

IG法を用いた Gd-Ba-Cu-O バルク超伝導体の成長温度が特性に及ぼす影響 Effect of Growth Temperature on Properties of Bulk GdBa₂Cu₃O_y Superconductors Grown by IG Process

中西 雄大, Sugari Pavan Kumar Naik, Muralidhar Miryala, 井上 和朗, 村上 雅人(芝浦工大)
NAKANISHI Yuta, SUGARI Pavan Kumar Naik, MURALIDHAR Miryala, INOUE Kazuo, MURAKAMI Masato
(Shibaura Institute of Technology)
E-mail: mb16028@shibaura-it.ac.jp

1. はじめに

LRE123 (LRE : Gd, Sm, Eu 等の軽希土類元素) 系超伝導体は大気中で作製すると LRE-Ba 置換型固溶体である LRE_{1-x}Ba_{2-x}Cu₃O_{7-δ} を形成しキャリア濃度が低下し超伝導特性が劣化する。しかし、低酸素雰囲気下で結晶成長を行うことで固溶が抑制され、Y123 系超伝導体より高い超伝導特性を示すことが知られている。この作製方法は雰囲気制御が可能な電気炉で高精度に低酸素濃度を保持する必要があり、バルク体作製は容易でない。しかし、Gd123 系超伝導体は、大気中で作製しても Nd, Sm 系で見られるような特性の著しい低下が起こらず、比較的優れたバルク体の作製が可能である。

Infiltration-Growth (IG) 法は従来の溶融法と比較して、バルク体の密度が増加し、空孔が少なく、RE211 相の分布が均一に作製できる。また、IG 法により Y123 系バルク超伝導体を合成すると、高い臨界電流特性が得られることが報告されている^[1]。G123 も IG 法で作製することで高い超伝導特性が期待できるが、報告例が少なく、特に機械強度向上に不可欠な Ag を添加した場合の最適な作製条件は確立されていない。

本研究では、IG 法による Ag₂O を 20 wt% 添加した Gd123 バルク体作製において、成長温度をパラメータとして、最適な結晶成長条件を見出し、超伝導特性の向上を図ることを目的とした。

2. 実験方法

試料粉末として、Ba₃Cu₅O₈、Gd123 粉末を重量比 1:1 になるよう秤量し、混合したものを液相成分とし、Gd211 に Ag₂O 粉末を 20 wt%、Pt 粉末を 0.2 wt% および CeO₂ 粉末を 0.25 wt% 添加し、混合したものを前駆体とした。これらの混合粉をそれぞれ 20mm φ の治具に入れ、一軸プレス機により圧粉成型した。また、前駆体の支持材として Gd₂O₃ を MgO 単結晶基板に敷設し、液相成分、前駆体の順に積層した。種は MgO(100) 単結晶を用い、前駆体上面に配置し、IG 法を用いてバルク体を作製した。積層したバルク体を 983~992°C の温度範囲で 25 h 等温溶融成長を行った。その後管状炉を用いて 400°C~450°C の温度範囲で 175 h、酸素アニール処理を行った。

超伝導量子干渉素子 (SQUID) を用いて臨界温度 (T_c) と臨界電流密度 (J_c) の測定を行った。

3. 実験結果及び考察

Fig.1 に等温溶融成長によって作製したバルク超伝導体の外観写真を示す。983~992°C のすべての試料において結晶成長部分周辺に二次核生成が見られた。また、温度 986°C において最も大きな結晶成長領域が得られた。よって、等温成長法においては 986°C が最適温度と考えられる。

Fig.2 に 986°C で作製した試料の SQUID による臨界温度の測定結果を示す。作製したバルク体の T_c -onset は 93.6 K、転移温度幅 ΔT_c は約 4 K であった。

Fig.3 に Bean モデルより導いた J_c - B 曲線を示す。液体窒素中自己磁場下における J_c は、16.5 kA/cm² であった。また、~2.5 T においても 1000 A/cm² を保持することができた。

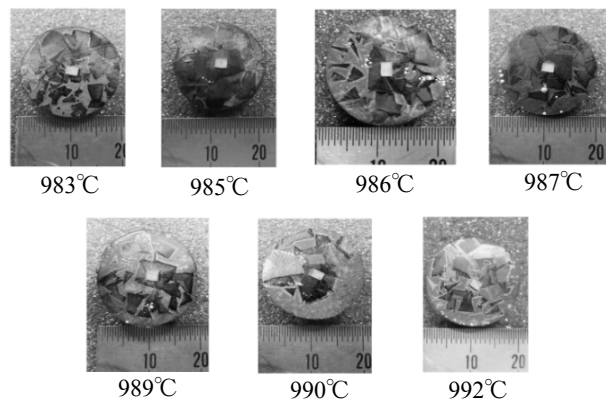


Fig. 1. The photographs of top surface of the IG processed GdBCO-Ag bulk composites with isothermal treatment time of 25h. One can see that the growth sector is the largest in the sample grown at 986°C.

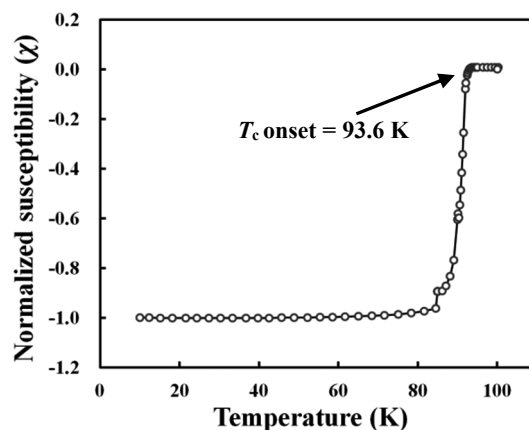


Fig. 2. Temperature dependence of dc susceptibility for a GdBCO-Ag bulk sample.

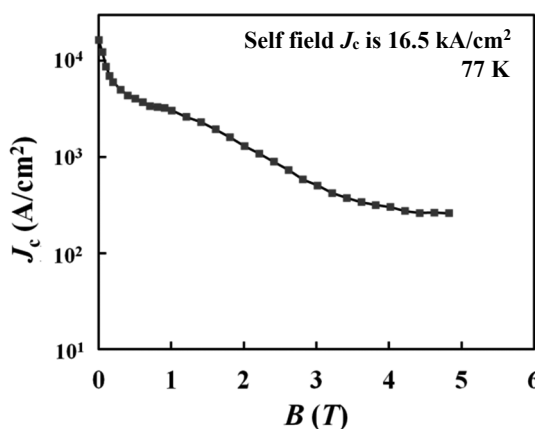


Fig. 3. Field dependence of J_c at 77 K for a GdBCO-Ag bulk superconductor.

参考文献

- [1] K. Nakazato, et al. Cryogenics, Vol. 63(2014)p.129-132

MO センサーによる高温超電導バルク磁石の捕捉磁場分布評価

Evaluation of trapped field distribution in high- T_c superconducting bulk magnets using MO sensor

赤坂 友幸, 恩地 太紀, 石原 篤, 福本 祐介, 富田 優 (鉄道総研); 関野 正樹, 大崎 博之, 岸尾 光二 (東大)
 AKASAKA Tomoyuki, ONJI Taiki, ISHIHARA Atsushi, FUKUMOTO Yusuke,
 TOMITA Masaru (Railway Technical Research Institute); SEKINO Masaki, OHSAKI Hiroyuki,
 KISHIO Kohji (The University of Tokyo)
 E-mail: akasaka@rtri.or.jp

1. はじめに

超電導バルク磁石は、永久磁石よりも高い磁場が発生可能であり、これまで様々な開発が進められてきた。 MgB_2 は、金属系超電導体最高の約 40 K の T_c をもち[1]、冷凍機冷却による超電導磁石などへの応用が期待される。さらに MgB_2 は異方性が低く、比較的長いコヒーレンス長を持つことから、無配向の多結晶体においても粒間の弱結合の問題がなく、優れた臨界電流特性を示し[2]、試料全体で均一な超電導特性を示すことが期待される。すなわち、 MgB_2 は超電導バルク磁石として NMR/MRI 等の計測機器への応用に実用上有利であると考えられる。

これまで我々は、均質性の優れた、 MgB_2 超電導バルク体の開発を行ってきた[3]。本研究では、磁気光学(MO)センサーを用いて、 MgB_2 超電導バルク体の捕捉磁場分布を評価したので、報告する。

2. 実験方法

Mg と B の混合粉末を用い、30 mm ϕ 、厚さ 10 mm の円盤状になるように成型した。得られた粉末成形体を、Ar 雰囲気下で 850°C、3 h の熱処理を行い、 MgB_2 バルク体を作製した。

得られたバルク試料の 1 mm 上方に MO センサーを配置し、超電導マグネットを用いて磁場を印加した状態で冷凍機により 20 K まで冷却し、磁場中着磁を行った。その後、ヒータにより試料温度を制御しながら昇温し、MO 像の変化を観察した。

3. 結果と考察

MO センサーを用いて、 MgB_2 バルク体の磁束の抜けていく様子を観察した結果を Fig.1 に示す。Fig.1 の MO 像では磁束が侵入している箇所が発光し、磁束が侵入していない部分は暗く観察されている。Fig.1(a)より、磁束をフル着磁している場合、同心円状の明るさ分布が観察された。また、温度を上昇させた Fig.1(b)では、磁束が均一に抜けている様子が確認できた。すなわち、近距離での捕捉磁場分布においても、 MgB_2 超電導バルク磁石は比較的均一であることが明らかになった。

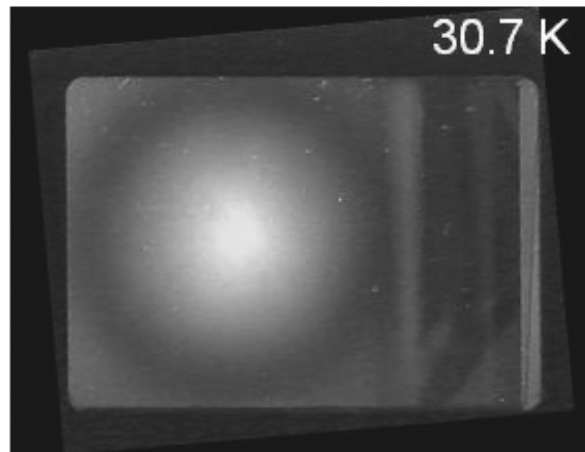
当日は、本結果に加えて MgB_2 以外の超電導バルク体の捕捉磁場分布についても議論する予定である。

4. 結論

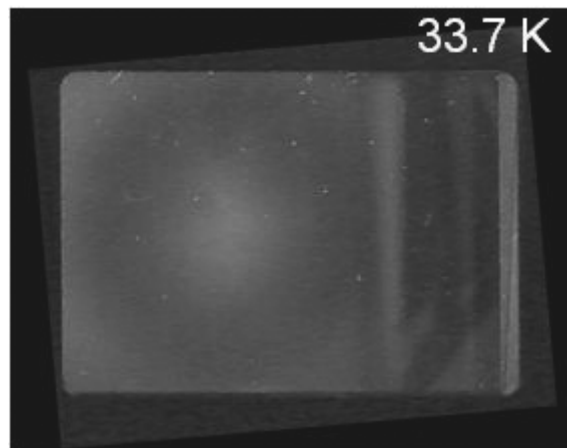
MgB_2 バルク体を作製し、MO センサーにて捕捉磁場分布を評価した結果、近距離においても理想的な同心円状の捕捉磁場分布が確認でき、 MgB_2 超電導バルク磁石は永久磁

石と同等以上の磁場均一性を有していることが明らかになった。

(a)



(b)

Fig.1 MO Image of trapped field distribution in a MgB_2 bulk.

((a) : 30.7K, (b) : 33.7K)

謝辞

本研究は JSPS 科学研究費助成事業(16H01860)の助成を受けて実施したものである。

参考文献

- [1] J. Nagamatsu *et al.*, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] D. C. Larbalestier *et al.*, *Nature* **410**, 186 (2001).
- [3] 例えば、富田優 ほか, 第 83 回低温工学・超電導学会講演概要集 p.86 (2010).

