

Vortex-coil を用いたパルス着磁の磁場捕捉のシミュレーション

Simulation of pulsed field magnetization on HTSC bulk using vortex-coil

藤代博之, 小山 允, 内藤智之 (岩手大工)

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

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

はじめに

本研究グループはこれまで、超伝導バルクへのパルス着磁における捕捉磁場の向上を目指して、磁束の侵入によ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。しかし、実験で検討できる範囲には限りがあり、捕捉磁場向上のための統一的な指針が必要となる。前回の学会で、電磁場-温度の連成シミュレーションの手法を構築し、solenoid-coil を用いた捕捉磁場向上への方向性を報告した[1,2]。東京海洋大の和泉らの研究グループは、渦巻き型コイル(vortex-coil)を用いたパルス着磁を実験的に検討し、solenoid-coil よりも低いパルス磁場からバルク中心に磁場が捕捉され、最大捕捉磁場が増大することを示しているが[3]、そのメカニズムは明らかにされていない。本研究では vortex-coil を用いた着磁現象をシミュレーションで解析し、solenoid-coil との違いを議論する。

解析と検討

図1に vortex-coil と solenoid-coil の実験配置を示す。vortex-coil (ID=4 mm, H=35 mm)は、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-coil、S-coil (OD=30 mm)と L-coil (OD=62 mm)について検討した。比較のため、solenoid-coil (ID=82 mm, OD=116 mm, H=50 mm)についても解析した。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、(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。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近似した。

図2に印加磁場 B_{ex} とバルク中心表面での捕捉磁場 $B_z(r=0)$ の関係についてのシミュレーション結果を示す。solenoid-coil ではバルク中心表面に 4 T から磁場が捕捉されはじめ、6 T で最大 $B_z(r=0)=1.7$ T となる。バルクの外径よりもコイル外径が小さな vortex S-coil では 2 T 付近からバルク中心表面に磁場が捕捉されはじめ、 $B_{ex}=9$ T で最大 $B_z(r=0)=2.6$ T の磁場が捕捉される。一方、バルクの外径よりもコイル外径が大きい vortex L-coil では、次第に solenoid-coil の振る舞いに近くなる。これらの結果は和泉らの実験結果[3]を定性的に再現している。

図3に $B_{ex}=4$ T における vortex S-coil と solenoid-coil で着磁した後の捕捉された磁束線の分布をそれぞれ示す。(a)の vortex S-coil ではコイルからの磁場はバルク表面から侵入するため表面にのみ磁束が捕捉され、バルク内部には磁束は捕捉されない。これは永久磁石をバルクに近づけて着磁するイメージに似ている。それに対して(b)の solenoid-coil では磁束はバルク周辺部から進入し、 $r=13$ mm 付近に最大の磁束が捕捉されるが、バルク中心部には磁束が到達していないことが分かる。印加磁場 B_{ex} が大き

くなると、いずれのコイルで着磁する場合でも磁束はバルク中心まで到達するが、側面からバルクを伝導冷却する vortex-coil の方が温度上昇が小さいため最大の捕捉磁場は大きくなると考えることが出来る。

参考文献

- [1] 藤代ほか、第 82 回 2010 年度春季低温工学・超伝導学会 [3D-a08] (川崎)
- [2] H. Fujishiro *et al.*, Supercond. Sci. Tech. **23** (2010) 105021
- [3] T. Ida *et al.*, Physica C **412-414** (2004) 638
- [4] Y. Komi, H. Ohsaki *et al.*, Physica C **469** (2009) 1262

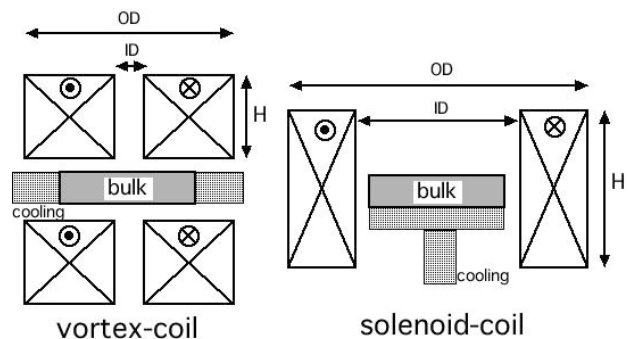


Fig. 1. The experimental setup for the pulsed field magnetization using the vortex-coil and the solenoid coil.

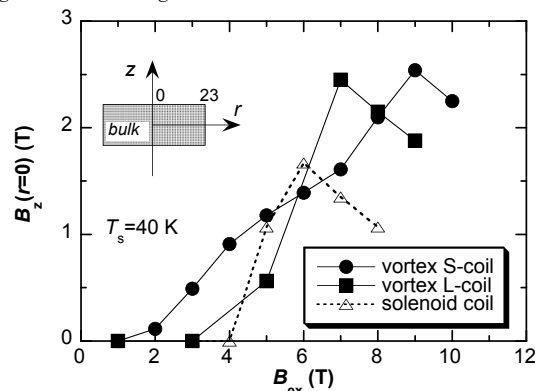


Fig. 2. The simulation of the applied field dependence of trapped field $B_z(r=0)$ at 40 K at the center of the bulk surface for vortex-coils (S-coil, L-coil) and the solenoid coil.

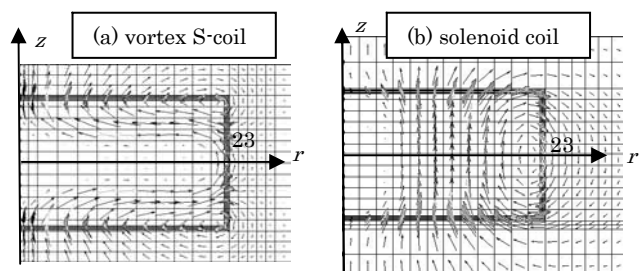


Fig. 3. The cross section of the magnetic flux distribution in the bulk magnetized using (a) vortex S-coil and (b) solenoid-coil after applying magnetic pulse of $B_{ex}=4$ T at 40 K.

超伝導バルクの J_c 分布とパルス着磁特性 (I)

—ゼロ磁場冷却着磁 (ZFC) との比較—

 J_c distribution and trapped field distribution by pulsed field magnetization in superconducting bulk I

— The comparison with trapped field distribution by zero-field cooling —

荒屋敷 貴大, 古田 大樹, 内藤 智之, 藤代 博之 (岩手大)

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

E-mail; fujisiro@iwate-u.ac.jp

はじめに

超伝導バルク体におけるピン止め力 F_p (又は臨界電流密度 J_c)の増加は捕捉磁場の増大に繋がる。磁場中冷却着磁 (FCM) やゼロ磁場冷却着磁 (ZFC) は静磁場を印加するのに対し、パルス着磁 (PFM) は瞬間的な磁場を印加するため、ピン止め損失や粘性損失による発熱が捕捉磁場分布に与える影響を無視することが出来ない。これまでにピン止め力の不均一性と捕捉磁場分布の関係は定性的には議論されているが、完全な理解までは至っていない。PFMではバルク周辺部のピン止め力の弱い部分から磁場が侵入することは予想されるが、最終的にピン止め力の強い部分に磁場が捕捉されるのか、あるいは弱い部分に捕捉されるのか、明らかにされていない。一方、ZFCでは磁場がバルク周辺部のピン止め力の弱い部分に捕捉されると考えられている。そこで本研究では、これまでパルス着磁を行った超伝導バルク体に対して ZFC を行い、両者のバルク周辺部における捕捉磁場分布からピン止め力分布について考察する。

実験方法

Gd系超伝導バルクBulk-A (45 mmφ, 15 mm厚; ISTEK製) を厚さ方向に 3 枚にスライスしたバルク (上部から A-1、A-2、A-3)、A-1 を更に厚さ方向に 2 枚にスライスしたバルク (上部から A-1-1、A-1-2) と、Gd系超伝導バルクBulk-B (45 mmφ, 22 mm厚; ISTEK製) においてパルス着磁とZFCを行った。PFMではバルクを $T_s=40\sim 77\text{K}$ に冷却し、ソレノイド型パルスコイルを用いてパルス磁場 ($B_{ex}=2.0\sim 6.0\text{T}$; 立ち上がり時間=12 ms)を印加して着磁を行った。着磁後、バルク表面から1 mm 上方の磁場分布をホールセンサにより測定した。ZFCではバルクを $T_s=60\sim 77\text{K}$ に冷却し、0.5~4.0 T (磁場変化速度; 3.7 mT/s) の静磁場を印加して着磁を行った。着磁後、バルク表面から3 mm 上方の磁場分布をホールセンサにより測定した。

結果と考察

Fig. 1 に 60 K における A-1-1 に対する (a) PFM と (b) ZFC の捕捉磁場分布を示す。(a) では左方から強く磁場が侵入し捕捉されており、その他にも上下・右下から磁場が侵入し捕捉されている。一方、(b) では上方から磁場の侵入が

