

RE123 溶融凝固バルクの組織、臨界電流特性における RE 混合効果

Effects of RE-mixing on microstructure and critical current properties of RE123 melt-solidified bulks

瀬戸山 結衣, 山本 修, 下山 淳一, 山本 明保, 荻野 拓, 岸尾 光二 (東大院工)

SETOYAMA Yui, YAMAKI Shu, SHIMOYAMA Jun-ichi, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku,

and KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo)

E-mail : 6071721904@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. 緒言

REBa₂Cu₃O_y(RE123)溶融凝固バルクの臨界電流密度 J_c の改善にはピンニングセンターの分布の制御が必要である。RE₂BaCuO₅(RE211)相粒子は 123 相との界面がピンニングセンターとして働くため、その微細化と一様な分散が、また、(Nd,Eu,Sm)123 溶融凝固バルク [1] に代表されるような RE 元素の混合が J_c 改善に有効であることが知られている。しかし RE 混合の効果は再現性にやや乏しく、起源は十分に理解されていない。本研究では初期の原料化合物比が RE123 : RE211 = 7 : 3 であるバルクを、123 相原料の RE を Dy (123 相の包晶温度 $T_p = 1010^\circ\text{C}$) や Y (1000°C) に固定し、211 相原料の RE を Gd (1030°C), Y, Ho (990°C), Er (980°C) に変え作製を試みた。微細組織観察や超伝導特性評価を通じて、RE の T_p の差が RE123 溶融凝固バルクの 211 粒子の大きさ、分布や J_c に及ぼす影響を調べた。

2. 実験方法

RE₂O₃ (RE : Gd, Dy, Y, Ho, Er), BaCO₃, CuO の原料粉を混合し、固相反応法により RE123 粉末と RE211 粉末を合成した。これらの粉末をモル比で RE123 : RE211 = 7 : 3 となるように秤量し各々 Pt を 0.5 wt% 添加して混合後一軸プレス (1 t/cm²) により 20 mmφ × 10 mm^t のペレットに成型した。種結晶に Nd123 単結晶を用い、底面加熱方式の電気炉にて溶融凝固を行った。育成したバルクの様々な部分から約 2 mm × 2 mm × 1 mm^{lc} の小片を切り出し、450°C 酸素気流中で 100 h 以上アニールした。得られた試料について SEM による微細組織観察、EDX による元素分析、SQUID による磁化測定からの超伝導特性の評価を行った。

3. 結果と考察

Gd211 を原料に用いた試料を除いてシングルドメインのバルク育成に成功した。Dy123 を原料とした場合、211 相原料として Er211 を用いた試料において、123 母相に分散した 211 相粒子が他の試料よりやや微細となり、 J_c 特性も最も優れ、77 K, 2 T において $6 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ に達した (Fig. 1)。211 粒子や J_c の違いの原因を探るため、211 粒子の局所組成を分析したところ、Ho211, Er211 を原料に用いた試料では原料の 211 粒子を Dy211 が囲うように 211 粒子が成長している一方で、Y211 を使用した試料では Dy123 の分解によって生成した Dy211 を核とした 211 相粒子の存在も確認できた (Fig. 2)。このような 211 粒子の組成やサイズの違いが生じた原因は考察中であるが、 T_p の差により、徐冷過程における包晶反応開始の温度やそのミクロな空間的分布へ影響が及んだことが一因と考えられ、部分溶融状態から急冷したバルク内の元素分布を調べることを予定している。

一方、Y123 を原料に用いたバルクでは、211 相原料に Dy211 を用いた試料が磁場中で最も高い J_c (77 K, 2 T において $4 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$) を示した。これは 123 結晶内の RE 混合によるものではなく、RE イオン半径が比較的大きな Dy123 において、Ba サイトへの RE の部分固溶がピンニング力改善に寄与したためと考えている。

講演では還元雰囲気下で高温ポストアニールを行った行い、RE/Ba 固溶を抑制させた試料における J_c - H 特性も含めて、2 種の RE を含む RE123 溶融凝固バルクにおける臨界電流特性の改善指針を議論する。

参考文献

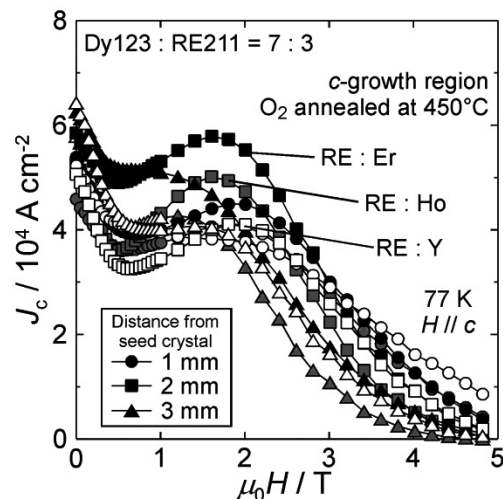
[1] M. Muralidhar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 237001.

Fig. 1. Magnetic field dependence of J_c at 77 K of (Dy,RE)123 melt-solidified bulks.

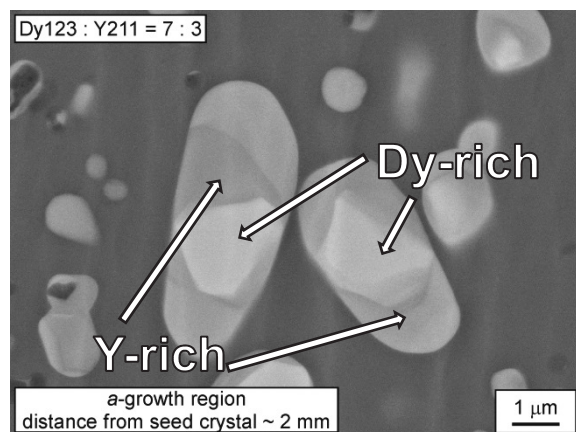


Fig. 2. Backscattered electron image of polished surface parallel to the ab -plane of (Dy,Y)123 bulk.

低温固相反応原料を用いた Y123 溶融凝固バルクの作製 Synthesis of Y123 melt-solidified bulks starting from raw powder prepared by solid-state reaction at low temperature

山木 修, 下山 淳一, 瀬戸山 結衣, 山本 明保, 荻野 拓, 岸尾 光二 (東大院工)
YAMAKI Shu, SHIMOYAMA Jun-ichi, SETOYAMA Yui, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku
and KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo)
E-mail: 3450281928@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

REBa₂Cu₃O₇(RE123)溶融凝固バルクは高磁場下でも高い J_c を示すことから、強力な超伝導磁石としての応用が進められており、特に、磁気薬剤搬送などでは小型で高い捕捉磁場特性を持つバルクの開発が期待されている。一方、近年の冷凍機冷却技術の発達によって 77 K 以下の低温での超伝導機器応用が容易になり、低温での J_c の改善も重要な課題になっているが研究例が少なくその指針は確立していない。そこで本研究では高い捕捉磁場特性を有する小型超伝導バルクの開発を目的とし、ピンニング力強化の観点から低温で優れた J_c を示す Y123 溶融凝固バルクの作製を試みた。

2. 実験方法

従来は Y123、Y211 の粉末を別々に作製し、これらを任意のモル比で混合していたが、本研究ではモル比で Y₂O₃ : BaO₂ : CuO = 13 : 34 : 48 となるように秤量し、さらに Pt 粉末を 0.5 wt% 加えて混合後 20% O₂/ Ar 気流中、800°C で 60 h 焼成することにより Y123 と Y211 を 7 : 3 の比で含む原料粉末を作製した。得られた原料粉末を一軸プレス(100 MPa)により 10 mmφ×8 mm^t のペレットに成型し、Nd123 単結晶を種結晶としてペレットの上面中央に置き、底面加熱方式の電気炉にて空气中で溶融凝固を行った。作製した溶融凝固バルクから小片を切り出し、所定の温度にて 100 h の酸素アニールを行った後、SQUID 磁束計による磁化測定から T_c 、 J_c を評価した。

3. 結果と考察

溶融凝固によりシングルドメインから成る 8 mmφ の Y123 バルクが得られた。従来の Y123 と Y211 粉末を混合した原料粉末、および Y123 と Y211 を同時に生成させた原料粉末を用いて育成した Y123 バルクの Y211 の粒径が 0.6 μm 以下である割合はそれぞれ ~31%、~42% であり、新しい原料作製方法が Y211 の微細化に有効であることがわかった。Fig. 1 にこれらの 40 K における J_c の磁場依存性を示す。凡例の a(c)-2 は a-growth 領域(c-growth 領域)における種結晶から 2 mm 離れた位置の試料片を意味する。原料粉末の作製方法を変えたことにより、特に a-growth 領域の J_c が大幅に改善した。これは a-growth 領域に多く含まれる Y211 粒子の微細化によってピンニング力が向上したためである。Fig. 2 にバルクの機械的強度を改善する目的で Ag₂O を 10 wt% 加え、さらに従来の方法では Y211 を微細化する目的で加えられていた Pt を加えずに作製した試料の 40 K における J_c の磁場依存性を示す。Pt 無添加試料の J_c はゼロ磁場下で Pt 添加試料とほぼ同じであったが、a-growth 領域、c-growth 領域いずれにおいても磁場中でより高い J_c を示した。この結果は高価な Pt 添加が新しい原料作製方法の採用によって不要となったこと、および Pt 無添加のほうが高捕捉磁場バルクの開発に重要な磁場中での J_c 改善に有利であることを示唆している。Fig. 3 に Ag₂O を 10 wt% 加え、Ga を Cu-O 鎖の Cu に対して 0.5 mol%, 1 mol% ドープしたバルクの 40 K における J_c の磁場依存性を示す。Ga の微量ドープによるピンニング力向上[1]は本研究でも再現し、a-growth 領域では 1 T 以上で、c-growth 領域では全磁場領域で J_c が改善した。なかでも Ga を 0.5 mol% ドープした c-growth 領域の試料は、~3 T で 5×10^5 A cm⁻² という非常に高い J_c を記録した。

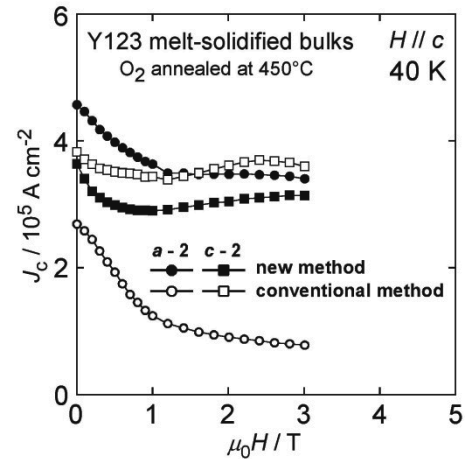


Fig. 1 Enhancement of J_c of Y123 melt-solidified bulk starting from Y123/Y211 powder calcined at 800°C.

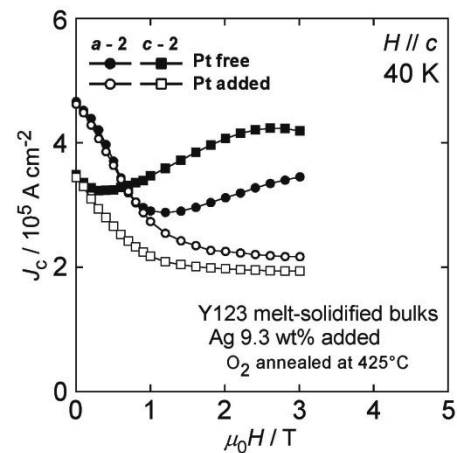


Fig. 2 Magnetic field dependence of J_c at 40 K for Pt-free and Pt-added Y123 melt-solidified bulks.