Carbon-Coated Boron を用いて作製した MgB₂ バルク超伝導体の超伝導特性の評価

Microstructure and Critical Current Density in MgB₂ Bulk Fabricated with Carbon-Coated Boron

樋口 赈生, Muralidhar Miryala, 村上 雅人(芝浦工大); Jirsa Milos(ASCR)
 HIGUCHI Masaki, MURALIDHAR Miryala, MURAKAMI Masato (Shibaura Institute of Technology);
 JIRSA Milos (Institute of Physics ASCR)
 E-mail: mb16030@shibaura-it.ac.jp

1. はじめに

MgB₂ は金属間化合物で最高の超伝導転移温度 $T_c = 39$ K を有し、20 K 近傍での応用が期待されている。また、コヒーレンス長が長く、電磁的異方性が低いという特徴を有するため、多結晶バルク体においても高い臨界電流密度 J_c を得ることが可能である。MgB₂ は Mg と B の単純な二元系の化合物であるため、原料粉末に Mg と B を用いる *in-situ* 法により、比較的簡便にバルク体の作製が可能である。

臨界電流密度 J_c の向上には磁束ピン止め中心となる粒界密度の増加や不純物の導入が有効である。MgB₂ に関するこれまでの多くの研究において、粒界は原料粉末の微細化や緻密化によってなされてきた。また、Ti や C が J_c 向上に有効なドーパ元素であることが知られている。C ドープでは B サイトを C 置換することにより磁束ピン止め力が向上することで高磁場領域での J_c 向上に有効であると報告されている。

我々はこれまで、Carbon-Coated Boron を原料粉末として使用することで J_c が向上することを報告をした[1]。しかし、MgB₂ バルク体の超伝導マグネット応用のためには、この特性を超伝導バルク体全体で均一に達成することが重要となる。以上の背景のもと、本研究では 4.5 wt% Carbon-Coated Boron を用いて作製した MgB₂ バルク超伝導体において、炭素含有量分布の均一性の研究を行った。

2. 実験方法

全てのバルク体は *in-situ* 法で作製した。原料粉末は Mg 粉末(純度 99.9 %、粒径 74 μ m)、4.5 wt% Carbon-Coated Boron(純度 98 %、粒径 ≤ 250 μ m)を用いた。Mg 粉末と Carbon-Coated Boron 粉末のモル比は 1 : 2、Ar 雰囲気中で混合したものとした。焼結温度は 805 $^{\circ}$ C、保持時間は 3 時間で管状炉にて焼結を行った。バルクサイズは直径 20 mm、厚さ 7 mm であった。均一性を調べるために作製したバルク体から Fig.1. に記した箇所、上部 3 か所、下部 3 か所で小片を切り出し評価した。相同定は、X 線回折法 (XRD) で行った。臨界電流密度 J_c は SQUID 磁束計で測定した磁気ヒステリシス曲線から拡張型 Bean モデルを用いて算出した。また、走査型電子顕微鏡により微細構造を観察した。

3. 結果と考察

Fig.2. に作製した MgB₂ バルク体の XRD 測定結果を示す。すべての試料において主相が MgB₂ であることが確認できた。また、C を添加したことによる不純物の生成は見られなかった。Fig.3. に Bean モデルより導いた J_c - B 曲線を示す。バルク体の上部及び下部の様々な箇所測定した臨界電流密度 J_c は、おおよそ同じ値を示した。20 K における最も高い臨界電

流密度 J_c 値は自己磁場中で約 330 kA/cm² であり、1T で約 200 kA/cm² であった。以上より、Carbon-Coated Boron を原料粉末で使用することは臨界電流密度 J_c の向上、均一な MgB₂ バルク超伝導体の作製に効果的であることが分かった。この結果は、Carbon-Coated Boron が、様々な工業的用途のための高品質 MgB₂ バルク超伝導体の作製に非常に有望であることを示している。

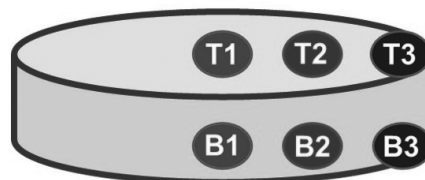


Fig.1. Schematic illustration of a bulk MgB₂ pellet showing the locations with notations (top: T1, T2, T3, and bottom: B1, B2, B3) that were cut and subjected to magnetization measurements.

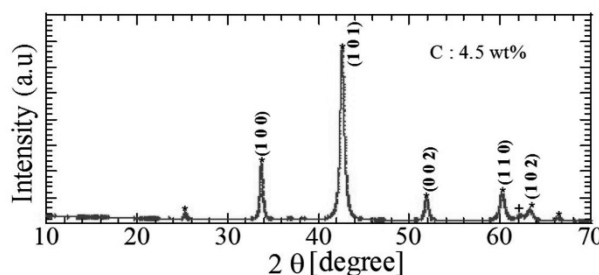


Fig.2. X-ray diffraction pattern for MgB₂ sample fabricated with 4.5wt% carbon-coated Boron.

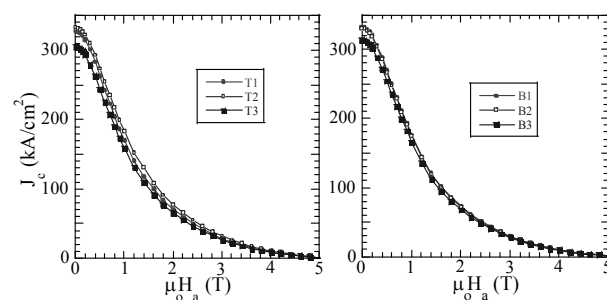


Fig.3. Magnetic field dependence of critical current densities in the samples selected from top (left) and bottom (right) of the MgB₂ pellet where the sample locations are schematically illustrated in Fig. 1.

参考文献

- [1] M. Muralidhar, *et al.* : IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 27 (2017) 6201104

微小交流磁界印加による高温超電導コイルの磁束クリープの抑制

Suppression of flux creep in high-temperature superconducting coil by applying small AC magnetic field

只熊 健太, 本田 智和, 柁川 一弘 (九大)

TADAKUMA Kenta, HONDA Tomokazu, KAJIKAWA Kazuhiro (Kyushu Univ.)

E-mail: takakuma@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

現在、MRI や NMR 用のマグネットには低温超電導多芯線が用いられている。これは、高い磁界均一度を必要とするためである。一方、高温超電導(HTS)線はテープ形状であるため、遮蔽電流による磁化が大きく、これを巻線したコイルは遮蔽電流が作る磁界(遮蔽電流磁界)により中心磁界が不均一となる。また運用が期待される高い温度では、熱揺動に起因する磁束クリープの影響を大きく受け、経時安定性も減少する。遮蔽電流を除去するために、第二種超電導体の直流磁化を消磁可能な異常横磁界効果を利用して、Fig. 1 に示すように、HTS コイルの内外に 1 対の消磁コイルを同軸配置して微小交流磁界を印加する方法が提案されている[1,2]。また、本手法の有効性も実証されている。本研究では本手法を拡張して、HTS コイルの励磁後の磁束クリープも同時に抑制できるかを実験的に検証した。

2. HTS コイルの製作

励磁用の HTS コイルを設計、製作した。今回使用した HTS テープ線の幅 w は 5.02 mm、厚さは 0.159 mm である。超電導層($\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 層)の厚さは 2.6 μm である。また、77 K、自己磁界下の臨界電流 I_c は 256 A である。製作した HTS コイルは内径 63.0 mm、外径 66.6 mm、層数 8、総ターン数 120.5 である。また交流磁界印加用の 1 対の銅コイルはそれぞれ線径 1 mm の銅線を用いて巻線し、層数 2、総ターン数 264 である。内側銅コイルの内径は 53.0 mm、外径は 57.0 mm であり、外側銅コイルの内径は 79.0 mm、外径は 82.9 mm である。

3. 実験結果

製作した HTS コイルの内外に銅コイルを同軸配置し、HTS コイルの中心に設置したホールセンサにより軸方向磁界を測定した。これを液体窒素で浸漬冷却し、HTS コイルの通電電流を -100 A から 100 A まで 1 A/s で掃引した後、 100 A 一定で保持した。このときの中心磁界の時間変化を Fig. 2 に \times 印で示す。ただし、 100 A まで励磁した時点時刻を時刻ゼロとする。Fig. 2 の \times 印よりわかるように、HTS コイルを単純励磁すると、中心磁界は徐々に増加し、磁束クリープが発生している。次に、励磁後 60 s を経過した時点で銅コイルを用いて交流磁界を印加した場合の中心磁界の時間変化を Fig. 2 の白抜き印で示す。ただし、印加する交流磁界振幅については、中心到達磁界 $B_p = \mu_0 I_c / (2w) = 32.0$ mT より大きい 70.6 mT, 54.3 mT, 35.1 mT の 3 通りに変化させた。3 通りとも中心磁界が一定値約 150.9 mT で飽和していることから、遮蔽電流が完全に消磁されている。また、交流磁界印加後も中心磁界は増加せず時間的に一定なので、磁束クリープも抑制されている。このことから、異常横磁界効果を用いた消磁法により遮蔽電流を除去すれば、同時に磁束クリープも抑制されることがわかる。

参考文献

1. K. Kajikawa, et al.: Supercond. Sci. Technol. 24 (2011) 125005
2. K. Kajikawa, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond. 22 (2012) 4400404

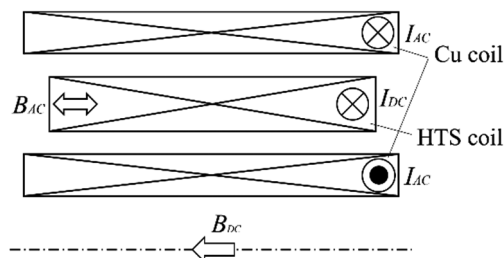


Fig. 1 Cross-sectional view of HTS and copper coils with coaxial arrangement.

Table 1 Specifications of HTS coil.

Tape width, w	5.02 mm
Tape thickness	0.159 mm
Critical current at 77 K in self-field, I_c	256 A
Inner diameter of coil	63.0 mm
Outer diameter of coil	66.6 mm
Height of coil	76.0 mm
Number of layers of coil	8
Total number of turns	120 + 1/2

Table 2 Specifications of inner/outer copper coils.

Diameter of wire	1 mm
Number of layers	2
Inner diameter of coils	53.0/79.0 mm
Outer diameter of coils	57.0/82.9 mm
Height of coils	139.8 mm
Number of turns of coils	264

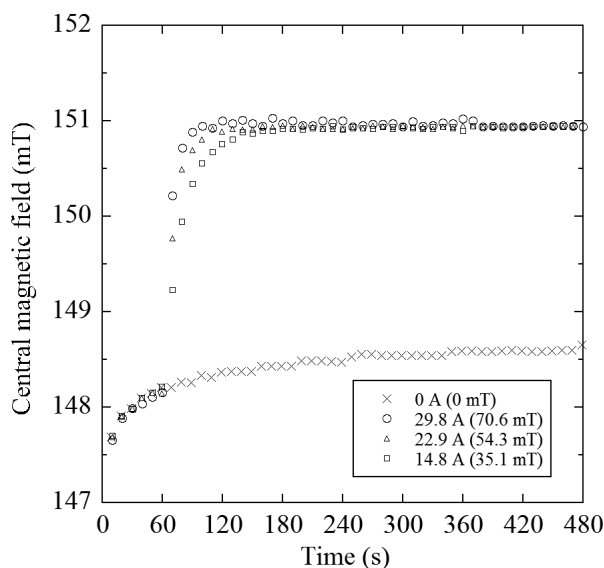


Fig. 2 Time evolutions of central magnetic fields in HTS coil by applying AC fields with different amplitudes.

REBCO コイルにおける永久電流モードの磁場安定性

Magnetic Field Stability of the Persistent Current Mode in the REBCO Coil

長谷 友哉, 高橋 弘紀, 淡路 智 (東北大); 中井 昭暢, 山野 聡志, 向山 晋一, 坂本 久樹 (古河電工)
 HASE Tomoya, TAKAHASHI Kohki, AWAJI Satoshi (Tohoku Univ.); NAKAI Akinobu, YAMANO Satoshi,
 MUKOYAMA shinichi, SAKAMOTO Hisaki (Furukawa Electric)
 E-mail: tmy-hs@imr.tohoku.ac.jp

1. はじめに

近年、高温超伝導線材を用いた MRI 用マグネットの開発が盛んである。高温超伝導マグネットの利点は、液体ヘリウムを消費しない、さらに強い磁場を発生可能、小型軽量化が可能であるという点である。MRI 用マグネットに求められる特性は 1 ppm/h 以下の時間的磁場安定性であり、これを達成するために永久電流モードでの運転が必要となる。しかし、高温超伝導マグネットにおいて、十分に低い接続抵抗を有する超伝導接続が出来ていないこと、また、REBCO コイルでは遮蔽電流が発生し、その時間的変化によって磁場安定性を乱す等の問題がある。

昨年、東北大学と古河電工は $10^{-12}\Omega$ 程度の超伝導接続技術と高温超伝導線材永久電流スイッチを開発し、20 K において 100 A の永久電流運転に成功している[1]。しかし、上記のように、高温超伝導マグネットの永久電流モード運転時の磁場安定性については複雑で、十分な理解がされていない。本研究では、超伝導接続と永久電流スイッチ、超伝導コイルを組み込んだ永久電流システムを構築し、これを用いて磁場安定性のメカニズムを理解することで、高温超伝導マグネットの永久電流運転を可能にすることが目的である。

2. 実験方法

使用した線材は、線材幅 6 mm、厚さ 0.1 mm の古河 SuperPower 社製 REBCO 線材である。試作した永久電流システムの回路図を Fig. 1 に示す。コイル形状は、内径 44 mm、外径 68 mm、ターン数 80×2、自己インダクタンス 1.54 mH のダブルパンケーキ(DP)型である。これに、超伝導接続を介して永久電流スイッチ(PCS)が接続されている。永久電流システムを、伝導冷却クライオスタットに取り付け 20 K に冷却し、励磁速度 0.05 A/sec で 75、100、125、150、170 A を通電し、永久電流モードでの運転を行った。磁場減衰は DP コイル中心に設置したホール素子にて測定した。また、外部磁場 1 T 中にて磁場中冷却した後、同様の測定を行った。

3. 実験結果

ゼロ磁場中 170 A での永久電流モード運転を行うための通電プロセスを Fig. 2 に示した。PCS の温度を 120 K に上げ、5 分ホールド後、電流を 170 A まで通電し、5 分後に PCS を 20 K まで下げた。さらに、電流を 170 A から 0 A まで下げ、永久電流モードとした。電源電流を下げた際の磁場は約 20 mT の減少が見られたが、その後約 0.59 T の磁場保持に成功した。170 A での磁場減衰の様子を Fig. 3 に示した。1 日経過時の 0 T 中の安定度は、75 A 時に 5.5 ppm/h、170 A 時には 10.4 ppm/h 程度となった。また、Fig. 3 から分かるように 170 A において 5 日後には 1.5 ppm/h となった。実際の MRI システムにおいてはインダクタンスが数 H となることを想定しているため、安定度は 3 桁小さくなり、目標値の達成が見込める。

外部磁場 1 T 中では、それぞれ約 1.5 日測定を続け、75 A では 174 ppm/h、170 A では 1186 ppm/h となった。また、この結果から電流電圧特性を導出すると、1 T の磁場中では非線形な電流電圧特性が現れ、運転電流が I_c に近づいていることが示唆される。

当日は、電流電圧特性と、DP コイルの遮蔽電流と今回の結果との比較も併せて報告する。

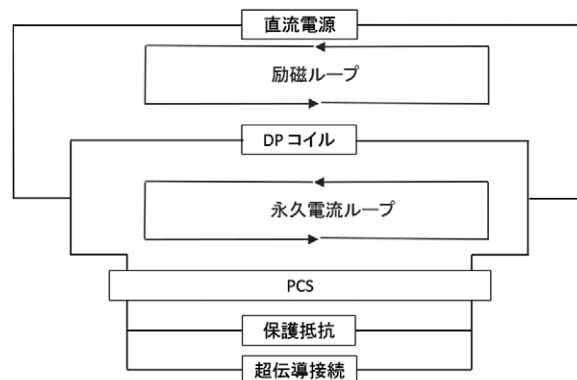


Fig. 1 Circuit of persistent current system.