大きく、右下からも磁場が侵入しており、(a) と (b) において磁場が強く捕捉された部分には関連性があることが分かる。Fig. 2 は 60 K における Bulk-B に対する (a) PFM と (b) ZFC の捕捉磁場分布を示す。PFM では上方・右方からの磁場の侵入が大きく、ZFC では右上・下方での捕捉磁場が大きい。Fig. 2 でも Fig. 1 同様、PFM と ZFC における磁場が強く捕捉された部分に関連性があることがわかる。捕捉部分に若干の違いがあるのは、磁束が急激な運動をする PFM では局所的にピン止め力の弱い部分に磁場が捕捉されるのに対し、磁束運動の緩やかな ZFC では相対的にピン止め力の弱い広い領域に磁場が捕捉されていると考えられ、パルス着磁においても低磁場で磁束が侵入し捕捉する部分はピン止め力 F_c (又は J_c)が弱い部分であると言える。当日は、異なる印加磁場での捕捉磁場分布や、他のバルクにおける結果についても報告する。

参考文献

- [1] T.Miura, et al. Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) [1P-p10]

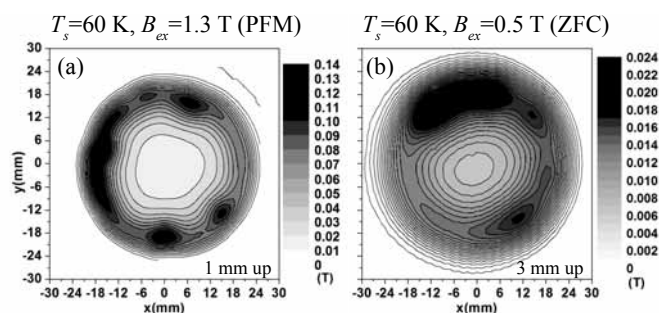


Fig. 1 Trapped field distribution of the bulk-A-1-1 at 60 K magnetized by (a) PFM ($B_{ex}=1.3\text{T}$) and (b) ZFC ($B_{ex}=0.5\text{T}$)

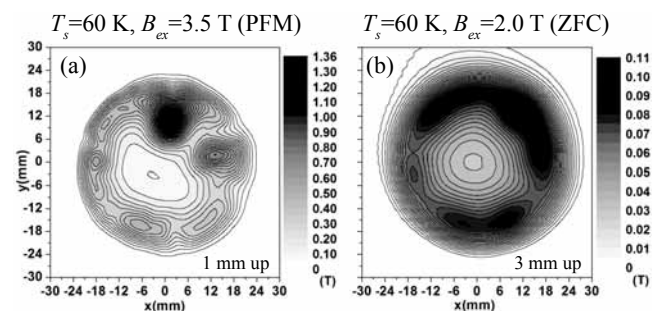


Fig. 2 Trapped field distribution of the bulk-B at 60 K magnetized by (a) PFM ($B_{ex}=3.5\text{T}$) and (b) ZFC ($B_{ex}=2.0\text{T}$)

超伝導バルクの J_c 分布とパルス着磁特性 (II)— J_c 直接測定との比較 — J_c distribution and trapped field distribution by pulsed field magnetization in superconducting bulk II- The comparison with direct measurement of J_c -

古田 大樹, 荒屋敷 貴大, 内藤 智之, 藤代 博之 (岩手大工)

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

E-mail: furuta0429@yahoo.co.jp

1. はじめに

2009 年秋の学会(岡山)で、直径 45 mm、厚さ 18 mm の Gd 系超伝導バルクを厚さ方向に 3 枚にスライスし、その捕捉磁場分布が厚さ方向に関連していることを報告した[1]。これまでの一連の研究で、パルス着磁による捕捉磁場分布には不均一が大きく、この不均一分布と超伝導バルクの J_c 分布にどのような関係があるかは興味深い問題であるが、類推の域を出なかった。そこで本研究では、スライスしたバルクの 1 枚をさらに厚さ方向にスライスし、厚さ 2 mm の薄板バルク超伝導体のパルス着磁特性を調べた。さらに、薄板バルク超伝導体を小片に切断して磁化測定を行い、臨界電流密度 J_c を算出した。直接測定した J_c 分布と捕捉磁場分布との関係を議論する。

2. 実験方法

薄板バルク超伝導体(45 mm ϕ ×2 mm)は $T_s=40\sim 60$ K に真空中で伝導冷却され、ソレノイド型パルスコイルを用いて、印加磁場 $B_{ex}=0.9\sim 1.6$ T の範囲で単一パルス着磁を行った。パルス着磁後の捕捉磁場分布はバルク表面から 1.0 mm 上方にホールセンサを走査して測定した。また、この薄板バルク超伝導体を Fig. 1(a)に示すようにバルクの A,B,C-line に沿って 1×2 mm³ の小片に切断し、SQUID で 77 K と 50 K において 0~5 T の範囲で磁化測定を行った。測定結果から、拡張型ピンモデルを利用して臨界電流密度を算出した。

3. 結果と考察

Fig. 1 に $T_s=40$ K において $B_{ex}=1.3$ T 及び $B_{ex}=1.6$ T のパルス磁場を印加した時の捕捉磁場分布((a),(c))とその断面図((b),(d))を示す。 $B_{ex}=1.3$ T のとき、捕捉磁場は周辺部のみに捕捉され、中心部には捕捉されなかった。一方、 $B_{ex}=1.6$ T のときバルク中心への磁束侵入を確認した。また、A,B,C-line で異なる捕捉磁場の形状であることがわかる。これは、不均一なピン止め力による磁束の侵入と捕捉が原因である。

Fig. 2 に $T_s=50$ K において印加磁場 3 T のときの磁化測定から算出した臨界電流密度 J_c (50 K, 3 T) の分布を示す。A,B-line の J_c 分布に急激な変化は見られない。一方、C-line は丁度 GSB 上の line であり $X=-8$ mm 付近で J_c 分布が大きく増大しているが、これは種結晶の位置に対応している。また、A,B,C-line の順に J_c が増大しているが、これはバルク作製時における結晶成長機構の違いから GSB 上にピン止め中心が集中しているためである。これらの結果を Fig. 1 の捕捉磁場断面図と比較すると、 J_c 分布は必ずしもパルス着磁における捕

捉磁場分布と相関しない。パルス着磁では、外周部の局所的な J_c の小さな領域から磁束が侵入し、その後の磁束の運動により捕捉磁場分布を決めていると考えられる。

参考文献

[1] T. Miura, *et al.* Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) [1P-p10]

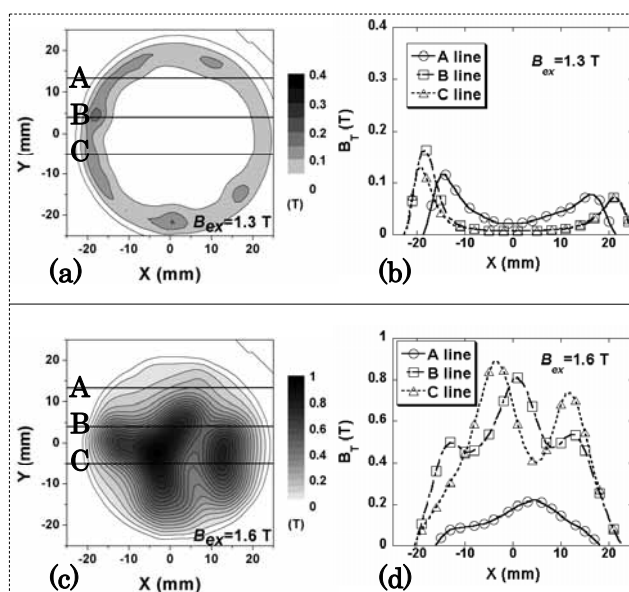


Fig. 1 Trapped field distribution after applying pulsed field of 1.3 T and 1.6 T at 40 K and these cross sections along A,B,C-lines. (a),(b) $B_{ex}=1.3$ T (c),(d) $B_{ex}=1.6$ T

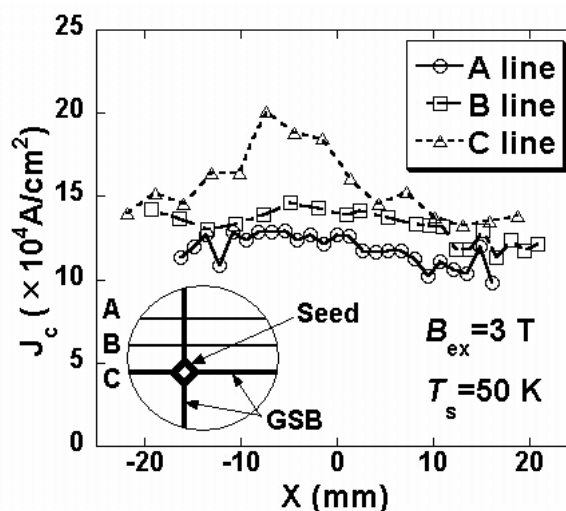


Fig. 2 Critical current density J_c distribution estimated by the magnetization method along X axis at 50 K. ($B_{ex}=3$ T)

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, 杵村 陽平, 山本 明保, 荻野 拓, 岸尾 光二 (東大院工)