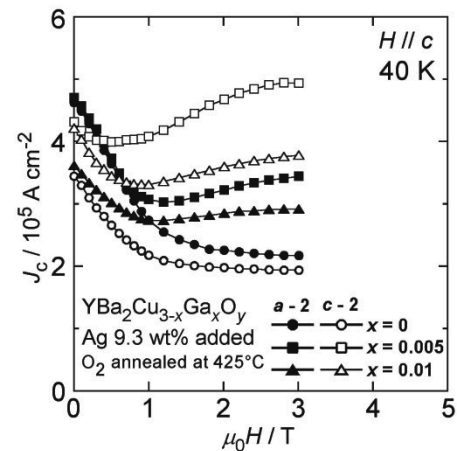


Fig. 3 Magnetic field dependence of J_c at 40 K for Ag- and Ga-doped Y123 melt-solidified bulks.

参考文献

[1] Y. Ishii *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **89** (2006) 202513.

Dy123 系超伝導バルク磁石のパルス着磁における微細組織と温度特性

Microstructural analysis and temperature changes of Dy123-based bulk superconducting magnet in pulsed-field magnetization processes

木伏 貴映, 岡 徹雄, 太田 博之, 福井 聡, 小川 純(新潟大); 横山 和哉(足利工大); 村上 明(一関高専)
 KIBUSHI Takaaki, OKA Tetsuo, OTA Hiroyuki, FUKUI Satoshi, OGAWA Jun (Niigata University);
 YOKOYAMA Kazuya (AIT); MURAKAMI Akira (INCT)
 E-mail: fl2c058h@mail.cc.niigata-u.ac.jp

1. はじめに

超伝導バルクは、優れた磁場捕捉性能を有する[1]。超伝導バルクを着磁する方法にパルス着磁法(PFM)があり、コンデンサからの放電によりコイルにパルス磁場を発生させ、これをバルクに捕捉させる。パルス着磁では着磁の際、バルク内部での磁束線の動的運動に伴いバルクが発熱する。

一方、バルク表面には Fig.1 に示されるような GSB(Growth sector boundary)と呼ばれる強い磁場を捕捉するが侵入速度が遅く、侵入量の少ない領域、GSR(Growth sector region)と呼ばれる選択的に磁場が侵入する領域がある。また、GSB、GSR を比較すると顕著に着磁量の差があることが報告されている[2]。

これらのことから、発熱と着磁量は関係していると考えられる。そのため、本報告では GSB、GSR の二つの領域での磁場捕捉の差を検討するために、磁場測定、温度測定を行ったので以下に報告する

2. 実験方法

試料となる超伝導バルクは $\phi 30\text{mm} \times t10\text{mm}$ の Dy 系バルク(新日鉄製)を用いた。バルクは GM 冷凍機(AISIN 製 GD101S)を用いた磁極中に設置し、最低30Kまで冷却した。パルス磁場印加の際のバルク表面の磁束密度を観測するために、GSBまたはGSR上の中心からの距離 r が $r=0,3,6,9,15\text{mm}$ となる5つの地点をホール素子(Bell, BHT921T)を用いて測定した。バルク表面の温度は、磁場による誤差の少ないセルノックス温度センサーを用いてホール素子と同様にGSBまたはGSR上で中心からの距離が $r=0,3,6,9,15\text{mm}$ となる5つの地点を測定した。実験では5Tの印加磁場をバルクに印加した。磁場印加の際のGSB、GSR上の磁束密度、温度特性をそれぞれホール素子及びセルノックス温度センサーによって観測する。1回の実験で1箇所の地点の磁束密度、温度特性を観測し、その後データを統合することによって発熱による特性及び捕捉磁場の特性を検討する。

3. 実験結果および考察

まず、5Tの磁場を印加した際のGSB、GSRでの磁束密度の測定結果から、パルス印加時に、各領域に侵入する磁場を経過時間変化で検討する。Fig.2に、GSBへ5Tの印加磁場をバルクに印加した際の経過時間変化による磁場の侵入量、図3にGSRへ5Tの印加磁場をバルクに印加した際の経過時間変化による磁場の侵入量を示す。中心からの距離 $r=0\text{mm}$ ではバルクの中心であるため、GSB、GSRの特性は同じである。2つの図から、GSBとGSRでは経過時間変化により、侵入磁場の特性が変化していることが分かる。Fig.2に示されるGSBは下に凸の形状をした特性を示しているのに対し、Fig.3に示されるGSRでは上に凸の形状をした特性を示している。また、侵入量を比較すると、中心からの距離 $r=3,6,9\text{mm}$ では、時間9msの際に侵入磁場量が約1Tの差を示していることが分かる。このことから、磁場侵入量はGSRのほうがGSBの方が多いことが分かる。

次に、GSB、GSRの領域による温度特性を検討する。中心からの距離 $r=0\text{mm}$ ではバルクの中心であるため、GSB、GSRの温度特性は同じである。 $r=3,6,9,15\text{mm}$ では、それぞれ温度特性の波形はバルクの中心からの距離が開くにつれて温度特

性の最高到達温度がそれぞれ変化し、高くなっていることが実験から示された。

4. まとめ

磁場侵入量から検討することでGSB、GSRではそれぞれ特性の差があり、GSRのほうが磁場侵入量が多いことが分かった。また、温度特性の比較では、GSRはGSBに比べて最高到達温度が高いことが分かった。以上のことから、磁場侵入量と温度特性は関係していると考えられる。

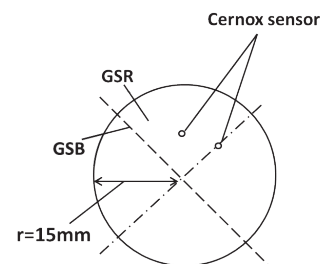


Fig.1 Bulk sample surface

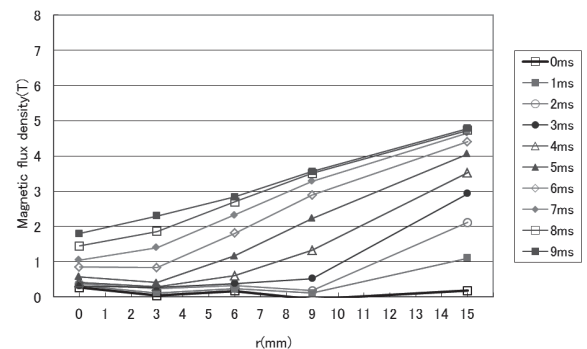


Fig.2 Magnetic field penetration property (GSB)

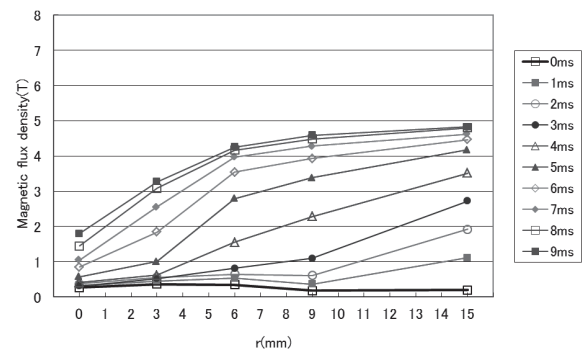


Fig.3 Magnetic field penetration property (GSR)

参考文献

- 山村昌 他, “超伝導工学 改訂版”, オーム社, (2005) pp.47-51
- H.Fujishiro, T.Naito and M.Oyama, “Three-dimensional simulation of magnetic flux dynamics and temperature rise in HTSC bulk during pulsed field magnetization”, Physics Procedia 36 (2012) pp.687-692

高温超伝導バルク磁石の反復着磁による磁場捕捉挙動と発熱現象

Flux-trapping and heat generation in iterative pulsed-field magnetization process for HTS bulk magnet

岡 徹雄, 石塚 大地, 木伏 貴映, 太田 博之, 小川 純, 福井 聡, 佐藤 孝雄(新潟大学);
横山 和哉(足利工大); 村上 明(一関高専); H. シュトプフェル(IFWドレスデン)

OKA Tetsuo, ISHIDUKA Daichi, KIBUSHI Takaaki, Ota Hiroyuki, OGAWA Jun, FUKUI Satoshi, SATO Takao (Niigata University);
YOKOYAMA Kazuya (Ashikaga Inst. Tech.); MURAKAMI Akira (INCT); Henry STOPFEL (IFW Dresden)

E-mail: okat@eng.niigata-u.ac.jp

1. はじめに

一旦熔融して粗大な粒に合成された高温超伝導バルク体はその強いピン止め力により優れた磁場捕捉性能をもつことから擬似的な永久磁石(バルク磁石とよぶ)となる。その簡便な着磁方法として、超伝導状態で外部から磁場を印加するパルス着磁法(PFM)があり、その磁場捕捉性能は5Tを超える[1]。一方、PFM においては、超伝導体内部で量子化した磁束の運動による発熱がバルク磁石の捕捉磁場性能を著しく下げることがよく知られている。これまで PFM による磁場捕捉性能の向上はおもに反復した複数回の磁場印加で得られており、印加前の試料内部のお磁場の存在が、侵入する量子化磁束の挙動と捕捉磁場性能に大きく影響する。より強い磁場捕捉をめざすためにはこの着磁挙動の理解が不可欠であるため、著者らは5Tの磁場を温度30Kにおいて6回反復印加し、磁束侵入の挙動と発熱による温度変化を直接測定して評価した。

2. 実験方法

材料内部の気泡を低減して機械的強度を向上させた Dy123系バルク磁石(ϕ 30mm \times t10mm、新日鉄製)[2]を用い、Fig.1 のモデル図に示す装置で実験を行った。バルク磁石はGM 冷凍機(AISIN, GD101S)により30.6Kまで伝導冷却し、液体窒素冷却したコイルとパルス電源(日本電磁測器、SBV-10124、120mF)を用いて、5Tのパルス磁場を6回印加して着磁した。捕捉磁場の挙動と温度はホールセンサー(F.W.BELL, BHT-921)とCERNOX 抵抗温度計(CX-1050-SD-4L)により評価した。測定位置は磁場侵入の経路と考えられる結晶成長領域(GSR)上の点を選んだ(Fig. 1)。

3. 結果と考察

バルク表面の周辺($r=15$ mm)と中心(0mm)での温度変化を印加磁場の順に測定した結果をFig. 2に示す。磁場印加によって起こる発熱により最大29Kの温度上昇があるが、ピーク温度の振舞いが位置によって大きく異なることがわかる。発熱は周辺部のみでおこり、中央部はほとんど発熱せず、その温度上昇は周辺部からの伝熱によるとみられる。この傾向は印加磁場回数で変化しない。2回目の磁場印加から温度上昇は急激に減少し発熱量の減少を示唆した。Fig. 3に各位置での磁場侵入の変化 ΔB と発熱量、そこから導出した粘性損失の磁場印加回数依存性を示す。すでに存在する磁場によって後のパルスによる磁場侵入は抑制され、 ΔB が2回目以降に急激な減少を呈するとともに、これに伴って発熱量も低下する。6回の磁場印加でそれは初回の34.5%となり、反復印加が発熱の抑制に非常に効果的であることがわかる。発熱のもととなる粘性損失はこの傾向によく一致し、粘性損失の寄与が支配的であることを暗示した。