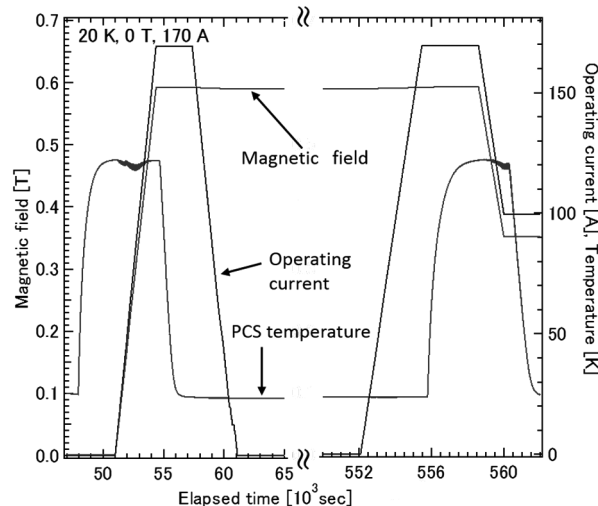


Fig. 2 Operation of $I_{op} = 170$ A of persistent current mode at 20 K and 0 T.

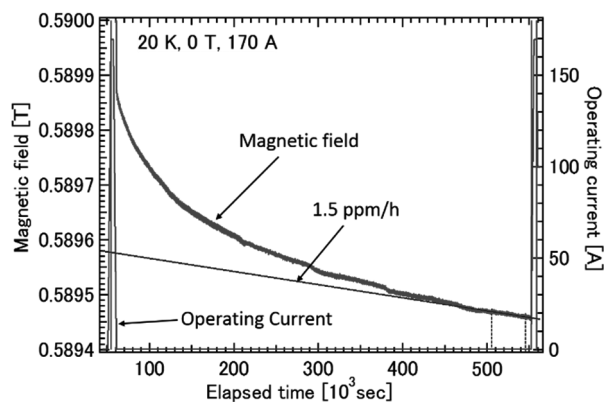


Fig. 3 Magnetic field decay of $I_{op} = 170$ A at 20 K and 0 T.

参考文献

- 古河電工HP ニュースリリース
https://www.furukawa.co.jp/release/2016/kenkai_160427.html

負荷変動中に生じた高温超伝導変圧器巻線の局所異常の診断方法 2

- 1 ターンコイルの臨界電流の推定 -

The Method to Diagnose Local Abnormalities Generated in Windings of High Temperature Superconducting Transformer During Load Changing 2

- Estimation of Critical Current on One turn Coil -

細田 啓太, 松元 拓磨, 川越 明史(鹿児島大学)

HOSODA Keita, MATSUMOTO Takuma, KAWAGOE Akifumi (Kagoshima University)

E-mail: k4102746@kadai.jp

1. 背景

高温超伝導変圧器の実用化のためには、巻線の状態を診断できるシステムが必要である。そこで我々は、ピックアップコイルを用いた異常診断システムを提案している[1]。これまでに、負荷変動中における異常信号の検出に成功している。現在は、測定信号から巻線の状態を診断する方法の検討を行っている[2]。今回は、巻線の臨界電流の推定を行う方法を考案したので、まず、最も単純な1ターン空芯コイルを用いて、その有効性を検証する実験を行った。

2. 異常診断システムの概要と臨界電流の推定法

我々の提案する異常診断システムは、Fig. 1 に示すように、電界用ピックアップコイルと磁界用ピックアップコイルの対を用いて、局所電界と局所磁界を測定し、その外積からポインティングベクトルを求めた後、その出入りの差、すなわちエネルギーフローを観測する。このピックアップコイル対を変圧器周辺に複数配置し、異常を検出・診断する。

エネルギーフローは巻線に入り込む正味のエネルギーであるため、一般に交流損失に起因する。したがって、通電電流依存性や臨界電流依存性は、巻線に使用した線材の交流損失特性と同様になると考えられる。そのため、本システムで測定した信号から、以下の方法により、臨界電流の推定が可能である。まず、通電電流による信号変化をキャンセルするため、通電電流の累乗でエネルギーフローを補正する。次に予め求めておいたエネルギーフローの正常値と、異常時の値との比率から臨界電流の値を推定する。

3. 臨界電流推定法の検証実験

上述の臨界電流推定法の有効性を検証するために、まずは、最も単純な1ターンコイルをサンプルとし、また測定用ピックアップコイル対をできるだけサンプルに近づけた実験を行った。セットアップを Fig. 1(b) に示す。このセットアップを液体窒素中に配置し実験を行なった。

本システムで測定した信号から、上述の方法で臨界電流を推定した。この推定値の正しさを評価するために、サンプルの交流損失も同時に測定した。交流損失が Norris の理論式から予測される通電電流・臨界電流依存性を持っているとして、臨界電流を求めた。

Bi-2223 線材と YBCO 線材の二種類で実験を行った。これらの線材の液体窒素中における臨界電流は、それぞれ自己磁界中で 116A と 104A である。通電電流は 30A~90A 振幅で変化させて測定を行った。周波数は、Bi-2223 線材においては 50Hz、交流損失の小さな YBCO 線材の場合は、交流損失測定システムにおけるエラーの問題から、5Hz で実験を行った。

サンプルコイルの異常は、液体窒素を自然蒸発させることにより、サンプルの温度を上昇させることで発生させた。Bi-2223 線材と YBCO 線材の両方で臨界電流を推定した結果を Fig. 2 に示す。いずれも、通電電流 90A 振幅の時の結果

であり、異常を模擬した液体窒素の自然蒸発にあわせて、臨界電流が低下していることがわかる。また、臨界電流が低下した後に、液体窒素を投入して再冷却すると、元の基準値まで戻っていることがわかる。二線材ともに、本システムで測定した結果から推定した臨界電流値が、交流損失から求めた臨界電流値とよく一致している。これは、他の電流値でも同様であった。なお、Bi-2223 線材の結果では、80A 付近から推定値にかい離がある。これは、本システムによる臨界電流の推定法では、磁束フロー状態の推定ができないためである。

4. まとめ

最も単純な1ターン空芯コイルにおいて異常発生時の臨界電流推定を行った。その結果、本システムによって臨界電流が推定できることを示した。

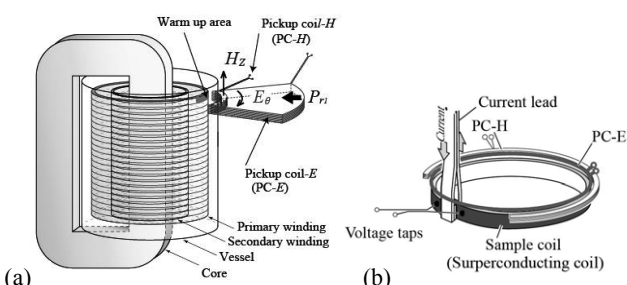


Fig. 1 Monitoring and diagnosing system (a) Example of the system for HTS transformer, (b) Experimental set up for 1 turn sample coil

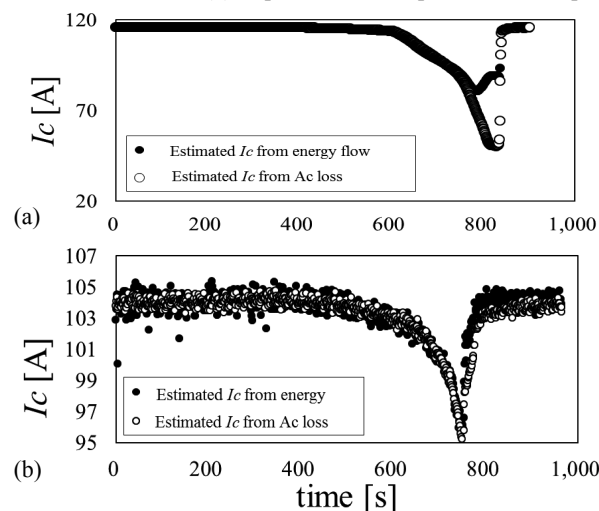


Fig. 2 Estimated Critical Current of 1 turn sample coils wound with (a) Bi-2223 and multifilamentary tape (b) YBCO tape

参考文献

- H. Hiwataishi, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 86 (2012) p. 132.
- K. Sakemoto, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 92 (2015) p. 178.

分割型高温超伝導マグネットの機械的接合部への熱処理の適用検討

Examination of applying heat treatment to mechanical joint section of a segmented high-temperature superconducting magnet

伊藤 悟, 西尾 樹, 橋爪 秀利(東北大学)

ITO Satoshi, NISHIO Tatsuki, HASHIZUME Hidetoshi (Tohoku Univ.)

E-mail: satoshi.ito@qse.tohoku.ac.jp

1. はじめに

発表者らは核融合炉のマグネットを分割し、機械的接合法によって組み立てる分割型高温超伝導マグネットを提案している[1]。これまで REBCO 線材のインジウム挿入機械的ラップジョイントにおいて接合サンプル製作時に 100 °C 程度の熱処理を行うことで、接合抵抗が安定的に低下すること[2,3]が確認されており、本発表では、この手法を積層導体に適用した場合に、導体内における層数・列数が接合抵抗に与える影響を実験的に評価し、大型導体に適用した場合の接合抵抗予測を行った結果を報告する。

2. 実験方法

本研究では、10 mm 幅の銅安定化層付 GdBCO 線材(フジクラ:FYSC-SC10)を用いて、Fig. 1 に示すようなインジウム挿入ブリッジ式機械的ラップジョイントを製作した。接合サンプルとしては層数を 1, 列数を 1, 2, 3, 5 としたもの、列数を 1, 層数を 1, 2, 3, 5, 13 としたものをそれぞれ準備した。なお、1 枚の線材同士の接合長は全ての層・列で 10 mm としている。接合部製作の際には、接合面に接触圧力 100 MPa を加えながら、90 °C で 10 分間熱処理を行った。接合サンプルは、液体窒素で冷却し、自己磁場条件下で各層・各列の接合抵抗を個別に評価した。

3. 結果と考察

Fig. 2 に各サンプルで得られた接合抵抗率(接合抵抗と接合面積の積)を示す。(a)は接合抵抗率の層数依存性(列数は 1 に固定)、(b)は列数依存性(層数は 1 に固定)であり、シンボルは各層・各列の接合抵抗率の平均値、エラーバーは最大値、最小値である(なお、複数サンプル製作した層・列条件のものについては、さらに全サンプルの平均、最大値、最小値を示している)。Fig. 2 が示すように、層数、列数の増加にともない、接合抵抗率は上昇した。これは多層多列化にともない、各線材の厚さの差が原因となって、接触圧力の不均一性が顕著になること、それに伴って接合部のインジウムの厚さが各線材ごとに異なることが原因である。

Fig. 3 に過去の研究で製作したインジウム挿入機械的ラップジョイント[4-6]も含めて接合抵抗率の温度依存性を示す(凡例の L は層数, R は列数, (L)はラップジョイント, (B)はブリッジ式ラップジョイント, +H は熱処理有を表す)。1 層 1 列の機械的ラップジョイントの体系に比べると、層数、列数の増加にともない接合抵抗率は上昇するが、熱処理を行わずに製作した接合サンプルと比べると、熱処理を加えて製作することで、接合抵抗率を大きく低減できていることがわかる。最後に、過去の研究で製作した 100 kA 級導体(14 層 3 列)[4]に、熱処理を適用し、20 K, 12 T で通電試験を実施した場合に、どの程度の接合抵抗率を達成できるかを予測する。熱処理を適用せずに製作した 100 kA 級導体で達成した接合抵抗率は 10 pΩm² (4.2 K, 0.45 T, 100 kA)である。熱処理を適用した場合、層数、列数の増加にともない接合抵抗率の増加は Fig. 2 のグラフの傾きから求められると仮定した。さらに、熱処理を適用して製作した 1 層 1 列の機械的ラップジョイントの接合抵抗率の温度・磁場依存性[6]を用いて、当該条件の接合抵抗率を求めると 4.3~5.3 pΩm² となった。これは、過去の実

績から予想した値の 1/3 程度であり、加熱処理の適用により、大型導体においても接合抵抗を安定的に低減できることが期待される。

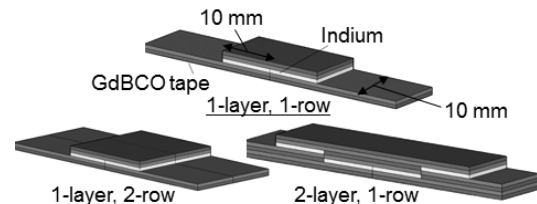


Fig. 1 Bridge-type mechanical lap joint with indium foils inserted between its joint surfaces.