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

E-mail : tt096638@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

【緒言】

REBa₂Cu₃O_y(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。我々はこの特性低下の一因として RE の Ba サイトへの置換を指摘してきた[1]。これまでに、この RE 置換の抑制に有効な還元雰囲気下での結晶育成や、還元雰囲気下でのポストアニール過程の追加によって、Y123 溶融凝固バルクにおいて種結晶から離れた部分の T_c 、 J_c の劣化が抑制でき、バルク体全体の特性が改善したことを報告してきた[2]。本研究では、還元雰囲気下でのポストアニールを Gd123, Dy123, Ho123 溶融凝固バルクにも適用し、バルク体全体の超伝導特性の均質化を試みた。

【実験方法】

Dy123, Ho123 溶融凝固バルクは以下の方法で作製した。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。これをプレスにより 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、 $P_{O_2} = 0.01$ atm、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。また自作試料のほかに、より大型の 64.5 mmφ×20 mm³ の銀添加 Gd123 バルク(作製：新日鐵)に対しても同様に還元ポストアニール効果を調べた。切り出した試料の超伝導特性は SQUID 磁束計を用いた磁化測定により評価した。

【結果と考察】

Fig. 1 に Dy123, Ho123, 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 T_c 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、RE211 の析出量が多くなるため、結晶成長過程において RE 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、特に種結晶から離れた位置において T_c が改善した。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 RE 置換量が低下したためと考えられる。いずれの RE においても T_c に上昇が見られるが、上昇幅は差異があるため、RE 元素に応じた還元ポストアニール条件の最適化をする必要がある。

Fig. 2 に様々な条件で還元ポストアニールを行った銀添加 Gd123 バルク試料の 77 K における $F_{p,max}$ を示す。還元ポストアニールを追加した試料では、ほとんどの条件で $F_{p,max}$ が上昇した。 P_{O_2} が低い 0.001 atm では、最も $F_{p,max}$ が高いポストアニール温度が低温側にシフトしているこ

とが分かる。

講演では、RE123 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。

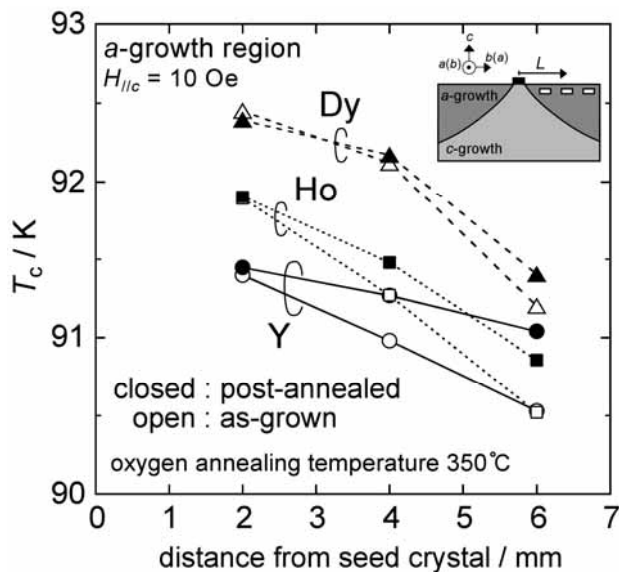


Fig. 1 T_c of small pieces cut from various parts of Dy, Ho, Y123 melt-solidified bulks with and without annealing process under reducing atmospheres.

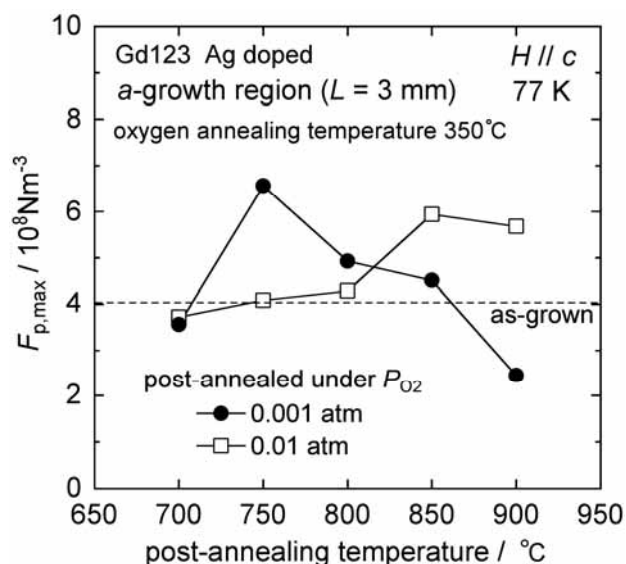


Fig. 2 $F_{p,max}$ of Gd123 melt-solidified bulks without and with annealing process under various temperature and reducing atmospheres.

- [1] J. Shimoyama *et al.*, Abstracts of CSJ Conference, vol. 80 (2009) p.109
[2] T. Akasaka *et al.*, Abstracts of CSJ Conference, vol. 82 (2010) p.210

希薄ドーピングによる高捕捉磁場 RE123 溶融凝固バルクの開発

Development of RE123 Melt-Solidified Bulks with High Field Trapping Properties by Dilute Impurity Doping

村田陽平、赤坂友幸、下山淳一、山本明保、荻野拓、岸尾光二

KINEMURA Yohei, AKASAKA Tomoyuki, 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($\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$)溶融凝固バルク体の捕捉磁場特性向上には、臨界電流特性の改善が不可欠である。そのために有効な手段としてはRE211析出物の微細化やREの一部がBaサイトに置換できる中軽希土類元素の使用がよく知られているが、希薄不純物ドーピングによるピンニングセンターの導入が臨界電流特性改善に有効であることを我々は報告してきた[1,2]。なかでも、CuO鎖のCuに微量のFe, Co, Gaをドーピングした場合には、CuO₂面から離れた局所で格子が歪み、CuO₂面がクリーンに保たれるため T_c が低下せず J_c が大きく改善する [2]。しかし、これまでこれら不純物を希薄ドーピングした RE123 溶融凝固バルクの捕捉磁場特性の評価は行っていなかった。そこで、本研究では Co や Ga を希薄ドーピングした Y123 溶融凝固バルクを作製し、これらの捕捉磁場特性を調べた。さらにバルク体の様々な場所から切り出した小片の T_c や臨界電流特性についても系統的に評価した。

2. 実験方法

ノンドーピングおよびCuO鎖のCuサイトにCoおよびGaを1.5 mol%ドーピングしたY123とY211粉末を固相反応法により合成した。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 ton/cm²)によって20 mmφ×10 mm^tまたは26 mmφ×21 mm^tのペレットに成型した。Nd123単結晶を種結晶に用い空気中で溶融凝固した後、酸素気流中450°Cでポストアニールを行った。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 mm×2 mm×1 mmに切り出した試料に対し、SQUIDによる磁化測定から超伝導特性の評価を行った。また、バルク全体を77 Kまで磁場中冷却し外部磁場をゼロとした後、走査型ホールプローブを用いてバルク表面から0.5 mm上の捕捉磁場分布を調べた。

3. 結果と考察

CoおよびGaを1.5%ドーピングした組成においても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。

CoやGaのドーピングはCuO₂面を直接乱さないため、Fig. 1に示したように本研究で作製した溶融凝固バルク体においても T_c が低下しないことを確認した。また、a-growth region、c-growth regionともにCoやGaのドーピングによって全磁場領域で J_c が改善した。Fig. 2に77 KにおけるノンドーピングおよびGaを1.5%ドーピングしたY123バルクの捕捉磁場分布を示した。試料サイズは21.5 mmφ×18 mm^tで最高捕捉磁場はCo1.5%置換試料で0.47 T、Ga1.5%置換試料で0.58 Tと、ノンドーピング試料の0.38 Tよりも高いことがわか

った。これはCoおよびGaドーピングによってバルク全体の J_c が改善されたことを反映した結果である。

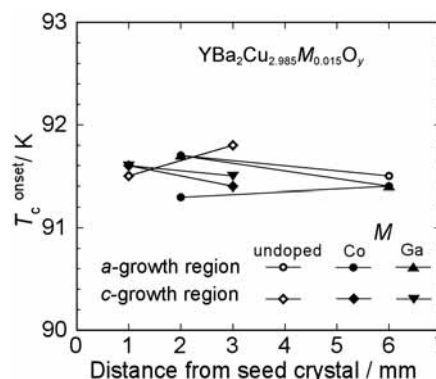


Fig. 1 T_c^{onset} of undoped, Co- and Ga-doped Y123 melt solidified bulks determined by susceptibility measurements.