参考文献

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

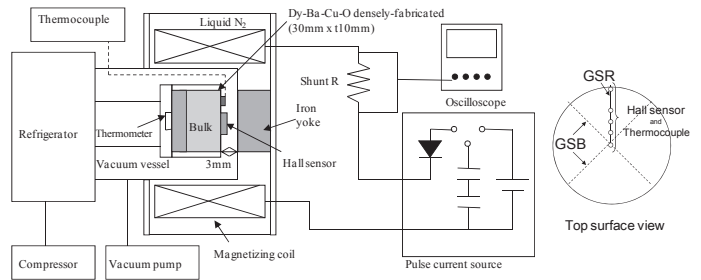


Fig.1 Experimental setup of PFM process

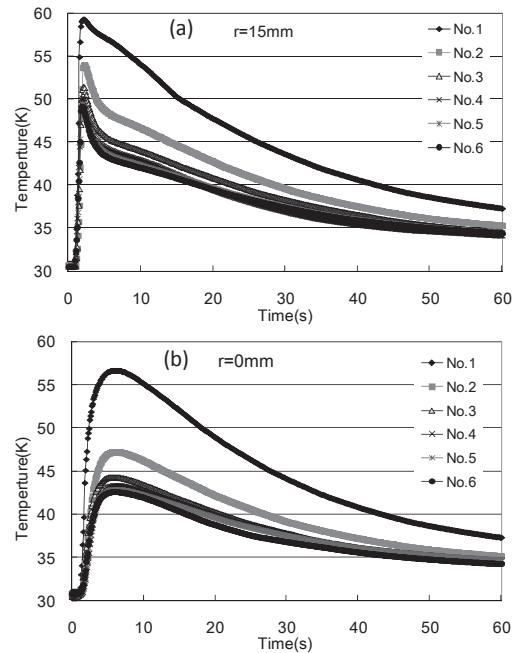


Fig.2 Temperature changes after the PFM application of 5 T at various sensor positions

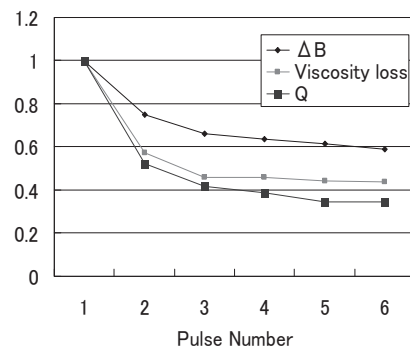


Fig.3 Variations of heat generation, viscous loss, and penetrating fields in iterative 5 T field application

多重リング QMG バルクマグネットの作製とパルス着磁特性

Pulse magnetization properties of multi ring QMG magnets

森田 充, 手嶋 英一(新日鉄住金); 綿崎 将大, 都築 啓太, 三木 基寛, 和泉 充(東京海洋大)

MORITA Mitsuru, TESHIMA Hidekazu (NSSMC),

WATASAKI Masahiro, TSUZUKI Keita, MIKI Motohiro, IZUMI Mitsuru (TUMSAT)

E-mail: morita.d98.mitsuru@jp.nssmc.com

1. はじめに

単結晶状の 123 相中に 211 相が微細分散したバルク状酸化物超電導材料 (QMG[®]) は、高磁場中においても高い臨界電流密度特性を有するため、着磁工程を経て、強力な磁場を発生する永久磁石的な応用が提案・検討されている[1,2]。比較的簡便な着磁方法としてパルス着磁法があるが、超電導状態で高密度の磁束を入れるため大きな熱が発生する。そのため超電導特性の不均一が増幅され、均一に高密度の磁束を着磁することは難しかった[3]。今回、リング形状の QMG を入れ子状に配置することにより、バルク体中を流れる超電導電流の流路を制御することで着磁過程での磁場分布を制御することによって、比較的容易に対称性に優れた磁場分布が得られる QMG バルクマグネットの試作および評価を行ったので報告する[4]。

2. パルス着磁用 QMG バルクマグネットの特徴

円柱状 QMG の場合、着磁後、図 1(a)のように磁場分布が不均一になっている状況では、径方向の電流成分があり、これが非対称の原因と言える。そこで周方向に切れ込みを設け、径方向の超電導電流を図 1(b)のように制御することを狙った。

3. 実験結果・考察

3-1 試料作製

試料は、図 2 に示すようにリング状 QMG を入れ子に配置した入れ子タイプ(Type-1)と図 3 に示す厚さ 1.5mm の五重リングの QMG 円板を 13 枚積層したリング積層タイプ(Type-2)の 2 個を作製した。各リング状 QMG は、樹脂で接着し、サイズはいずれも外径:60mm、厚さ:20mm。外周をステンレスリングで補強した。

3-2 静磁場着磁実験

室温ボア径:100mm の超電導マグネットを用い、3T の磁場強度で静磁場着磁を行った。図 4 に各試料の 77K における着磁後の試料表面での捕捉磁束分布を示す。入れ子タイプでは、若干、材料内部の不均質による分布の乱れが見られるが、リング積層タイプでは、同心円状の極めて均一な分布が得られた。

3-3 パルス着磁実験

渦巻き型コイル間に試料を配置後、液体窒素中で、コンデンサーからの放電によりパルス電流を通電し、パルス着磁を行った。着磁は 3 回行い、最大磁場を 3T→4T→5T と増しながら行った。図 5 に 5T 着磁後の試料表面から 4mm の位置での捕捉磁束分布を示す。入れ子タイプで周辺部に若干乱れが見られるものの、ほぼ同心円状の捕捉磁束分布が得られた。通常、同じサイズの一体物のバルクマグネットでは、同様の着磁

を行った場合、不均一な磁束分布となることから、パルス着磁用の各試料では、径方向の超電導電流が抑制され、同心円状に近い均一な磁場分布が得られやすいことが確認できた。今後は、より低温での着磁実験と接着方法の検討を行う。

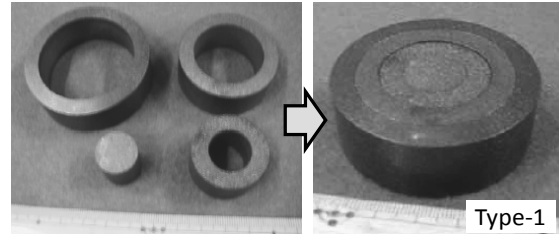


Fig.2 Fabrication of a multi-ring QMG magnet (Type-1)

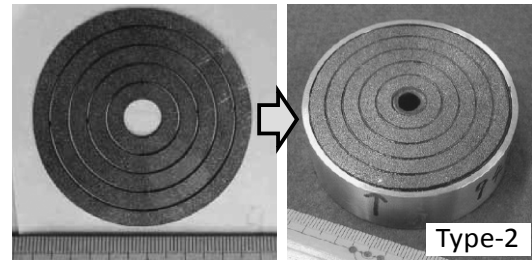


Fig.3 Fabrication of a multi-ring QMG magnet (Type-2)

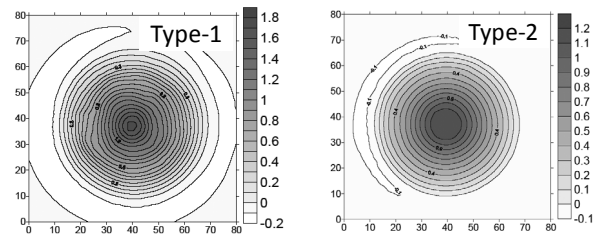


Fig.4 Distributions of trapped field by field cooling

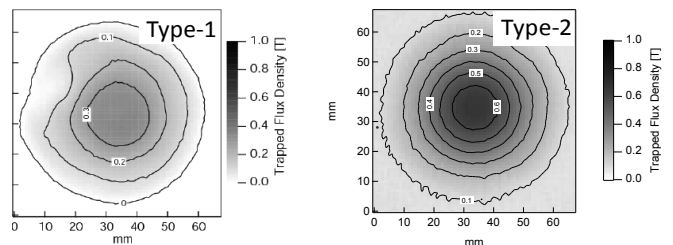


Fig.5 Distributions of trapped field by pulse magnetization

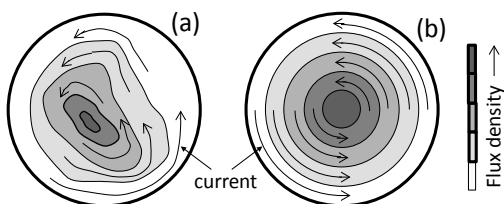


Fig.1 Currents in bulk magnets trapping asymmetrical field (a) or symmetrical field (b)

参考文献

1. 森田充, 松田昭一: New Superconducting Materials Forum News, No 10 (1988) 15
2. M. Morita, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 41 (1989) p.14
3. H. Fujishiro et al.: Supercond. Sci. Technology 16(2003) 1-7
4. 田口龍馬; 平成 21 年度東京海洋大学大学院修士学位論文

MRI を用いたバルク超電導体の静磁場着磁過程の評価

Evaluation of Field Cooling Method of the Bulk Superconductor using MRI

仲村 高志, 玉田 大輝, 巨瀬 勝美(理研、筑波大大学院), 柳 陽介, 伊藤 佳孝(イムラ材研)
 NAKAMURA Takashi, TAMADA Daiki, KOSE Katsumi (RIKEN, U of Tsukuba), YANAGI Yousuke, ITOH Yoshitaka(IMRA)
 E-mail: takashi.nakamura@riken.jp

1. はじめに

我々はバルク超電導体を用いた NMR/MRI 用超電導磁石を開発している[1, 2]。ここで重要な要素は非常に均一な磁場を形成することである。このため MRI の位相差を用いた磁場分布計測法[3]で静磁場着磁過程を精密に計測することにより、均一磁場空間形成のための新たな知見を得たのでこれを報告する。

2. 装置構成

NMR で構造解析が可能になるように、直径 60mm バルク体内部に直径 3 mm 長さ 5 mm の空間に 1 ppm 以下の均一磁場領域が形成される構成を有限要素法による電磁界解析を用いて計算し、その結果バルクの内径を 28 mm 長さを 120 mm と決定した[2]。昨秋の報告[3]で静磁場着磁過程について報告したが、磁極の温度が 77K で XYZ ともに 7 割程度に画像が収縮した。これはバルク体の完全反磁性による効果により傾斜磁場コイルの磁場が減衰することが原因だと考えた。このため本実験では直径 60 mm 内径 28 mm 厚さ 20 mm の EBCO バルクを 6 個積層させた磁石 A と傾斜磁場を発生する部分にあたる中央部分のバルク内径を長さ 74 mm だけ厚さ 36 mm とした磁石 B を用意し、その比較による傾斜磁場コイルの効率の変化を計測した。バルク体の冷却には GM パルス管冷凍機(AISIN, PR1211, 100V, 1200W)を用いた伝導冷却で実施した。

