open space by using metal-ring-reinforced 60 mm ϕ Sm-Ba-Cu-O superconducting bulk,” Physica C **412-414** (2004) 744-749
 - 16) N. Sakai, S. Nariki, E. Teshima, M. Morita, I. Hirabayashi, T. Nakamura, Y. Itoh, M. Yoshikawa and H. Utsumi: “Development of single-domain annular REBCO bulk superconductors for compact cryogen-free NMR,” TEION KOGAKU **46** (2011) 131-138 (in Japanese)
坂井直道, 成木紳也, 手嶋英一, 森田 充, 平林 泉, 仲村高志, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 内海博明:「小型無冷媒 NMR 用環状配向バルク超電導体の開発」, 低温工学 **37** (2011) 131-138
 - 17) H. Fujishiro, Y. Itoh, Y. Yanagi and T. Nakamura, “Drastic improvement of the trapped field homogeneity in a superconducting hollow bulk by the insertion of a high- J_c superconducting cylinder for NMR bulk magnet,” Supercond. Sci. Technol. **28** (2015) 095018
 - 18) H. Fujishiro, Y. Yanagi, Y. Itoh and T. Nakamura: “Numerical simulation of trapped field homogeneity in an NMR superconducting bulk magnet after inserting a high- J_c HTS thin cylinder – the influence of the thin cylinder geometry –,” TEION KOGAKU **52** (2017) 33-37 (in Japanese)
藤代博之, 柳 陽介, 伊藤佳孝, 仲村高志:「超電導薄層円筒内挿による NMR 用超電導バルクの捕捉磁場均一化のシミュレーション解析—円筒の位置, 長さ, 形状の影響—」, 低温工学 **52** (2017) 33-37
 - 19) Y. Itoh, M. Yoshikawa, Y. Yanagi, H. Fujishiro and Nakamura: “Influence of defect position in a bulk superconductor on magnetic field homogeneity in a bore of NMR superconducting bulk magnet,” Abstracts of CSSJ Conference **92** (2015) 49 (in Japanese)
伊藤佳孝, 吉川雅章, 柳 陽介, 藤代博之, 仲村高志:「NMR 用円筒状超電導バルク磁石の磁場均一性に及ぼすバルク欠陥位置の影響」, 第 92 回 2015 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2015) 49

伊藤 佳 孝 1962 年 12 月 16 日生。1985 年名古屋大学工学部応用物理学科卒業。1987 年同大学工学研究科結晶材料工学専攻博士課程前期課程修了。同年アイシン精機(株)に勤務。1991 年(株)アイシン材料開発研究所(現(株)イムラ材料開発研究所)に出向。高温超電導材料の応用研究開発に従事。低温工学・超電導学会, 応用物理学会会員。博士(工学)。

柳 陽 介 1965 年 7 月 3 日生。1989 年名古屋大学理工学部原子核工学科卒業。1991 年アイシン精機(株)勤務。超電導材料開発に従事。同年 12 月より(株)イムラ材料開発研究所に出向。主に超電導材料およびその応用装置開発に従事。低温工学・超電導学会, 応用物理学会会員。

仲 村 高 志 1962 年 1 月 5 日生。1984 年高知大学理学部物理学科卒業。1987 年同大学院理学研究科修士課程(物性物理専攻)修了。1987 年大塚電子(株)勤務。NMR/MRI 装置開発に従事。1998 年より特殊法人理化学研究所(現国立研究開発法人理化学研究所)勤務。主に固体 NMR の研究, 卓上型 NMR 装置開発に従事。低温工学・超電導学会, 日本物理学会, 高分子学会会員, 日本核磁気共鳴学会会員。博士(工学)。