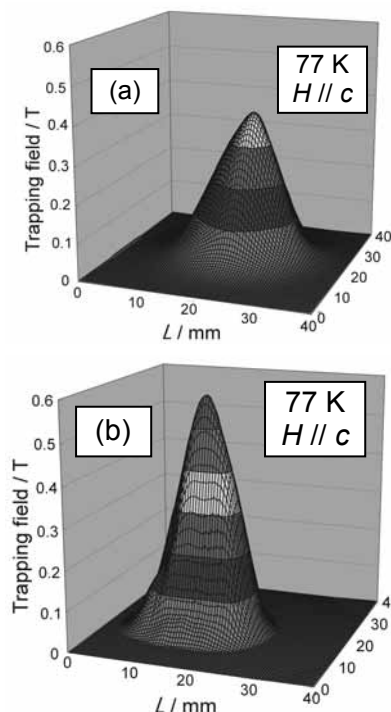


Fig. 2 Trapping field distribution of Y123 melt solidified bulks at 77 K. (a):undoped, (b):Ga1.5% doped

参考文献

- [1] J. Shimoyama *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** (2005) 3778-3781.
- [2] Y. Ishii *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) 202514.

磁性粒子添加による Gd 系溶融成長バルク超電導体の 捕捉磁束増大に関する研究

Enhancement of the trapped magnetic flux in Gd123 bulk superconductors

都築 啓太, 原 章吾, 三木 基寛, フェルダガー ブリース, 鄧 自剛, 和泉 充 (東京海洋大)

TSUZUKI Keita, HARA Shogo, MIKI Motohiro, FELDER Brice, DENG Zigang, IZUMI Mitsuru (TUMSAT)

E-mail: d102015@kaiyodai.ac.jp

1. はじめに

希土類系バルク高温超電導体 (RE-Ba-Cu-O) は高い臨界電流密度特性 (J_c) に加えて臨界温度特性 (T_c) を有しており、着磁による強磁場を利用した様々な応用が期待されている。近年では希土類系のバルク体においてより高い J_c を得る方法として、溶融結晶成長前の前駆体に非超電導粒子を微量に添加する手法が挙げられている[1]。 J_c を増加することのできる効果的な添加粒子の探索が必要であることが言える。我々のグループでは磁性をもった急冷合金の一種で Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子を Gd 系バルク高温超電導体に添加することにより J_c を向上させることに成功している[2,3]。本研究では Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子を添加バルク、 Fe_2O_3 を微量添加したバルク体をそれぞれ作製し、試料の J_c と捕捉磁束を比較し、適した添加粒子と質量を検討した。さらにその結果を用いて $\phi 46$ のバルク体を作製、評価した結果を報告する。

2. 実験方法

Gd-Ba-Cu-O バルク体に添加するために市販の Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子と Fe_2O_3 粒子を準備した。Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子添加バルクの場合、その組成比を Gd-123 + 40 mol% Gd-211 + X mol % Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu (ただし X = 0.0, 0.2 ... 1.4) とし、これらを Y_2O_3 - ZrO_2 容器を用いて混合した。 Fe_2O_3 粒子添加バルクでは X = 0.0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8 とした。粉末を自動混成機により 2 時間混合した後、一軸プレスを用いて直径 20 mm に成形した。その後、高温炉を用いて Hot-seeding 法による溶融結晶成長を行った。種結晶には Nd123 単結晶を用いた。また結晶成長後に酸素アニール処理を施した。

3. 実験結果

図 1 に J_c の磁場依存性を示す。0.4 mol% Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 添加、及び 0.2 mol% Fe_2O_3 添加したバルク体では、種直下試料 (C1) に於いて著しい J_c の増大が見られる。GS 上試料 (B1) に於いては Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子添加試料では J_c が増大しているのに対し、 Fe_2O_3 の場合では強化が見られない。

図 2 に 10 mm 角に整形されたバルク体が捕捉した総磁束の添加量依存性を示す (図中○及び□)。最大捕捉磁束密度は無添加試料が 0.11 T だったのに対し、0.4 mol% Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 添加、及び 0.2 mol% Fe_2O_3 添加を行ったバルク体では両者とも 0.16 T となり無添加と比較して 31% 向上する結果となった。一方総磁束において、0.4 mol% Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子添加は無添加と比べ 40% 向上し、 Fe_2O_3 添加試料の場合と比べて増加量が多くなる結果となった。これは Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子添加によって、種直下だけでなく GS 上でも J_c が向上した恩恵である考えられる。

この結果を踏まえ、直径 46 mm の Fe-B-Si-Nb-Cr-Cu 粒子添加 Gd バルク体を作製した。捕捉磁束密度測定の結果、図 2 (図中⊗) に示すように 0.4 mol% で総磁束のピークが確認された。これは 10 mm 角サンプルで得られた傾向と良く一致した結果である。これら実験結果の詳細については当日報告する。

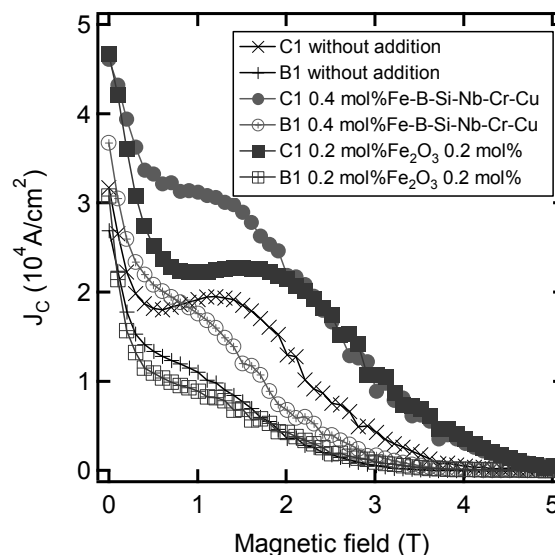


Fig. 1 The magnetic field dependence of J_c with different particles and in different positions

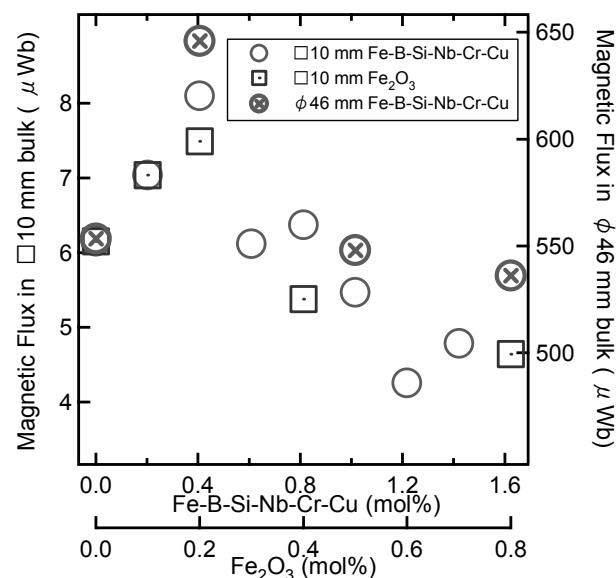


Fig. 2 The integrated magnetic flux dependence on amount of each magnetic particle

謝辞

この研究の一部は科研費補助及び笹川科学研究助成の支援を得て行われた。大型試料の評価を行う際、快く提供して頂いた新日本製鐵株式会社の手嶋英一氏、森田充氏に感謝の意を表す。

参考文献

- [1] M. Muralidhar et al., *Physica C: Superconductivity*, **378-381**, Part 1 627-630 (2002)
- [2] Y Xu et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **22** 095009 (2009)
- [3] Y Xu et al., *Physica C: Superconductivity*, **470**, Issue 20, 1219-1223 (2010)

高温超伝導バルク磁極装置に発生する静磁場を用いた永久磁石の着磁技術

Magnetizing technique for permanent magnets by intense static fields generated by HTS bulk magnets

川崎 信隆*, 村谷 知樹, 小川 純, 福井 聡, 佐藤 孝雄,

岡 徹雄 (新潟大学) 伊藤 佳孝, 寺沢 俊久 (イムラ材研)

Nobutaka kawasaki, Tomoki Muraya, Yutaka Hirose, Jun Ogawa, Satoshi Fukui, Takano Sato,

Tetsuo Oka (Niigata University) Yoshitaka Ito, Toshihisa Terasawa (IMRA MATERIAL R&D)

1.はじめに

これまで我々の研究グループでは、高温超伝導バルク磁石から発せられる静磁場を用いて、希土類磁石への着磁実験を行ってきた。希土類磁石への着磁実験では、磁石表面にN極(またはS極)の単極着磁や8極の着磁に成功している。今回我々は着磁対象を希土類に比べ残留磁束密度の低いフェライト磁石にバルク磁石を用いた着磁を施し、これまで希土類磁石への着磁で得られた実験結果と比較しながら磁石材料・性能に適した着磁方法を調査した。これまでの希土類磁石の着磁では2.5T以上の磁場が必要なものの、その高い保持力により着磁時の減磁効果を考慮しなくても容易に磁極を形成していた。しかしフェライト磁石では、バルク磁極外周に発生している逆磁場により思ふような磁極を得ることが難しいことが実験から判明した。

今回はフェライト磁石(100×100×5mm³)試料に静磁場着磁を施し、試料表面に着磁された磁極を測定した。

2.実験方法

着磁実験には Fig.1 の GM サイクル冷凍機(アイシン精機製、GD101S)を用いた対向型の磁極装置で、バルク磁石を向かい合う筒状のチャンバー内に据え付け、その表面にはN極(右)に3.42T、S極(左)に3.27Tの磁場を捕捉した。試料にはフェライト磁石(100×100×5mm³)を用いた。