3. 実験

3-1 静磁場着磁

NMR/MRI には均一な強磁場と強度の制御（検出系の最適化）が必要となるため着磁法として磁場中冷却(FC: Field Cool)法を用いた。着磁に際して、バルク体に対して均一な磁場を与えるよう NMR 用のワイドボア超電導磁石(JASTEC JRTC-300/89)を使用し、均一磁場をバルク自身が乱さないように比透磁率が 1 に近い素材として EuBCO 比透磁率(1.001)を使用した。着磁時の磁場強度は 4.747 T、着磁温度は 50 K で実施した。着磁用の磁場を除いた後に温度調整を停止し、1 時間以上経過の後に着磁用磁石から取り出した。

3-2 イメージング

バルク温度を下げる過程で傾斜磁場の効率が変化する現象は磁石 A が平均 69%に対して、磁石 B は 85%で 2 割程度の改善が見られた。バルク体が完全反磁性の効果を示す温度域で傾斜磁場コイルとの相互作用があることを考慮する必要があることが示唆された。

3-3 磁場計測

直径 1mm のサンプルチューブ内にエチルアルコールを封入した試料を計測するようにした自作プローブにて磁石の Z 軸方向の磁場分布を計測した(Fig.1)。磁石中心(磁石上端部より 87mm)の値を零に規格化し、磁場分布の変化を ppm で示している。それぞれの計測範囲内での変位は磁石 A では 47 ppm、磁石 B は 14 ppm という結果を得た。

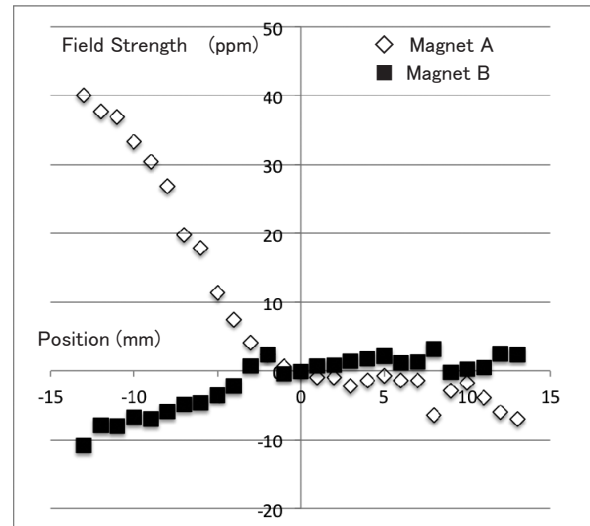


Fig.1 Bulk Magnet Field Map (◇ Magnet A; ■ Magnet B)

4. まとめ

従来は同じ内径のバルク体を積層することによって構成していた磁石を、計測に使用する中央内部を異なる内径(36mm)に拡張することによって、MRI 計測に必要な傾斜磁場コイルの効率が向上することを示し、これがバルク体の完全反磁性との相互作用のためと考えている。また、NMR による磁石内部の Z 軸方向の磁場計測によって磁石 B に磁場分布の向上が見られた。また、着磁後の MRI による計測においても磁石 B における磁場分布向上の効果が認められている。これらについては会場にて報告したい。

参考文献

1. T. Nakamura, M. Yoshikawa, Y. Itoh, H. Koshino, *Concept Magn. Reson. B (Magn. Reson. Eng.)* **31B** (2007) p.65
2. T. Nakamura, et. al., *TEION KOGAKU* **46** (2011) p.139
3. Matt Bernstein, et. al., *Handbook of MRI Pulse Sequences* (2004) p.558
4. T. Nakamura, et. al., *Abstracts of CSJ Conference*, Vol. 86 (2012) p.118

30 kA級高温超伝導導体の製作と試験(その2) (1)全体概要

Fabrication and testing of a 30 kA-class HTS conductor (2nd report) (1) Overview

柳 長門, 夏目恭平, 濱口真司, 野口博基, 田村 仁, 三戸利行, 相良明男 (NIFS), 寺崎義朗 (総研大),
伊藤 悟, 川井健司, 清野祐太郎, 橋爪秀利 (東北大)

YANAGI Nagato, NATSUME Kyohei, HAMAGUCHI Shinji, NOGUCHI Hiroki, TAMURA Hitoshi, MITO Toshiyuki,
SAGARA Akio (NIFS), TERAZAKI Yoshiro (Sokendai);
ITO Satoshi, KAWAI Kenji, SEINO Yutaro, HASHIZUME Hidetoshi (Tohoku Univ.)

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

1. はじめに

概念設計が進んでいるヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の超伝導マグネットシステムは蓄積磁気エネルギーが 160 GJ に及び、3 次元形状をしたヘリカルコイル (大半径 15.6 m) には、最大経験磁場 13 T で 100 kA 級の電流導体が要求される[1]。導体の選択肢のひとつとして高温超伝導 (HTS) 線材を用いた導体を間接冷却で使用することを検討している。HTS 導体は冷却安定性が高く、コイルがクエンチする心配を大幅に軽減できるとともに、巨大なヘリカルコイルを短尺導体の接続によって迅速に製作できると期待される[2-4]。昨年より NIFS と東北大学の共同研究として 30 kA 級の HTS 導体サンプルを製作し、NIFS の大型導体試験装置を用いて特性試験を行っている[5-7]。今回は、第2回の試験結果を中心に報告する。

2. 第1回試験結果の概要

導体サンプルにはフジクラ製 GdBCO 線材 (FYSC-SC10、幅 10 mm、厚み 0.22 mm、臨界電流 \sim 600 A@77 K, s.f.) を 20 枚用い、2列 \times 10層で単純積層して銅ジャケットに収め、外側からステンレスジャケットをボルト締めして全体を強固に固定した。ステンレスジャケットの外側にヒータを仕込み、FRP ジャケットを被せて断熱することで液体ヘリウム中において温度 30 K までの試験を可能としている。通電時の強大な電磁力を支持するため、20 mm 厚のステンレス板で全体を支持した。サンプル全体はレーストラック形状として、東北大学によって開発された機械的ブリッジジョイントによって接続して1ターンループを形成した。サンプルの写真 (第2回試験時) と導体試験装置内における設置の様子を Fig. 1 に示す。スプリットコイルの磁場を変化させることによってサンプルに電流を誘起する方式を採用し、計算されるインダクタンスと接続抵抗の予測値より 550 秒の減衰時定数を期待した。実験の結果、温度 20 K において 30 kA 以上の電流を1分間以上流すことに成功し、45 kA の臨界電流を観測したが、時定数は 80-90 秒と期待値の数分の1であり、45 kA 以上に到達すると急激に電流が減衰した[5,6]。これは、2個ある接続部のうちの片側の接続抵抗が予測値の10倍ほど高かったことが原因であった[7]。そこで、接続部を改良して第2回試験を行った。

3. 第2回試験結果の概要

接続部を改良したサンプルにおいて温度 20 K で臨界電流を測定したときの通電波形を Fig. 2 に示す。サンプルの電流はロゴスキークoilとホール素子を用いて測定した。電流の減衰時定数は約 300 秒であり、接続部からのクエンチは認められず、接続抵抗がほぼ期待値に近かったことが確認できた。Fig. 2 では正方向の電流において約 45 kA で臨界電流に達しており、電流波形がピーク付近でフラットになっているが、これによるクエンチは発生していない。臨界電流を越えた余剰分の電流が銅ジャケットを流れることで安定に通電できたものと考えられ、最小伝播電流がこの臨界電流以上であったとも理解できる。温度を 4 K に下げてさらなる高電流までの通電を試みたところ、磁場 1 T において約 70 kA まで到達した。この場

合はクエンチが生じ電流が急速に減衰したが、臨界電流が最小伝播電流を越えていたことに対応する。

本発表では試験の背景と概要を説明し、続く2件の発表において、臨界電流の測定と解析、および、接続抵抗測定の詳細について述べる。

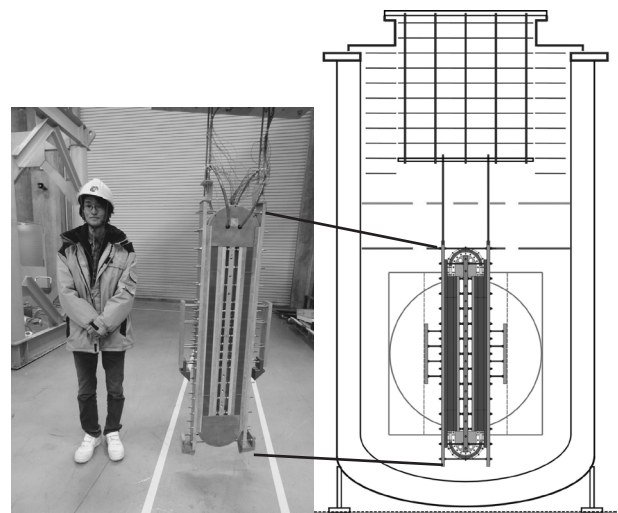


Fig.1 Schematic illustration of the 30-kA class HTS conductor sample installed in the large-conductor testing facility at NIFS (right) together with a photo of the second sample (left).

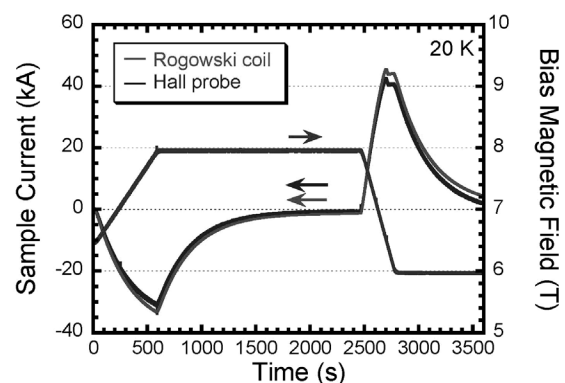


Fig.2 Waveforms of the sample current and bias magnetic field during the second test at temperature 20 K.

参考文献

- [1] A. Sagara et al.: Fusion Eng. and Des. **87** (2012) 594.
- [2] H. Hashizume et al.: Fusion Eng. and Des. **63** (2002) 449.
- [3] N. Yanagi et al.: Fusion Sci. and Tech. **60** (2011) 648.
- [4] Y. Terazaki et al.: Plasma Fusion Res. **7** (2012) 2405027.
- [5] N. Yanagi et al.: Abstract CSJ Conf. **86** (2012) 3C-a01.
- [6] Y. Terazaki et al.: Abstract CSJ Conf. **86** (2012) 3C-a02.
- [7] S. Ito et al.: Abstract CSJ Conf. **86** (2012) 3C-a03.

30 kA 級高温超伝導導体の製作と試験(その 2) (2) 臨界電流測定結果 Fabrication and testing of a 30 kA-class HTS conductor (2nd report) (2) Excitation results

寺崎 義朗 (総研大); 柳 長門、夏目 恭平、濱口 真司、野口 博基、田村 仁、三戸 利行、相良 明男 (NIFS);
伊藤 悟、川井 健司、清野 祐太郎、橋爪 秀利 (東北大)

TERAZAKI Yoshiro (Sokendai); YANAGI Nagato, NATSUME Kyohei, HAMAGUCHI Shinji, NOGUCHI Hiroki,
TAMURA Hitoshi, MITO Toshiyuki, SAGARA Akio (NIFS); ITO Satoshi, KAWAI Kenji, SEINO Yutaro,
HASHIZUME Hidetoshi (Tohoku Univ.)