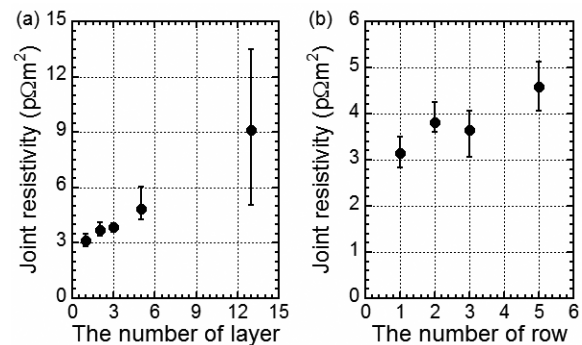


Fig. 2 Joint resistivity as functions of a) the number of layer (1-row), b) the number of row (1-layer).

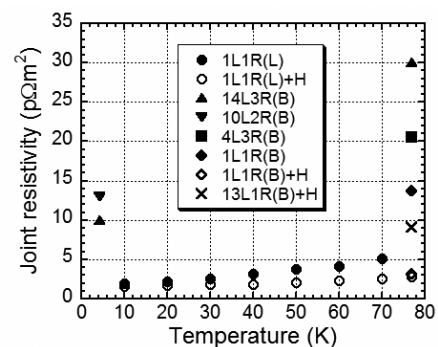


Fig. 3 Comparison of joint resistivity for multi-layer and -row joint samples.

参考文献

- H. Hashizume et al.: J. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol. 5 (2002) pp. 532-536
- T. Nishio et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 26 (2016) Art. ID 4800505
- T. Nishio et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 27 (2017) Art. ID 4603305
- S. Ito et al.: Plasma Fusion Res., Vol. 9 (2014) Art. ID 3405086
- S. Ito et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 26 (2016) Art. ID 4201510
- T. Nishio et al.: 33rd Annual Meeting of The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, Sendai, Japan, Nov. 29th - Dec. 2nd (2016) 30aP70

液体窒素冷却された高温超電導回転子の定常熱伝導特性に関する検討

Study on Steady-state Thermal Conducting Characteristics of Liquid Nitrogen Cooled High Temperature Superconducting Rotor

西野 竜平, 中村 武恒, 小笠 卓郎 (京大); 大橋 義正 (アイシン精機)

NISHINO Ryohei, NAKAMURA Taketsune, OGASA Takuro (Kyoto Univ.); OHASHI Yoshimasa (Aisin Seiki)

E-mail: nishino.ryohei.7x@kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

我々の研究グループでは、輸送機器応用を目指した高温超電導誘導同期モータ(High Temperature Superconducting Induction/Synchronous Motor: HTS-ISM)の研究開発を行っている[1]。本研究開発では HTS-ISM の車載を目指している。この目標を達成するために、HTS-ISM を低温状態に保つクライオスタット(Fig. 1)を含めたシステムの小型・軽量化が必須であることは周知の通りである。そこで、本研究では、HTS-ISM における冷却構造の最適化設計技術開発の一環として、液体窒素冷却された高温超電導回転子の定常状態における軸方向(軸シール部)の温度分布を実験的・解析的に検討したので、報告する。

2. 実験的検討

定常状態を仮定するために HTS-ISM に液体窒素を充填完了後、平均して約4時間状態を保持した。また、同じ測定を3回実施し、再現性を確認した。軸シール部の温度測定点は Fig. 2 に示した6点である。温度計測に使用したセンサは銅-コンスタンタンで構成される熱電対 Type T である。測定結果(平均値)は Table 1 である。

3. 解析的検討

本研究では、定常状態における回転子シャフトからの熱侵入に焦点を当てているため、回転機本体は停止状態であり発熱はなく、一様に液体窒素温度を保持していると想定している。また、上述の通り、状態の保持時間の長さを考慮して、回転子シャフトは雰囲気温度と熱平衡に達し、断熱状態を仮定することができる。このとき、温度分布は次式で表される。

$$\nabla^2 T = 0 \quad (1)$$

ここで、 T は温度である。本検討では、測定結果を用いてフランス電力公社 (Electricite de France: EDF) が供給している有限要素法のコードにより、軸シール部の温度分布を3次的に確認した (Fig. 3)。

4. 結果と考察

本検討において、測定結果および解析結果から、回転子シャフトは3次的に変化する構造であるにも関わらず、その温度分布は1次的であることが確認できた。このことは定常状態における回転子シャフトの温度分布は1次的な計測および、解析であっても予測可能であることを示唆している。

謝辞

本研究は、国立研究開発法人科学技術振興機構(JST)のプロジェクト“H24 年度戦略的創造研究推進事業先端的低炭素化技術開発 (ALCA)”「低炭素社会を支える輸送機器用超電導回転機システム」の一環として実施されたものである。

参考文献

- 1) T. Nakamura, et al.: “Tremendous enhancement of torque density in HTS induction/synchronous machine

for transportation equipments,” IEEE Trans. Appl. Supercond., 25(3) (2015) 5202304

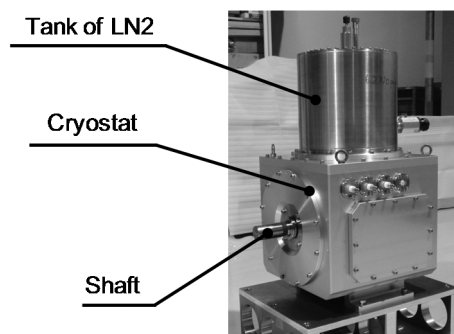


Fig. 1 Rotor and shaft of HTS-ISM

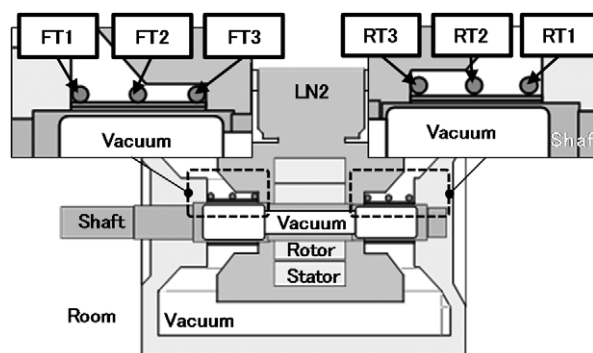


Fig. 2 Cross section of HTS-ISM and Measurement point

Table 1 Measurement of temperature distribution

Measurement	Unit	Thermocouple					
		FT1	FT2	FT3	RT3	RT2	RT1
Point	mm	216	253	289	466	501	536
Temperature	K	229	157	96	105	153	218

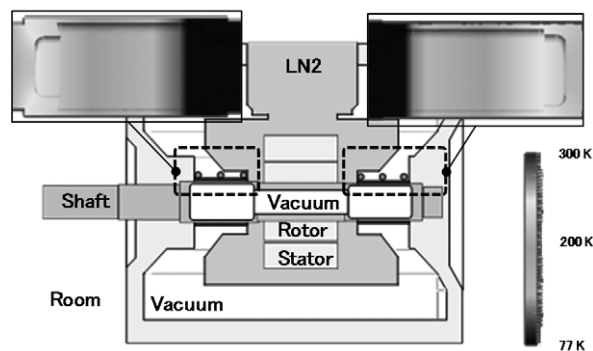


Fig. 3 Temperature distribution of shaft sealing

REBCO 線材を用いた全超伝導同期電動機の特性に及ぼす 電機子巻線形状とヨーク配置の影響

Influences of Armature Winding Shape and Yoke Arrangements on The Characteristics of Fully Superconducting Synchronous Motors using REBCO Tapes

東 優樹, 井上 恭佑, 川越 明史(鹿児島大学); 岩熊 成卓(九州大学);
今野 雅行, 富岡 章, 長谷 吉二(富士電機); 和泉 輝郎(ISTEC)

Yuki Higashi, Kyosuke Inoue, Akifumi Kawagoe (Kagoshima University); Masataka Iwakuma (Kyushu University);
Masayuki Konno, Akira Tomioka (Fuji Electric Co.,Ltd.); Yoshiji Hase (Fuji electronics); Teruo Izumi (AIST)

E-mail: k6998039@kadai.jp

1. はじめに

現在、電機子巻線・界磁子巻線ともに超伝導化した全超伝導同期電動機の開発が行われている[1]。効率を決定付けるのは、電機子巻線に使用する線材の幅広面に垂直に印加される変動磁界による交流損失である。そこで、ヨークを低温中に配置し、電機子巻線と可能な限り近付けることで、電機子巻線の交流損失を低減することが可能と考えられる。今回、EuBCO 線材を用いた 500kW 級全超伝導同期電動機について、ヨークを低温中に配置することが及ぼす電動機全体の損失への影響を数値解析によって評価した。運転温度は 65K とし、電機子巻線の形状を、ソレノイド巻とパンケーキ巻の二つの場合について評価した。

2. 解析方法

電気機器開発のためのシミュレーションソフトウェアである JMAG を用いて、有限要素法による解析を行った。交流損失は次のようにして求めた。数値解析により各要素に印加される磁界を算出し、各要素の単位体積当たりの損失 w_i を求める。その後、各要素の損失 w_i を体積積分することにより、交流損失を計算した。各要素の単位体積当たりの損失 w_i は、Brandt の式を用いて求めた。なお、ヨークで発生する鉄損は温度によって変化しないと仮定した。

3. 解析モデルと解析条件

Fig. 1(a)に今回使用した解析モデルの 1/4 サイズを示す。また、電機子巻線の断面形状を (b)と(c)に示す。それぞれソレノイド電機子巻線とパンケーキ電機子巻線である。それぞれのモデルは、真空断熱層がヨークの内側にある場合の Case RT(Room Temperature)とヨークの外側にある場合の Case 65K の二つ場合について解析した。また、ギャップ磁束密度 B_g を 1.5T、2.0T の 2 条件で解析を行った。すべての条件における Case RT と Case 65K において、出力が 500kW となるように電機子起磁力をそれぞれ設定した。

4. 解析結果

各条件における交流損失と鉄損の解析結果を Fig. 2 に示す。(a)はソレノイド電機子の場合、(b)はパンケーキ電機子の場合である。棒グラフに示している色の濃さは、電機子巻線で発生する交流損失、交流損失を冷却するための冷凍電力、ヨークで発生する鉄損、そして鉄損を冷却する冷凍電力を示している。電機子巻線形状、ギャップ磁束密度 B_g によらず、ヨークを低温中に配置することによって、電機子巻線で発生する交流損失が大幅に低減されていることが分かる。冷却パネルにより、実質的なヨークの鉄損は増加するものの、合計の損失は Case 65K の方が半分以下まで小さくなっている。これらのグラフから明らかのように、ヨークの低温配置による損失低減効果を得るためには、ヨークの鉄損が交流損失よりも十分に小さいことが必要である。また今回の解析では、ヨークを低温に配置することによる損失低減率に、電機子巻線の形状による差はほとんどない。

5. まとめ

500kW級全超伝導電動機的设计例に対して、ヨークの低温配置の効果を調べた。今回の条件では、ヨークの低温配置によって合計損失は低減した。これは、交流損失に比べて鉄損の割合が十分に小さい場合に得られる効果である。現在の REBCO線材の特性の場合、電動機の損失を決定づけるのが交流損失という状況であるため、ヨークを低温中に配置することは選択肢の一つになると考えられる。

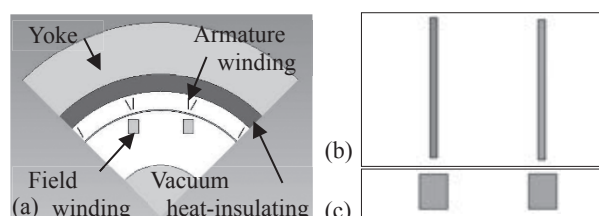


Fig.1 Analysis model and armature winding shape, (a) 1/4 FEM Analysis model, (b) Solenoid winding, (c) Pancake winding

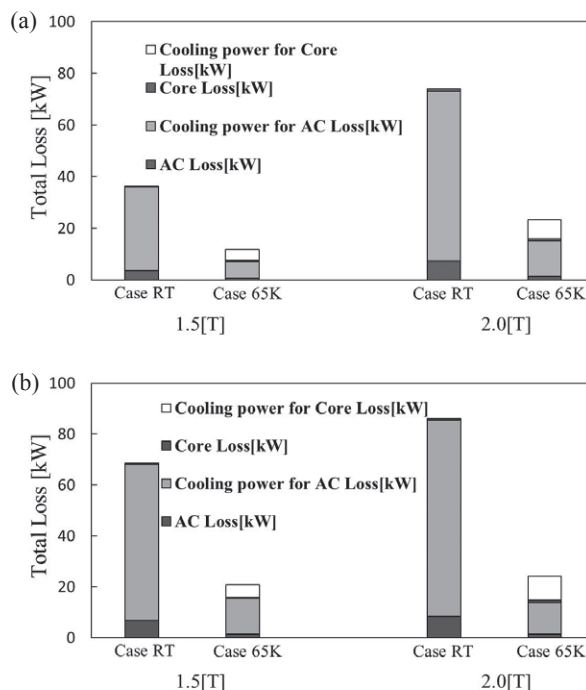


Fig.2 The AC Loss and the Core Loss in each gap magnetic flux, (a) Solenoid winding, (b)Pancake winding