磁極装置を用いて永久磁石表面を走査して着磁された磁場分布を測定した。走査軌跡は、①横一文字1回、②中央スタンプ1回③全面走査の3種類の着磁実験を行った。Fig.2には①横一文字1回の走査軌跡と試料表面との関係を示す。その後ホールセンサーによる磁場分布測定装置(F.W.ベル社製、BHT920)で試料の磁場分布を測定した。

3.実験結果と考察

Fig.3にはフェライト磁石表面に着磁された磁極の様子を示す。超伝導バルク磁石には磁極中央にφ60mmの範囲に0.5Tの磁場が捕捉されている。しかしバルク磁石外周に位置する部分には着磁方向とは逆方向に磁場が形成されているため、フェライト磁石は中央部分とは反対方向に着磁されている。また中央の残留磁場も走査時に減磁され超伝導マグネットによる着磁に比べ大きく減磁されていることが確認された。②中央スタンプ1回③全面走査の着磁結果は発表時に報告する。

4.今後の計画

SPM モータ等に利用されている瓦形状永久磁石に着磁を施し着磁解析後、モータに装着し作動実験を行う。

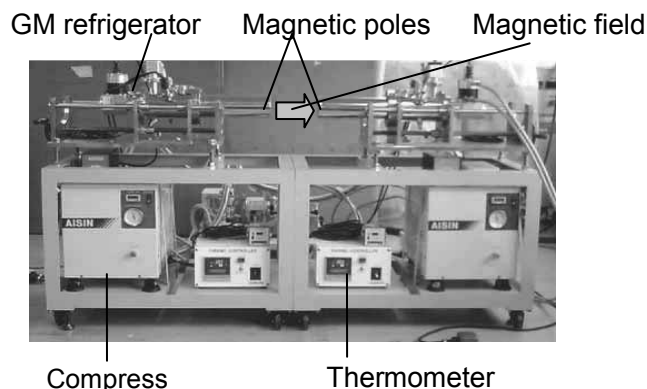


Fig.1 The HTS bulk magnet system with Sm123 for magnetizing experiments.

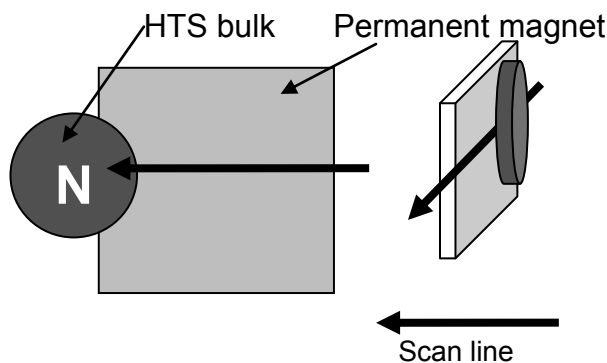


Fig.2 The scanning position of permanent magnet.

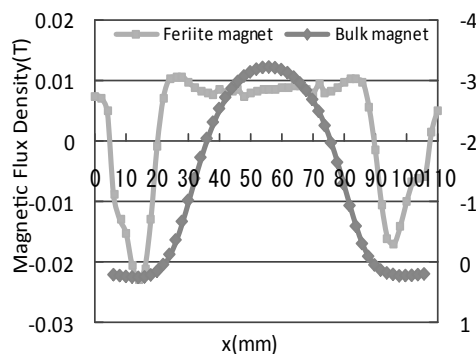


Fig.3 Profiles of magnetic flux density of the sample magnet.

両端冷却型自励振動式ヒートパイプの低温動作特性

Cryogenic characteristics of both ends cooling and central heating oscillating heat pipes

三戸利行, 柳長門, 田村仁 (NIFS); 夏目恭平 (総研大); 玉田勉, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫 (中部電力)
 MITO Toshiyuki, YANAGI Nagato, TAMURA Hitoshi (NIFS); NATSUME Kyohei (SOKENDAI);
 TAMADA Tsutomu, SHIKIMACHI Koji, HIRANO Naoki, NAGAYA Shigeo (CEPCO)
 e-mail: mito@nifs.ac.jp

1. はじめに

超伝導マグネットの新たな冷却技術として、シート状の自励振動式ヒートパイプ(OHP)を組み込むことにより、マグネット内の発熱を効果的に除去できる冷却構造を開発している。最初に、通常の片側冷却・片側加熱の OHP の設置方向による動作特性の相違について実験を行い、OHP の設置方向によっては低温での安定な動作ができないことを確認した。次にマグネット冷却に必需な全設置方向での動作を可能とするため、構造を改良した両端冷却・中央加熱型の OHP について動作実験を行った。これらの結果について報告する。

2. 片側冷却・片側加熱 OHP の設置角度依存性

Fig. 1 に片側冷却・片側加熱の OHP について、低温での設置方向依存性を測定した実験装置の構成を示す。実験に用いた OHP は、配管外径 3.18 mm (1/8 インチ)、内径 1.58 mm のステンレス管を、直線部の長さ 160mm で 10 回折り返して両端を接続したループ構造で、直線部の両側には長さ 30mm、厚さ 10mm の銅ブロックが半田付けされ、片側が冷却端、もう一方が加熱端を構成する。設置方向は、水平 ($a = 0^\circ$)、下側加熱垂直 ($a = +90^\circ$)、下側加熱斜め ($a = +45^\circ$)、上側加熱垂直 ($a = -90^\circ$)、上側加熱斜め ($a = -45^\circ$) の 5 方向、作動流体は水素、ネオンの 2 種類について測定を行った。

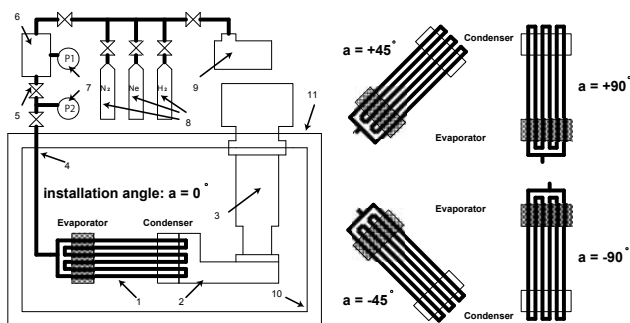


Fig. 1. Experimental setup of cryogenic OHP measuring the effect of orientation, where 1)cryogenic OHP, 2)Cu bus bar, 3)GM cryocooler, 4)filling pipes of working fluid, 5)valve, 6)buffer tank, 7)pressure gauge, 8)gas storage of working fluid (H_2 , Ne, N_2), 9)vacuum pump, 10)radiation shield, 11)cryostat.

Table 1. Summary of characteristics of OHP with orientation

Work- ing fluid	Orien- tation [degree]	Liquid filling ratio [%]	Heat flux [W/mm ²]	Effective thermal conductivity [W/m ² ·K]
H_2	+90	50.9 – 70.0	0.03 – 0.46	8,500 – 11,480
H_2	+45	50.0 – 70.4	0.05 – 0.82	2,220 – 10,330
H_2	0	51.1 – 72.2	0.05 – 0.30	2,830 – 6,380
H_2	-45	-	-	Not operate
H_2	-90	-	-	Not operate
Ne	+90	53.2 – 75.0	0.03 – 0.46	5,100 – 19,440
Ne	+45	50.6 – 70.1	0.10 – 0.82	6,000 – 17,000
Ne	0	69.8 – 86.1	0.03 – 0.82	6,000 – 8,500
Ne	-45	-	-	Not operate
Ne	-90	-	-	Not operate

OHP の設置方向依存性を纏めたデータを Table 1 に示す。今回の実験条件では、水平、下側加熱では安定な自励振動と、OHP 特有の高い熱輸送特性が観測されたが、上側加熱では、垂直及び斜めの両方向共に、安定な自励振動が観測されず、OHP としては動作しなかった。

3. 両端冷却・中央加熱型 OHP の低温動作特性

今後の OHP 構造の最適化等により、設置方向に依らない動作が可能になることも想定されるが、より確実にマグネットへの組み込みに適した形状として、両端冷却・中央加熱の OHP を考案し、低温での動作実験を行った。両端冷却・中央加熱 OHP の構造を Fig. 2 に示す。外径 3mm、内径 2mm の銅管を 8 回折り返して両端を接続した構造で、中央部に加熱部、両側に冷却端となる銅ブロックが半田付けされている。作業流体にネオンを用い、液充填率 50%とした場合の、等価的な熱伝導率の測定結果を Fig. 3 に示す。Table 1 に示した片側冷却の場合に比べ、等価的な熱伝導率は数分の 1 の値となっているが、安定な自励振動は観測されており、OHP として動作することが確認された。本研究は、核融合科学研究所、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO)、科研費 (21360456) の助成を受けたものである。

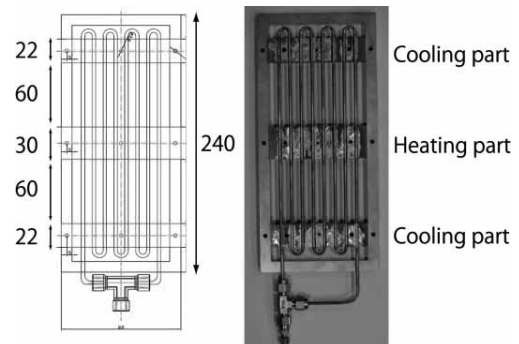


Fig. 2. Both ends cooling and central heating OHP.