E-mail: terazaki@nifs.ac.jp

1. はじめに

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 のマグネット設計オプションのひとつとして、接続構造を持った高温超伝導 (HTS) 導体の研究開発を行っている[1, 2]。これまでに REBCO 線材を用いて 10 kA 級 HTS 導体を製作し、原理検証を行う[1]とともに、低抵抗接続が原理的に可能であることを確認している[3]。今回、核融合炉用 HTS 導体の本格的な開発に向けて 30 kA 級導体を製作し、昨年 8 月 (第 1 回) [4-6]と今年 3 月 (第 2 回) の 2 度にわたり通電試験を行った。第 1 回試験では 20 K, 6 T で 45 kA の臨界電流を計測したものの、これ以上の電流では接続部からの発熱によってクエンチした。そのため第 2 回試験では接続部に改良を施し[7, 8]より広い温度領域で臨界電流の測定を行った。本講演では臨界電流の測定結果と解析について報告する。

2. 臨界電流測定結果

導体は GdBCO 線材 (2 列 10 層) を銅ジャケット内に単純積層し、銅ジャケットの周りをステンレスジャケットで囲う構造とした。その周りを FRP ジャケットで覆い、隙間をシリコン樹脂で埋めて断熱を施した。これを電流リードのないレーストラック形状にし、直状部の片方に導体接続構造を設けた。導体の通常部 (接続構造のない方) の中央のステンレスジャケット上にセルノックス温度計とヒータを取り付け、導体の温度調整を可能にした。試験はバイアス磁場を変化させて通電を行う誘導方式を用いた。

臨界電流の測定結果を Fig.1 に示す。ここで、バイアスコイルの磁場は線材の c 軸に垂直方向にかけた。図より、20 K, 6.5 T では 45 kA、4.2 K, 1 T では約 70 kA の臨界電流が得られている。現在、積層されたテープ線材における臨界電流の分布と導体サンプルの作る自己磁場分布とを自己無撞着に解く数値解析を行っており、実験で観測された臨界電流の温度、磁場依存性の再現を試みている。また、導体のステンレスジャケット上に複数のホール素子を貼り付けて電流分布の測定も行っており、これについても解析中である。これらの詳細は発表にて報告する。

Fig.2 にはサンプルに 30 kA 以上の電流を約 20 分間流したときの波形を示す。第 2 回試験では改良された接続部の接続抵抗が小さく、臨界電流より最小伝播電流が大きい領域では、臨界に達した後もクエンチすることなく電流を流すことができた。これを利用して、F バイアス磁場のランプレートを一定に保つことで臨界電流近傍の電流を通電し続けることができた。バイアス磁場の減少に伴い、サンプルの臨界電流が上昇し、サンプルに流れる電流が増加している様子がうかがえる。臨界電流以上に流れようとする電流は線材の周りを囲う銅ジャケットに流れ、ジュール熱として消費されて減衰しているものと思われる。よって、臨界電流の磁場依存性を連続的に測定することができた。Fig. 1 中の曲線は、この結果である。

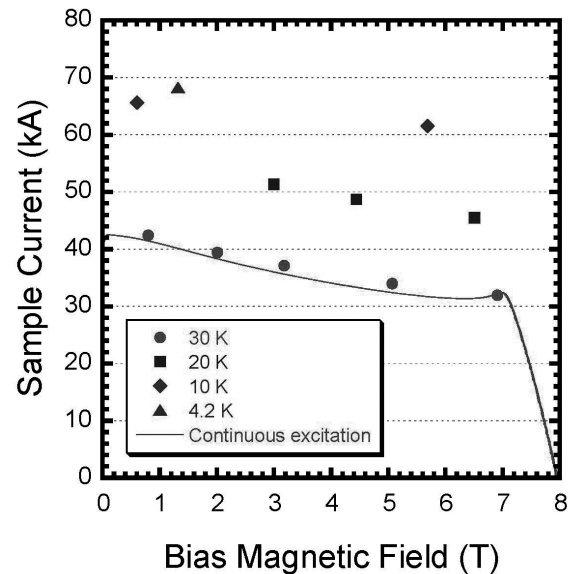


Fig.1 Critical current of the HTS conductor sample measured at various temperatures as a function of bias magnetic field (B.Lc). The current observed in the continuous excitation in Fig. 2 is also plotted.

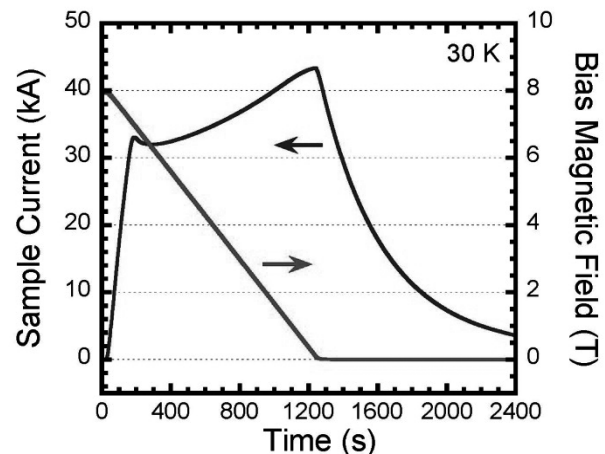


Fig.2 Temporal evolutions of the current of the HTS conductor sample and bias magnetic field observed in the continuous excitation.

参考文献

- [1] N. Yanagi et al, Fus. Sci. and Technol., **60** (2011) 648.
- [2] H. Hashizume et al., Fus. Eng. and Des., **63** (2002) 449.
- [3] Y. Terazaki et al., Plasma and Fus. Res., **7** (2012) 2405027.
- [4] N. Yanagi, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 86 (2012) p.214
- [5] Y. Terazaki, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 86 (2012) p.215
- [6] S. Ito, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 86 (2012) p.216
- [7] N. Yanagi, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 87 (2013) 1C-p01
- [8] S. Ito, et al.: Abstract CSJ Conf., Vol. 87 (2013) 1C-p03

30 kA 級高温超伝導導体の製作と試験(その 2) (3) 接合部抵抗評価

Fabrication and test of a 30 kA class HTS conductor (2nd report)

(3) Evaluation of joint resistance

伊藤 悟, 川井 健司, 清野 祐太郎, 橋爪 秀利(東北大);

柳 長門, 夏目 恭平, 濱口 真司, 野口 博基, 田村 仁, 三戸 利行, 相良 明男 (NIFS); 寺崎 義朗(総研大)

Ito Satoshi, Kawai Kenji, SEINO Yutaro, HASHIZUME Hidetoshi (Tohoku Univ.)

YANAGI Nagato, NATSUME Kyohei, HAMAGUCHI Shinji, NOGUCHI Hiroki, TAMURA Hitoshi, MITO Toshiyuki,

SAGARA Akio (NIFS), TERAZAKI Yoshiro (Sokendai);

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

1. はじめに

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 [1] のマグネットに適用できる 100 kA 級の高温超伝導 (HTS) 導体の開発へ向け、30 kA 級 HTS 導体サンプルの製作と試験を行っている。我々の研究グループではマグネットを分割製造し、組み立てて使用する分割型高温超伝導マグネットを提案しており [2, 3], HTS 導体サンプルは機械的ブリッジジョイント [4, 5] を用いた接合部を有する。昨年 8 月に 30 kA 級 HTS 導体サンプルを製作して通電試験 (第 1 回試験) を行った [6-8] が、接合抵抗が予測よりも高く、接合部よりクエンチした。そこで接合部構造を改良したサンプルを再製作し、今年 3 月に通電試験を行った。本講演では、改良した接合部の設計・製作および通電試験 (第 2 回試験) における接合抵抗の評価結果を報告する。

2. 第 1 回試験のサンプル解体と接続部の再設計・再製作

第 1 回、第 2 回試験ともに、導体サンプルは、2 列 10 層に単純積層された GdBCO テープ (フジクラ製 FYSC-SC10) を銅ジャケット、ステンレスジャケット内に収めて製作している。Fig. 1 に第 2 回試験におけるサンプル構造を示す。サンプル全体はレーストラック形状として、機械的ブリッジジョイントにより接続して 1 ターンループとしている。第 1 回試験では、接続抵抗が予測よりも高くなったが、サンプルを解体してみたところ、Fig. 1 に示すように GdBCO テープの階段部の一部が乗り上げ、接触面積の低下および応力集中による線材の損傷が観察され、それが高い接合抵抗が得られた原因であることがわかった。また、GdBCO テープ 1 層の機械的ブリッジジョイントの要素試験では、接合応力が 50 MPa 以上で接合抵抗が安定的に低下することが得られていたが、第 1 回試験のサンプルでは、接合応力を与えるステンレスジャケットの塑性変形が発生するという制約で約 35 MPa 程度の接合応力しか与えられなかった。そこで、ステンレスジャケットの厚さを 10 mm から 20 mm に変更し、最大 100 MPa の接合応力を負荷できるように改良した。また、応力集中による線材の損傷を回避するために、接合面およびジャケット間に挿入するインジウム箔の設置位置・厚さ・サイズを調整して、接合部の施工を行った。

3. 接合抵抗の評価

第 1 回、第 2 回試験の接合抵抗の評価結果を Fig. 2 に示す。いずれの結果についても、接合部の温度 4.2 K、通電電流 30 kA のときの電圧値より算出した接合抵抗である。また、機械的ブリッジジョイントにおいては接合部が 2 ヶ所あることになるため、それぞれの接合抵抗を Fig. 2 に載せている。Fig. 2 より、第 1 回試験では、片側 (#2) の接合抵抗が～約 25 nΩ で要素試験結果からの予測値の 10 倍程度だったのが、第 2 回試験では両側 (#1#2) の接合抵抗の合計が～約 5 nΩ であり、接合抵抗が大きく低減できた。また、第 1 回試験で観測された接合部からのクエンチは第 2 回試験では観測されなかった。第 1 回試験では、クエンチ後 (接合部) に接合抵抗が上昇したが、第 2 回試験では、臨界電流を超えた後のクエンチ (通常部) は何回か観測されたものの、試験全体を通じて、接合抵

抗の上昇は観測されなかった。したがって、クエンチを起こさないために十分に低い接合抵抗を実証できたと言える。

今回得られた接合抵抗より、接合抵抗率を算出すると～約 17 pΩm² であり、この値を用いて FFHR-d1 のヘリカルコイルの接合部を冷却するために必要な冷却電力を計算すると約 5 MW となる (その他、核発熱分などを冷却するために必要な冷却電力が約 4 MW)。低温超伝導設計オプションにおけるマグネット全体の冷却電力は約 30 MW と見積もられており、分割型高温超伝導マグネット設計を導入したヘリカルコイルの冷却電力は十分に低いと言える。