参考文献

1. K. Tamura, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 26, No. 4 (2016) 5206905
2. M. Iwakuma, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 24, No. 3 (2012) 5201204

大荷重対応高温超電導磁気軸受の開発 —断熱荷重支持材—

SMB supports superior in insulation characteristics and strength

宮崎佳樹, 山下知久, 水野克俊(鉄道総研); 松井義, 土肥哲也(松井鋼材);
浅野幸雄, 風間竜也(三星工業); 中尾健吾, 坂本久樹(古河電工)
MIYAZAKI Yoshiki, YAMASHITA Tomohisa, MIZUNO Katsutoshi (RTRI);
MATSUI Yoshi, DOHI Tetsuya (Matsuikozai Co., Ltd.);
ASANO Yukio, KAZAMA Tatsuya (MITSUBOSHI);
NAKAO Kengo, SAKAMOTO Hisaki (Furukawa Electric Co., Ltd.)
E-mail: miyazaki.yoshiki.23@rtri.or.jp

1. はじめに

我々は RE コイルと RE 系バルク体を組み合わせた非接触かつ大荷重の超電導磁気軸受(SMB)を提唱しており、山梨県甲府市にある米倉山太陽光発電実証サイトのフライホイール蓄電装置では 4 ton のロータの安定浮上を実証した[1, 2]。また、SMB 単体での試験では設計値の 98 kN の浮上力を確認している[3]。蓄電容量の向上に向け、大荷重対応の SMB の開発を進めている。大荷重に対応するには SMB を支持する断熱荷重支持材についても高強度化を図る必要がある。本発表では次期 SMB の製作に向けて、大荷重対応断熱荷重支持材を試作し、引張試験を行ったので報告する。

2. SMB と断熱荷重支持材

98 kN 超の大荷重に対応するためには SMB 設計の一部として断熱荷重支持材の検討も重要となる。Fig. 1 に SMB の構成を示す。フライホイールロータは高温超電導コイルと高温超電導バルクにより非接触で浮上するが、その反力は 4 組の断熱荷重支持材を通して外槽容器で支持する構造となっている。SMB は常温部との断熱を維持しながら、同時にフライホイールの荷重を支持する必要がある。そこで高い断熱性と強度を有する AFRP ロッドを SMB の断熱荷重支持材として採用している。断熱荷重支持材の目標仕様を最大荷重 98 kN / 組とし、ロッドの太径化プロセスの見直し、AFRP ロッドの固定フランジの改良などを行った。

3. 引張試験結果

断熱荷重支持材は SMB ステータコイルを吊り上げ支持する構成となっている。そこで Fig. 2 に示すような断熱荷重支持材の引張試験を実施した。当初引張荷重が増加すると AFRP ロッドと固定フランジ間ですべりが生じ荷重抜けなどが発生したため、固定方法などを見直した。Fig. 3 に示す引張試験結果から、100 kN までほぼ弾性変形を示していることがわかる。これにより改良した断熱荷重支持材にて引張強度 98 kN 超が可能であることを実験的に検証できた。

4. まとめ

次期 SMB の製作に向けて、大荷重対応断熱荷重支持材について検討を行った。AFRP の太径化プロセスの見直し、AFRP ロッドの固定フランジの改良などにより、最大荷重 98 kN / 組にも対応可能な断熱荷重支持材を開発することができた。

参考文献

- [1] T. Yamashita, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) p. 127.
- [2] K. Nakao, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) p. 128.
- [3] S. Mukoyama, et al.: Abstract of 29th International Superconductivity Symposium (2016) p. 116.

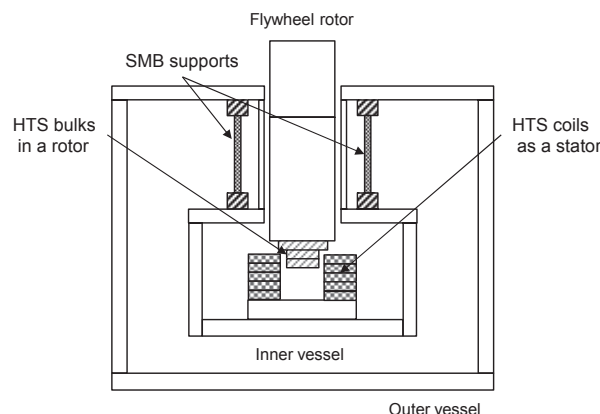


Fig. 1 Schematic of experimental set up for SMB

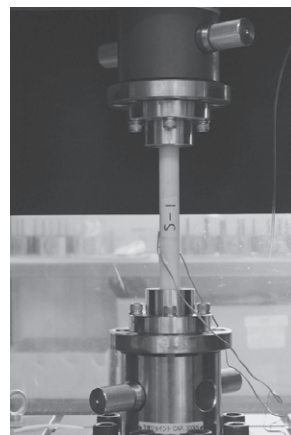


Fig. 2 Photograph of Tensile load-strain test for SMB support

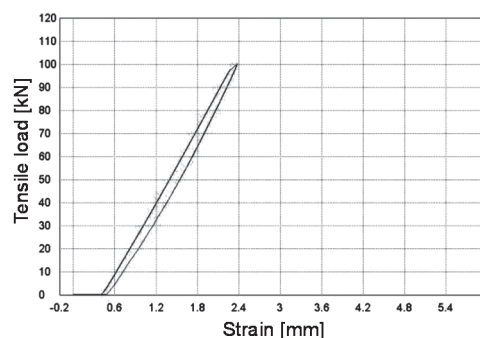


Fig. 3 Tensile load-strain curve of SMB support

大荷重対応高温超電導磁気軸受の開発 ～冷却と低発熱化が両立可能な新しいコイル構造～

Enhance a maximum load of High Temperature Superconducting Magnetic Bearing
～ New type coil structure can balance low heat with cooling～

水野 克俊, 山下 知久, 宮崎 佳樹(鉄道総研); 坂本 久樹, 中尾 健吾(古河電工); 松井 義, 土肥 哲也(松井鋼材)
MIZUNO Katsutoshi, YAMASHITA Tomohisa, MIYAZAKI Yoshiki (RTRI);
SAKAMOTO Hisaki, NKAO Kengo (Furukawa Electric); MATSUI Yoshi, DOHI Tetsuya (Matsuiokozai Corp)
E-mail: mizuno.katsutoshi.14@rtri.or.jp

1. はじめに

我々は RE コイルと RE パルク体を組み合わせた非接触かつ大荷重の超電導磁気軸受(SMB)を提唱しており, 山梨県甲府市にある米倉山太陽光発電実証サイトのフライホイール蓄電装置では 4 ton のロータの安定浮上を実証した[1, 2]。また, SMB 単体での試験では設計値の 98 kN の浮上力を確認している[3]。蓄電容量の向上に向け, 大荷重対応の SMB の開発を進めており, さらなる大荷重に対応するには RE コイルの電流密度を向上させつつも, 高強度かつ熱伝導に優れた構造が求められる。本発表では次期 SMB の製作に向けて, 小型検証コイルの通電状態での荷重試験を実施したのでその結果を報告する。

2. SMB 用 RE コイル構成

SMB 用の RE コイルはダブルパンケーキコイル(DP コイル)を 5 段重ねた構成となっており, 各 DP コイルの間には伝熱板が挟まれている。パルクの回転に伴う渦電流発熱を考慮して, 伝熱板には「銅すだれ」を樹脂で硬化させた板を用いている。DP コイルは GFRP に覆われているため, 伝熱経路は RE 線材-GFRP-伝熱板となっており, 各面の接触は圧縮荷重によって担保されている(Fig. 1a)。

より安定した冷却を得るには GFRP のような熱絶縁層を介さず, 伝熱板と RE 線材を直接固着させることが望ましい。また DP コイル間のギャップが縮小されることによって磁場勾配が大きくなるため, 浮上力の増加も期待される。そこで, 小型検証コイルでは, 上下面の GFRP 板を銅すだれの伝熱板に置き換え, RE 線材と伝熱板は熱可塑性樹脂で固着する構造とした(Fig. 1b)。また, RE 線材の変形や移動を防ぐため, コイル内の GFRP 板にも熱可塑性樹脂を施工している。Fig. 2 に示す小型検証コイルの仕様は内径 60 mm, 外形 96 mm, ターン数 124×2 となっており, RE 線材には SuperPower 社製 SCS 6050-AP を用いている。

3. 小型検証コイル検証試験

製作した小型検証コイルについて, 液体窒素中での臨界電流測定を実施した。製造過程での劣化等がないことを確認するため, 熱可塑性樹脂の融着前後で通電を行い, 異常がないことを確認した後, 圧縮試験機(Fig. 3)による荷重試験を実施した。圧縮試験はコイルに通電した状態で実施し, コイル両端電圧の変化を測定した。非圧縮時にコイル電圧が 0.1 mV の状態から開始し, 圧縮荷重による臨界電流の変化や構造部材の損傷の有無を評価した。試験結果の詳細については当日報告する。

参考文献

- [1] T. Yamashita, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) p. 127.
- [2] K. Nakao, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) p. 128.
- [3] S. Mukoyama, et al.: Abstract of 29th International Superconductivity Symposium (2016) p. 116.

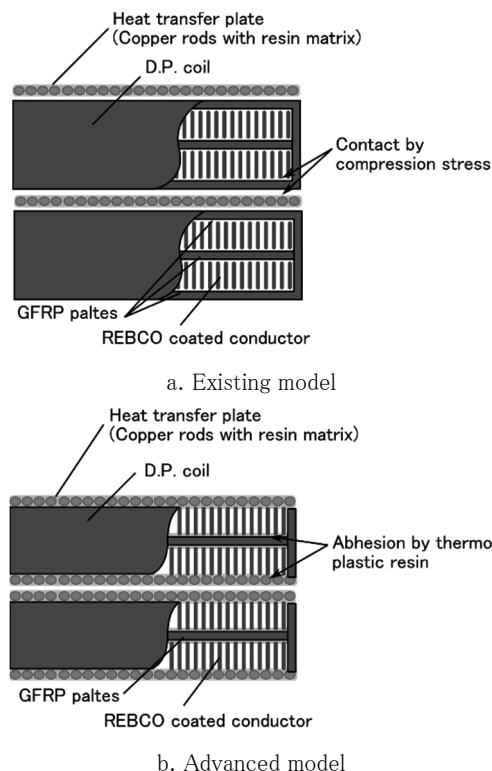


Fig. 1 Cross sectional view of the RE coils for SMB.

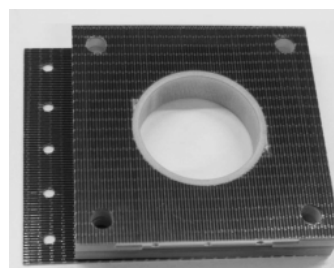


Fig. 2 D. P. coil for the verification of the new structure.



Fig. 3 Compression tester.

偏光変調器に用いる超電導磁気軸受の電磁的特性解析

Numerical Analysis of Electromagnetic Characteristics of Superconducting Magnetic Bearings for a Polarization Modulator

下村 俊貴, 寺地 祐介, 寺尾 悠, 大崎 博之(東大); 桜井 雄基, 松村 知岳, 片山 伸彦, 菅井 肇(Kavli IPMU);
今田 大皓, 山本 亮, 宇都宮 真, 片埜 宏一(JAXA/ISAS)

SHIMOMURA Toshiki, TERACHI Yusuke, TERAU Yutaka, OHSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo);
SAKURAI Yuki, MATSUMURA Tomotake, KATAYAMA Nobuhiko, SUGAI Hajime (Kavli IPMU);
IMADA Hiroaki, YAMAMOTO Ryo, UTSUNOMIYA Shin, KATAZA Hirokazu (JAXA/ISAS)

E-mail: shimomura@ohsaki.k.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

計画中の宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星 LiteBIRD に搭載する観測機器の一つに偏光変調器があり、動作温度 10 K 以下において半波長板の連続回転が想定されている。低温環境下で発熱を抑えながら連続回転を実現するために超電導磁気軸受(SMB)を用いることが検討されている。本研究では、そのバネ特性、損失特性について解析結果を示し、どのような構成の SMB が偏光変調器として適しているかについて議論する。

2. バネ特性解析の設定

観測の精度を確保するため、半波長板のズレを抑える必要がある。SMB をバネとみなし、軸方向の荷重に対する剛性をバネ定数で評価する。要求値は 10^6 N/m である。

SMB に用いる永久磁石の断面として Fig. 1 のように両側を鉄ヨークで挟んだ構造を想定した。永久磁石の断面は 16 mm の正方形に固定し、鉄ヨークの幅 $w = 1, 2, 3, 4$ (mm) と高さ $h = 16, 17, 18, 20$ (mm) を変えて解析した。永久磁石の初期浮上ギャップ g は 5 mm とし、その状態から $\Delta g = -0.5$ (mm) 変位させたときの電磁力からバネ定数 k を算出した。

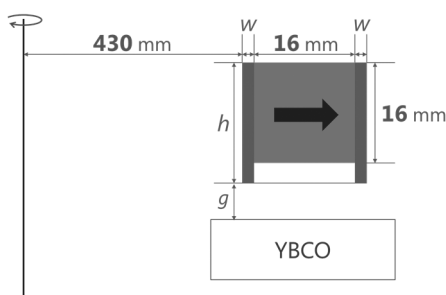


Fig. 1 Cross-sectional schematic of an SMB rotor magnet and yoke.