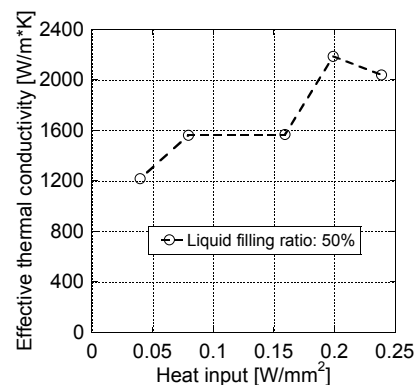


Fig. 3. Effective thermal conductivity of both ends cooling and central heating OHP.

参考文献

- [1] 三戸利行他, 「超伝導マグネット組込型シート状自励振動式ヒートパイプの開発」, 2010年度春季低温工学・超伝導学会講演概要集, p. 51.
- [2] 夏目恭平他, 「自励振動式ヒートパイプにおける低温動作特性の設置方向依存性」, 2010年度春季低温工学・超伝導学会講演概要集, p. 101.

低温動作自励振動式ヒートパイプの開発 - 超伝導マグネットへの応用可能性の調査 -

Development of cryogenic oscillating heat pipes

- A preliminary investigation of feasibility and effectiveness for superconducting magnets -

夏目 恭平(総研大); 三戸 利行, 柳 長門, 田村 仁(NIFS); 玉田 勉, 式町 浩二, 平野 直樹, 長屋 重夫(中部電力)
NATSUME Kyohei (SOKENDAI); MITO Toshiyuki, YANAGI Nagato, TAMURA Hitoshi (NIFS)
; TAMADA Tsutomu, SHIKIMACHI Koji, HIRANO Naoki and NAGAYA Shigeo (CEPCO)
E-mail: natsume@nifs.ac.jp

1. はじめに

超伝導マグネットの冷却システムの高性能化のために、新しい熱輸送デバイスとして、自励振動式ヒートパイプ (Oscillating Heat Pipe: OHP)の使用が提案された[1]。現在までに低温で動作する自励振動式ヒートパイプを複数種類製作し、その基礎動作特性を実験によって調べてきた。その結果を踏まえ、開発した低温動作 OHP の実際の超伝導マグネットへの応用可能性を調査した。

2. 自励振動式ヒートパイプ (Oscillating Heat Pipe: OHP)

OHP は細いパイプを何重にも折り曲げた形状をしている。また従来のヒートパイプとは異なり、内部に液体循環のためのウィック構造は存在しない。Fig. 1 は OHP の構造と動作概念を表している。封入された流体はパイプ内部に気泡と液柱が長手方向に交互に分布し、入熱部で液柱が蒸発し、冷却部で気泡は蒸発する。それに伴う圧力変化が振動流を駆動し、潜熱と顕熱の両方を以て熱は輸送される。

3. 自励振動式ヒートパイプの低温動作特性

作動流体として水素、ネオンを用いて低温動作 OHP の動作特性の測定実験を行った[1-3]。その結果、製作した OHP の実効的な OHP の熱伝導度はそれぞれ、2,000-11,500 W/(m・K)、5,000-19,500 W/(m・K)に達した(cf. 残留抵抗比が 100 の銅の熱伝導度は、温度 20K、磁場 1T の条件下で 2,000 [W/m・K] 程度)。また、設置方向による動作特性の変化を軽減し、より確実に安定な動作のために両端冷却・中央加熱の OHP を開発し実験を行っている。

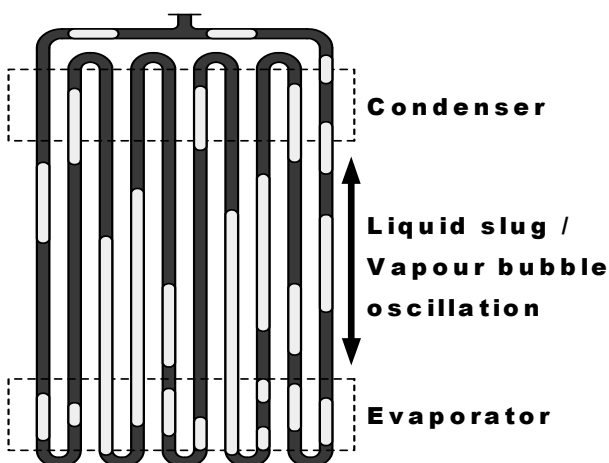


Figure 1 Concept of the heat transfer mechanism of oscillating heat pipe (OHP)

4. 超伝導マグネットへの応用

実験によって得られた動作特性をもとに、超伝導マグネットへの最適な応用方法を探った。Fig. 2 に想定している OHP 組み込み型クーリングパネルの概略図を示す。OHP の流路はクーリングパネルに溝を切って成形され、コイルの内側と外側で冷却する。会議では、パンケーキコイルを OHP を組み込んだアルミニウム製のクーリングパネルで冷却する系について検討した結果を報告する。

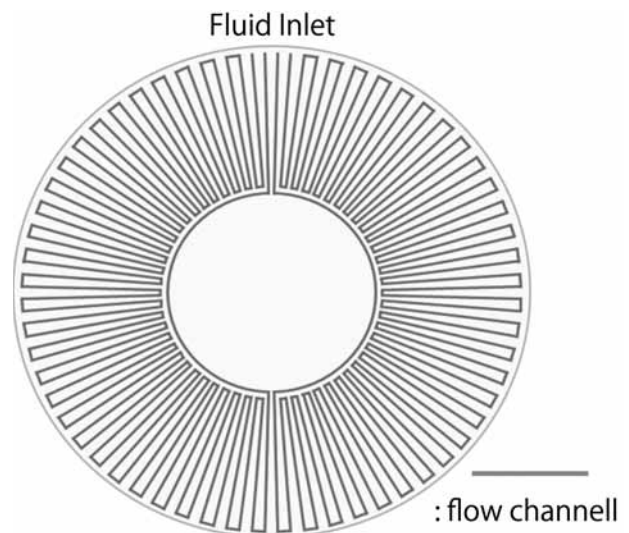


Figure 2 Supposed prototype model of cooling panel for conduction/indirect cooling system for pancake coils

5. おわりに

本研究は、核融合科学研究所、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)、科研費(21360456)の助成を受けたものである。

参考文献

1. T. Mito, et al.; Development of Highly Effective Cooling Technology for a Superconducting Magnet Using Cryogenic OHP, Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, vol. 20, 2010, pp. 2023-2026.
2. K. Natsume, et al.; Heat transfer characteristics of cryogenic oscillating heat pipes for high temperature superconducting magnets, Cryogenics (to be published.).
3. T. Mito, et al.; Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83(2010) 2B-a08.

中性子照射による Nb₃Sn、Nb₃Al 素線の超伝導特性変化 Change in Superconducting Properties of Nb₃Sn and Nb₃Al by Neutron Irradiation

西村 新(核融合研);竹内 孝夫(物材機構);西嶋 茂宏(阪大);西島 元(物材機構);小黒 俊英(東北大)
渡辺 和雄(東北大);四竈 樹男(東北大);落合謙太郎(原子力機構)

NISHIMURA Arata (NIFS); TAKEUCHI Takao (NIMS); NISHIJIMA Shigehiro (Osaka Univ.); NISHIJIMA Gen (NIMS); OGURO Toshihide (Tohoku Univ.); WATANABE Kazuo (Tohoku Univ.); SHIKAMA Tatsuo (Tohoku Univ.); OCHIAI Kentaro (JAEA)
E-mail: nishi-a@nifs.ac.jp

1. はじめに

核融合炉用超伝導マグネットでは、核融合反応によって生じた中性子がブランケットを透過し、また、ポートから漏れいし、超伝導マグネットに到達する。このような中性子の照射による超伝導特性の変化を検討するため、著者らは超伝導材料の中性子照射効果研究体制を構築し、JAEA の FNS や JRR-3 での中性子照射試験を行い、照射後試験方法の確立、照射効果の体系的な研究を目指して研究活動を行ってきた。

本研究では、Nb₃Sn および Nb₃Al の中性子照射後の磁化特性について報告する。

2. 中性子照射試験と照射後磁化特性評価試験

供試した試料は NMR 用に製作された古河電工製の Nb₃Sn 線材(外径 0.7mm、フィラメント本数約 4900 本、ブロンズ法)と NIMS で試作された Nb₃Al 線材(外径 0.7mm、JR フィラメント本数 132 本)である。これらの試料に JAEA の JRR-3 およびベルギーの BR2 で所定の中性子照射を行い、その後長さ 3-4mm の試料を切断し、管理区域内に設置された SQUID (Quantum Design 社製 MPMS-5) で磁化を測定した。