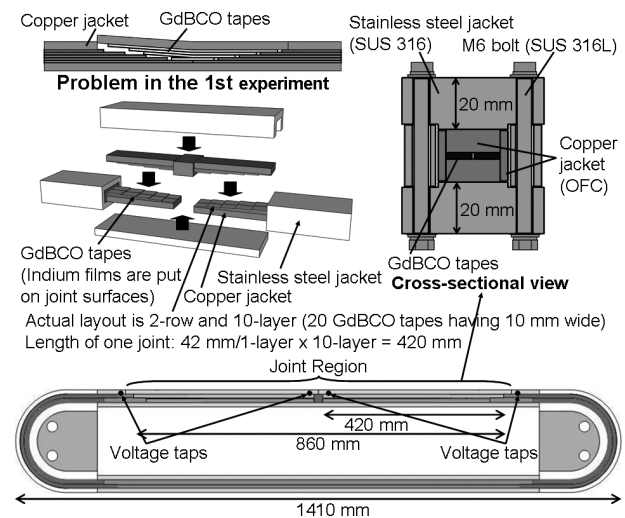


Fig. 1 Sample's structure in the second experiment

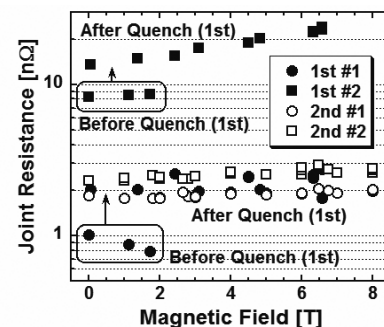


Fig. 2 Joint resistance depending on magnetic field at 30 kA

参考文献

1. A. Sagara, et al.: Fusion Eng. Des. Vol. 87 (2012) p.594
2. H. Hashizume, et al.: Fus. Eng. Des., Vol. 63 (2002) p.449
3. N. Yanagi, et al.: Fus. Sci. Tech., Vol. 60 (2011) p.648
4. S. Ito, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 22 (2012) p.6400104
5. K. Kawai, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 23, (2013), p.4801704
6. N. Yanagi, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 86 (2012) p.214
7. Y. Terazaki, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 86 (2012) p.215
8. S. Ito, et al.: Abst. CSJ Conf., Vol. 86 (2012) p.216

核融合炉に向けたアルミニウム合金被覆 Nb₃Sn 導体の大電流化 Development of large-current aluminum-alloy-jacketed Nb₃Sn conductors for fusion

高畑 一也, 田村 仁, 三戸 利行, 今川 信作, 相良 明男 (NIFS)

TAKAHATA Kazuya, TAMURA Hitoshi, MITO Toshiyuki, IMAGAWA Shinsaku, SAGARA Akio (NIFS)

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

1. はじめに

現在、核融合科学研究所(NIFS)では、ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の設計を行っている。FFHR-d1 は、大型ヘリカル装置(LHD)の実験で得られた知見を最大限に生かすために、LHD の 4 倍の相似形となっている[1]。この超伝導マグネットに使用する間接冷却方式導体として、アルミニウム合金被覆 Nb₃Sn 導体の開発を進め、現在までに 5kA@12T 級導体の開発に成功している[2]。今回は、この技術を応用して、実規模である 100kA@12T 級導体の設計、試作に着手した。

2. 100kA@12T 級導体の設計

図1と表1に、FFHR-d1 用に設計した 100kA@12T 級アルミニウム合金被覆 Nb₃Sn 導体の断面と諸元を示す。ケーブルは 7 本サブケーブル(中心の1本は銅素線)を 36 本撚り合わせたラザフォードケーブルである。これを反応熱処理した後に、クエンチ保護のための純アルミニウム薄板で挟み込み、熱伝導率がステンレス鋼に比べて高いアルミニウム合金ジャケットで被覆する。熱処理後にジャケット被覆することからこの製法を「リアクト・アンド・ジャケット法」と呼ぶ。ジャケットの複合化には、素線に損傷を与えないように、摩擦撚り接合(FSW)を用いる。

3. Nb₃Sn に加わる真ひずみと臨界電流の推定

本導体の大きな特長は Nb₃Sn に加わる真ひずみの履歴を予測/制御できる点にある。FFHR-d1 の場合、巻線の平均曲げ半径(約 6m)でケーブルを熱処理すれば、巻線時の曲げひずみを原理的にキャンセルできる。冷却時の熱ひずみは複合則で予測でき、真ひずみで-0.43%(圧縮)、その後の励磁時の最大ひずみは構造解析から予測でき、+0.19%(引張)となる。トータルで-0.24%(圧縮)の真ひずみとなり、これは素線単独を冷却したときのひずみに近い。つまり、素線単独で測定した臨界電流を本数倍した値を、この導体の臨界電流値として設計することが可能となる。その点で、ひずみに関して不確実な要素のあるケーブル・イン・コンジット導体と比べて優位性がある。また、ケーブルは低融点金属で含浸されているため、素線に局所的な付加ひずみ加わることもない。

4. 100kA@12T 級導体の試作

図2に今回試作した導体の写真を示す。超伝導素線には 1.6mm 径のブロンズ法 Nb₃Sn 線を使用した。7 本撚りサブケーブル(1 本は銅素線)を 4.5mm 径の円形断面に成型し、さらに厚さ 8.4mm のラザフォードケーブルに撚線、成型した。熱処理の後、上下2分割のアルミニウム合金ジャケットを FSW によって両サイドから接合し、100mm×25mm 断面の複合導体とした。今回は製作可能性を見極めることを第一目的としたため、ラザフォードケーブルの製造工程を一部簡略化した。(36 本撚りのラザフォードケーブルではなく、12 本撚りケーブルを3列に並べた。)アルミニウム薄板の挿入も省略した。いくつかの製作工程の省略はあったものの、実機の導体製作に関して重大な問題点は見当たらなかった。

今後さらに、素線臨界電流の最適化、素線劣化有無の調査などを行い、実機導体製作を模擬した導体試作と性能評価試験を行う計画である。

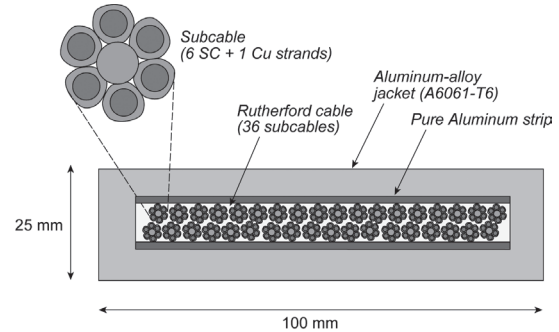


Fig. 1 Aluminum-alloy-jacketed Nb₃Sn superconductor for the fusion reactor FFHR-d1

Table 1 Specifications of the conductor

Conductor dimension (mm)	100×25
Cable space (mm)	84.0×8.4
Strand diameter (mm)	1.6
Cable type	Rutherford
Cabling pattern	(6SC+1Cu)×36
Filled material in cable space	Low-melting-point metal, Sn-Bi
Jacket material	A6061-T6
Welding method of jacket	Friction Stir Welding (FSW)
Critical current	~200 kA @ 12 T
Operating current	100 kA @ 12 T

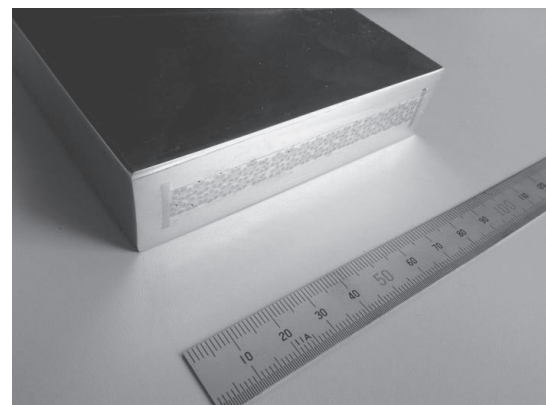


Fig. 2 Prototype of aluminum-alloy-jacketed Nb₃Sn superconductor

謝辞

導体の開発に際し、古河電気工業(株)、古河スカイ(株)の協力をいただきました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- [1] H. Tamura, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 86 (2012) p.103.
- [2] K. Takahata, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.55.

LHDヘリカルコイルにおける常伝導伝播時のバランス電圧の再考

Reconsideration of evaluation of balance voltages during a normal zone propagation in the LHD helical coils.

今川 信作, 柳長門, 三戸利行 (NIFS)

IMAGAWA Shinsaku, YANAGI Nagato, MITO Toshiyuki (NIFS)

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

1. はじめに

大型ヘリカル装置(LHD)のヘリカルコイルに採用されている超伝導導体は、アルミニウム安定化材が超伝導撚線の片側のみに配置されているため、常伝導伝播の際に電流重心のシフトによる誘導電圧が生じる。ヘリカルコイルは内側からI, M, Oの3ブロックに分割されているため、1つのブロックで常伝導部が伝播する際に、他のブロックのバランス電圧には誘導電圧のみが検出される。各ブロックに誘起される誘導電圧は常伝導伝播位置によって大きさが異なることから、バランス電圧を分析することにより、常伝導伝播位置を同定することが可能である。以前の報告[1]では、常伝導伝播時の抵抗成分(非誘導分)が常伝導部の長さ に比例すると仮定したため、常伝導伝播位置は3または4層目と推定していた。実際には常伝導部の先端では電流拡散に起因する高い抵抗値が現れるため、ヘリカルコイルで観測されている「短い常伝導部の片側伝播」の場合には、抵抗成分が常伝導長さに比例するという近似は成り立たない。そこで、電流拡散に伴う実効抵抗の時間変化を考慮してバランス電圧の分析をやり直した。

2. 評価手法

ヘリカルコイル導体内で電流重心が超伝導撚線と安定化材の間を転流する際に各ブロックに誘起される誘導電圧は、各ブロックがこの導体位置に作る直交磁場 B_b に比例する。ヘリカルコイル断面内の各導体中心位置におけるIブロックの B_b に対するMブロックの B_b の比 α を表1に示す。IとMブロックのバランス電圧を各々、 e_I と e_M とおくと、Iブロックを伝播する常伝導部の抵抗成分 V_R は、 $V_R = e_I - e_M / \alpha$ で与えられる。

一方、短い常伝導部の片側伝播の場合の導体抵抗値の時間変化は、モデルコイルでの計測により、図1に示す回帰曲線で近似でき、常伝導伝播開始から回復開始までの「伝播時間 t_r 」を仮定することにより、回帰曲線が定まる。ピックアップコイルで実測された伝播速度から積分距離が求まるので、 V_R を計算することができる。これらの2通りの方法で求めた結果を比較することにより、抵抗成分の分離と伝播位置の同定が可能である。

3. 評価結果

典型的な例として 14 回目の常伝導伝播の場合を図2に示す。曲線は導体抵抗値変化の回帰曲線の積分により求めた V_R であり、バランス電圧から求めた V_R と比較すると、 $\alpha=0.7$ が最適であることが分かる。特に伝播開始時と伝播停止後の電圧変化には t_r の影響が小さいので、明確である。この数値を表1と比較することにより、常伝導伝播が1層目で生じたことが分かる。この結果は、ピックアップコイルの検出データの解析によって得られた結果[2]と一致しており、1層目をもっとも磁場が高いことから妥当である。2通りの評価結果が伝播途中において偏差が大きい理由は、 t_r を一定あるいは偏差が磁場強度分布に比例するという仮定が単純過ぎるからで、実際には複雑に変化していると考えられる。同様の方法により、全ての常伝導伝播を評価した結果については当日に報告する。

参考文献

1. S. Imagawa et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 13 (2003) 1484.
2. S. Imagawa et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 21 (2011) 2316.

Table 1 Max. and Min. ratio of the magnetic field in the overturning direction by M-block to that of by I-block.