3. バネ特性解析の結果

Fig. 2 に静的バネ特性解析の結果を示す。

どの w の値でも、ヨーク高さ h が小さいほどバネ定数が大きいことがわかる。これはギャップ g を 5 mm で固定しているため、 h が小さくなるとその分永久磁石とバルク超電導体が近づき、電磁力が強くなるためである。 h を固定した場合、 $h = 16, 17, 18$ (mm) のいずれでも $w = 2$ (mm) のときに k が極大になった。これはヨーク幅が 2 mm 程度まではヨーク内で磁束が飽和しているため、ヨーク幅を増やすことでバルク位置での磁束密度が大きくなるが、幅がそれ以上になるとヨーク内の磁束飽和がなくなり、バルク位置での磁束密度の増大につながらなくなるからであると考えられる。

解析した中では $h = 16$ (mm), $w = 2$ (mm) の構成でバネ定数が最大になるが、 ΔB による回転損失も検討し、総合的に評価する必要がある。

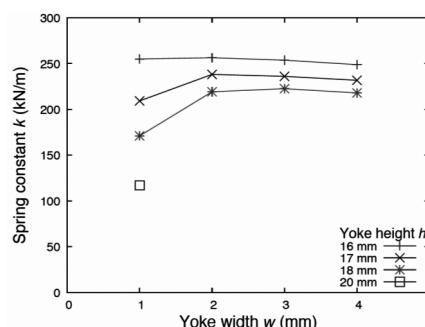


Fig. 2 Static spring constant as a function of yoke height and width.

4. 周方向磁界の非一様性解析の設定

SMB に用いるリング型永久磁石は大型のため、分割した磁石を並べて用いる。磁石間に隙間ができることと、磁化特性に個体差があることにより、周方向の磁界は不均一である。そのためバルク超電導体にヒステリシス損失が、金属構造体に渦電流損失が生じる。衛星の冷凍能力に限りがあるため、損失による発熱を解析で把握する必要がある。

Fig. 3 のように、軸方向に着磁した 8 分割リングを上下 2 層にずらして配置したもの(上)と、平行に着磁した 16 分割リング(下)が作る磁界の非一様性 $\Delta B/B$ を解析した。

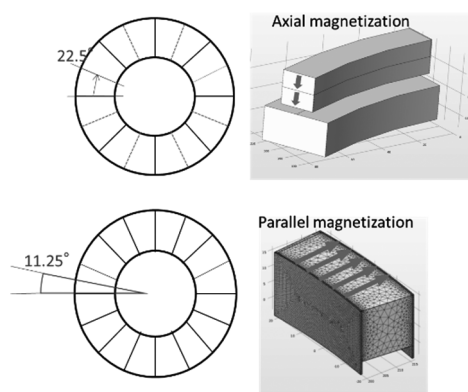


Fig. 3 Schematic of magnetic field inhomogeneity analysis.

5. 周方向磁界の非一様性解析の結果

軸方向着磁(8 分割, 上下 2 層)では $\Delta B/B$ は 10%程度で、平行着磁(16 分割)ではヨーク高さ 18 mm, 幅 3 mm の条件で $\Delta B/B < 1\%$ を達成した。

6. まとめと今後の予定

本研究では LiteBIRD に用いる偏光変調器の SMB の静的バネ定数と、回転損失に関わる変数である磁場の非一様性を解析した。今後はバルク超電導体部分に超電導特性を適用した解析を行い、より現実に即した特性を把握するとともに、性能向上を目指す。

ソレノイドコイルに巻いた2本超伝導転位並列導体の付加的交流損失特性 (1)

Additional AC loss properties of superconducting two-strand parallel conductors wound into a solenoid coil (1)

沖 総一郎, 三浦 峻, 岩熊 成卓 (九大)
 OKI Soichiro, MIURA Shun, IWAKUMA Masataka (Kyushu-Univ.)
 E-mail: oki@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

我々は大電流容量化を目指す酸化物超伝導体の構成法として Fig. 1 に示すように素線を並列に並べ、巻き線途中で転位を施す方法を提案している。超伝導線材を用いて転位並列導体を構成すると転位並列導体化に伴う損失が発生する。この損失のことを付加的交流損失と呼んでいる。これまでの我々の研究では、1層ソレノイドコイルに均一な外部磁界が印加された場合を仮定してきた[1]。本研究では、転位並列導体をソレノイドコイル状に多層巻きにし、通電した際の自己磁場を考慮し、ソレノイドコイルの多層化に伴う付加的交流損失への影響について検討した。

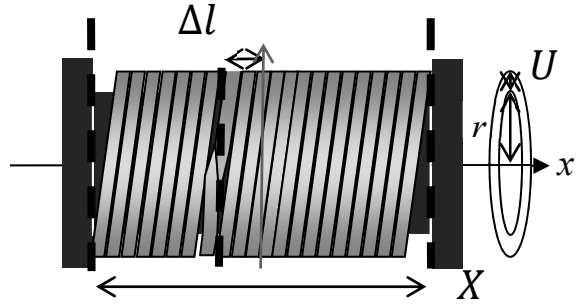


Fig.2 two-strand parallel conductor wound into a 1-layer solenoidal coil

2. 並列導体の付加的交流損失

Fig.2 は 2 本並列導体の転位位置を中央から Δl だけずらしたコイルの概略図である。転位の左右で鎖交磁束の差が生じ、それを打ち消すように遮蔽電流が発生する。遮蔽電流を導出する際に、n 値モデルによる素線抵抗 r を考慮すると、単位体積一周期当たりの付加的交流損失 W は次式となる。

$$W = \int_0^{2\pi/\omega} \frac{(4R+2r)I^2}{2uwL} dt$$

L: 导体長, R: 並列导体端部の接触抵抗
 r: 素線抵抗, X: 層あたりの导体長, U: コイル厚さ

3. 結果

転位並列導体をソレノイド状に巻き通電した際の自己磁場は Fig.3 のように想定した。Fig.4 は 1 層あたり 25 巻きの多層ソレノイドコイルにおいて転位位置が、各層で最適位置より 0.1X ずれた場合を想定したときの 1~64 層における付加的交流損失のコイル中心磁界振幅 B_m 依存性である。コイルの中心磁界振幅が大きくなるほど付加的交流損失は大きくなること、ソレノイドコイルの層数が増えること付加的交流損失が小さくなること分かった。

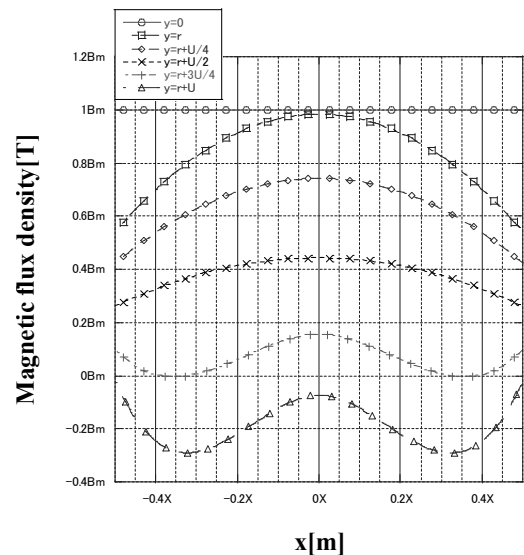


Fig.3 The property of self-magnetic field

参考文献

1. 槻木、他：第 91 回 2016 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 90 (2014)2P-p15

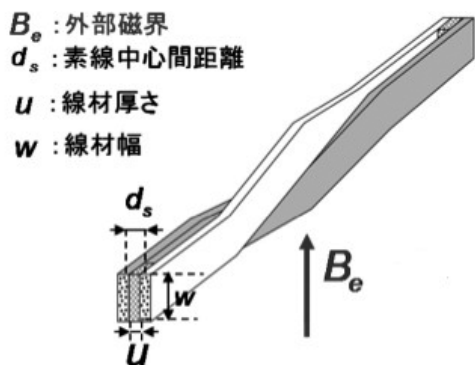


Fig.1 A transposed two-strand parallel conductor

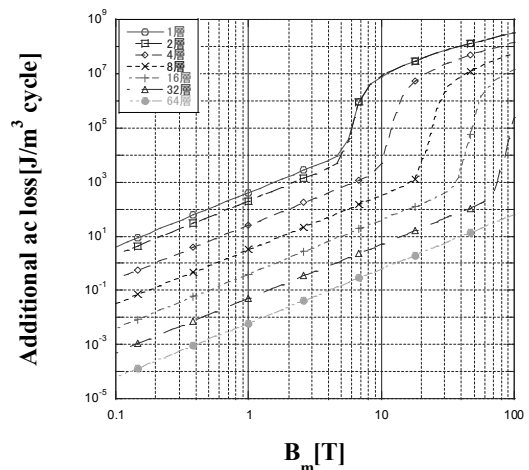


Fig.4 The property of the Additional loss

希土類系高温超電導コイル冷却時の過渡熱応力低減に適した コイル巻枠に関する研究

Coil structure affects transient thermal stress in cooling process of REBCO coil

吉田 悠人, 加藤 雅大, 宮城 大輔, 津田 理(東北大)

YOSHIDA Yuto, KATO Masahiro, MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto (Tohoku Univ.)

E-mail: yuto.yoshida.q7@dc.tohoku.ac.jp

1. はじめに

希土類系高温超電導線材は、高磁場中で高い電流密度を有しており、SMESなどのコイル応用に関する研究が盛んに行われている。しかし、希土類系高温超電導線材を使用したコイルをエポキシ含浸すると、10 MPa程度の劈開力により超電導層が剥離するなど、コイル特性が劣化することが報告されている^{[1][2]}。この原因としては、コイル冷却時の巻枠の熱収縮が考えられるが、この場合、巻枠の材料がコイルの特性劣化に影響を及ぼす可能性がある。そこで、本研究では、巻枠の材料として、従来のGFRPとは異なるSUSやCFRPを使用した場合において、線材内の超電導層に働く過渡熱応力を解析した。また、GFRPの物性値を、CFRPの値に置き換えて解析することにより、巻枠の物性値が、超電導層の劈開力に及ぼす影響について検討した。

2. 解析方法

室温の超電導コイルを、液体窒素を用いて浸漬冷却した場合の線材内に働く過渡熱応力を評価するために、JSOL社製の電磁界解析ソフトウェアJMAGを用いて3次元有限要素法に基づく過渡熱応力解析を行った。Fig.1に、本解析対象としたFujikura社製の希土類系線材(FYSC-SC05)とシングルパンケーキコイルの断面を示す。解析では、中間層-超電導層-保護層をまとめて超電導層(GdBCO)とした。また、巻枠は、SUSまたはCFRPの円筒とし、巻数を10ターン、巻線部の内半径を37 mm、外半径を39.07 mm、巻枠厚みを3 mm、巻枠高さを5 mmとした。

3. 解析結果

SUS製巻枠では、内側から2~6層目の超電導層端部において、冷却開始後10秒以内に2MPa程度の引張応力(正)が生じたが、その後は、すべての超電導層において圧縮応力(負)が生じた(Fig.2)。これに対して、CFRP製巻枠では、すべての超電導層において圧縮応力が生じた(Fig.3)。また、熱応力に関するGFRP製巻枠の物性値(ヤング率、熱伝導率、径方向熱膨張係数、軸方向熱膨張係数)のうち、軸方向熱膨張係数のみをGFRPの $25 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ からCFRPの $9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ に変更したところ、CFRP製巻枠の場合と同様の熱応力低減効果が得られた。なお、巻枠を用いない場合は、すべての超電導層において圧縮応力が生じることが確認された(Fig.4)。以上より、超電導層に働く劈開力は、巻枠の軸方向熱膨張係数に大きく依存し、巻枠をSUSやCFRPにすることにより、浸漬冷却時のコイルの特性劣化を抑制できることがわかった。

謝辞

本研究は、JSPS科研費(26289070)の助成を受けて実施したものである。

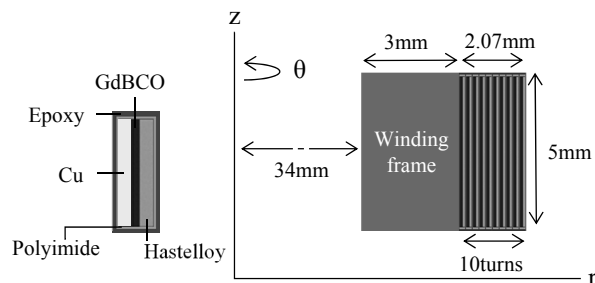


Fig.1 Cross-sectional drawings of REBCO tape and coil.

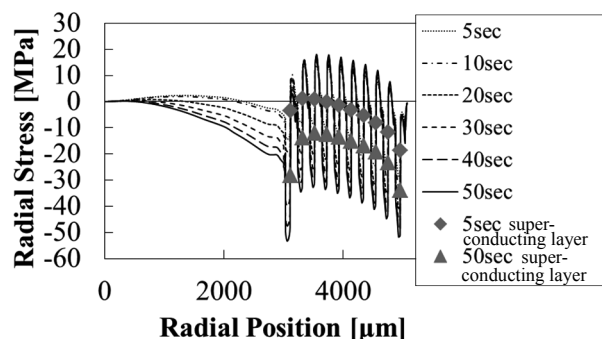


Fig.2 Temporal change of radial stress in the coil using SUS bobbin.

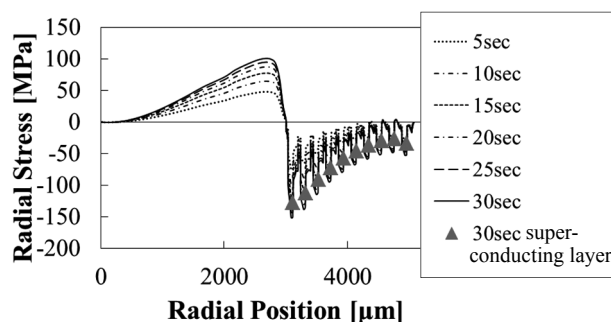


Fig.3 Temporal change of radial stress in the coil using CFRP bobbin.