3. 磁化測定結果と超伝導特性

Nb₃Sn 素線の照射前後の磁化曲線を Fig.1 に示す。照射前の磁化特性と $1.0 \times 10^{21} \text{ n/m}^2$ まで照射したものはほとんど違いがなかったが、 $1.0 \times 10^{22} \text{ n/m}^2$ まで照射したものは明らかにヒステリシスが大きくなり、臨界電流などが向上していることが推測される。 $1.1 \times 10^{24} \text{ n/m}^2$ 照射したものは、Fig.2 にその拡大図を示すように、ほんのわずかに超伝導特性を示す。Fig.2 に示す $4.3 \times 10^{24} \text{ n/m}^2$ 照射の結果は、全く超伝導を示さない。反磁性が見られるのは Nb₃Sn 線材を構成する Cu の特性であり、 $\pm 0.5 \text{ T}$ 付近に見られる反磁性は Nb の特性と思われる。

この結果から 25 T 付近の B_{C2} の推定を行うのは無理があるが、 $1.0 \times 10^{21} \text{ n/m}^2$ 照射と $1.0 \times 10^{22} \text{ n/m}^2$ 照射との間には明らかな磁化特性の変化があり、 $1.0 \times 10^{22} \text{ n/m}^2$ 照射によって B_{C2} も向上している可能性がある。FNS での 14 MeV 中性子源を用いた照射実験は今後も継続される予定であり、やがては Hybrid Magnet での実測によって B_{C2} の変化を明らかにすることができるものと期待される。

Nb₃Al 線材の未照射材と照射材の結果を Fig.3 に示す。未照射材、照射材ともに大きな Flux jump が認められ、これはフィラメント径が太いことに起因している。また、フィラメント径が大きいため磁化の値そのものが Fig.1 に比べて約 5 倍大きくなっている。Nb₃Al 線材では、 $1.0 \times 10^{21} \text{ n/m}^2$ 照射でも未照射材とほとんど同じ磁化特性を示し、 $1.0 \times 10^{22} \text{ n/m}^2$ 照射では 4~5 T 付近で磁化特性が向上する。このことから、Nb₃Sn 素線と同様、高磁場での臨界電流の向上が期待される。 $4.3 \times 10^{24} \text{ n/m}^2$ 照射では全く磁化が認められなくなり、超伝導でなくなっている。この照射試料を、800°C で 10 時間の焼きなましを行い、超伝導特性の回復状況を検討した。その結果を Fig.4 に示す。熱処理後、再び Flux jump を示すようになり、未照射のものに比べ少し磁化は小さいものの、 $\pm 5 \text{ T}$ の範囲で、ほぼ超伝導特性が回復していることが分かる。

以上のことから、高速中性子の弾き出し効果、不規則性が超伝導特性に大きく影響を及ぼしていることが分かる。

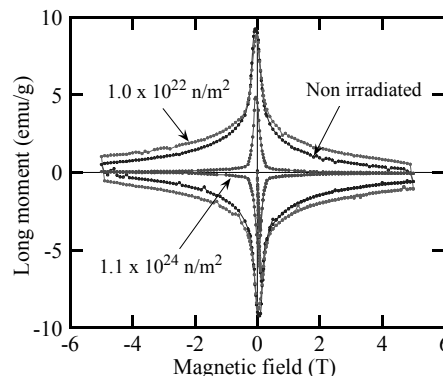


Fig. 1 M-H diagrams of non- & irradiated Nb₃Sn strands.

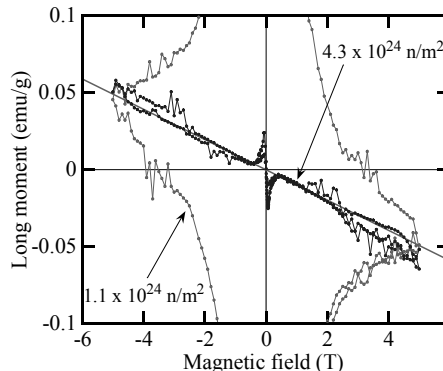


Fig. 2 M-H diagrams of irradiated Nb₃Sn strands.

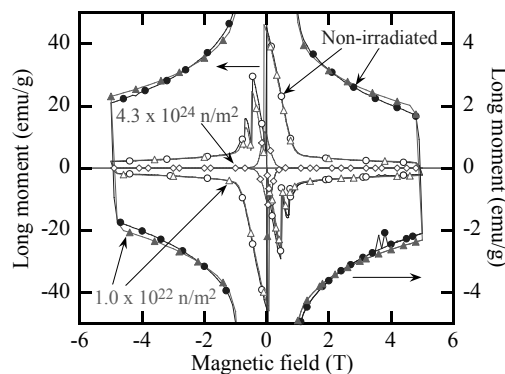


Fig. 3 M-H diagrams of non- & irradiated Nb₃Al strands.

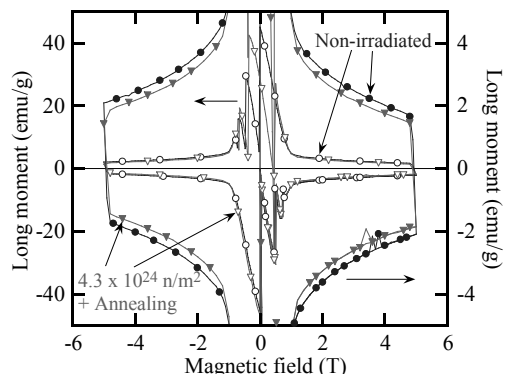


Fig. 4 M-H diagrams of Nb₃Al strands annealed after irradiation.

ヘリカル型核融合エネルギー炉FFHRの 高温超伝導マグネット設計オプションの進展

Progress of High-Temperature Superconducting Magnet Option for the Helical-Type Fusion Energy Reactor FFHR

柳 長門, 三戸利行, 田村 仁, 後藤拓也, 今川信作, 相良明男 (NIFS); 夏目恭平 (総研大)

YANAGI Nagato, GOTO Takuya, TAMURA Hitoshi, MITO Toshiyuki, IMAGAWA Shinsaku, SAGARA Akio (NIFS);
NATSUME Kyohei (Sokendai)

E-mail: yanagi@LHD.nifs.ac.jp

1. 研究の背景

大型ヘリカル装置(LHD)における優れたプラズマ閉じこめ実験の進展を受けて、ヘリカル型核融合エネルギー炉 FFHR の設計が鋭意進められている[1]。この装置の巨大な超伝導ヘリカルコイルには、経験磁場 13 T 以上において電流値 100 kA 級の導体が要求される。現在の設計では、Nb₃Al 線材を用いたケーブルインコンジット導体を基本オプションとし、ITER で開発されてきた技術の延長として検討を進めている[2]。一方、先進オプションとして、Y 系高温超伝導 (HTS) 線材を集合して大型導体を構成し、間接冷却を適用する可能性についても検討している[3,4]。HTS 導体を用いると 20 K 以上の高温運転が可能となるため、コイルの安定性に優れるとともに、冷却パワーの軽減が期待される。導体は Y 系テープ線材を単純積層してステンレス製ジャケットに収める構造を想定しているが、必要に応じて線材間の転位構造も導入する。これまでに 10 kA 級短尺導体サンプルの試験を行っており、100 kA 級導体を開発できる見通しを得ている。

2. セグメント方式のヘリカルコイル組み立て方法

HTS オプションを採用する場合、図1(a)に示すように、連続したヘリカルコイルを半ピッチごとに分割して製作する方法も考えられる[3,4]。この場合、導体間の接続箇所が 8000 程度に及ぶが、HTS 導体を用いることで局所的な温度上昇と全体の冷却パワーに余裕ができるため、こうした構造を取ることが原理的には可能である。特に、この製作方式を採用することによって、以下のようなメリットが期待される。

- ・ 複雑な炉内構造物(増殖ブランケットやダイバータ)を先に据え付けた後に、ヘリカルコイルを製作できる。
- ・ 連続巻き線方式に必要な不可欠となる巨大な巻線機 (FFHR では外径 40 m) を最初に製作する必要がない。
- ・ 巻線構造として末端処理に優れたダブルパンチキー構造を採用することも可能となる。
- ・ この製作方式の発展形として、セグメントを機械接合することで脱着可能とするオプションも考えられる[5]。
- ・ 連続巻線と比べて工期の短縮が期待できる。

一方、技術的課題を考えると、まず、コイルパックの中に納められた数百本レベルの導体同士をいかにして接続するのか、現実には極めて難しい問題である。また、商業炉の設計では、ヘリカルコイルの半ピッチ分の重量は数百トンに及ぶことになり、輸送が難しい。よって、この方式は魅力的であるものの、現実的な工学設計を行うことは相当に困難であると認識された。

3. 導体セグメント方式の巻線方法

そこで、今回、このセグメント方式の製作に関する発想自体は踏襲しつつ、これまでとは少し異なる方法を考えることで、より現実的な工学設計が可能となることを見いだした。これは、ヘリカルコイル全体をセグメント化するのではなく、図1(b)に示すように、導体1本1本を半ピッチずつのセグメントとして個別にコイル容器の中に収め、順次接続していく方法である。これ