Turn	L8	L7	L6	L5	L4	L3	L2	L1
T3	-1.87	-4.95	6.4	1.78				Max.
	-2.74	-16.7	3.76	1.62				
T4	-1.67	-3.54	19.1	2.36	1.24			
	-2.36	-7.40	5.84	2.00	1.19			
T5	-1.56	-2.94	746	3.07	1.45	0.94		
	-2.14	-5.20	-121	2.40	1.35	0.93		
T6	-1.48	-2.57	2380	3.85	1.60	0.96		
	-1.98	-4.23	-92.8	2.86	1.47	0.95		
T7	-1.42	-2.36	530	4.93	1.81	1.09	0.79	
	-1.88	-3.64	-2691	3.33	1.63	1.06	0.78	
T8	-1.37	-2.20	-6.21	6.40	2.02	1.17	0.81	
	-1.80	-3.31	-32	3.86	1.77	1.13	0.80	
T9	-1.34	-2.10	-5.35	8.09	2.22	1.25	0.87	0.69
	-1.74	-3.09	-17.6	4.43	1.90	1.19	0.86	0.67
T10	-1.31	-2.03	-4.81	10.16	2.37	1.31	0.89	0.68
	-1.70	-2.95	-13.2	4.91	2.01	1.24	0.89	0.67
T11	-1.30	-1.98	-4.54	12.14	2.47	1.34	0.90	0.68
	-1.67	-2.85	-11.2	5.27	2.07	1.26	0.89	0.67
T12	-1.29	-1.96	-4.39	13.41	2.52	1.35	0.90	0.68
	-1.65	-2.80	-10.5	5.51	2.11	1.27	0.90	0.67
T13	-1.28	-1.95	-4.35	13.94	2.54	1.36	0.91	0.68
	-1.65	-2.78	-10.2	5.58	2.12	1.28	0.90	0.67

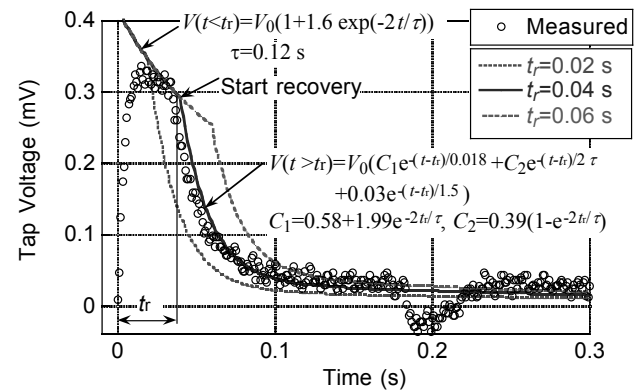


Fig. 1. Fitting curve for voltage drop of the LHD-HC conductor during propagation and recovery of a normal zone at 11.2 kA, 4.4 K. The distance of voltage taps is 23 mm.

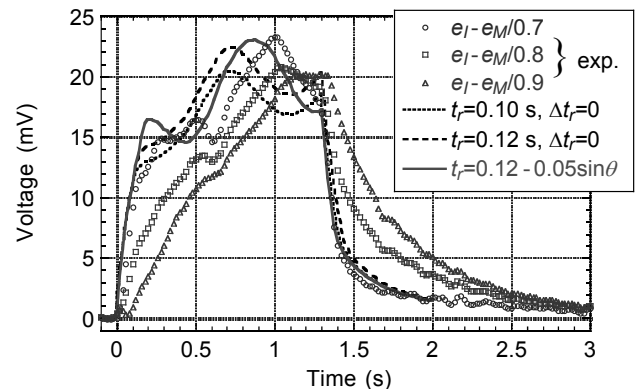


Fig. 2. Calculated normal component of voltage during the 14th propagation of a normal zone in the LHD helical coil.

CIC 導体ジョイント部における超電導素線-銅スリーブ間の抵抗分布解析

Analysis of Resistance Distribution between Strands and a Copper Sleeve in a CICC Joint

森村 俊也, 宮城 大輔, 津田 理(東北大);
 濱島 高太郎(八戸工業大); 谷貝 剛(上智大); 高畑 一也, 尾花 哲浩(NIFS)
 MORIMURA Toshiya, MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto(Tohoku University),
 HAMAJIMA Takataro(Hachinohe Institute of Technology); YAGAI Tsuyoshi(Sophia University);
 TAKAHATA Kazuya, OBANA Tetsuhiro(NIFS)
 E-mail: morimura@ecei.tohoku.ac.jp

1. はじめに

核融合炉における超電導マグネットを構成するCIC 導体は、多数の超電導素線を多段階に撚り合わせたケーブルをコンジットに収納した構造となる。CIC 導体同士の接続(ジョイント)方法の一つとして、コンジットを剥がし、ケーブルをむき出しにした導体をボックス型の銅スリーブに圧縮収納する「ラップジョイント」がある[1]。この方法では、電流は素線-銅スリーブ間の接触部を流れるため、素線-銅スリーブ間抵抗分布は、導体内部の電流分布に大きく影響を与えることが予想される。

本研究では、ラップジョイントを模擬した試験サンプルを製作し、素線-銅スリーブ間の抵抗分布を実測した。さらに、我々が考案した推定手法[2]より求めた素線軌跡を用いて、素線-銅スリーブ間の抵抗分布を解析し、実測結果と比較することで、導体内素線軌跡の推定手法の妥当性を検証した。

2. 素線-銅スリーブ間抵抗分布の実測

製作した試験サンプルの概略図を Fig.1 に、諸元を Table1 にそれぞれ示す。各素線に電流リードと電圧タップを取りつけ、四端子法により素線-銅スリーブ間の抵抗値を測定した。冷媒は液体ヘリウム、通電電流は 6 A とした。

測定結果のヒストグラムを 'Measured' として Fig.2 に示す。Fig.2 より、素線-銅スリーブ間の抵抗分布が不均一であることがわかる。なお、電圧値が小さく測定不能となった素線の抵抗値は 0Ω とし、このような素線数は 146 本であった。これは、素線がインジウム箔を介して銅スリーブと接触しているためと考えられる。その他の素線は、銅スリーブと非接触であるため、素線間転流を起こし、抵抗が発生したと考えられる。

3. 素線軌跡の推定

CIC 導体は段階的に素線が撚り合わされているため、 n 次サブケーブルは、その重心を中心として複数の $(n-1)$ 次サブケーブルを撚り合わせた構造となる。また、長手方向に垂直な断面において、同じ次数のサブケーブルの断面積は全て等しい。よって、長手方向の任意の座標 z における導体断面について、各次数のサブケーブルが占める多角形を段階的に求め、各素線の座標を導出した。さらに、求めた素線座標に摂動を加え、最終的な素線軌跡を導出した[2]。

素線座標が異なる 2 種類の初期断面を用いて推定した素線軌跡から求めた抵抗分布を 'Simulated 1,2' として Fig.2 に示す。素線-銅スリーブ間の接触判定は、銅スリーブと素線の座標を比較して行った[1]。また、各抵抗分布の特徴的な値を Table 2 に示す。Fig.2 と Table 2 より、抵抗分布の実測結果と推定素線軌跡から求めた解析結果が良く一致している。よって、推定した素線軌跡は、素線-銅スリーブ間抵抗分布の解析に有効であると言える。

4. まとめ

ジョイント部を模擬した試験サンプルを用いて素線-銅スリーブ間抵抗分布を実測した結果、不均一な抵抗分布が得られた。これに対し、我々が考案した手法により推定した素線軌跡を用いて素線-銅スリーブ間抵抗分布を解析し、結果を比

較したところ、傾向が一致した。これにより、素線-銅スリーブ間の抵抗分布がその接触状況に大きく依存し、電流分布にも影響を与える可能性があることが分かった。以上より、今後 CIC 導体内部の電流分布を解析する際に、我々が考案した導体内素線軌跡の推定手法が有効であることが示された。

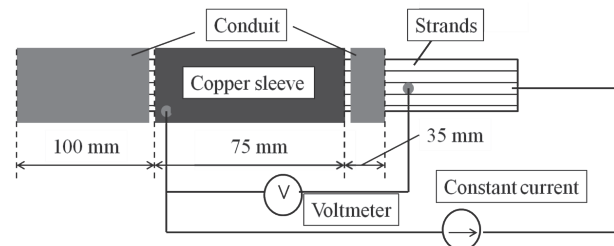


Fig.1 Schematic view of a measurement sample

Table 1 Specifications of sample CICC and a copper sleeve

CICC	number of strands	486
	strand diameter [mm]	0.89
	cable size [mm]	20.5×24.8
	conductor length [mm]	210
Copper Sleeve	sleeve length [mm]	75
	sleeve size [mm]	18.8×23.0
Indium Sheet	thickness [μm]	50.0

Table 2 Characteristics of resistance distribution between a strand and a copper sleeve

/	Measured	Sim.1	Sim.2
Number of 0Ω strands	146	148	156
Average [$\mu\Omega$]	0.4006	0.3890	0.3861
Standard deviation [$\mu\Omega$]	0.3558	0.3465	0.3511

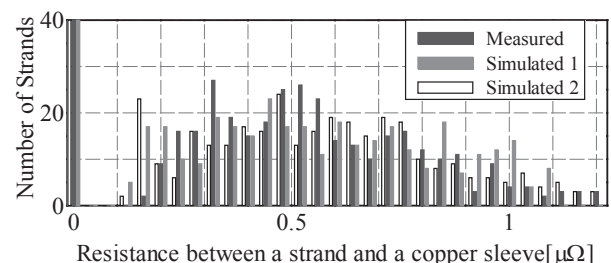


Fig.2 Resistance distribution between a strand and a copper sleeve.

参考文献

- [1] 中澤 忍, 他.: 低温工学, Vol.46 No.8 (2011) P.474-480
 [2] D.Miyagi, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol.22 No.3 (2012) P.4802104

JT-60SA 中心ソレノイド用ジョイント部の抵抗測定試験

Joint Resistance Measurement of JT-60SA Central Solenoid

村上 陽之, 木津 要, 土屋 勝彦, 小出 芳彦, 吉田 清(原子力機構);

尾花 哲浩, 高畑 一也, 濱口 真司, 夏目 恭平, 今川 信作, 三戸 利行(NIFS);

MURAKAMI Haruyuki, KIZU Kaname, Tsuchiya Katsuhiko, KOIDE Yoshihiko, OSHIDA Kiyoshi (JAEA);

OBANA Tetsuhiro, TAKAHATA Kazuya, HAMAGUCHI Shinji, NATSUME Kyohei, IMAGAWA Shinsaku, MITO Toshiyuki (NIFS);

E-mail: murakami.haruyuki@jaea.go.jp

1. はじめに

JT-60SA 装置の中心ソレノイド(CS)は、Nb₃Sn 素線を用いたケーブル・イン・コンジット導体を用い、複数のパンケーキ巻きコイルを接続し製作される[1]。TF コイルや EF コイルに比べ限られた空間に設置する必要のある CS では、省スペースで接続できるバットジョイントを用いて製作される。

ジョイント部の接続抵抗が要求値である 5nΩ以下を満足することを確認するため、実機と同様の方法で製作したサンプルを用いて、ジョイント部の接続抵抗測定試験を日本原子力研究開発機構(JAEA)と核融合科学研究所(NIFS)が共同で実施した。本発表では、接続抵抗測定試験および同時に実施したジョイント部のクエンチ試験について報告する。