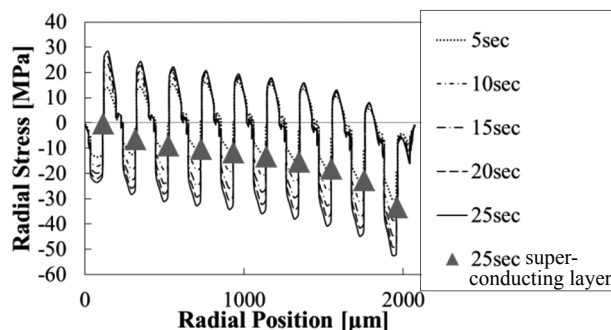


Fig.4 Temporal change of radial stress in the coil without bobbin.

参考文献

- [1] Y. Yanagisawa and H. Maeda: TEION KOGAKU (J. Cryo. Super. Soc. Jpn.) Vol.48 No.4 (2013) p151-156
- [2] T.Takematsu, et al.:PhysicaC,470,pp.674-677,(2010)

テープ線材を用いた超伝導コイルにおける遮蔽電流磁場の理論的評価

Theoretical evaluation of the screening-current-induced magnetic field in superconducting coils with tape wires

馬渡 康徳, 東 陽一 (産総研)

MAWATARI Yasunori, HIGASHI Yoichi (AIST)

E-mail: y.mawatari@aist.go.jp

1. はじめに

超伝導 REBCO テープ線材を用いてコイルを構成すると、テープ面に垂直な磁場に応答して誘起される遮蔽電流により、コイルにおける磁場が乱されることが問題となっている。その遮蔽電流磁場をシミュレーションにより予測するためには、幅と厚さのアスペクト比が極めて大きい超伝導層の構造、テープ線材を多層に巻いたコイル構造、強い非線形性をもつ超伝導非線形抵抗などを考慮して、電流・磁場分布を精密に解析する必要があり、高度な数値計算手法を要する[1]。

本研究では、ソレノイド状超伝導コイルにおける電流・磁場分布について理論解析を行い、テープ線材に流れる電流の不均一性により生じる局所的な磁化と遮蔽電流磁場の関係を示す簡潔な表式を導いた。遮蔽電流磁場を定量的に評価するのではなく、その大まかな数値や定性的振舞を把握することを目的として、種々の近似・仮定を用いた解析的評価を試みた。

2. ソレノイドコイルにおける磁場

幅 w 、厚さ d の超伝導テープ線材を多層に巻いて構成したソレノイドコイルについて考える。多層コイルを、 $z = z_k$ において z 軸の周りに半径 r_k で一巻きした同心円状の単層コイルの集合として近似する。この k 番目の単層コイルに流れる軸対称の電流密度 J_θ により生じるベクトルポテンシャル(θ 成分) A_k は、 z 軸付近 $r \ll r_k$ において次式で与えられる[2]。

$$A_k(r, z) \approx \frac{r_k^2 r}{4[r_k^2 + (z - z_k)^2]^{3/2}} \mu_0 I_t - \frac{3r_k^2 r (z - z_k)}{4[r_k^2 + (z - z_k)^2]^{5/2}} \mu_0 M_r(r_k, z_k) + \dots \quad (1)$$

ここで、 $w \ll r_k$ により多重極展開した。また、 I_t はテープ線材に流れる輸送電流、および M_r はテープ線材の単位長あたり磁気モーメント(r 成分)であり、それぞれ次式で定義される。

$$I_t = d \int_{-w/2}^{+w/2} J_\theta(r_k, z_k + z') dz', \quad (2)$$

$$M_r(r_k, z_k) = -d \int_{-w/2}^{+w/2} J_\theta(r_k, z_k + z') z' dz', \quad (3)$$

多層に巻かれたコイルに対するベクトルポテンシャルは、 (r_k, z_k) にある単層コイルの結果(1)式を k について和をとればよい。

$$A_\theta(r, z) = \sum_k A_k(r, z) \quad (4)$$

(1), (4)式より、磁場は $B_z = (1/r)\partial(rA_\theta)/\partial r$ および $B_r = -\partial A_\theta/\partial z$ より求められる。

(1)式右辺第一項は、与えられる輸送電流密度 I_t に比例してコイルの配置のみで決まるので、この項による磁場は容易に求められる。一方、(2)式右辺第二項は、テープ線材の磁気モーメント M_r に比例する「遮蔽電流」の効果を表しており、コイル磁場の空間的不均一性や時間的不安定性をもたらす。

3. 遮蔽電流による磁場の理論的評価

(1)式右辺第二項で与えられる遮蔽電流による磁場を求めるためには、多層に巻かれた超伝導テープ線材における電

流分布を精密に求める必要がある。高度なシミュレーションによる遮蔽電流磁場の定量的な評価は他に譲り[1]、ここでは、遮蔽電流磁場の大まかな数値や定性的振舞を簡便に把握することを目的として、種々の近似および仮定を用いた解析的評価を試みる。

内径 $2R_1$ 、外径 $2R_2$ 、および高さ H_1 のソレノイドコイルの中心 $(r, z) = (0, 0)$ における軸方向磁場 B_{z0} は、(1), (4)式より次のように求められる。

$$B_{z0} = B_{z1} + B_{z2}, \quad (5)$$

$$B_{z1} \approx \frac{\mu_0}{a_r a_z} \int_{R_1}^{R_2} dr_k \int_{-H_1/2}^{+H_1/2} dz_k \frac{r_k^2}{2(r_k^2 + z_k^2)^{3/2}} I_t, \quad (6)$$

$$B_{z2} \approx \frac{\mu_0}{a_r a_z} \int_{R_1}^{R_2} dr_k \int_{-H_1/2}^{+H_1/2} dz_k \frac{3r_k^2 z_k}{2(r_k^2 + z_k^2)^{5/2}} M_r(r_k, z_k) \quad (7)$$

ここで、コイル各層を示す指標 k に関する和を r_k および z_k に関する積分で近似しており、 a_r は r 方向のテープ線材積層周期、および a_z は z 方向のテープ線材配列周期である。(6)式で与えられる輸送電流 I_t に比例する項は $B_{z1} = \mu_0 I_t F_1$ の形に表され、 F_1 はコイル形状やテープ線材の配置によって決まる幾何学的因子である。

(7)式がいわゆる遮蔽電流磁場であり、これを求めるためにはコイル各層における M_r の値(コイルにおける M_r の分布)が必要である。ここでは、簡便な手法により B_{z2} の大きさの上限の大まかな数値を把握することを試みる。超伝導テープ線材の臨界電流密度 J_c が一定であるとすると、(3)式で定義される磁気モーメントの大きさの最大値は、 $|M_r| < J_c w^2 d/4$ で与えられる。 $+\theta$ 方向に流れる輸送電流がゼロから単調に増加するとき、コイル磁場の動径方向成分 B_r は、ほぼ、 $z > 0$ において $B_r > 0$ および $z < 0$ において $B_r < 0$ となるので、テープ線材の磁気モーメントの大きさが最大値をとると仮定すると、 $z > 0$ において $M_r = -J_c w^2 d/4$ および $z < 0$ において $M_r = +J_c w^2 d/4$ となる。この単純な M_r 分布の仮定のもとに(7)式を評価することにより、 $B_{z2} = -\mu_0 J_c w^2 d F_2$ の形にまとめられる。ここで、 F_2 はコイル形状やテープ線材の配置によって決まる幾何学的因子である。実際には M_r はこのような単純な分布となることはなく、また上記の解析では J_c の磁場依存性や磁場角度依存性等が考慮されていないが、遮蔽電流磁場の上限を大まかに評価することができると考えられる。こうして得られる遮蔽電流磁場 B_{z2} の数値や定性的振舞について、シミュレーションや実験と比較しながら報告する。

謝辞

有益な議論をして頂きました、古瀬充穂博士および柁川一弘准教授に感謝致します。また、本研究は NEDO プロジェクトの一環として行われました。

参考文献

- [1] H. Ueda *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **26**, 4701205 (2016).
- [2] K. Kajikawa *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **25**, 4300305 (2015).

9.4T 級ヒト全身用 MRI 用コイルにおける遮蔽電流による不整磁場の解析と評価

Numerical Evaluation of Irregular Magnetic Field by Screening-current in Coils for 9.4T-Class MRI

伊東 慶太, 石山 敦士(早大); 植田 浩史(岡山大); 野口 聡(北大); 宮崎 寛史, 戸坂 泰造, 野村 俊自, 来栖 努(東芝)
 ITO Keita, ISHIYAMA Atsushi (Waseda Univ.); UEDA Hiroshi (Okayama Univ.); NOGUUCHI So (Hokkaido Univ.);
 MIYAZAKI Hiroshi, TOSAKA Taizo, NOMURA Shunji, KURUSU Tsutomu (Toshiba)
 E-mail: keita-ito@ruri.waseda.jp

1. はじめに

我々は高磁場 MRI 用 REBCO 超電導磁石の開発を目指してきた[1]。REBCO 超電導コイルでは遮蔽電流による不整磁場(以下、遮蔽電流磁場)がコイル発生磁場の空間的均一性や時間的安定性を乱してしまう。そのため、遮蔽電流磁場を数値解析により正確に予測し、抑制・補正する手法が求められている。その手法として、我々はコイル配置や形状を変えることによる効果を調べている。本研究では設計段階で遮蔽電流磁場を抑制するために、設計したコイルシステムに対し遮蔽電流磁場の影響を計算・評価し、その情報を基に再設計を行うプロセスを適用している。今回はコイルシステム全体が生み出す遮蔽電流磁場と、各コイルが生み出す遮蔽電流磁場を評価したので報告する。

2. 解析対象と解析手法

設計モデルコイルは、DP コイルの積層構造を想定し、電流密度はパンケーキコイル内で一様と仮定した。また、制約条件として中心磁場 9.4T、内径 1m 以上、2~6 次の磁場不均一度を 400mmDSV において 50ppm 以下となるよう設定し、巻線使用線材量を最少として最適化設計を行った。そのコイル配置図を Fig. 1 に示す。そして、遮蔽電流磁場解析の定式化モデルを式(1)に示す。これはビオ・サバルの法則、ファラデーの電磁誘導の法則、オームの法則を基に立式した。式(1)の計算には有限要素法と高速多重極展開法を適用した 3次元電磁場解析を用いた。この定式化モデルは先行研究で妥当性が確認されている[2]。

$$\{\nabla \times \rho(\nabla T \times \mathbf{n})\} \cdot \mathbf{n} + \frac{\mu_0 d}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{(\nabla T' \times \mathbf{n}') \times \mathbf{R}}{R^3} \cdot \mathbf{n} dS' = -\frac{\partial \mathbf{B}_a}{\partial t} \cdot \mathbf{n} \quad (1)$$

3. 解析結果

遮蔽電流磁場がもたらす空間磁場不均一度への影響を評価するために、設計したモデルコイルの磁場不均一度を Ideal model と Screening-current model の 2 つのモデルで評価した。まず両モデルはともに DP コイルの積層構造で超電導層にのみ電流が流れると仮定し、後者の Screening-current model のみ遮蔽電流の影響を加味した。その結果、励磁完了直後の撮像空間における磁場不均一度は Fig. 2 のようになった。このうち磁場不均一度の結果が悪い 2 次の項に着目すると、Ideal model では -68.17ppm なのに対し Screening-current model では 278.6ppm と、遮蔽電流による不整磁場の影響が 346.7ppm に及ぶことが分かる。

また、結果の悪い 2 次の項において、遮蔽電流が与える不整磁場の影響を各コイルについて比較したものが Fig. 3 である。各コイルでの計算結果は、遮蔽電流が対象コイルのみに流れたと仮定した際の不整磁場から、すべてのコイルに遮蔽電流が流れなかった際の不整磁場を差し引くことで、遮蔽電流の影響のみを算出している。この結果から、コイル1に流れる遮蔽電流が、不整磁場発生に大きく影響していることが分かった。

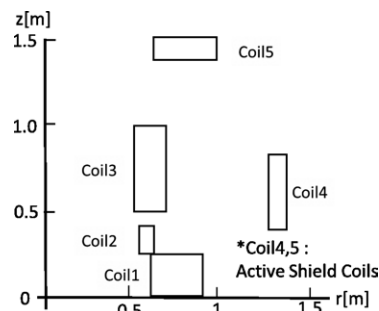


Fig. 1 Schematic of System

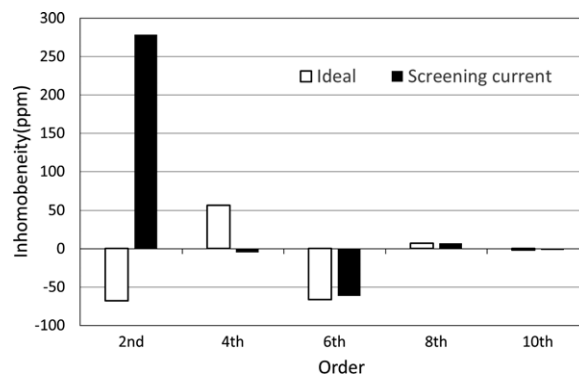


Fig. 2 Field Inhomogeneity for "Ideal model" and "Screening-current model"

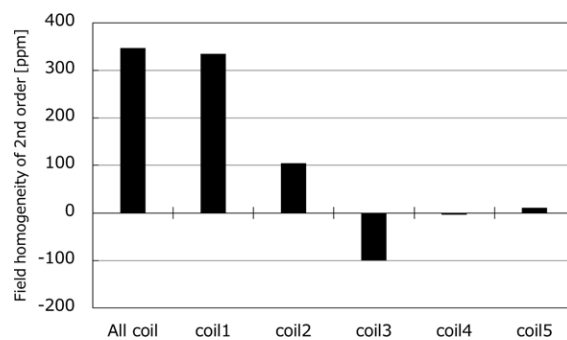


Fig. 3 Field Inhomogeneity of 2nd Order Caused by Screening-current Flowing in Each Coils

謝辞

本研究は、日本医療研究開発機構(AMED)の「未来医療を実現する医療機器・システム研究開発事業『高磁場コイルシステムの研究開発』」の成果を参考に実施したものである。

参考文献

1. T. Tosaka, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 92 (2015) 3B-a01
2. H. Ueda, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 26, no. 4, 4701205, June 2016.