であれば確実に接続を行うことができ、輸送に関しても問題にならない。ここで、導体接続部には、図2に示すような階段状の構造を考える。これは、同じ Y 系線材を用いた接続ピースを用意し、超伝導面同士を半田接続することで低抵抗接続を実現するものである。今、各線材間で 50 mm の接続長を考えると、導体全体としては 0.3 nΩ 程度の接続抵抗になると予想される。よって、導体電流 100 kA で 8000 箇所接続がある場合、全体では 24 kW の発熱となるが、20 K 冷却の場合、この分に必要外部電力は 1.5 MW 程度で済む。一方、接続部ではステンレスのジャケット間を溶接することで十分な引っ張り強度を確保することも重要である。また、各導体は半ピッチ長として精度良く3次元曲げを行ってコイル容器内に据え付けていくが、1本ずつ事前に液体窒素中で試験を行うことも想定でき、これも品質管理のうえで大きなメリットとなる。

(a) half-pitch coil segments (b) half-pitch conductor segments

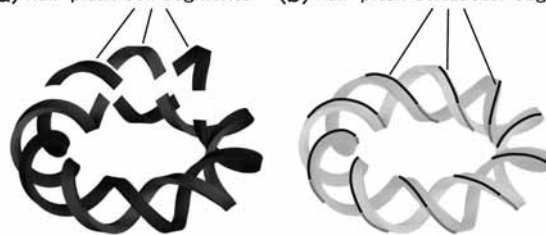


Fig. 1 Segmented fabrication of helical coils with (a) half-pitch coil segments and (b) half-pitch conductor segments.

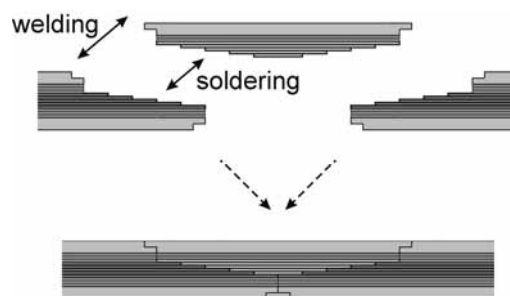


Fig. 2 Illustration for the jointing method of HTS conductors.

なお、高温超伝導オプションの R&D として、今回、Bi-2223 線材を用いて直径 400 mm、トロイダル磁場 0.01 T 程度のヘリカルコイル (核融合研究用としては世界初) を製作し、実験も行ったので、講演ではそれについても紹介する。

参考文献

- [1] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. **81** (2006) 2703.
- [2] S. Imagawa et al., Plasma and Fusion Res. **3** (2008) S1050.
- [3] G. Bansal et al., Plasma and Fusion Res. **3** (2008) S1049.
- [4] N. Yanagi et al., Plasma and Fusion Res. **5** (2010) S1026.
- [5] H. Hashizume et al., J. Plasma Fusion Res. **5** (2001) 532.

LHD ポロイダルコイルの履歴損失

Hysteresis loss in poloidal coils of the Large Helical Device (LHD)

高畑 一也, 力石浩孝, 三戸利行, 今川信作 (NIFS)

TAKAHATA Kazuya, CHIKARAISHI Hiroataka, MITO Toshiyuki, IMAGAWA Shinsaku (NIFS)

E-mail: takahata@LHD.nifs.ac.jp

1. はじめに

大型ヘリカル装置 (LHD) の超伝導ポロイダルコイルは、NbTi ケーブル・イン・コンジット導体を使用した大型超伝導コイルである。ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置である LHD は、定常運転を基本とし、これまで磁場を急速に変化させることはなかった。しかし 2008 年度からは、プラズマの位置を実時間 (数秒間のオーダー) で制御し、プラズマ閉じ込め性能を向上させる実験が開始された。そのために用意されたのが、2 種類のポロイダルコイル (IV コイルおよび IS コイル) 用のパルス電源である。従来の 6 倍の電圧である 213V を発生することができ、1.5 秒間にプラズマの位置を 10 cm 移動させることが可能となった。一方で、このパルス電源を活用し、ポロイダルコイルの交流損失を測定できるようになった。前回の発表[1]では結合損失について報告したが、今回はヒステリシス損失の最大電流依存性について検討を行った。

2. 交流損失の測定方法と測定結果

コイル内で発生する交流損失は、冷媒の温度上昇を観測する熱的方法で測定した。熱負荷と同じく入口・出口冷媒のエンタルピー差 ΔH と流量 m の積で観測する。パルス通電後の $m\Delta H$ の時間変化の積分が、その通電 1 サイクルに対する損失として測定される。今回は 1 対の IV コイル (上側 IV-U, 下側 IV-L) を単独で通電した。通電波形はフラットトップが 10 秒、立ち上げ/立ち下げ時間 τ_0 の単発の台形波である。

図 1 は、最大通電電流が 2 kA, 4 kA, 5 kA の、通電 1 サイクル当たりの交流損失の $1/\tau_0$ 依存性である。損失の $1/\tau_0$ 依存性は各最大通電電流について直線近似が可能であり (実線が IV-L, 破線が IV-U), $1/\tau_0$ がゼロの極限をヒステリシス損失として見積もることができる。測定した損失からヒステリシス損失を差し引いた損失が結合損失に相当する。

3. ヒステリシス損失の評価

図 1 の直線近似からの外挿によって求められたヒステリシス損失を図 2 にプロットした。また○印は、短尺試料の磁化曲線を基に計算で求めたヒステリシス損失である。計算では、コイル内部の磁場分布を考慮した。図 1 から分かるように、測定結果と計算結果に明らかな差が見られた。最大電流が 5 kA においては、測定結果が計算結果の 1.4~1.8 倍大きな値となった。

$m\Delta H$ の時間変化から、冷媒の出口から入口までのおおよその発熱分布を知ることができる。ダブルパンケーキ間の接続に使用している接続部は、すべて出口付近に存在しているため、接続部のジュール損失による発熱であれば、通電直後の $m\Delta H$ が異常に増加するはずである。しかし、そのような現象は見られなかった。従って、ヒステリシス損失の増加は、コイル全体で発生していると考えられる。

ヒステリシス損失の増加については、次の 2 つの要因が考えられる。一つ目は、燃り乱れに起因する長時定数結合損失 [2] の重量である。具体的には 10 秒から 100 秒オーダーまでの分布した時定数を持つ結合損失が発生すると、測定した $1/\tau_0$ の領域においてほぼ一定の損失が重量される。そしてあたかもヒステリシス損失のように見える可能性がある。この場

合の発熱源は素線間の接触抵抗であるため、厳密にはヒステリシス損失には分類されない。

二つ目の可能性は、次のとおりである。ダブルパンケーキ (コイル 2 層分) の両端には超伝導接続部があるため、非常に長い超伝導ループが形成されている。不規則な燃りや磁場分布によって遮蔽電流が誘起され、燃線全体でバルク的な振る舞いをし、ヒステリシス損失を発生する可能性がある。

まだ原因を同定するには至っていないが、ケーブル・イン・コンジット導体を用いた大型コイルのヒステリシス損失が、計算による予測より大きくなる可能性が示唆された。

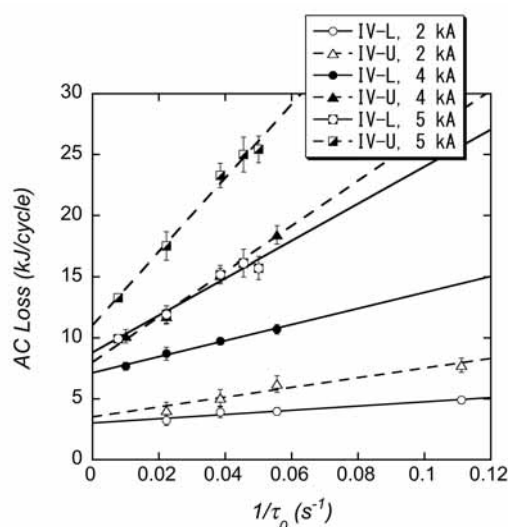


Fig.1 Measured AC loss per pulse operation cycle

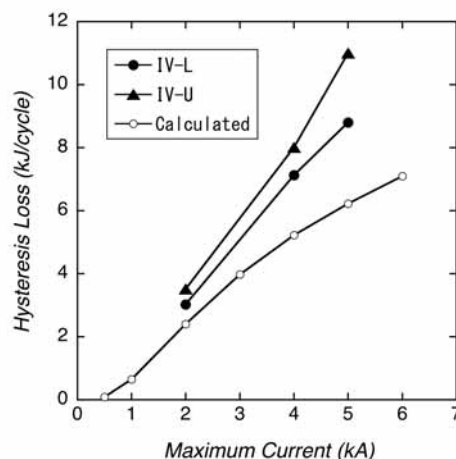


Fig. 2 Hysteresis loss as a function of the maximum current

参考文献

- [1] K. Takahata, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) p.44
- [2] T. Yagai, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 78 (2008) p.195