2. 試験サンプル

試験は図 1,2 に示すジョイント部を 2ヶ所持つヘアピン形状のサンプルを用いて行った。ジョイント部両端に取り付けた電圧タップで計測される電圧と通電電流から抵抗を求めた。ジョイント部両端に温度計を取り付け、平均値をジョイント部の温度とした。

冷却は SHe をサンプル中央から供給し行った。供給する SHe 温度を変化させることでサンプル温度を 4.5K~12K の間で調節した。スプリットコイルを用いてジョイント部に外部磁場を印加し、最大 20kA を通電し試験を実施した。

3. 接続抵抗測定試験

接続抵抗測定試験は通電電流を 0kA から 50A/s の速度で上昇させ、途中 5kA、10kA、15kA、20kA でそれぞれ 200 秒ホールドし、50A/s の速度で減少させた。磁場 0~4T、温度 4.5K の条件および実機運転条件である磁場 2T、温度 7.0K で実施した。試験の結果を図 3 に示す。いずれの条件においても要求値の 5nΩ以下を満足することが確かめられた。

4. クエンチ試験

クエンチ試験は、ジョイント部の運転可能領域を測定するため実施した。電流を 20kA に固定し温度を上昇させる運転温度上限試験と、温度を固定し電流値を上昇させる運転電流上限試験を実施した。磁場 2~4T、温度 8~12K の条件で試験を実施した。試験の結果を図 4 に示す。20kA のデータは運転温度上限試験の結果であり、他のデータは運転電流上限試験の結果である。

図 4 より磁場や温度を上げることでクエンチが生じる電流が低くなるのがわかった。これはジョイント内の臨界電流値が減少したことに原因があると考えられる。実機運転条件である磁場 2T、電流 20kA において、SHe 流量 3g/s(実機は 6g/s) の場合、11K 程度までクエンチが生じないことがわかった。これは、想定されている 7K の運転温度に対して 4K のマージンがあることを示しており、導体の最小温度マージンである約 1.3K[2]に比べ余裕が大きく、ジョイント部は安定して運転できることがわかった。

以上の結果より、JT-60SA の CS に用いるバットジョイントは実機運転に問題なく使用できることが確かめられた。

参考文献

1. K. Yoshida, et al.: Physica C, 470 (2010) pp. 1727-1733
2. H. Murakami, et al.: Proceedings of ICEC24-ICMC2012, (2013), pp. 575-578

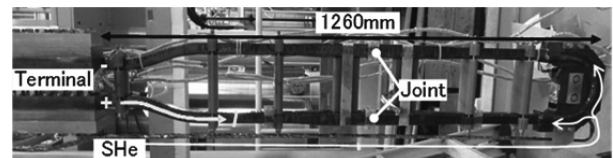


Fig.1 Joint sample of JT-60SA central solenoid

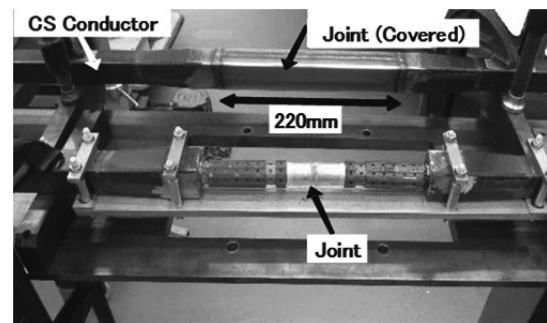


Fig.2 Detail view of joint component

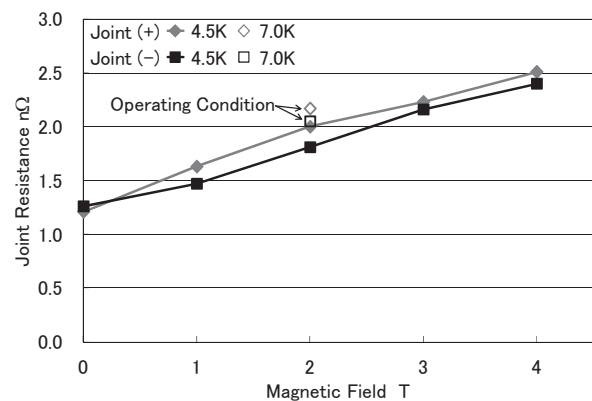


Fig.3 Result of joint resistance measurement

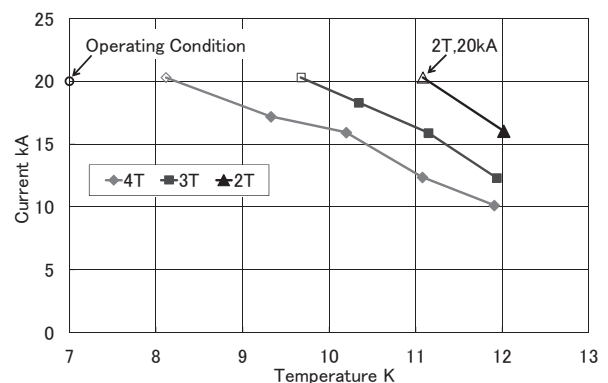


Fig.4 Result of quench test

JT-60SA ヘリウム冷凍機の仕様

Specification of the helium refrigerator for JT-60SA

神谷 宏治, 大西 祥広, 小出 芳彦, 吉田 清 (原子力機構), Frederic MICHEL (フランス原子力庁)
 Koji KAMIYA, Yoshihiro ONISHI, Yoshihiko KOIDE, Kiyoshi YOSHIDA (JAEA), Frederic MICHEL (CEA)
 E-mail: kamiya.koji@jaea.go.jp

1. はじめに

JT-60SA のヘリウム冷凍機は、2012 年 9 月に最終的な性能仕様が日欧で合意され、11 月に調達取決めが調印された。JT-60SA ヘリウム冷凍機は、コールドボックス、外部コールドボックス(ACB)、ヘリウム圧縮機、及びヘリウムガス貯槽で構成される(Fig.1)。既存建屋を再使用するためヘリウム圧縮機はコールドボックスから約 60 m 離れた場所に設置する。

JT-60SA ヘリウム冷凍機は超伝導コイルとコイル構造物、高温超伝導電流リード、サーマルシールド、およびクライオポンプを冷却し、4.5 K で約 9 kW の冷凍能力を持つ[1]。本講演では、JT-60SA ヘリウム冷凍機の詳細な仕様と今後のスケジュールについて報告する。

2. 基本設計

JT-60SA 冷凍機は Fig.2 に示すように、ACB に接続された 3 つの超臨界ヘリウムループ(CP)をもつ。CP1 はトロイダル磁場コイル(TFC)とコイル構造物を 0.4 MPa(G)、4.4 K、876 g/s の超臨界ヘリウムで冷却し、CP2 は中心ソレノイド(CS)と平衡磁場コイル(EFC)を 0.4 MPa(G)、4.4 K、960 g/s の超臨界ヘリウムで冷却する[2]。CP3 は 0.4 MPa(G)、3.7 K、270 g/s の超臨界ヘリウムでクライオポンプを冷却する。3.7 K の熱浴は超低温ポンプ(VLP)で液体ヘリウムを減圧して得る。サーマルシールド(TS)と高温超伝導電流リード(HTS-CL)は、それぞれ 80 K、1.4 MPa(G)、404 g/s 及び 50 K、0.4 MPa(G)、25 g/s の圧縮ヘリウムガスで冷却する。80 K は液体窒素で供給するため、膨脹タービンの数は 3 機で設計されている。

またプラズマパルス運転に対して、7m³ の液体ヘリウムバッファを利用してヘリウム冷凍機への熱負荷を分散一定化することや、400V の低電圧圧縮機を用いることで初期費用を抑制した。JT-60SA のヘリウム量は全体で約 3.7 ton に達し、冷凍機のメンテナンス時は 1500 m³、1.4 MPa(G) のヘリウムガスタンクでヘリウムを貯槽する。

3. 冷凍能力

Table 1 に示すように、4.4 K 超伝導コイルの熱負荷はポンプ負荷を含めて定格 3.2 kW であり、同様に 80 K サーマルシールドは 35.58 kW となる。これに 50 K 高温超伝導電流リードと 3.7 K クライオポンプの熱負荷を加えると、4.5 K 相当熱負荷は定格で 5.62 kW、設計値最大で 8.67 kW に達する。

全ての設計値が同時に最大値をとる確率は小さいため、最も確からしい値を統計的に算出し、仕様値とした。このため定格および最大最小値に対しモンテカルロ法[3]を適用し、99% 確度の熱負荷として 7.91 kW を得た。これにポンプ損失を加えた合計約 9 kW が JT-60SA 冷凍機の冷凍能力となる。

4. 今後のスケジュール

JT-60SA 冷凍機は 2014 年 3 月に設計を完了し、欧州で製造を開始する。2015 年 4 月に原子力機構那珂研究所に輸送された後、設置を開始する。設置後、約 1 年間の試運転を経て 2016 年 10 月に完成する予定である。

参考文献

1. F. Michel, et al.: Advances in Cryogenic, Vol. 57A (2012) p.78

2. K. Kamiya, et al.: TEION KOGAKU Vol. 46 No.1 (2011) p. 10
 3. M. Wanner, et al.: Fusion Engineering and Design 86 (2011) p.1511

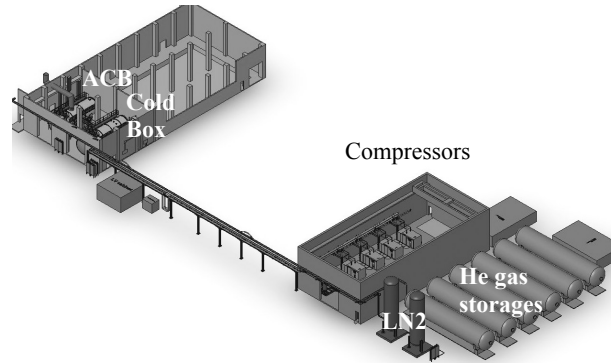


Fig.1 An isometric view of the helium refrigerator system for JT-60SA

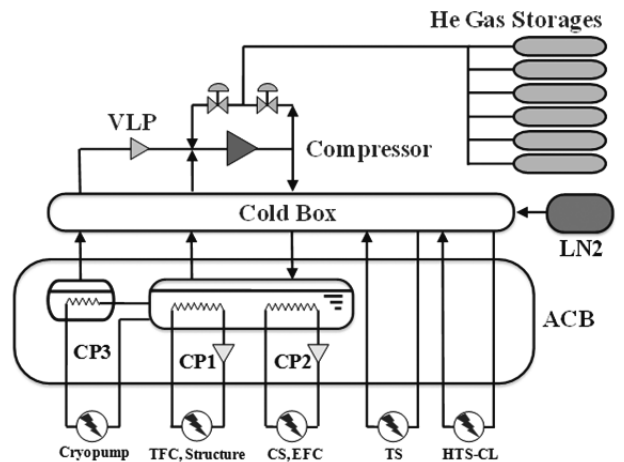


Fig.2 Schematic of JT-60SA helium refrigerator

Table 1 Summary of cryogenic loads of JT-60SA

Cryogenic loads including ΔP	unit	Nom load	Max load	99 % Confidence
80 K heat load	kW	35.58	44.49	42.00
50 K mass flow rate	g/s	21.8	25.0	25.0
4.4 K heat load	kW	3.20	4.18	3.64
3.7 K heat load	kW	0.071	0.085	0.082
4.5 K equivalent heat load	kW	5.62	8.67	7.91