通電特性及び自己磁場を考慮したダブルパンケーキコイルに巻いた REBCO 超伝導 3 本並列導体の電流分流特性の解析(1)

Analysis on the current sharing properties of the REBCO superconducting three parallel conductors wound into a double pancake coil in consideration of the I-V characteristics and self magnetic field(1)

佐川 慎太郎, 三浦 峻, 岩熊 成卓, 本田 正太郎, 吉田 幸市, 佐藤 誠樹(九大); 和泉 輝郎(産総研); 福本 祐介(鉄道総研); 富岡 章, 今野 雅行(富士電機)

SAGAWA Shintaro, MIURA Shun, IWAKUMA Masataka, HONDA Shotaro, YOSHIDA Koichi, SATO Seiki (Kyushu-Univ.); IZUMI Teruo (AIST); FUKUMOTO Yusuke (RTRI); TOMIOKA Akira, KONNO Masayuki (Fujielectric)

1. はじめに

超伝導線材を大型電力機器や超伝導マグネットに適用するためには、マグネット保護の観点から大電流容量化が必要である。我々はテープ形状の酸化銅超伝導線材を並列導体に構成する事を提案している。しかし、単にテープ線材を積層しただけでは素線間のインダクタンスバランスがとれず、偏流が発生し、交流損失が増大する。そこで、適切な位置で素線の位置を入れ替える転位を施すことにより、素線間のインダクタンスを均等化しなければならない。本研究では、REBa₂Cu₃O₇(REBCO)超伝導テープ線材で構成した転位並列導体について、各素線の通電特性及び臨界電流値の磁場依存性を考慮に入れ、3 本並列導体における素線間の電流分流について数値解析により考察した。

2. 数値解析

REBCO 線材に転位を施しながら並列導体を構成し、ダブルパンケーキコイル状に巻き、これを複数個積層した場合について考える。超伝導3本並列導体の各素線の自己インダクタンス及び相互インダクタンス、電流リードとの接触抵抗R_Nと、超伝導素線における磁束フロー抵抗R_{H_{TS}}を考慮に入れると等価回路は Fig.1 で表される。ここで、インダクタンスは各素線各ターンを一つの要素とし、各素線について合成した。全ターンについてこの等価回路の回路方程式は(1)式となり、これより各素線の電流分流比を求めた。その際、臨界電流値の磁場依存性及び角度依存性を考慮して解析を行った。

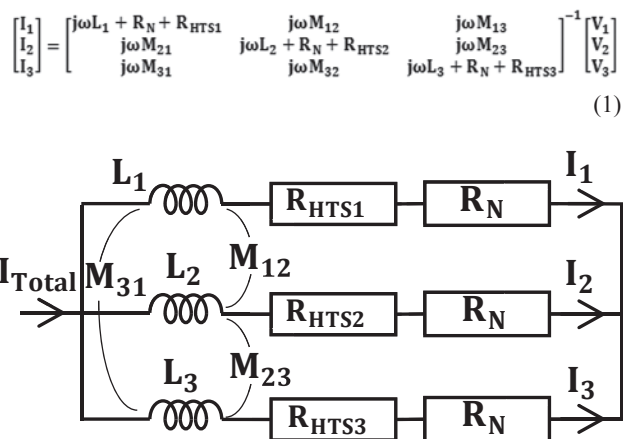


Fig. 1 Equivalent circuit of a 3-strand parallel conductor

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega L_1 + R_N + R_{HTS1} & j\omega M_{12} & j\omega M_{13} \\ j\omega M_{21} & j\omega L_2 + R_N + R_{HTS2} & j\omega M_{23} \\ j\omega M_{31} & j\omega M_{32} & j\omega L_3 + R_N + R_{HTS3} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} \quad (1)$$

3. 結果

磁場解析によって全電流が 180 A、コイル中心磁界が 0.5 T のときのコイルの各素線の各ターンに印加される自己磁場を磁場解析により求めた。n 値はすべて n = 20 とした。臨界電流値に素線 2 の外部磁場ゼロの時の臨界電流値 I_{c02} = 300 A を基準として 10% のばらつきがある (I_{c01} = 270 A, I_{c03} = 330 A) 時の素線間電流分流比の周波数依存性を Fig.2 に、30% のばらつきがある時のグラフを Fig.3 に示す。これらの結果より、低周波では自己磁場を考慮した臨界電流値のばらつきの影響で電流分流比にもばらつきが見られ、周波数が大きくなるにつれてインダクタンスが大きくなることで電流分流比が均流に近づいていくことが分かった。また、臨界電流値のばらつきの大きさが電流分流比のばらつきに影響を与えることが分かった。

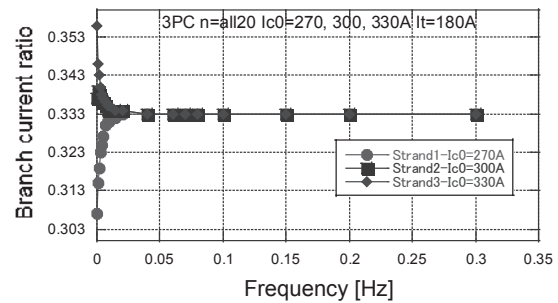


Fig. 2 Frequency dependence of branch current ratio (n = 20, I_{c0} = 270, 300, 330 A, I_t = 180 A)

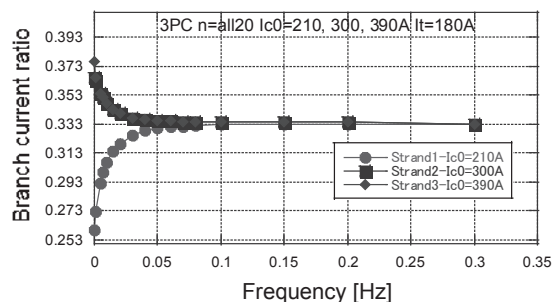


Fig. 3 Frequency dependence of branch current ratio (n = 20, I_{c0} = 210, 300, 390 A, I_t = 180 A)

4. まとめ

REBCO 超伝導線材を素線として並列導体を構成した時、適切な転位を施すことでインダクタンスのバランスを保てば、超伝導コイルにかかる自己磁場や接触抵抗、磁束フロー抵抗を考慮に入れた場合でもほぼ均流になることが明らかになった。さらに当日は、各周波数における電流分流比の n 値依存性についても発表する。

超電導線接続箇所を有する無絶縁 REBCO パンケーキコイルの熱的安定性評価

Evaluation on Thermal Stability of No-Insulation REBCO Coil with Some Joints

柿本 雄太, 鄭 齊一, 矢代 聡佳, 市川 哲理, 石山 敦士(早大);野口 聡(北大);渡部 智則, 長屋 重夫(中部電力)
 KAKIMOTO Yuta, ZHENG Qiyi, YASHIRO Satoka, ICHIKAWA Tetsuri, ISHIYAMA Atsushi (Waseda Univ.);
 NOGUUCHI So(Hokkaido Univ.); WATANABE Tomonori, NAGAYA Shigeo (Chubu Electric Power Co., Inc)
 E-mail:atsushi@waseda.jp

1. はじめに

高温超電導線材を用いた無絶縁コイル(NI コイル)は、局所的線材劣化発生時に電流が転移部を避けて隣接ターンに流れることでホットスポット発生を抑制することができるという特性を持っている。大規模な NI コイルの場合、複数の線材を巻線内で接続する必要があるが、NIコイルの局所的欠陥を回避する機能により、問題なく運転できるのではないかと考えられる。そこで、今回は複数の REBCO 線材を接続したパンケーキコイルの振る舞いについて、PEEC モデルを用いた電流分布解析と FEM に基づく熱解析を行ったので、その結果を報告する。

2. 解析方法

解析で用いたコイルの諸元を Table.1 に示す。解析は Fig.1 の PEEC モデルによる電流分布解析と FEM による熱解析を連成して行った(1)。今回は 3 本の超電導線を 2 か所、180 mm ラップ接続して作製したコイルを想定しており、解析では全長の 1/3, 2/3 の位置に接続抵抗を仮定して再現している。ここで、接続部の抵抗は $0.0132 \mu \Omega$ で、この値は予備実験により得られたものである。コイル熱容量は線材を銅安定化層と Hastelloy 基盤の合成熱容量として線材内の占有率をもとに算出し、熱計算は断熱条件で行った。通電電流は 5s でコイル臨界電流($I_c=55A$)を基準に負荷率 80%(44A)まで上げ、その後 60s 後まで一定とした。

3. 解析結果

コイルの解析結果を Fig.2 に示す。この図は通電開始から 60s 後のコイル内温度分布を表していて、超電導線を接続したと仮定しているコイル全長の 1/3, 2/3 の位置の 22 ターン目と 42 ターン目が少し発熱していることがわかる。しかし、右のパラメータを見ると、このときのコイル全体の最大温度は 77.01K と、コイルの初期温度からわずかに 0.01K しか上昇していない。

次に、コイル全体の転流による発熱量、22 ターン目、42 ターン目の接続部による発熱量、その他の発熱量、通電電流の時間変化を Fig.3 に示す。これを見ると、接続部の抵抗は $0.0132 \mu \Omega$ ととても小さいため、22 ターン目と 42 ターン目の接続部による発熱量はどちらもとても小さくなっていることがわかる。Table.1 から、接続部での層間接触電気抵抗は $18.8 \mu \Omega$ であり、接続部の抵抗よりはるかに大きい。よって、電流は接続部でほとんど転流を起こさずに流れていると考えられる。また、励磁中にコイル温度は 77.01K に達していて、励磁を止めてからの温度上昇はほとんどない。よって Fig.3 から、励磁中の転流による発熱が全体のうちのほとんどを占めているため、運転電流が定常状態になってからはほとんど発熱しないと考えられる。これらのことから、NIコイル内に接続部が存在しても通常どおり運転できる可能性があると思われる。

今後は大口径の場合や低温領域で高 I_c にした場合について解析を行っていく予定である。

参考文献

(1) T.Wang, S.Noguchi, et al., "Analysis on Transient Behaviors of No-insulation REBCO Pancake Coil during Over-Current and Sudden Discharging," IEEE Trans. Applied Supercond., vol. 25, no. 3, 2015

表 1 無絶縁 REBCO パンケーキコイルの諸元
 Table.1 Specification of No-Insulation REBCO pancake coil

	Overall width; thickness[mm]	4.02; 0.09
REBCO conductor	Copper stabilizer thickness[$\mu\text{m}/\text{side}$]	20
	$I_c @ 77K, \text{self-field}[A]$	> 115
	i.d ; o.d [m]	0.600;0.611
Coil	Height[mm]	4.02
	Turns	60
	$I_c @ 77K, \text{self-field}[A]$	55
	Inductance[mH]	0.417
	Connected length[mm]	180
	Resistance of connection parts[$\mu\Omega$]	0.0132
	Turn-to-turn Contact Resistance at a Joints[$\mu\Omega$]	18.8

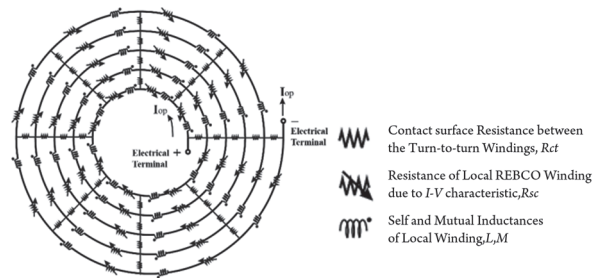


図 1 PEEC モデル
 Fig.1 Partial Equivalent Circuit Model

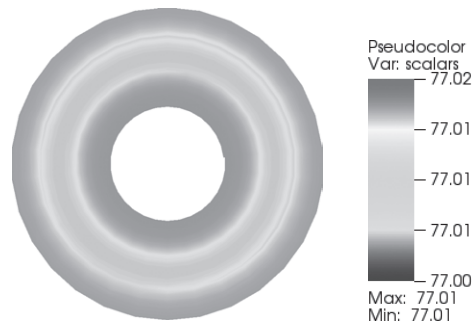


図 2 NI コイルの温度分布(t=60s)
 Fig.2 Temperature Distribution in NI Coil(t=60s)

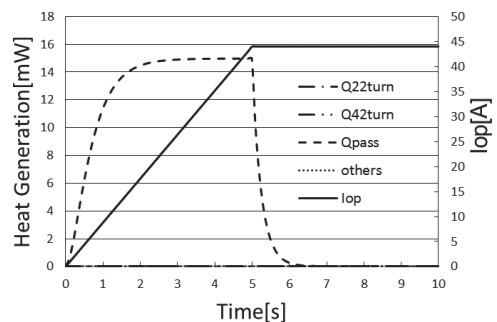


図 3 NI コイル内の発熱量の時間変化
 Fig.3 Time Change of Heat Generation in NI Coil